

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE*Faire avancer la sûreté nucléaire*

Modélisation des interactions entre gouttes en environnement hostile

Arnaud FOISSAC
Décembre 2011
ISRN/IRSN-2011/147

Laboratoire d'études et de modélisation en aérodispersion et confinement

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

Spécialité

Sciences Mécaniques, Acoustique et Electronique de Paris

Présentée par

M. Arnaud FOISSAC

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Modélisation des interactions entre gouttes
en environnement hostile**

Thèse soutenue le 7 Décembre 2011

devant le jury composé de :

M.	SALIN D.	Président
M.	MASSOT M.	Rapporteur
M.	LAVERGNE G.	Rapporteur
M.	FEUILLEBOIS F.	Directeur de thèse
M.	SIMONIN O.	Directeur de thèse
Mme	MALET J.	Encadrante
M.	MIMOUNI S.	Encadrant

Remerciements

Mes premiers remerciements vont vers Jeanne Malet, ingénieur-chercheur à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, et Stéphane Mimouni, ingénieur-chercheur à EDF R&D, qui m'ont accompagné quotidiennement tout au long de ces trois années. Je les remercie de m'avoir conseillé, aidé et de m'avoir transmis leurs connaissances et leur enthousiasme, de façon simple et agréable.

Je souhaite également remercier Laurent Ricciardi et Jean-Claude Laborde, respectivement chef du Laboratoire d'Etudes et de Modélisation en Aérodispersion et Confinement et chef du Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et Confinement de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, ainsi qu'Isabelle Flour, chef du groupe I81 du département Mécanique des Fluides, Energies et Environnement à EDF R&D, qui ont accepté de m'accueillir dans leurs locaux et de me donner les moyens nécessaires pour mener à bien ce projet de recherche.

Je remercie mes directeurs de thèse, Olivier Simonin, de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, pour ses conseils pertinents, et François Feuillebois, du Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur, pour sa grande disponibilité, son suivi approfondi, son implication et sa gentillesse.

Je suis très reconnaissant à Gérard Lavergne, de l'ONERA, et Marc Massot, de l'école Centrale Paris, d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également Dominique Salin d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie enfin les personnes qui ont bien voulu me consacrer du temps pour répondre à mes questions, pour construire le banc expérimental, pour m'apporter des solutions ou encore pour m'aider dans les tâches administratives au cours de ces années. Je pense notamment à Roger Sestier-Carlin, Catherine Roger, Thomas Gélain, Davide Guerra, Jérôme Lavieville, Cyril Baudry, Marc Boucker, et plus particulièrement aux deux ex-stagiaires, Jonathan Alengry et Dorian Birraux, avec qui j'ai eu la chance de travailler et qui se sont beaucoup impliqués dans leurs tâches respectives.

SOMMAIRE

LISTE DES TABLEAUX	7
LISTE DES FIGURES	8
LISTE DES SYMBOLES	17
LISTE DES SYMBOLES GRECS.....	18
INDICES	18
INTRODUCTION	19
1 ACCIDENT GRAVE DE REACTEUR NUCLEAIRE A EAU PRESSURISEE AVEC ACTIVATION DE L'ASPERSION	23
1.1 SYSTEME D'ASPERSION DES REACTEURS A EAU PRESSURISEE	24
1.1.1 Fonctionnement du système d'aspersion.....	24
1.1.2 Caractéristiques du système d'aspersion	25
1.1.3 Buses d'aspersion.....	28
1.2 NATURE DES AEROSOLS EMIS DANS L'ENCEINTE LORS D'UN ACCIDENT GRAVE	31
1.2.1 Essai FPT0.....	32
1.2.2 Essai FTP1.....	34
1.2.3 Bilan	35
2 ETAT DE L'ART SUR LA COLLISION DE GOUTTES AU SEIN DES SPRAYS.....	36
2.1 CARACTERISATION ET MODELISATION DES SPRAYS.....	36
2.1.1 Atomisation.....	36
2.1.2 Entraînement d'air généré par un spray	41
2.1.3 Interaction entre sprays.....	42
2.1.4 Modélisation de la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes	43
2.2 COLLISION ENTRE LES GOUTTES D'EAU	48
2.2.1 Probabilité de collision	49
2.2.2 Différents régimes de collision binaire	51
2.2.3 Caractérisation des régimes de collision	56
2.2.4 Influence de la nature du liquide et du gaz sur la collision binaire	59
2.3 CONCLUSION.....	73
3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA PRESENCE D'AEROSOLS SUR LA COLLISION BINAIRE DE GOUTTES D'EAU	74
3.1 ELABORATION DE LA GRILLE D'ESSAIS.....	74
3.2 DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL COLLGATE.....	76
3.2.1 Circuit hydraulique	77
3.2.2 Circuit électrique.....	78
3.2.3 Montage optique.....	81
3.2.4 Dispositif d'injection de particules.....	82
3.2.5 Analyse et traitement des images	83
3.3 ESSAIS PRELIMINAIRES.....	84

3.3.1 Eau distillée - eau du robinet	85
3.3.2 Mélange eau distillée - LATEX.....	85
3.3.3 Mélange eau distillée - iodure de césium	87
3.3.4 Bilan	90
3.4 COLLISION BINAIRE DE GOUTTES D’EAU PURE	90
3.5 COLLISION BINAIRE EN PRESENCE D’AEROSOLS INSOLUBLES	93
3.6 COLLISION BINAIRE EN PRESENCE D’AEROSOLS SOLUBLES.....	96
3.6.1 Solution aqueuse à 1 g.l ⁻¹ d’iodure de césium.....	96
3.6.2 Solution aqueuse à 100 g.l ⁻¹ d’iodure de césium.....	97
3.7 CONCLUSION.....	99
4 MODELISATION DE LA POLYDISPERSION EN TAILLE ET EN VITESSE ET DE LA COLLISION DES GOUTTES	101
4.1 MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES DANS LE CODE NEPTUNE_CFD	102
4.1.1 Conservation de la masse	102
4.1.2 Conservation de la quantité de mouvement.....	103
4.1.3 Conservation de l’énergie.....	104
4.1.4 Conservation de la masse sur les gaz incondensables.....	105
4.1.5 Lois de fermeture	105
4.2 MODELISATION DE LA POLYDISPERSION EN TAILLE ET EN VITESSE DES GOUTTES	106
4.2.1 Méthode des sections	106
4.2.2 Fermeture du tenseur des contraintes turbulentes	108
4.3 MODELISATION DE LA COLLISION ENTRE GOUTTES	112
4.3.1 Couplage du modèle de collision avec la méthode des sections	113
4.3.2 Fermeture du terme de transfert de masse	122
4.3.3 Fermeture du terme de transfert de quantité de mouvement.....	125
4.3.4 Conclusion	125
4.4 QUALIFICATION ELEMENTAIRE EN COMPARAISON AVEC LA SIMULATION NUMERIQUE DIRECTE .	126
4.4.1 Paramètres de la simulation.....	126
4.4.2 Comparaison entre la simulation numérique directe et la méthode des sections implémentée dans le code NEPTUNE_CFD	128
4.4.3 Conclusion	130
5 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU SPRAY GENERE PAR LES BUSES D’ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE.....	131
5.1 DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL CALIST	132
5.1.1 Système hydraulique principal	133
5.1.2 Circuit hydraulique secondaire	135
5.1.3 Système de mesure optique	137
5.2 CARACTERISATION GENERALE DU SPRAY GENERE PAR UNE BUSE D’ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE.....	140
5.2.1 Allure du spray	140

5.2.2 Débit et nombres adimensionnels	142
5.2.3 Atomisation.....	143
5.2.4 Entraînement de l'air généré par le spray	144
5.3 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU SPRAY EN SORTIE DE LA BUSE REP	145
5.3.1 Repère cylindrique associé à la buse	146
5.3.2 Essais préliminaires	147
5.3.3 Evaluation des incertitudes.....	150
5.3.4 Données en sortie de la buse REP (Foissac et al. 2012)	153
5.3.5 Données d'entrée de la simulation numérique.....	162
5.4 CONCLUSION.....	166
6 SIMULATION NUMERIQUE EULERIENNE DE SPRAYS DE BUSES D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISSEE	168
6.1 CARACTERISTIQUES DES SIMULATIONS	170
6.1.1 Conditions initiales et aux limites	170
6.1.2 Maillages utilisés pour les simulations	170
6.1.3 Convergence en temps	173
6.2 PREMIERE CONFIGURATION : SPRAY GENERE PAR UNE BUSE D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISSEE ET ENTRAINEMENT D'AIR ASSOCIE	173
6.2.1 Simulation numérique avec l'approche monodispersée et comparaison avec l'expérience	174
6.2.2 Simulation numérique avec l'approche polydispersée et comparaison avec l'expérience	178
6.3 DEUXIEME CONFIGURATION : INTERACTION DE DEUX SPRAYS ISSUS DE BUSES D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISSEE.....	187
6.3.1 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques sur les caractéristiques des gouttes.....	189
6.3.2 Etudes paramétriques	198
6.4 CONCLUSION SUR LA MODELISATION DE LA POLYDISPERSION ASSOCIEE AU MODELE DE COLLISION	214
CONCLUSION ET EXTRAPOLATION AU CAS REACTEUR.....	217
RÉFÉRENCES.....	222
ANNEXE 1 : CALCUL DU PARAMETRE D'IMPACT.....	232
ANNEXE 2 : SENSIBILITE AUX REGLAGES DU PDI.....	234
ANNEXE 3 : DONNEES D'ENTREE DE LA SIMULATION DU JET DE GOUTTES D'UNE BUSE D'ASPERSION REP EN UTILISANT LA METHODE DES SECTIONS A 9 CLASSES	236

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Seuils des signaux de protection du bâtiment réaction (Coppolani et al. 2004)	25
Tableau 2. Débits et températures de l'eau injectée durant la phase d'aspersion pour le palier 900 MWe (Dossier de Système Élémentaire EDF)	28
Tableau 3. Caractéristiques des rampes d'aspersion pour le palier 900 MWe (Dossier de Système Élémentaire EDF)	28
Tableau 4. Inventaire de tous les éléments retrouvés dans l'enceinte lors de l'essai FPT0	33
Tableau 5. Inventaire des éléments retrouvés dans l'enceinte de confinement lors de l'essai FPT1 (Jacquemain et al. 2000)	34
Tableau 6. Résumé des principaux modèles pour les courbes frontières des différents régimes de collision de gouttelettes d'eau	57
Tableau 7. Tension de surface statique de l'eau distillée et de solutions de nanoparticules (% en masse)	67
Tableau 8. Echantillon des solutions testées par Butler Ellis et al. (2001) et leurs caractéristiques	70
Tableau 9. Solutions testées par Ariyapadi et al. (2004)	71
Tableau 10. Grille d'essais de collision binaire réalisés sur le banc expérimental COLLGATE à température et pression ambiantes	76
Tableau 11. Mesures de tension de surface et de viscosité cinématique pour de l'eau distillée et de l'eau du robinet à température et pression ambiantes	85
Tableau 12. Résumé des mesures de viscosité et de tension de surface réalisées sur de l'eau distillée, de l'eau distillée avec des particules de latex et de l'eau distillée avec de l'iodure de césium	90
Tableau 13. Equation des courbes de transition entre les régimes de collision binaire implémentés dans le code NEPTUNE_CFD	116
Tableau 14. Calcul du nombre de gouttelettes satellites générées lors d'une collision caractérisée par un régime d'éclatement	121
Tableau 15. Caractéristiques des gouttes créées suite à une collision entre deux gouttes m et n	122
Tableau 16. Résumé des caractéristiques de la simulation utilisée pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision	126
Tableau 17. Définition et caractéristiques des sections déclarées initialement pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision	128
Tableau 18. Caractéristiques du PDI 2D Artium (Foissac et al. 2010)	138
Tableau 19. Valeurs de nombres caractéristiques de la buse REP, pour différentes valeur de pression d'alimentation	142
Tableau 20. Résultats des tests de stabilité du circuit hydraulique principal alimentant les buses d'aspersion REP	149
Tableau 21. Nombre de Stokes des gouttes à 20 cm de la buse REP	161
Tableau 22. Définition des sections déclarées pour la simulation numérique du spray issu d'une seule buse REP, et diamètres associés	163
Tableau 23. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique en monodispersé. ..	165
Tableau 24. Données d'entrée de l'air pour la simulation numérique à 9 sections	165
Tableau 25. Données d'entrée de l'air pour la simulation numérique dans le cas monodispersé	165

Tableau 26. Caractéristiques des maillages réalisés pour les simulations des configurations "une buse REP" et " deux sprays en interaction".....	170
Tableau 27. Comparaison entre les cas monodispersé et polydispersé des moyennes des erreurs commises par la prédiction numérique par rapport aux données expérimentales dans le cas « une seule buse »	186
Tableau 28. Comparaison entre les cas monodispersé et polydispersé avec et sans collisions des moyennes des erreurs commises par la prédiction numérique par rapport aux données expérimentales dans le cas « deux buses en interaction »	198
Tableau 29. Evolution des temps de calcul nécessaires pour la simulation avec le code NEPTUNE_CFD d'une seconde avec un processeur du cas « une seule buse REP » .	215
Tableau 30. Evolution des temps de calcul nécessaires pour la simulation avec le code NEPTUNE_CFD d'une seconde avec un processeur du cas « deux sprays en interaction »	216
Tableau 31. Sensibilité des résultats aux réglages de focalisation optique du PDI	234
Tableau 32. Sensibilité des résultats aux réglages d'ouverture du récepteur du PDI	235
Tableau 33. Sensibilité des résultats aux réglages de focalisation optique du PDI	235
Tableau 34. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 8,5 cm et 9,5 cm	236
Tableau 35. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 9,5 cm et 10,5 cm	236
Tableau 36. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 10,5 et 11,5 cm	237
Tableau 37. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 11,5 cm et 12,5 cm	237
Tableau 38. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 12,5 cm et 13,5 cm	237
Tableau 39. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 13,5 cm et 14,5 cm	238

LISTE DES FIGURES

Figure 1. Schéma général d'une enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée muni d'un dispositif d'aspersion	24
Figure 2. Schéma de principe de l'EAS pour le palier 1300 MWe (Coppolani et al. 2004).....	26
Figure 3. Représentation du dôme d'un réacteur 900 MWe avec les quatre rampes d'aspersion	27
Figure 4. A gauche : calcul de la trajectoire d'une goutte pour différents diamètres pour une buse placée horizontalement ; A droite : représentation schématique des enveloppes des sprays issus de 13 buses, pour des gouttes de 800 μm (Powers & Burson 1993)	27
Figure 5. Schéma d'une buse d'aspersion SPRACO 1713A fournie par LECHLER sous la référence 373.084.17.BN	29
Figure 6. Distribution granulométrique des gouttelettes (en pourcentage) obtenue avec une buse REP, à pression atmosphérique, à 20 °C à 6 m de la buse (Ducret et al. 1993)	30
Figure 7. Distribution en taille des gouttelettes obtenues à partir d'une buse REP (Powers & Burson 1993)	30

Figure 8. Représentation schématique de l'installation PHEBUS configurée pour les essais FPT0 et FPT1	32
Figure 9. Influence de la vitesse moyenne sur la désintégration d'un jet cylindrique d'eau de 600 μm de diamètre (Leroux 1996).....	37
Figure 10. Ecoulement conique d'eau produit par un injecteur tourbillonnaire (Sindayihebura & Dumouchel 2001)	38
Figure 11. Définition schématique des paramètres des processus d'atomisation (Chiguiet & Reitz 1996)	38
Figure 12. Lignes de courant instantanées de l'écoulement de gaz autour d'un spray à cône creux en phase d'injection (Prosperi 2008).....	42
Figure 13. Schéma du montage expérimental de Ko & Ryou (2005) permettant la caractérisation de l'interaction entre sprays	43
Figure 14. Principe de la méthode des classes eulérienne	44
Figure 15. Courbes de transition entre les différents régimes de collision	51
Figure 16. Définition géométrique de la distance δ	52
Figure 17. Valeurs extrêmes du paramètre d'impact selon le type de collision	52
Figure 18. Représentation des vitesses des gouttes dans le repère lié au laboratoire (gauche) et dans le repère lié au centre de masse G du système des gouttes (droite).....	53
Figure 19. Rebond de gouttelettes d'eau (diamètre=275 μm ; $\Delta=1$; $We=18,8$; $We_s=0,39$; $b=0,79$), Foissac et al. (2010).....	54
Figure 20. Coalescence de gouttelettes d'eau (diamètre=271 μm ; $\Delta=1$; $We=18,1$; $We_s=0,38$; $b=0,24$), Foissac et al. (2010).....	54
Figure 21. Séparation par étirement de gouttelettes d'eau (diamètre=300 μm ; $\Delta=1$; $We=94,9$; $We_s=1,98$; $b=0,77$), Foissac et al. (2010).....	55
Figure 22. Séparation par réflexion de gouttelettes d'eau (diamètre=300 μm ; $\Delta=1$; $We=114$; $We_s=2,45$; $b=0,02$), Foissac et al. (2010).....	55
Figure 23. Séparation par étirement avec digitations de gouttelettes d'eau (diamètre=450 μm ; $\Delta=1$; $We_s=12$; $b=0,73$), Rabe et al. (2011).....	56
Figure 24. Régime d'éclatement de gouttelettes d'eau (diamètre=220 μm ; $\Delta=1$; $We_s=23$; $b=0,14$), Rabe et al. (2011).....	56
Figure 25. Paramètres de caractérisation des volumes d'interaction des gouttes (Ashgriz & Poo 1990).....	58
Figure 26. Superposition de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec différents rapports de diamètres à l'aide du nombre de Weber symétrique et courbes frontières associées (Rabe et al. 2010)	59
Figure 27. Evolution de la masse volumique et de la tension de surface de l'eau en fonction de la température (http://webbook.nist.gov)	60
Figure 28. Evolution de la viscosité dynamique de l'eau en fonction de la température (http://webbook.nist.gov).....	61
Figure 29. Evolution en fonction de la température du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge par rapport à un nombre de référence à 20 °C.....	61
Figure 30. Photo de deux gouttes prêtes à coalescer et observation du film gazeux à l'interface des deux gouttes (Li 1994).....	62
Figure 31. Représentation schématique d'une molécule de surfactant	64
Figure 32. Position de particules solides sphériques à une interface plane fluide-eau avec différents angles de contact (de la plus mouillable à gauche à la moins mouillable à	

	droite) et exemple de positionnement des particules à une interface courbe fluide-eau (de la plus mouillable à gauche à la moins mouillable à droite) (Binks 2002) ..	65
Figure 33.	Evolution de la tension de surface d'une solution contenant des particules de polystyrène de 109 nm de diamètre en fonction de la fraction volumique en particules (Okubo 1995).....	65
Figure 34.	Evolution de la tension de surface d'une solution de polystyrène et d'une solution de silice en fonction du diamètre des particules pour une concentration volumique de 0,02 (Okubo 1995)	66
Figure 35.	Evolution de la tension de surface en fonction de la fraction volumique en particules de silice pour différents diamètres (Okubo 1995).....	66
Figure 36.	Evolution de la tension de surface et de la concentration en nanoparticules de différentes solutions aqueuses (Chen et al. 2011)	68
Figure 37.	Cartographie des régimes de collision de gouttes d'eau et de suspension de kaolinite à différentes concentrations massiques : 5, 10 et 15% en masse (Kurt et al. 2009)	69
Figure 38.	Visualisation de l'atomisation de sprays en utilisant différentes solutions (Butler Ellis et al. 2001)	71
Figure 39.	Evolution radiale du diamètre moyen géométrique des gouttes à différentes hauteurs Z/D adimensionnées par rapport au diamètre d'injection de la buse (Ariyapadi et al. 2004) ESA1 : avec surfactant E1 : sans surfactant	72
Figure 40.	Evolution radiale de la vitesse moyenne des gouttes à différentes hauteurs Z/D adimensionnées par rapport au diamètre d'injection de la buse (Ariyapadi et al. 2004) ESA1 : avec surfactant E1 : sans surfactant	72
Figure 41.	Schéma du banc expérimental COLLGATE	77
Figure 42.	Schéma du circuit hydraulique du banc expérimental COLLGATE	78
Figure 43.	Schéma du circuit électrique du banc expérimental COLLGATE	79
Figure 44.	Schéma du générateur de gouttes monodispersées	80
Figure 45.	Représentation schématique de l'évolution de la stabilité du train de gouttes	81
Figure 46.	Schéma du montage optique du banc expérimental COLLGATE	82
Figure 47.	Photographie du banc expérimental COLLGATE équipé de sa boîte à gants.....	83
Figure 48.	Evolution de la tension de surface d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex.....	86
Figure 49.	Evolution de la masse volumique d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex.....	87
Figure 50.	Evolution de la viscosité dynamique d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex.....	87
Figure 51.	Evolution de la tension de surface d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium	88
Figure 52.	Evolution de la masse volumique d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium	89
Figure 53.	Evolution de la viscosité dynamique d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium	89
Figure 54.	Evolution de la concentration en particules autour de la zone de collision au cours de l'essai.....	91
Figure 55.	Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée (d=300 µm, Δ=1) obtenue à température et pression atmosphériques	92

Figure 56. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques, et incertitudes associées.....	92
Figure 57. Evolution de la concentration en particules de latex autour de la zone de collision au cours de l'essai	94
Figure 58. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques en présence de 10^5 particules de latex par cm^3 d'air, soit environ 1 g.l^{-1} dans les gouttes.....	95
Figure 59. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée et d'Iodure de Césium à 1 g.l^{-1} ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques	97
Figure 60. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée et d'Iodure de Césium à 100 g.l^{-1} ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques	98
Figure 61. Comparaison des régimes de séparation par étirement obtenus lors de collisions binaires de gouttes d'eau pure et de gouttes d'eau avec du iodure de césium à 1 g.l^{-1}	98
Figure 62. Exemple de répartition uniforme des sections à partir de la distribution en nombre	107
Figure 63. Exemple de répartition uniforme des sections à partir de la courbe cumulée.....	107
Figure 64. Photos des différents régimes de collision binaire mis en évidence (Rabe et al. 2011, Foissac et al. 2010)	113
Figure 65. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$), Rabe 2009	115
Figure 66. Définition de l'angle d'impact entre deux gouttes	117
Figure 67. Loi de probabilité associée à la distribution sur l'angle d'impact	117
Figure 68. Schéma en coupe du film (ici tronqué) et du tore liquide suite à la collision de deux gouttes à grand nombre de Weber	119
Figure 69. Représentation schématique des termes de création Γ_k^{coll+} et de disparition Γ_k^{coll-}	123
Figure 70. Maillage cubique de côté $0,128 \text{ m}$ et composé de 128^3 cellules, utilisé pour la qualification du modèle de polydispersion et de collisions.....	127
Figure 71. Distribution log-normale de la taille des particules utilisée pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision	127
Figure 72. Evolutions en fonction du temps du nombre de gouttes dans le domaine de calcul par rapport au nombre initial, obtenues avec la simulation numérique directe (Wunsch 2009), la méthode DQMOM (Wunsch 2009) et la méthode des sections implémentée dans le code NEPTUNE_CFD	129
Figure 73. Evolutions de la distribution en taille des gouttes, obtenues avec la simulation numérique directe et avec la méthode des sections implémentée dans le code NEPTUNE_CFD.....	130
Figure 74. Photo de l'installation surnommée "la piscine" de l'Institut von Karman (Belgique) permettant la caractérisation des sprays à l'aide d'un anémomètre laser à phase-Doppler	132
Figure 75. Schéma du banc expérimental CALIST.....	133
Figure 76. Vue panoramique du banc expérimental CALIST.....	133

Figure 77. Schéma du circuit hydraulique principal du banc CALIST, permettant d'alimenter les buses d'aspersion.....	134
Figure 78. Schéma du circuit hydraulique secondaire de CALIST, permettant d'alimenter les brumisateurs	136
Figure 79. Distribution en taille des gouttelettes générées par les brumisateurs (LECHLER 136206.35.15000), à environ 2 m de la sortie.....	136
Figure 80. Distribution en vitesse axiale des gouttelettes générées par les brumisateurs (LECHLER 136206.35.15000), à environ 2 m de la sortie	137
Figure 81. Configuration de base du système PDI Artium	138
Figure 82. Principe de fonctionnement d'un PDI.....	139
Figure 83. Allure générale du spray issu d'une buse REP fonctionnant avec une pression d'alimentation de 3,5 bar à 20 °C.....	140
Figure 84. Evolution de la concentration volumique normalisée par rapport à 20 cm, en fonction de la distance radiale R et à différentes hauteurs z , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	141
Figure 85. Observation du spray à l'aide d'une caméra rapide réglée à 4796 Hz avec une résolution de 800x600 pixels. Pression d'alimentation de 3,5 bar.....	142
Figure 86. Imagerie rapide du spray produit en sortie de la buse REP pour différentes pressions d'alimentation (3,5 bar, 5 bar et 7 bar)	143
Figure 87. Position des mesures fiables pouvant être faites avec le PDI, sur le spray produit par la buse REP à une pression d'alimentation de 3,5 bar à 20 °C.....	144
Figure 88. Mise en évidence de l'entraînement d'air généré par le spray de buse REP, à l'aide d'un fumigène.....	145
Figure 89. Repère de coordonnées cylindriques associé à la buse REP	146
Figure 90. Schéma de la position des points de mesure sur une seule buse REP	147
Figure 91. Transformée de Fourier de l'évolution de la vitesse axiale en fonction du temps, à $z = 20\text{ cm}$ et $R = 13\text{ cm}$	148
Figure 92. Comparaison des diamètres moyens obtenus suite à un essai de 30 min et à des tests de 30 s, à $z = 20\text{ cm}$ et $R = 13\text{ cm}$	149
Figure 93. Comparaison des vitesses moyennes obtenues suite à un essai de 30 min et à des tests de 30 s, à $z = 20\text{ cm}$ et $R = 13\text{ cm}$	149
Figure 94. Diamètre géométrique moyen d_{10} à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R et pour quatre angles de mesure, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.	150
Figure 95. Vitesse axiale moyenne des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R et pour quatre angles de mesure, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.	151
Figure 96. Estimation de l'incertitude σ_R sur la position de la mesure à partir du phénomène de battement du spray induisant une variation de $\sigma_\alpha = \pm 1^\circ$	152
Figure 97. Évaluation de l'incertitude sur la grandeur mesurée associée à l'incertitude sur la position de la mesure	152
Figure 98. Evolution de la concentration volumique normalisée, en fonction de la distance radiale R à une hauteur $z = 20\text{ cm}$, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	153

Figure 99. Distributions en taille de gouttes, obtenues expérimentalement, à 20 cm de la sortie de la buse, pour différentes distances radiales R entre 9 et 14 cm, normalisées par leur maximum, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C	154
Figure 100. Diamètre géométrique moyen d_{10} et diamètre de Sauter d_{32} à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	155
Figure 101. Distributions en vitesse axiale de gouttes, obtenues expérimentalement, à 20 cm de la sortie de la buse, pour différentes distances radiales R entre 9 et 14 cm, normalisées par leur maximum, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	156
Figure 102. Schéma de la vitesse mesurée par la deuxième composante du PDI.....	157
Figure 103. Vitesses moyennes des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	158
Figure 104. Relation taille-vitesse axiale des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse, à différentes distances radiales R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	159
Figure 105. Relation taille-vitesse radiale des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse, à différentes distances radiales R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.....	160
Figure 106. Vitesses moyennes des gouttes de 50 μm issues des brumisateurs à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C	162
Figure 107. Débits massiques déclarés pour les données d'entrée des simulations de sprays issus de buses REP, avec une méthode à 9 sections	164
Figure 108. Vecteurs vitesses de l'air déclarés comme données d'entrée dans les simulations de sprays issus de buses d'aspersion REP (échelle conservée)	166
Figure 109. Photo du banc expérimental CALIST dans la configuration « une buse » : spray généré par une buse d'aspersion REP	169
Figure 110. Photo du banc expérimental CALIST dans la configuration "deux buses" : interaction de deux sprays issus de buses d'aspersion REP	169
Figure 111. Représentation graphique des maillages standards utilisés dans la configuration « une buse REP » et « deux sprays en interaction »	171
Figure 112. Comparaisons de profils de fraction volumique des gouttes, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs	172
Figure 113. Comparaisons de profils de vitesse axiale et radiale des gouttes, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs	172
Figure 114. Comparaisons de profils de vitesse axiale et radiale de l'air, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs	172
Figure 115. Evolution dans le temps de différentes grandeurs à différents endroits du domaine de calcul.....	173
Figure 116. Représentation de l'enveloppe du jet de gouttes généré par une seule buse, reconstruit dans son intégralité par symétrie, avec le domaine de calcul associé	174
Figure 117. Vue en coupe de la fraction volumique occupée par les gouttes	175
Figure 118. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion	

REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs	176
Figure 119. Comparaisons de profils de vitesses axiale et radiale des gouttes, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.....	176
Figure 120. Comparaisons de profils de vitesse axiale de l'air et des gouttes issues des brumisateurs, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs	177
Figure 121. Comparaisons de profils de vitesse radiale de l'air et des gouttes issues des brumisateurs, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs	177
Figure 122. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.	179
Figure 123. Comparaisons de profils de diamètre moyen géométrique d_{10} et de diamètre de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs	179
Figure 124. Vue en coupe du nombre de petites gouttes ($d=55 \mu\text{m}$) par unité de volume.....	180
Figure 125. Vue en coupe du nombre de grosses gouttes ($d=944 \mu\text{m}$) par unité de volume	180
Figure 126. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiale et radiale des gouttes, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.	181
Figure 127. Comparaisons entre les distributions en taille de gouttes obtenues expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, à une hauteur de 95 cm et pour différentes distances radiales R	182
Figure 128. Comparaisons entre les relations taille-vitesse axiale moyenne de gouttes obtenues expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, à une hauteur de 95 cm et pour différentes distances radiales R	184
Figure 129. Vue en coupe de l'entraînement d'air généré par le spray.....	185
Figure 130. Comparaisons de profils de vitesses axiales et radiales de l'air, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.	185
Figure 131. Photo prise sur le banc expérimental CALIST de la configuration « deux sprays en interaction » et visualisation de la zone de croisement.	187
Figure 132. Repère cartésien associé à la configuration "deux buses en interaction"	188
Figure 133. Représentation de l'enveloppe du jet de gouttes générées par deux buses d'aspersion REP, reconstruit dans son intégralité par symétrie, avec le domaine de calcul associé.....	188
Figure 134. Vue en coupe de dessus des sprays générés dans la configuration « interaction entre deux sprays » et représentation des axes X et Y (pas à l'échelle).....	189

Figure 135. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour $z = 100 \text{ cm}$	190
Figure 136. Visualisation de la fréquence de collision entre gouttes calculée numériquement avec le code NEPTUNE_CFD, avec le maillage standard.....	191
Figure 137. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.....	192
Figure 138. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.....	193
Figure 139. Vue en coupe du nombre de petites gouttes ($d=55 \text{ }\mu\text{m}$) par unité de volume.....	194
Figure 140. Vue en coupe du nombre de grosses gouttes ($d=944 \text{ }\mu\text{m}$) par unité de volume.....	194
Figure 141. Comparaisons entre les distributions en taille de gouttes obtenues expérimentalement sur les sprays de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard	195
Figure 142. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.....	196
Figure 143. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées dans le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec le maillage standard, pour différentes hauteurs	197
Figure 144. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.	201
Figure 145. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.....	202
Figure 146. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.....	203
Figure 147. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées sur le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.	204
Figure 148. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code	

NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour $z = 100 \text{ cm}$	205
Figure 149. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.	206
Figure 150. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.....	207
Figure 151. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.....	208
Figure 152. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées sur le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.	209
Figure 153. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.....	211
Figure 154. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.	212
Figure 155. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.	213
Figure 156. Trajectoires des gouttes avant et après collision à faible ou fort taux de fréquence, lorsque les transferts de quantité de mouvement sont activés	214
Figure 157. Description des paramètres géométriques utilisés dans le calcul du paramètre d'impact	232

LISTE DES SYMBOLES

Symboles	Description	Unité
b	Paramètre d'impact adimensionnel	-
Ca	Nombre capillaire	-
C_{am}	Coefficient de masse ajoutée	-
C_D	Coefficient de décharge	-
C_{drag}	Coefficient de traînée	-
C_{lift}	Coefficient de portance	-
$Coal$	Matrice de la coalescence	-
d	Diamètre	m
d_{10}	Diamètre géométrique moyen	m
d_{32}	Diamètre de Sauter	m
$Eclat$	Matrice de l'éclatement	-
$Etir$	Matrice de l'étirement	-
f	Fréquence de collision	$m^{-3}.s^{-1}$
FN	Nombre caractéristique de l'écoulement	$kg.s^{-1}.Pa^{-0,5}$
g	Gravité	$m.s^{-2}$
g_0	Fonction de distribution radiale	-
m	Masse	kg
n	Nombre de gouttes par unité de volume	m^{-3}
Oh	Nombre d'Ohnesorge	-
P	Pression	Pa
$P^{régime}$	Probabilité d'obtenir le régime de collision	-
q^2	Energie cinétique turbulente	$m^2.s^{-2}$
q_{gk}	Covariance gaz-gouttes	$m^2.s^{-2}$
Q_m	Débit massique	$kg.s^{-1}$
Q_v	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
R	Distance radiale du spray	m
Re	Nombre de Reynolds	-
Reb	Matrice du rebond	-
Ref	Matrice de la réflexion	-
s	Ecart-type	-
S	Surface	m^2
t	Temps	s
T	Température	K
U	Vitesse	$m.s^{-1}$
U'	Fluctuation de vitesse	$m.s^{-1}$
We	Nombre de Weber classique	-
We_s	Nombre de Weber symétrique	-
z	Distance à la sortie du spray	m

LISTE DES SYMBOLES GRECS

Symboles	Description	Unité
α	Fraction volumique	-
γ	Angle d'impact	<i>rad</i>
Γ	Taux de transfert de masse	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
δ	Paramètre d'impact dimensionné	<i>m</i>
Δ	Rapport des diamètres	-
ε	Dissipation de l'énergie cinétique	$m^2.s^{-3}$
μ	Viscosité dynamique	<i>Pa.s</i>
μ^T	Viscosité dynamique turbulente	<i>Pa.s</i>
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ξ_{gk}	Coefficient de corrélation gaz-gouttes	-
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	$N.m^{-1}$
τ	Tenseur des contraintes	<i>Pa</i>
τ^F	Temps caractéristique d'entraînement des gouttes	<i>s</i>
τ^t	Temps caractéristique de la turbulence	<i>s</i>

INDICES

Symboles	Description
<i>brum</i>	Brumisateur
<i>coal</i>	Coalescence
<i>coll</i>	Collision
<i>drag</i>	Traînée
<i>éclat</i>	Eclatement
<i>étir</i>	Etirement
θ	Orthoradial
<i>k</i>	Phase <i>k</i>
<i>l</i>	Large
<i>lift</i>	Portance
<i>liq</i>	Liquide
<i>moy</i>	Moyen
<i>R</i>	Radial
<i>reb</i>	Rebond
<i>ref</i>	Réflexion
<i>rel</i>	Relative
<i>s</i>	Small
<i>z</i>	Axial

INTRODUCTION

Le choc provoqué par l'accident survenu le 28 Mars 1979 à la centrale nucléaire américaine de Three Mile Island, où une fusion partielle du cœur du réacteur accompagnée d'une explosion de dihydrogène a eu lieu, a été considérable et les enseignements tirés ont été nombreux, notamment en France.

Même si cet accident n'a pas remis en cause la conception globale des installations nucléaires, il a clairement démontré que des accidents plus graves que ceux considérés jusqu'alors pour le dimensionnement des centrales nucléaires étaient possibles, et qu'ils pouvaient en outre résulter d'une succession de défaillances techniques et d'erreurs humaines.

Cette prise de conscience s'est suivie d'une mise au point de divers systèmes de sûreté, de procédures, d'entraînement du personnel, ... dans l'objectif de contrôler la situation en cas de nouvel accident grave de réacteur nucléaire.

Malheureusement, le 11 Mars 2011, au Japon, se produisent une succession d'évènements naturels de si grande ampleur, que la centrale de Fukushima Dai-Ichi ne résiste pas. Tout d'abord, un séisme de rare intensité secoue le pays, provoquant l'arrêt normal des réacteurs. Quelques minutes plus tard, c'est un tsunami qui balaie la côte et inonde la centrale, et notamment les groupes électrogènes nécessaires pour permettre la circulation d'eau dans les circuits de refroidissement. Sans ce système, il est impossible d'évacuer la puissance résiduelle libérée par le combustible. La température du circuit primaire augmente. De la vapeur se crée, accompagnée d'une augmentation de la pression au sein du circuit primaire, et d'un dénoyage progressif des barres de combustible. Une réaction d'oxydation du zirconium constituant les gaines de combustible se produit alors et s'accompagne d'un dégagement important de dihydrogène. Lorsque la pression est trop grande au sein du circuit primaire, il est obligatoire d'ouvrir une soupape pour libérer le mélange gazeux dans l'enceinte de confinement du réacteur afin de faire diminuer la pression. Peu à peu, l'enceinte se charge d'un mélange gazeux constitué notamment de vapeur, de dihydrogène, et d'air. Afin de conserver l'intégrité de l'enceinte, pour ne pas envoyer de la matière radioactive vers l'extérieur, il est nécessaire de ne pas dépasser une pression limite à partir de laquelle la tenue de l'enceinte serait menacée. Mais lorsque tous les moyens capables de faire diminuer cette pression ont été utilisés, la procédure prévoit un rejet contrôlé dans l'atmosphère. Malheureusement, le contact entre le dihydrogène et l'air peut se traduire, dans certaines conditions, par une explosion. C'est cette explosion qui détruira certains des bâtiments des réacteurs de Fukushima Dai-Ichi (Luxat 2011).

Est-ce que la centrale nucléaire de Fukushima serait dans cette situation si elle avait été équipée de systèmes de sûreté supplémentaires ? Aurait-on pu éviter ces explosions ? Est-ce qu'un réacteur nucléaire à eau pressurisée (REP) exploité en France aurait suivi le même scénario ?

C'est dans le cadre des programmes de recherche antérieurs à cet accident, menés à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et à Electricité de France (EDF), sur les accidents graves susceptibles d'affecter les REP que se situe ce travail.

Parmi les dispositifs de sauvegarde développés et installés sur les REP français suite à l'accident de Three Mile Island, le système d'aspersion est constitué par un nombre important de buses d'injection placées au plafond des bâtiments réacteurs. Il est destiné à lutter contre plusieurs phénomènes :

- il doit pouvoir limiter la pression à l'intérieur de l'enceinte, par condensation de la vapeur d'eau libérée du circuit primaire sur les gouttes d'eau plus froides qui sont injectées,
- cette diminution de la pression doit s'accompagner d'une diminution de la température,
- les gouttes d'eau du nuage dispersé (on parlera ici de « spray ») doivent capter les produits de fission afin de les rabattre et d'éviter une pollution de l'environnement en cas de circulation entre le bâtiment réacteur et l'atmosphère,
- le système d'aspersion doit permettre le brassage des espèces gazeuses, comme le dihydrogène créé par oxydation des gaines de combustible ; en effet, ce gaz peut entraîner une explosion en cas d'accumulation locale.

L'approche actuelle, utilisée pour étudier et évaluer l'efficacité de tels dispositifs, consiste à simuler numériquement leur comportement. Les organismes responsables de ces études investissent de façon importante dans ce type d'approche.

L'IRSN s'est associé à des programmes de recherche sur les accidents graves, ou a bénéficié de résultats acquis, qui ont complété la base de connaissances nécessaires à la validation des outils de simulation. On peut citer le code ASTEC, en collaboration avec GRS (Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit) qui permet de simuler une séquence complète d'accident grave, de l'évènement initial jusqu'au rejet de produits de fission dans l'atmosphère. EDF développe le code diphasique NEPTUNE_CFD (Guelfi et al. 2007), dans le cadre du projet NEPTUNE, financé par le CEA, EDF, IRSN et AREVA. De nombreux phénomènes thermohydrauliques sont pris en compte par NEPTUNE_CFD comme les transferts de masse, de quantité de mouvement et de chaleur entre la phase gazeuse et la phase liquide, mais pas encore la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes.

Les variations de diamètre des gouttes issues du système d'aspersion dues aux transferts de masse et de chaleur lors de la condensation de la vapeur présente dans le bâtiment réacteur sont estimées à une augmentation de 10 à 20 μm dans le cas réacteur (Malet et al. 2011). Or, les variations en taille des gouttes, accompagnées d'une modification de la vitesse, peuvent être du même ordre de grandeur, voire bien plus importantes lorsqu'elles résultent de collisions entre gouttes, soit par coalescence des gouttes entre elles, soit par éclatement de ces gouttes en multiples petites gouttes (Rabe et al. 2010). Dès lors que le code de calcul s'intéresse à l'évolution de la taille de la goutte, il

semble donc tout aussi important de tenir compte des phénomènes de collisions et des phénomènes d'échanges de masse et de chaleur sur la goutte.

L'objectif du travail dans lequel s'inscrit ce document est donc de développer un modèle de polydispersion de la taille et de la vitesse des gouttes, en y associer un modèle de collision entre gouttes, et de valider ce modèle sur des expériences spécifiquement conçues à ces fins.

Pour traiter le phénomène de collision, on distingue deux étapes :

- il faut tout d'abord évaluer la probabilité que deux gouttes se rencontrent,
- si deux gouttes se rencontrent, il faut ensuite prévoir le devenir des gouttes.

Rabe (2009) s'est intéressé dans sa thèse au développement de modèles semi-empiriques traitant du devenir de deux gouttes après leur collision. L'issue de cette collision binaire de gouttes dépend de nombreux paramètres comme la nature du gaz, celle des gouttes ou encore les conditions thermohydrauliques. Rabe (2009) a étudié le comportement des gouttes d'eau pure en collision sous pression ou en présence d'hélium. Il manque cependant un point important pour les applications relatives aux accidents graves, à savoir l'influence sur l'issue de la collision de la présence d'impuretés dans l'atmosphère susceptibles d'être captées par les gouttes (impuretés représentant les produits de fission sous forme d'aérosols, ou les produits issus de la dégradation du cœur). Une campagne d'essais a été réalisée dans le cadre de cette thèse de façon à simuler ces impuretés. On verra ici qu'une adaptation du modèle semi-empirique de Rabe et al. (2010) pourra être envisagée. Ces résultats permettront d'alimenter les modèles de collision qui seront implémentés au sein du code NEPTUNE_CFD, et couplés au modèle de polydispersion. La validation du modèle de polydispersion associé au modèle de collision sera réalisée en comparant les résultats des simulations avec les mesures optiques faites au sein de sprays issus de buses d'aspersion réelles, équipant les REP français. Nous avons ici construit une nouvelle expérience dans ce but.

Le premier chapitre du mémoire sera consacré à la description d'un accident grave de réacteur nucléaire à eau pressurisée, se traduisant par la mise en route du système d'aspersion. Les caractéristiques de ce dispositif seront présentées. Nous nous intéresserons également aux aérosols pouvant être libérés dans l'enceinte du bâtiment réacteur dans cette situation accidentelle.

Le deuxième chapitre concernera l'étude bibliographique des sprays de façon plus générale, en présentant les résultats sur l'atomisation, sur leurs descriptions mathématiques ou encore sur l'entraînement d'air. Une grande partie sera consacrée à l'étude des collisions entre gouttes, en particulier à la prédiction de la fréquence de collision et aux études expérimentales sur l'issue de la collision qui ont abouti à des modèles. L'étude de l'influence de la présence d'aérosols sur cette issue de collision conclura le chapitre.

Le troisième chapitre sera entièrement consacré à la collision binaire de gouttes. Il s'agira de retrouver les résultats connus de la littérature, présentés dans le deuxième chapitre, et de les

compléter en étudiant l'influence de nouveaux facteurs. Des aérosols caractéristiques d'un accident grave de REP seront injectés autour des gouttes pour déterminer si un impact sur l'issue de la collision peut être mis en évidence. Au terme de ce chapitre, un modèle de collision binaire de gouttes sera choisi pour alimenter les modèles numériques.

Le quatrième chapitre décrit le modèle de polydispersion en taille et en vitesse de gouttes associé au modèle de collision, qui a été implémenté dans le code NEPTUNE_CFD, à l'aide du modèle de collision binaire de gouttes d'eau choisi au chapitre 3. Le modèle sera vérifié par comparaison avec les résultats issus de simulations numériques directes.

Le cinquième chapitre présentera l'installation expérimentale développée à l'IRSN, destinée à caractériser les propriétés des gouttes (taille, vitesse, concentration) constituant les sprays de buses d'aspersion REP. Les données ainsi collectées permettront d'alimenter les codes numériques et de valider leur capacité à prendre en compte la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes. Le montage permettra également la caractérisation de l'entraînement d'air généré par les sprays.

Le sixième et dernier chapitre sera consacré à la comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur le banc expérimental décrit au chapitre 5, avec les résultats numériques donnés par le code NEPTUNE_CFD. Deux configurations seront étudiées. La première configuration fera intervenir une seule buse, et l'on s'intéressera à l'entraînement d'air généré par ce spray. La deuxième configuration est constituée de deux sprays de buses d'aspersion REP, en interaction. Des collisions pourront avoir lieu, entraînant des évolutions des distributions en taille et en vitesse des gouttes. Des études de sensibilité du calcul numérique seront réalisées.

La conclusion fera le point sur l'amélioration des résultats apportés par l'introduction de nouveaux modèles physiques dans le code de simulation. Une extrapolation sera faite au cas réacteur, avec pour objectif de comprendre comment ces résultats pourraient aider concrètement les organismes de sûreté nucléaire dans le souci constant de recherche de la sûreté industrielle et de la maîtrise des risques.

1 ACCIDENT GRAVE DE REACTEUR NUCLEAIRE A EAU PRESSURISEE AVEC ACTIVATION DE L'ASPERSION

En cas de rupture de tuyauterie primaire, l'eau contenue dans le circuit, initialement à une température de l'ordre de 300 °C et à une pression de 155 bar, va être éjectée dans l'enceinte du bâtiment réacteur sous forme de vapeur. Elle entraînera avec elle des produits de fission de différentes natures, du dihydrogène pouvant provenir de la réaction d'oxydation des gaines de combustible en Zircaloy, ainsi que diverses impuretés provenant de la dégradation des composants du cœur.

Cette libération de produits gazeux dans l'enceinte (Figure 1) va engendrer une augmentation de la pression au sein de celle-ci, d'autant plus que l'isolement avec l'atmosphère extérieure est conservé afin de ne pas rejeter de produits radioactifs en dehors du bâtiment réacteur.

Le système d'aspersion de l'enceinte (noté EAS) est un système de sauvegarde qui a pour rôle, lors d'un accident grave conduisant à une augmentation de température et de pression dans le bâtiment réacteur, de ramener et de maintenir la pression et la température à l'intérieur de l'enceinte à des valeurs acceptables pour le maintien de l'intégrité de celle-ci, sachant que la température et la pression dans l'enceinte peuvent atteindre environ 140 °C et 5 bar absolus (Coppolani et al. 2004) sans aspersion (l'aspersion est déclenchée autour de 2,4 bar). L'aspersion permet également de rabattre les produits de fission libérés sous forme d'aérosols, ainsi que d'homogénéiser la distribution en dihydrogène qui, en cas d'accumulation locale, pourrait conduire à une explosion.

L'aspersion se déroule en deux phases (Dossier de système élémentaire EDF) :

- une phase d'aspersion directe en début d'accident qui permet la pulvérisation, dans l'enceinte, d'eau boriquée froide en provenance du réservoir de stockage de la piscine (bâche PTR). Cette eau est borée à 2500 ± 75 ppm (gestion GARANCE) ou 3000 ± 75 ppm (gestion Parité MOX) ;
- une phase d'aspersion en recirculation, pendant laquelle l'eau pulvérisée durant la première phase est reprise, refroidie et pulvérisée à nouveau.

Le circuit EAS permet également, par l'ajout d'un additif chimique (soude), d'améliorer le rabattement de l'iode radioactif libéré dans la phase gazeuse de l'enceinte, et ce, en augmentant le pH de l'eau d'aspersion.

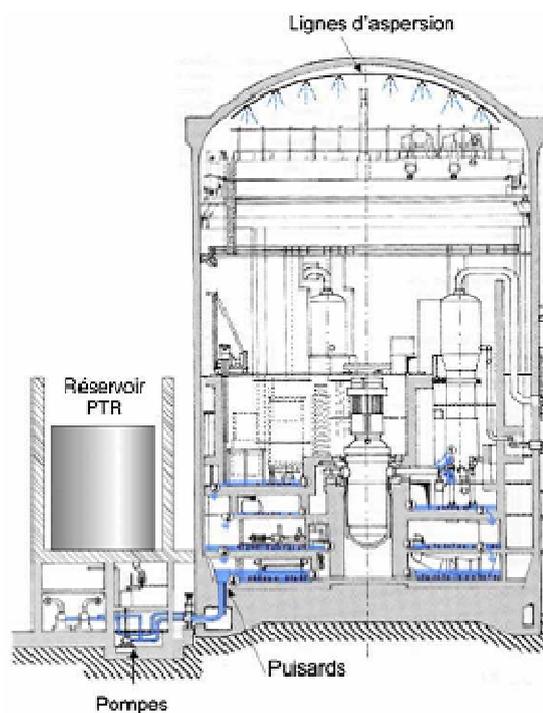


Figure 1. Schéma général d'une enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée muni d'un dispositif d'aspersion

1.1 SYSTEME D'ASPERION DES REACTEURS A EAU PRESSURISEE

1.1.1 FONCTIONNEMENT DU SYSTEME D'ASPERION

Pendant le fonctionnement normal de la tranche, le système d'aspersion n'est pas en service, mais il est prêt à être démarré. Seules les pompes permettant le brassage du contenu des réservoirs d'additifs chimiques sont mises en service à intervalles réguliers. Afin de s'assurer du bon fonctionnement de l'EAS, des essais périodiques sont réalisés.

En cas d'accident grave, la pression dans l'enceinte augmente. Lorsque la pression absolue atteint 1,1 bar, une alarme « haute pression enceinte » est activée. A 1,4 bar, le système d'injection RIS (injection de sécurité dans le circuit primaire) est automatiquement mis en service. A 1,9 bar, les vannes principales d'isolement vapeur reçoivent un signal de fermeture. Enfin, lorsque la pression atteint 2,4 bar, le système EAS rentre en activité (Tableau 1).

Tableau 1. Seuils des signaux de protection du bâtiment réaction (Coppolani et al. 2004)

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 vapeur principales
2,4	Isolement de l'enceinte, phase 2 Déclenchement du circuit d'aspersion

C'est la phase d'aspersion directe durant laquelle l'eau est aspirée dans la bache PTR et pulvérisée dans l'enceinte. Quelques minutes après le début de l'aspersion directe, le circuit d'additif chimique est mis automatiquement en service pour ajouter de la soude (solution à 30 % en masse) à l'eau pulvérisée. Le pH varie donc de 11 en début d'aspersion directe à environ 10,5 en fin. La température de l'eau injectée n'est pas fixe. Elle est simplement donnée supérieure à 7 °C. C'est la température de l'eau contenue dans la bache PTR et qui suit les fluctuations de la température de l'atmosphère. Cette limite de 7 °C permet de ne pas cristalliser l'acide borique qui pourrait alors obturer les tuyaux (Rapport définitif de sûreté EDF).

Progressivement, la bache PTR se vide et, à partir d'un certain niveau obtenu au bout de 30 minutes environ, l'aspiration des pompes EAS bascule automatiquement vers les puisards du bâtiment réacteur. Commence alors la seconde phase dite de recirculation pouvant fonctionner pendant plusieurs heures. Les pompes EAS aspirent l'eau (non pure) contenue dans les puisards qui est refroidie à environ 60 °C (Tableau 2) lors de son passage dans les échangeurs de l'EAS, puis pulvérisée à nouveau.

1.1.2 CARACTERISTIQUES DU SYSTEME D'ASPERSION

Le circuit EAS est composé de deux files quasi-identiques indépendantes. Les caractéristiques dépendent du palier considéré. Pour le 900 MWe, on a pour chacune des files (Dossier de système élémentaire EDF) :

- deux rampes d'aspersion situées à deux niveaux différents dans l'enceinte,
- une pompe aspirant de l'eau dans le réservoir PTR (en phase d'aspersion directe) ou dans le puisard (en phase de recirculation),
- un circuit d'additif chimique avec un seul réservoir pour les deux files (soude).

Pour le palier 1300 MWe, la différence provient de la présence d'un réservoir de circuit d'additif chimique pour chacune des files (Figure 2).

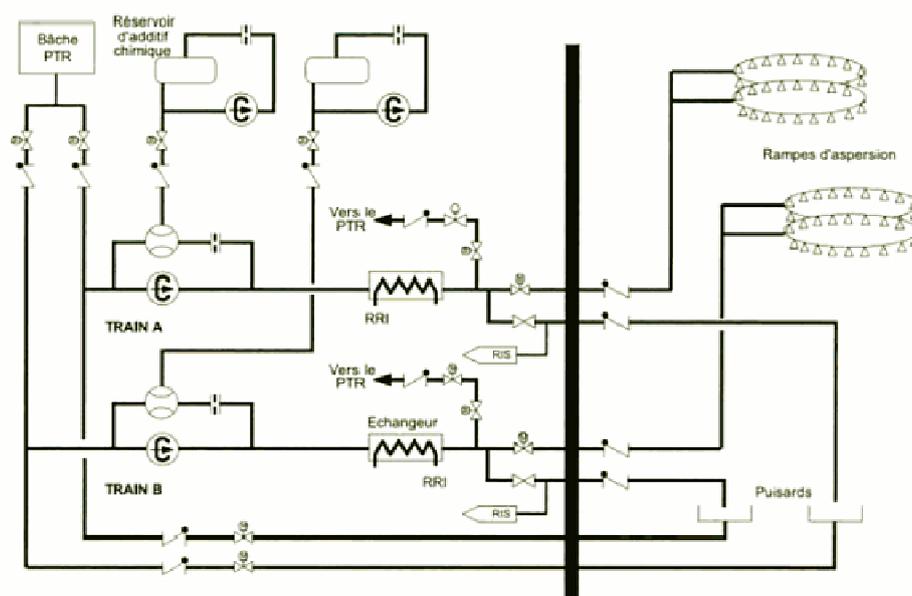


Figure 2. Schéma de principe de l'EAS pour le palier 1300 MWe (Coppolani et al. 2004)

Les débits d'eau injectée dépendent de la phase (aspersion directe ou recirculation) et du temps. Pour le palier 900 MWe, en aspersion directe, le débit initial est de 850 m³/h au début et augmente jusqu'à 925 m³/h à la fin. En phase d'aspersion en recirculation, il évolue de 1050 m³/h à 1100 m³/h. Ces débits concernent la mise en service d'une seule file. Si les deux files sont en service, le débit en aspersion directe peut augmenter jusqu'à 970 m³/h alors que les valeurs restent inchangées pour l'aspersion en recirculation (Tableau 2). A priori, une seule file en fonctionnement permet d'assurer l'intégrité de l'enclaustrage : c'est le principe de redondance.

Les rampes sont équipées de buses d'aspersion. Sur le palier 900 MWe, il y a 506 pulvérisateurs : 66, 68, 186, et 186 respectivement de la plus petite à la plus grande des rampes. Une file comporte donc 252 pulvérisateurs et l'autre 254. D'après le Dossier de système élémentaire, sur le palier 1300 MWe, il y a 249 buses par file. Les buses peuvent être orientées verticalement, horizontalement ou à 45°. L'objectif est de couvrir la section complète de l'enclaustrage (Figure 3). Sur la Figure 4, les trajectoires des gouttes ont été obtenues grâce à des calculs théoriques, comme ceux réalisés par Powers & Burson (1993), en émettant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices : forces de traînée et gravité seules, sans effet d'entraînement d'air, pour une seule taille de goutte (Figure 4). On peut néanmoins constater une très grande interaction entre les enveloppes des sprays.

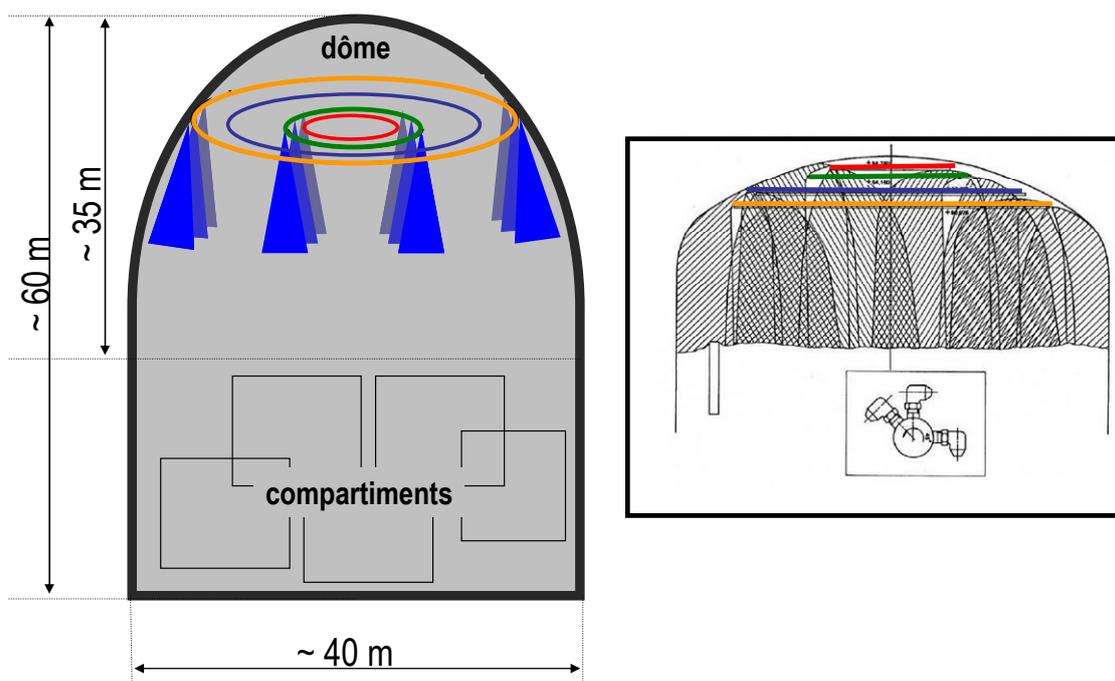


Figure 3. Représentation du dôme d'un réacteur 900 MWe avec les quatre rampes d'aspersion

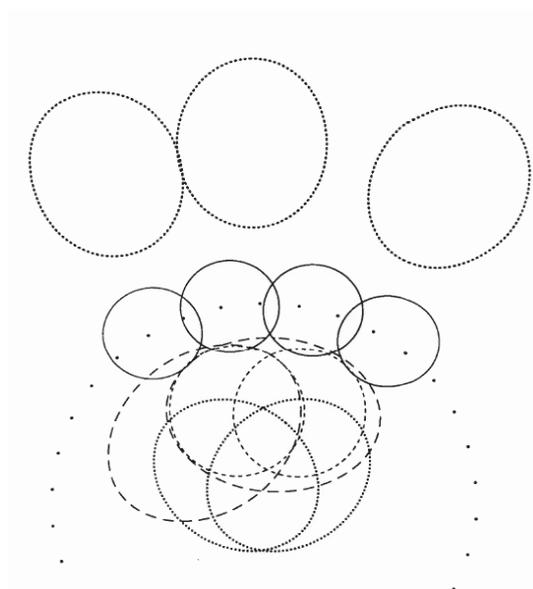
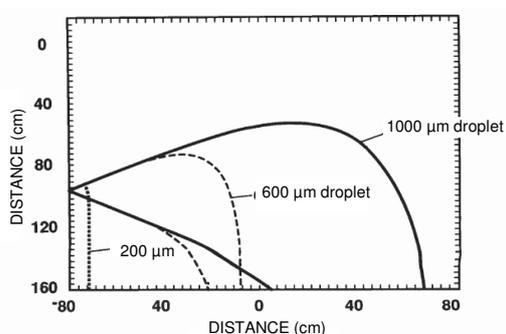


Figure 4. A gauche : calcul de la trajectoire d'une goutte pour différents diamètres pour une buse placée horizontalement ; A droite : représentation schématique des enveloppes des sprays issus de 13 buses, pour des gouttes de 800 µm (Powers & Burson 1993)

La température évolue elle aussi en fonction de la phase d'aspersion et du scénario accidentel. Il est difficile de prévoir la température exacte en sortie des buses d'aspersion. Elle est néanmoins régulée grâce à l'échangeur avec le circuit RRI (Figure 2) qui maintient la température à une valeur proche de 60 °C, pouvant osciller de 40 à 70 °C (Tableau 2).

L'espacement moyen entre les buses, en supposant une répartition uniforme sur la rampe d'aspersion, est présenté dans le Tableau 3. Les diamètres des rampes étant connus, le périmètre

l'est aussi et ce calcul est facilement réalisable. Néanmoins, la distribution précise des buses n'est pas connue et on imagine donc que cet espacement peut varier le long de la rampe.

Tableau 2. Débits et températures de l'eau injectée durant la phase d'aspersion pour le palier 900 MWe (Dossier de Système Élémentaire EDF)

Phase	Température	Débit total	Débit pour chaque buse (252 en service)	Vitesse débitante en sortie de chaque buse
Aspersion directe Début	Evolution entre 40 °C et 70 °C selon le scénario de l'accident et l'instant	850 m ³ /h	0,94 l/s	13,2 m/s
Aspersion directe Fin		925 m ³ /h	1,01 l/s	14,2 m/s
Recirculation Début		1050 m ³ /h	1,16 l/s	16,3 m/s
Recirculation Fin		1100 m ³ /h	1,21 l/s	17,1 m/s

Tableau 3. Caractéristiques des rampes d'aspersion pour le palier 900 MWe (Dossier de Système Élémentaire EDF)

		Diamètre	Périmètre	Nombre de buses	Espacement moyen des buses
FILE 1	Petite rampe (h=54,160 m)	14,8 m	46,5 m	68	68 cm
	Grande rampe (h=50,975 m)	27 m	84 m	186	45 cm
FILE 2	Petite rampe (h=54,780 m)	10 m	31,4 m	66	48 cm
	Grande rampe (h=52,335 m)	22,5 m	70,7 m	186	38 cm

1.1.3 BUSES D'ASPERSION

Les buses équipant les réacteurs nucléaires français, et même de nombreux réacteurs nucléaires, notamment aux Etats-Unis, sont fournies par la société LECHLER. La plus couramment utilisée est la buse SPRACO 1713A (Référence : 373.084.17.BN). Elle sera dénommée « buse REP » dans tout le reste du document. Grâce à la forme particulière de la buse, la solution d'injection est mise en rotation par une spirale, puis le liquide est accéléré au niveau du resserrement, avant d'être éjecté dans l'enceinte par la sortie mesurant 9,5 mm de diamètre (Figure 5). L'écoulement interne de la buse a donc initialement une forme tourbillonnaire (on verra par la suite au chapitre 5 que ce n'est plus tourbillonnaire à 20 cm de la buse). Aucun système mécanique n'est présent à l'intérieur pour éviter un grippage et un blocage de la buse. Enfin, la grande taille de la sortie permet de s'affranchir d'un éventuel bouchon pouvant être créé par précipitation ou cristallisation des espèces chimiques de la solution ou par des agglomérats (Rapport définitif de sûreté EDF). Elle est

actuellement commercialisée avec la même forme géométrique, mais avec un matériau différent de celui utilisé dans les centrales nucléaires (les traitements spécifiques au nucléaire ne sont pas appliqués sur ce modèle).

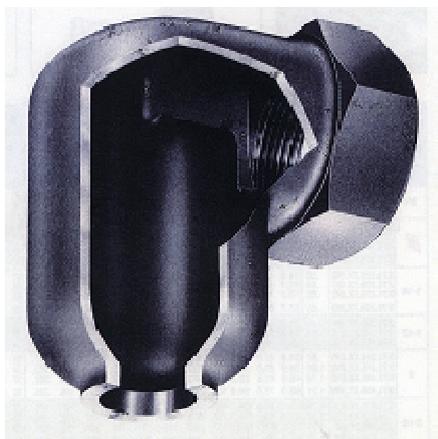


Figure 5. Schéma d'une buse d'aspersion SPRACO 1713A fournie par LECHLER sous la référence 373.084.17.BN

L'écoulement en sortie se fait, d'après le constructeur, sous la forme d'un cône creux de 60° . Les vitesses débitantes théoriques mises en jeu sont de l'ordre de 13 à 17 m/s. La distribution en taille et en vitesse des gouttes est difficile à évaluer.

Pour le palier 900 MWe, EDF annonce un diamètre moyen de Sauter de 700 μm avec une distribution du diamètre géométrique variant de 70 à 1500 μm (Rapport définitif de sûreté EDF). Néanmoins, le rapport ne précise pas à quelle distance de la buse les mesures ont été réalisées. Des expériences de mesure du diamètre des gouttes à une distance de 6 m sous la buse et à des différences de pression ΔP de 3,9 bar et 10 bar ont été réalisées par Ducret et al. (1993) en utilisant un système de micro-vidéo. Des diamètres allant de 25 μm à 1000 μm ont été mis en évidence. Sur la base de ces résultats, on peut calculer des diamètres de Sauter de 687 μm pour le cas $\Delta P=3,9$ bar et de 474 μm pour le cas $\Delta P=10$ bar. Seul le cas $\Delta P=3,9$ bar nous intéresse puisque les données EDF mentionnent une valeur $\Delta P=3,5$ bar (Figure 6) en conditions d'utilisation en accident grave. Dans la thèse de Plumecoq (1997), on trouve une granulométrie mesurée par Powers & Burson (1993) avec une méthode par photographie (Figure 7). Là encore, aucune information n'est donnée sur la hauteur à laquelle la mesure a été réalisée.

Ces données dépendent, de plus, du palier considéré. Or les buses sont différentes d'un palier à l'autre. Par exemple, les buses équipant le palier 1300 MWe ont un diamètre en sortie de 11 mm contre 9,5 mm pour le palier 900 MWe. Autre exemple, le diamètre de Sauter pour le palier N4 1450 MWe est donné à 1400 μm contre 700 μm pour le 900 MWe (communication orale EDF). Ces données, notamment la distribution du diamètre, restent assez dispersées et surtout ne sont pas données en sortie de buse ou dès la formation des gouttes. Les données en vitesses de gouttes sont inexistantes.

Des expériences sur de véritables buses d'aspersion utilisées en centrale doivent donc être envisagées afin de caractériser ce qu'on peut appeler le terme source pour l'aspersion.

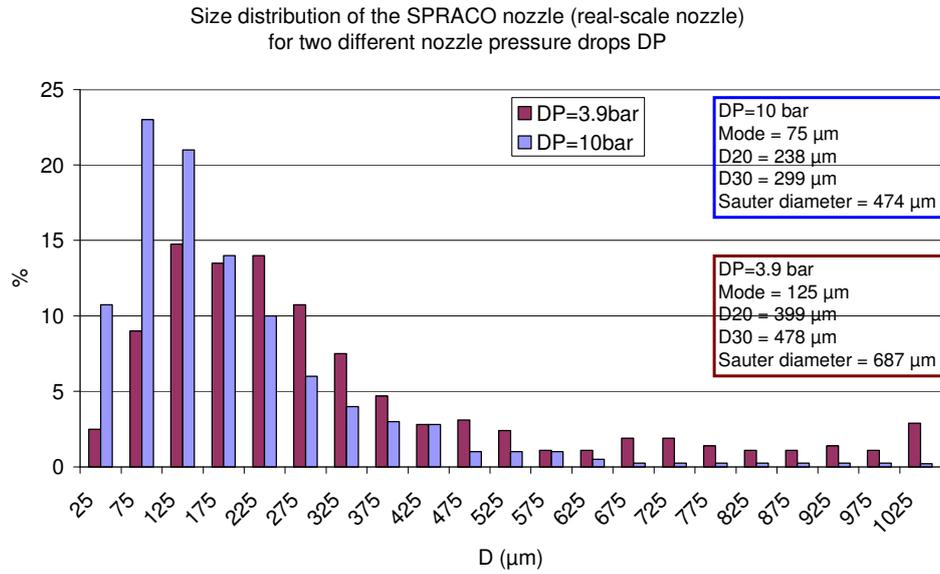


Figure 6. Distribution granulométrique des gouttelettes (en pourcentage) obtenue avec une buse REP, à pression atmosphérique, à 20 °C à 6 m de la buse (Ducret et al. 1993)

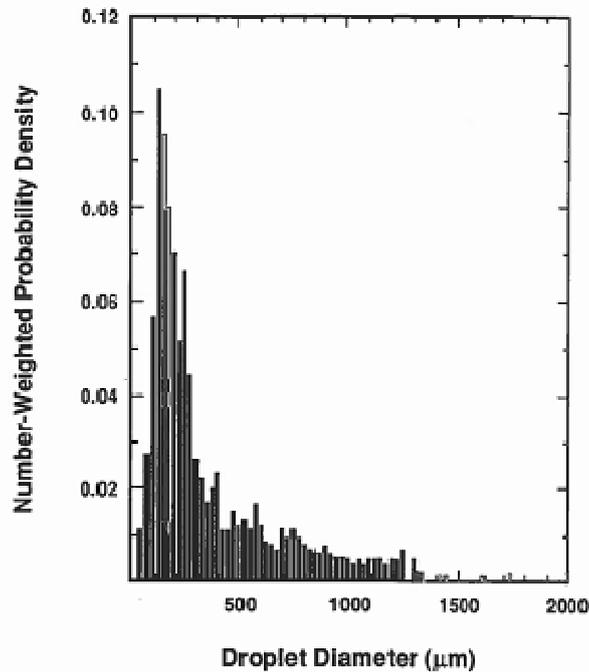


Figure 7. Distribution en taille des gouttelettes obtenues à partir d'une buse REP (Powers & Burson 1993)

1.2 NATURE DES AÉROSOLS EMIS DANS L'ENCEINTE LORS D'UN ACCIDENT GRAVE

Lors d'un accident grave de réacteur nucléaire, des produits de fission ainsi que des impuretés provenant de la dégradation du cœur sont libérés dans l'enceinte. Ils peuvent être présents sous plusieurs phases : solide, liquide ou gazeuse. Le système d'aspersion va permettre de rabattre ces produits de fission et de brasser les espèces gazeuses. Une interaction directe entre les gouttes du système d'aspersion et les produits de fission sous forme d'aérosols liquides ou solides va se produire. Concernant les impuretés solides, elles vont exister sous deux formes : soluble et non soluble. Dans le cas des impuretés solubles, leur passage à l'état liquide au contact de la goutte modifiera probablement les propriétés physiques de la goutte, comme la tension de surface et sa viscosité. Dans le cas des impuretés insolubles, les propriétés physiques de la goutte pourront là-aussi être impactées, ainsi que les écoulements internes de la goutte. Ces effets seront décrits dans le chapitre 2.2.4.

Nous allons ici faire un inventaire des aérosols pouvant être présents dans l'enceinte du bâtiment réacteur suite à un accident grave. Peu d'expériences existent sur le sujet car il est difficile d'avoir des résultats représentatifs étant donné qu'ils dépendent directement du scénario accidentel, et qu'une expérience à grandeur réelle est alors nécessaire. Seule l'installation PHEBUS (Figure 8) donne des informations sur les espèces susceptibles d'être retrouvées dans l'enceinte (Kissane 2008). Les résultats de ces expériences sont présentés par la suite.

PHEBUS-FP est un des projets de recherche les plus importants dans le domaine des accidents graves de REP, s'intéressant à des phénomènes clés. En particulier, le transport et le dépôt des produits de fission à travers le circuit primaire et l'enceinte de confinement ont été étudiés intensément.

L'installation PHEBUS est modulable et comprend les trois principaux systèmes d'un réacteur nucléaire : le cœur, le circuit primaire et l'enceinte de 10 m³. Un puisard équipe l'enceinte. Le point d'injection est situé dans la partie basse à une hauteur de 0,8 m et est dirigé vers la partie haute (Figure 8).

Plusieurs expériences intégrales ont été menées sur cette installation à l'échelle 1:5000 d'un REP 900 MWe. Kissane (2008) présente plus particulièrement les résultats des deux premiers tests FPT0 et FPT1 concernant les aérosols.

1.2.1 ESSAI FPTO

L'objectif principal du test a été de liquéfier 50 % du combustible à la fin de la phase de dégradation. Une quantité importante de produits de fission et de matériaux de structure a été libérée dans l'enceinte, notamment lorsque la réaction d'oxydation du Zircaloy a eu lieu.

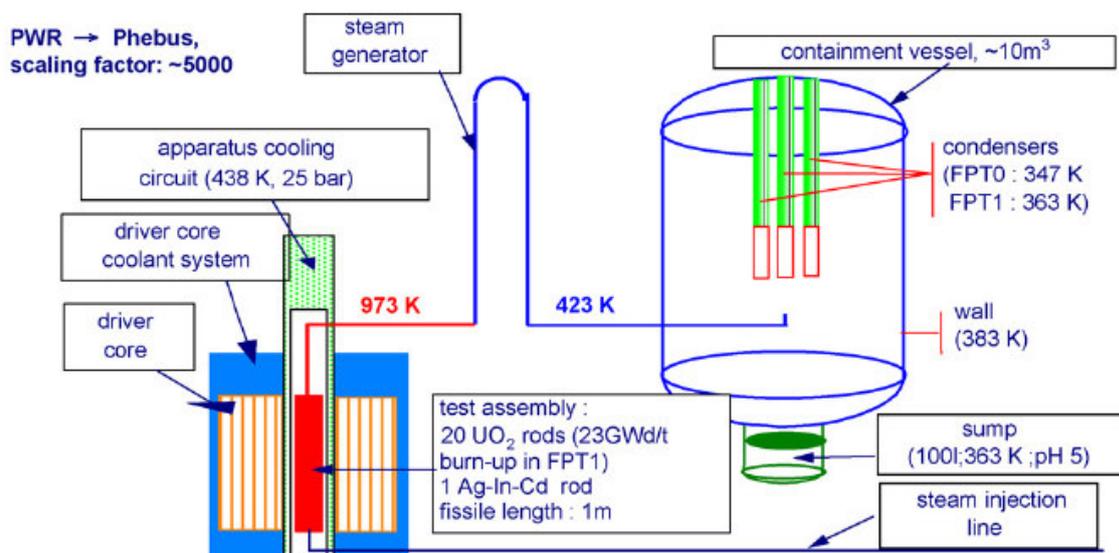


Figure 8. Représentation schématique de l'installation PHEBUS configurée pour les essais FPT0 et FPT1

Plus précisément, les aérosols retrouvés dans l'enceinte sont principalement des constituants des matériaux de structure : argent, rhénium, étain, indium, cadmium et uranium. Parmi les nucléides, une grande quantité d'iode et de tellure a été retrouvée. L'inventaire en masse est présenté dans le Tableau 4. La masse totale d'aérosols étant entrée dans l'enceinte est d'environ 119 g. Cela correspond à environ 1 % de la masse totale d'impuretés générées lors de l'essai, en prenant en compte la quantité retrouvée dans le cœur, le circuit primaire et l'enceinte. Cette masse contient essentiellement des composés issus de la barre de contrôle et des matériaux de structure. Les matériaux activés sont en large excès comparé aux produits de fission comme l'iode, le tellure ou le césium car le test FPT0 a été mené avec du combustible fraîchement irradié.

Dans le Tableau 4, nous avons également donné la nature des aérosols. Celle-ci est très variée : volatile, soluble, insoluble. Les aérosols volatiles auront tendance à se vaporiser dans l'enceinte. Les aérosols solubles se retrouveront principalement dans les puisards du réacteur, et se retrouveront réinjectés dans l'enceinte lors de la phase de recirculation de l'aspersion. Ces deux types d'aérosols, volatiles et solubles, se retrouvent principalement parmi les produits de fission. Les aérosols insolubles, généralement issus des matériaux de structure, auront tendance à se déposer sur les parois solides au sein du bâtiment.

Concernant la distribution en taille des aérosols en suspension dans l'enceinte, elle évolue au cours du temps. Le diamètre aérodynamique médian (obtenu par prélèvement avec des impacteurs) évolue de 2,4 à 3,35 μm et l'écart-type géométrique reste proche de 2 (aérosols polydispersés). A partir de ces données sur le diamètre aérodynamique et en considérant que la masse volumique des particules associées à ce diamètre est de 1 g/cm^3 , le calcul de la concentration en particules en suspension dans l'enceinte a été rendu possible. Elle évolue alors de $1,3 \cdot 10^5$ à $3,9 \cdot 10^6$ part/cm^3 , ce qui est environ 2 à 100 fois plus que dans l'atmosphère ambiante.

Tableau 4. Inventaire de tous les éléments retrouvés dans l'enceinte lors de l'essai FPT0

Élément	Nature	Masse (g)	Inventaire dans l'enceinte (%)
Produits de fission			
Césium (Cs)	Soluble	0,074	0,062
Tellure (Te)	Volatile	0,037	0,031
Iode (I)	Volatile	0,023	0,019
Baryum (Ba)	Partiellement soluble	0,00089	< 0,01
Antimoine (Sb)	Volatile	0,00064	< 0,01
Ruthénium (Ru)	Faiblement volatile	0,00024	< 0,01
Strontium (Sr)	-	0,00005	< 0,01
Zirconium (Zr)	Non soluble	0,000024	< 0,01
Niobium (Nb)	-	0,00000035	< 0,01
Total produits de fission	-	0,136	0,1
Matériaux de structure			
Argent (Ag)	Non soluble	50	41,8
Rhénium (Re)	Partiellement soluble	27	22,9
Étain (Sn)	Non soluble	10,1	8,45
Indium (In)	Non soluble	7,4	6,19
Uranium (U)	Non soluble	6,9	5,77
Cobalt (Co)	Non soluble	5,6	4,67
Cadmium (Cd)	Non soluble	5,6	4,67
Manganèse (Mn)	Non soluble	4	3,35
Tungstène (W)	Non soluble	2	1,67
Chrome (Cr)	Non soluble	0,77	0,00644
Total matériaux de structure	-	119,4	99,9
Bilan			
Total	-	119,5	100

1.2.2 ESSAI FTP1

L'essai FPT1 comprend 18 barres de combustible au préalable irradiées à une hauteur de 23,4 GWd/tU, deux barres de combustible non irradié et une barre de contrôle AIC (Argent-Indium-Cadmium). La masse totale de combustible est de 11 kg avec, de plus, du Zircaloy l'enveloppant.

La masse d'aérosols retrouvés dans l'enceinte atteint 123,4 g, ce qui est similaire à l'essai FTP0. Par contre, la composition est modifiée étant donné l'utilisation de combustible déjà irradié. La quantité de produits de fission est effectivement augmentée, passant d'une quantité négligeable à une proportion de 12 %. Les résultats sont présentés dans le Tableau 5. Toutes les natures d'aérosols entrent en jeu : volatile, soluble, insoluble.

Tableau 5. Inventaire des éléments retrouvés dans l'enceinte de confinement lors de l'essai FPT1 (Jacquemain et al. 2000)

Elément	Nature	Masse (g)	Inventaire dans l'enceinte (%)
Produits de fission			
Césium (Cs)	Soluble	7,0	5,65
Tellure (Te)	Volatile	1,3	1,05
Iode (I)	Volatile	0,72	0,58
Baryum (Ba)	Partiellement soluble	0,065	0,053
Antimoine (Sb)	Volatile	0,016	0,013
Ruthénium (Ru)	Faiblement volatile	0,00024	< 0,01
Molybdène (Mo)	Partiellement soluble	4,6	< 0,01
Technétium (Tc)	Partiellement soluble	1,0	< 0,01
Total produits de fission	-	14,7	12
Matériaux de structure			
Argent (Ag)	Non soluble	32,0	25,9
Rhénium (Re)	Partiellement soluble	29,4	23,8
Etain (Sn)	Non soluble	16,1	13,0
Cadmium (Ca)	Non soluble	15,2	12,3
Uranium (U)	Non soluble	11,0	8,91
Indium (In)	Non soluble	7,0	5,67
Plomb (Pb)	Non soluble	1,0	0,81
Total matériaux de structure	-	108,7	88
Bilan			
Total	-	123,4	100

Concernant la distribution en taille de ces aérosols, suivant la zone de mesure, les expérimentateurs ont déterminé un diamètre aérodynamique médian compris entre 1,5 et 3 μm avec un écart-type de 2. La distribution peut être multimodale. Des agglomérats peuvent se créer et des phénomènes chimiques peuvent modifier la distribution (radiolyse, oxydation, formation de (bi)carbonates). Certaines particules ont été analysées au microscope optique. Le diamètre géométrique a alors été estimé à environ 0,5 μm , mais des agglomérats peuvent atteindre 20 μm . Des complexes d'Uranium-Rhénium-Argent ou Rhénium-Argent ont été mis en évidence avec des diamètres géométriques de l'ordre du μm . Des gouttes solidifiées d'Uranium-Zirconium recouvertes d'Argent et de Rhénium ont été également identifiées.

1.2.3 BILAN

L'objectif de cette partie est de pouvoir choisir une représentation expérimentale pertinente des aérosols libérés dans l'enceinte lors d'un accident grave. Ces deux essais FTP0 et FTP1, les seuls fiables, ne permettent pas de donner une répartition typique des éléments identifiés. La nature des aérosols libérés est très variée : volatile, soluble ou insoluble. Les produits de fission sont généralement volatiles ou solubles alors que les éléments issus des matériaux de structure, largement majoritaires, sont insolubles. Concernant la distribution en taille, Kissane (2008) propose de représenter la population des aérosols comme une loi log-normale avec un diamètre aérodynamique médian compris entre 1,5 et 2 μm et un écart-type géométrique de 2. Le diamètre géométrique peut être approximé à environ 0,5 μm . La concentration en particules dans l'enceinte sera considérée comme étant comprise entre 10^5 et 10^6 part/ cm^3 . Toutefois, l'échelle de temps d'un tel scénario laisse la place à des transformations chimiques comme l'oxydation ou la radiolyse. D'autres phénomènes peuvent également entraîner la modification de la nature, la taille ou la concentration des aérosols : éjection de corium, explosion de H_2 , interaction corium-béton. Les gammes de grandeurs citées ci-dessus peuvent donc être facilement élargies.

2 ETAT DE L'ART SUR LA COLLISION DE GOUTTES AU SEIN DES SPRAYS

2.1 CARACTERISATION ET MODELISATION DES SPRAYS

Un des objectifs de ce travail va être de caractériser les sprays issus des buses d'aspersion de REP, puis de les modéliser. Dans ce chapitre, les phénomènes physiques liés aux sprays vont d'abord être présentés : atomisation, entraînement d'air. Ensuite, les différents moyens de modéliser leur distribution en taille et en vitesse des gouttes vont être décrits.

2.1.1 ATOMISATION

Les sprays résultent de la désintégration dans une atmosphère gazeuse d'un écoulement liquide, libre de toute contrainte pariétale, et produit par un injecteur. Cette phase de désintégration est désignée sous le nom d'atomisation.

2.1.1.1 Formation des gouttes

L'atomisation est un processus présent dans de nombreuses applications, domestiques ou industrielles. Il peut s'agir par exemple des produits pharmaceutiques destinés aux traitements par inhalation, des produits ménagers ou des parfums. Citons également l'injection de carburant dans les moteurs thermiques, le traitement des plantations par des pesticides, ou les techniques de revêtement par des peintures. Dans notre cas, il s'agit de l'injection d'eau sous forme de sprays générés par le système d'aspersion des enceintes de confinement. L'efficacité et le rendement de l'application dans laquelle interviennent les sprays dépendent directement des caractéristiques des gouttes ainsi créées. Comme caractéristiques, il s'agit principalement de la taille des gouttes, leur vitesse, ou encore leur densité.

Un injecteur permet de générer un écoulement liquide libre dans un environnement gazeux. Les caractéristiques de cet écoulement dépendent de l'injecteur et de ses conditions de fonctionnement (débit, pression, propriétés physiques des fluides,...). Cet écoulement libre va devenir instable, à cause des perturbations interfaciales qui peuvent avoir diverses origines : forces de tension de surface, cisaillement, ... La croissance de ces perturbations va être favorisée, de sorte que le système liquide va se rompre en gouttes et en fragments liquides de plus grande taille, sur lesquels le processus d'atomisation peut également influencer (Dumouchel 2008, Mansour & Chiguiier 1990). On distingue alors les phases d'atomisation primaire (fragmentation du système liquide initial) et d'atomisation secondaire (fragmentation des filaments liquides générés à la suite de l'atomisation primaire).

Dans le cas de l'aspersion, les énergies mises en jeu sont relativement faibles : les vitesses des gouttes en sortie sont de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde, et la vitesse du gaz dans lequel sont injectées les gouttes est relativement faible. On observe alors généralement une

distorsion et une désintégration organisées. Ces phénomènes peuvent être partiellement décrits par des approches théoriques basées sur la résolution des équations linéarisées de la mécanique des fluides. Elles expliquent que l'onde qui se développe sur une nappe de liquide résulte d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz qui dépend des forces aérodynamiques dues à la présence de gaz environnant (forces déstabilisatrices) et des forces de tension de surface (forces stabilisatrices). Ce type d'instabilité ne peut se développer que si l'écoulement est divergent (Lin & Reitz 1998).

L'influence de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la désintégration d'un jet cylindrique est illustrée sur la Figure 9. Lorsque la vitesse augmente, on remarque que les processus de désintégration sont de moins en moins organisés : les échelles de longueur diminuent et leur étendue augmente. Ceci s'accompagne d'une augmentation de la surface de l'interface, et donc d'une diminution de la taille des gouttes produites. Pour de grandes vitesses et à une certaine distance de l'injecteur, on obtient de très petites gouttes : c'est l'atomisation.

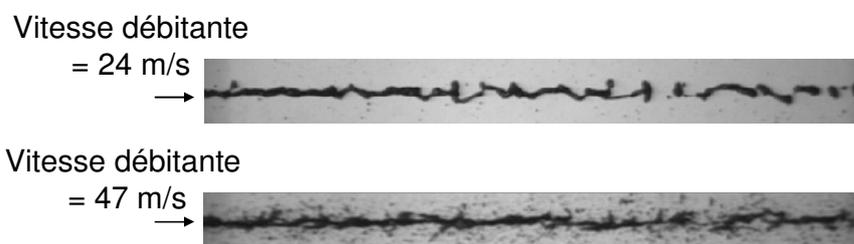


Figure 9. Influence de la vitesse moyenne sur la désintégration d'un jet cylindrique d'eau de 600 µm de diamètre (Leroux 1996)

Les sprays créés par les buses d'aspersion sont annoncés comme tourbillonnaires à cône creux. Ce type d'injecteur est utilisé pour de nombreuses applications, car ils permettent d'atteindre de très bonnes efficacités d'atomisation. Le principe de fonctionnement réside sur le développement d'un écoulement interne à forte composante de rotation de l'écoulement moyen. Autour de l'axe de symétrie de l'injecteur (composé d'une chambre circulaire de rotation en amont et d'un orifice de décharge circulaire en aval), un cœur d'air se développe. Ainsi, malgré la forme de l'orifice de décharge, l'écoulement en sortie de l'injecteur génère une nappe conique de très faible épaisseur (Figure 10).

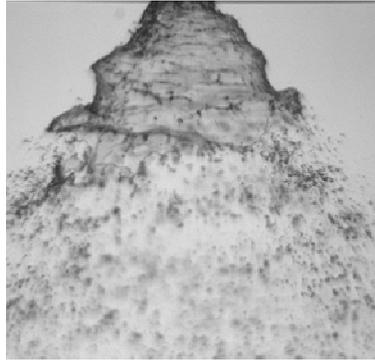


Figure 10. Ecoulement conique d'eau produit par un injecteur tourbillonnaire (Sindayihebura & Dumouchel 2001)

2.1.1.2 Nombres sans dimension caractéristiques de l'atomisation

Les paramètres qui influent sur les caractéristiques de l'écoulement en sortie sont de trois origines (Dumouchel 2008) :

- les paramètres liés à l'injecteur ;
- les paramètres liés au fluide ;
- les paramètres liés aux conditions d'injection.

Les paramètres de l'injecteur sont nombreux et sont liés à sa conception. Les paramètres du liquide qui influencent le développement de l'écoulement interne sont la masse volumique et la viscosité. Enfin, le paramètre essentiel caractérisant les conditions d'injection est la pression d'injection ΔP , égale à la différence entre la surpression imposée dans le réservoir de liquide et la pression ambiante du milieu extérieur (Figure 11). Au niveau de l'écoulement diphasique, les paramètres importants sont les propriétés physiques des fluides, c'est-à-dire la masse volumique et la viscosité du liquide ainsi que celles du gaz. Enfin, un paramètre important qui entre en jeu sur le couple liquide-gaz est la tension de surface σ .

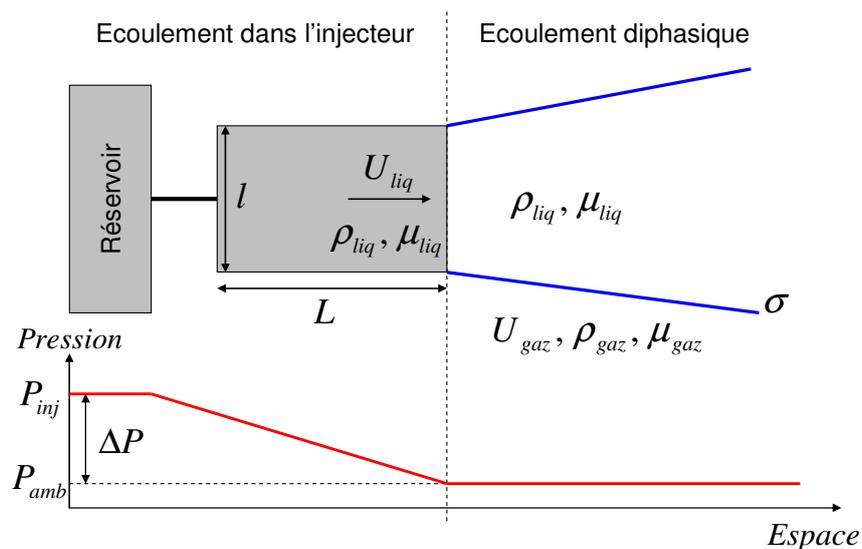


Figure 11. Définition schématique des paramètres des processus d'atomisation (Chiguiet & Reitz 1996)

Sur la base de ces paramètres, il est possible de définir des nombres sans dimension afin de caractériser l'écoulement en sortie de l'injecteur :

- le paramètre de forme de l'injecteur $\frac{L}{l}$ (Figure 11) ;
- le coefficient de décharge $C_D = \frac{Q_v}{S \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_{liq}}}}$ où Q_v est le débit volumique, S la section de sortie de la buse et ρ_{liq} la masse volumique du liquide. Quand le coefficient de décharge est égal à 1, toute l'énergie fournie au liquide est transférée en énergie d'écoulement. La valeur de ce coefficient est donc liée aux pertes de charge mais aussi au développement d'énergie turbulente et à la présence d'un écoulement secondaire. En fonctionnement optimum, ce nombre ne dépend pas de la pression d'injection ;
- le nombre caractéristique de l'écoulement $FN = \frac{Q_m}{\sqrt{\Delta P}}$ (où Q_m est le débit massique) correspond à l'aire utile de l'écoulement au niveau de l'orifice de sortie de la buse ;
- le nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho_{liq} U_{liq} l}{\mu_{liq}}$ (où μ_{liq} est la viscosité dynamique du liquide) qui permet de caractériser la turbulence d'un écoulement ;
- le nombre de Weber gazeux $We = \frac{\rho_{gaz} U_{liq}^2 l}{\sigma}$, avec ρ_{gaz} la masse volumique du gaz, met en rapport les forces aérodynamiques déstabilisatrices et les forces de tension de surface stabilisatrices. Plus ce nombre est grand, plus le rôle des forces aérodynamiques est important et plus les gouttes formées sont petites ;
- le nombre d'Ohnesorge $Oh = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} \sigma} l}$ renseigne sur l'influence de la viscosité du liquide sur le processus d'atomisation, en mettant en rapport un temps caractéristique visqueux et un temps caractéristique capillaire. Plus ce nombre est grand, et plus la viscosité influence le processus de rupture (Mc Carthy & Molloy 1974) ;
- le nombre capillaire $Ca = \frac{\mu_{liq} U_{liq}}{\sigma}$ étudie le rapport entre les forces visqueuses et les forces de tension de surface.

2.1.1.3 Description mathématique d'un spray

Une façon simplifiée de décrire la taille des gouttes formées est d'utiliser les diamètres moyens. Il en existe plusieurs :

- $d_{10} = \frac{\sum N_i d_i}{\sum N_i}$ est la moyenne arithmétique de la distribution numérique de taille ;
- $d_{20}^2 = \frac{\sum N_i d_i^2}{\sum N_i}$ est le diamètre de la goutte dont la surface est la moyenne des surfaces des gouttes ;
- $d_{30}^3 = \frac{\sum N_i d_i^3}{\sum N_i}$ est le diamètre de la goutte dont le volume est la moyenne des volumes des gouttes, souvent appelé « diamètre moyen massique » ;
- $d_{32} = \frac{\sum N_i d_i^3}{\sum N_i d_i^2}$ est le diamètre de la goutte qui montre le même rapport volume sur surface que l'intégralité du spray. Ce diamètre moyen est souvent appelé « diamètre de Sauter », et il apparaît de façon naturelle pour les phénomènes de transferts aux interfaces.

La modélisation des distributions en taille des gouttes d'un spray a pour objectif de décrire la population de gouttes par l'intermédiaire de distributions mathématiques. Il s'agit de rechercher une expression qui correspond au mieux à un résultat expérimental. La littérature (Lefebvre 1989) propose un certain nombre de fonctions mathématiques f qui diffèrent par le type de distribution en diamètres d pour lesquelles elles ont été développées, ainsi que par le nombre de paramètres qu'elles contiennent :

- la distribution log-normale donnée par la formule

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}ds} \exp\left[-\frac{(\ln(d) - \ln(d_{moy}))^2}{2s^2}\right] \text{ où } d_{moy} \text{ est la moyenne géométrique}$$

des diamètres de la distribution et s l'écart-type géométrique ;

- la distribution de Nukiyama-Tanasawa (Nukiyama & Tanasawa 1939) donnée par la formule $f(d) = ad^p \exp[-(bd)^q]$ où a , b , p et q sont déterminés par ajustement avec la courbe expérimentale ;
- la distribution de Rosin-Rammler (Rosin & Rammler 1933), mise au point lors de l'analyse de distributions de taille de poudres obtenues par broyage, et appliquée

avec succès pour caractériser les sprays, donnée par la formule

$$f(d) = q \left(\frac{d^{q-1}}{d_{moy}} \right) \exp \left[- \left(\frac{d}{d_{moy}} \right)^q \right].$$

2.1.2 ENTRAINEMENT D'AIR GENERE PAR UN SPRAY

La nappe liquide générée en sortie de buse se pulvérise et s'étale pour former une nappe diphasique entraînant le gaz environnant. Le long de cette nappe, le gaz est aspiré vers le liquide par un phénomène de dépression induit par le déplacement des gouttes. En front de spray, le gaz environnant est poussé par un effet de pression. La combinaison des effets d'aspiration et de poussée est à l'origine d'un mouvement d'air de type « recirculation » (Prosperi 2008). Cette recirculation se développe à l'extérieur du spray et impose un déplacement de la masse d'air du front du spray vers l'injecteur (Figure 12). A l'intérieur du spray, l'air est également entraîné, mais la recirculation s'effectue dans l'autre sens que celle créée à l'extérieur du spray. De plus, elle reste cloisonnée à l'intérieur du spray tandis que la recirculation extérieure se développe et s'étend sur un périmètre plus large. Cossali (2001) a développé un modèle intégral en stationnaire afin d'estimer la quantité d'air entraînée par le spray de type cône. Ce modèle est basé sur la conservation de la masse et de la quantité de mouvement entre les phases liquide et gazeuse. Les gouttes, soumises aux forces aérodynamiques de traînée, décélèrent et transfèrent leur quantité de mouvement au gaz. Les échanges de quantité de mouvement entre phases augmentent progressivement avec la distance axiale avant de diminuer loin du point d'injection. Les expressions de la vitesse de l'air U_{air} , dans le cas d'un spray à cône creux, prennent alors deux formulations différentes suivant qu'on considère le champ proche de l'injecteur ou le champ lointain (z est défini sur la Figure 12) :

$$- \text{ pour } z \rightarrow 0, U_{air} = \beta_{proche} z^{0,5} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{z_0}{z} \right); \quad (2.1)$$

$$- \text{ pour } z \rightarrow \infty, U_{air} = \beta_{loin}. \quad (2.2)$$

Où β_{proche} et β_{loin} sont deux constantes déterminées empiriquement.

Par l'intermédiaire de la force de traînée entre le gaz et le liquide, les gouttes les moins inertielles, caractérisées par un faible nombre de Stokes, décrit plus loin dans ce document, vont avoir tendance à suivre l'écoulement de gaz, voire à devenir de véritables traceurs. Inversement, les gouttes les plus inertielles, avec un fort nombre de Stokes, ne seront pas déviées, et seront moins sensibles à la recirculation d'air. Ce phénomène d'entraînement des plus petites gouttes par le gaz peut être à l'origine d'une évolution axiale importante des distributions en taille des gouttes. En effet, les petites gouttes auront tendance à être attirées vers l'axe du spray, tandis que les plus

grosses resteront sur la périphérie du spray. Les diamètres moyens peuvent alors devenir plus grands en périphérie qu'au niveau de l'axe du spray.

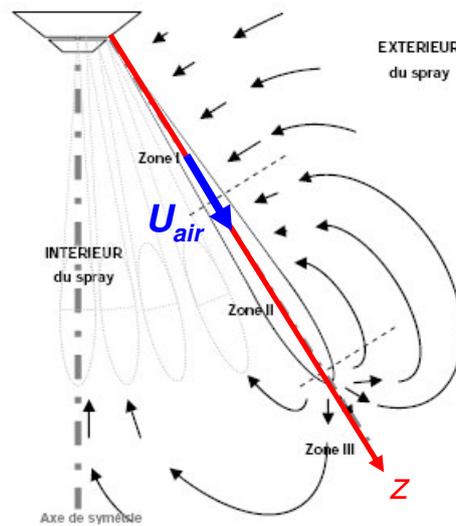


Figure 12. Lignes de courant instantanées de l'écoulement de gaz autour d'un spray à cône creux en phase d'injection (Proserpi 2008)

2.1.3 INTERACTION ENTRE SPRAYS

Dans de nombreuses applications, il arrive que des buses soient placées suffisamment proches pour que les sprays ainsi créés entrent en interaction les uns avec les autres. Citons par exemple les sprinklers destinés à lutter contre les incendies et dessinant un quadrillage sur les plafonds. Citons également les rampes de brouillard d'eau, là encore pour lutter contre les incendies. Et bien sûr, l'application qui nous intéresse dans le cas du bâtiment réacteur, où, comme il a été montré dans une partie précédente, l'espacement entre les buses du système d'aspersion est relativement faible, de sorte que les nuages de gouttes vont interagir entre eux.

Il n'existe que très peu d'articles qui traitent le sujet de l'interaction entre sprays de façon expérimentale. Par exemple, Arai & Saito (1999) et Chiba et al. (2000) ont étudié le croisement de sprays appliqué au procédé de mélange dans les moteurs diesel.

D'après Ko & Ryou (2005), dans cette configuration de croisement de sprays de forte densité, le processus de collision entre gouttes est un des phénomènes physiques principal responsable de l'évolution de la taille moyenne des gouttes. La technique de mesure la plus fréquemment utilisée pour mesurer les caractéristiques des gouttes est celle de l'anémométrie à phase Doppler (Bachalo & Houser 1984). Le montage utilisé par Ko & Ryou (2005) est présenté sur la Figure 13.

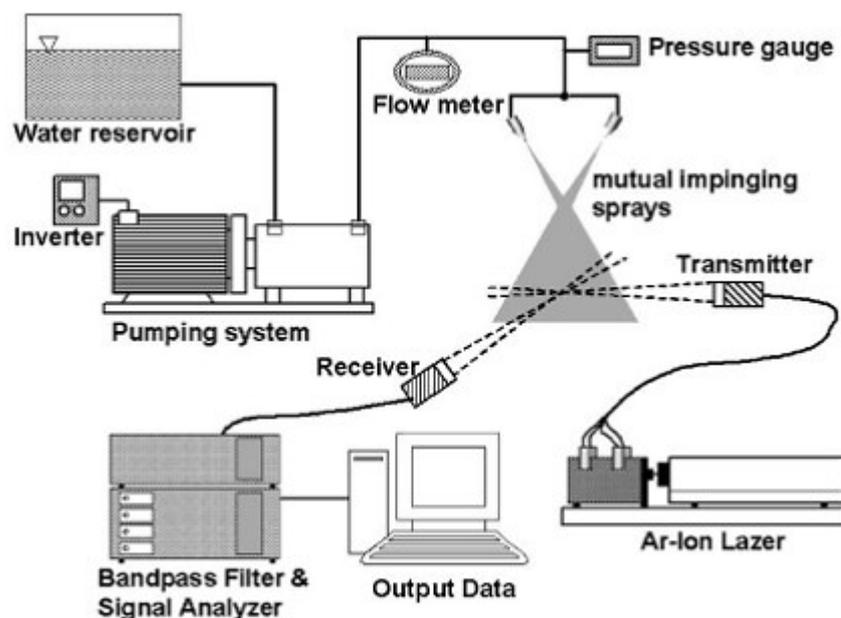


Figure 13. Schéma du montage expérimental de Ko & Ryou (2005) permettant la caractérisation de l'interaction entre sprays

2.1.4 MODELISATION DE LA POLYDISPERSION EN TAILLE ET EN VITESSE DES GOUTTES

Il existe deux approches différentes pour prédire l'évolution des caractéristiques d'un spray : l'approche lagrangienne et l'approche eulérienne. Ces deux approches ont été notamment comparées par Mostafa & Mongia (1987) ou plus récemment par De Chaisemartin (2009). Dans le modèle lagrangien, le spray est représenté par un écoulement de gaz, traité mathématiquement comme un continuum, qui transporte un certain nombre de parcelles de gouttes. Chaque parcelle constitue un groupe physique de gouttes de taille similaire. La trajectoire de chaque parcelle de gouttes au sein de l'écoulement d'air est prédite en résolvant les équations lagrangiennes de bilan de masse et de quantité de mouvement. La méthode de Monte-Carlo est utilisée pour modéliser la dispersion turbulente des gouttes en échantillonnant les vitesses fluctuantes des gouttes de manière aléatoire (Villedieu & Simonin 2004). Dans l'approche eulérienne, la phase gazeuse et la phase dispersée sont traitées comme des continua, pouvant s'interpénétrer. Les équations gouvernant chaque phase sont similaires à celles de Navier-Stokes, avec des termes source supplémentaires, notamment dans l'équation de la quantité de mouvement pour tenir compte de la dispersion turbulente des gouttes. L'approche eulérienne a été adoptée par de nombreux auteurs (voir par exemple Laurent et al. 2004a, Fox et al. 2008, Belt & Simonin 2009). Dans les deux approches, l'écoulement du gaz est traité par une approche eulérienne.

Mostafa & Mongia (1987) ont montré que les deux approches étaient capables de prédire les principales caractéristiques d'un spray turbulent. La méthode eulérienne est attractive d'un point de vue numérique car les calculs sont plus faciles à paralléliser, ce qui peut représenter un avantage considérable lorsque l'on souhaite modéliser des écoulements complexes qui requièrent

des temps de calcul considérables. La méthode lagrangienne peut avoir moins d'équations de transport à résoudre numériquement, mais le coût de calcul est augmenté par la nécessité d'une solution en trois dimensions, en transitoire pour modéliser correctement les effets des collisions et les interactions turbulentes sur les trajectoires des gouttes de manière individuelle.

Le choix s'est porté sur l'utilisation du code eulérien NEPTUNE_CFD, développé dans le cadre du projet NEPTUNE (EDF, CEA, IRSN, AREVA-NP) sur la thermohydraulique des accidents graves de REP. Trois méthodes de modélisation de la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes sont principalement utilisées dans cette approche eulérienne : la méthode des sections (Greenberg et al. 1993, Villedieu & Hylkema 1997, Hylkema 1999, Laurent et al. 2004a), la forme présumée (Ruyer 2008) et la méthode des moments (Fox et al. 2008, Belt et Simonin 2009). Elles vont être décrites dans les paragraphes suivants.

2.1.4.1 Méthode des sections ou méthode des classes

L'idée est de considérer la phase dispersée comme un ensemble de milieux continus fluides, chaque fluide correspondant à une moyenne statistique effectuée entre deux tailles fixées : la classe de diamètre (Figure 14). L'équation de transport est résolue pour chacune de ces classes, comme s'il s'agissait de fluides distincts (Laurent 2002, Dufour 2005, Kah 2010).

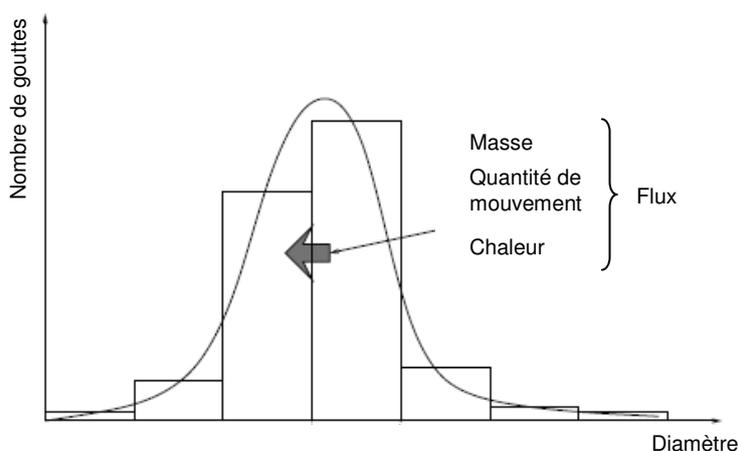


Figure 14. Principe de la méthode des classes eulérienne

Le cadre précis de validité de ce modèle et les hypothèses sous-jacentes ont été obtenus par Laurent & Massot (2001) pour des sprays dilués. Dans leur cas, l'approche des classes a été validée à l'aide de mesures expérimentales réalisées sur des flammes de diffusion diphasiques laminares et comparées numériquement à l'approche lagrangienne. Massot & Villedieu (2001) se sont intéressés aux sprays denses dont la différence de vitesse avec le milieu gazeux est faible (écoulements par rapport à une goutte à faible nombre de Weber, donc pas de déformation ni a fortiori de fragmentation). L'évolution du spectre de taille évolue du fait des collisions, et notamment de la

coalescence. La modélisation de ce phénomène fait intervenir de manière cruciale, pour les gouttes qui possèdent une certaine inertie, la vitesse relative des partenaires de collision. Massot & Villedieu (2001) utilisent alors un modèle des classes qui prend en compte la dépendance des fréquences de collision en fonction de la vitesse relative des gouttes.

Les classes échangent masse et quantité de mouvement. Le choix des points de discrétisation doit être fixé au début. Cela représente une limite de cette méthode, notamment en cas de forte évolution de la distribution de diamètres. Il peut alors se produire une accumulation des gouttes au sein des classes extrêmes. La dernière classe est choisie jusqu'à l'infini afin de décrire tout l'espace des tailles. Laurent et al. (2004b) proposent des études de sensibilité au nombre de classes déclarées. Pour obtenir les équations de conservation classiques, trois conditions doivent être vérifiées (Laurent et al. 2004a) :

- chaque taille possède sa propre vitesse caractéristique moyenne,
- il n'y a pas de dispersion en vitesse autour de cette vitesse caractéristique,
- la densité de gouttes décroît de manière exponentielle à l'infini comme une fonction du diamètre.

Si on note N le nombre de classes, on parvient à un système de $2(N+1)$ équations de conservation, qui sont (sans considérer les termes d'échanges de masse) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) = C(\alpha_k \rho_k) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,i} U_{k,j}) = -\alpha_k \nabla p + \alpha_k \rho_k g_j + \nabla \left[\alpha_k \left(\overset{=}{\tau}_{k,ij} + \overset{=T}{\tau}_{k,ij} \right) \right] + C(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) \quad (2.4)$$

Où k est la classe considérée, i la coordonnée, α_k la fraction volumique de la classe k , ρ_k la fraction volumique de la classe k , $U_{k,i}$ la vitesse de la classe k selon la composante i , p est la pression, g la gravité, $\overset{=}{\tau}_{k,ij}$ et $\overset{=T}{\tau}_{k,ij}$ sont le tenseur des contraintes et son transposé. Les termes de collision $C(\alpha_k \rho_k)$ et $C(\alpha_k \rho_k U_{k,i})$ seront explicités dans les prochaines parties.

2.1.4.2 Méthode de la forme présumée

Une autre approche consiste à résoudre une équation de transport pour un nombre donné de moments de la distribution. Ruyer (2008) applique cette méthode pour les écoulements

polydispersées à bulles. Il présuppose une forme pour la distribution en taille, et transporte uniquement les moments de cette distribution. Cette méthode possède l'inconvénient du choix de la fonction de distribution. La simplicité de la forme choisie permet d'obtenir une relation entre les moments et l'expression analytique de la loi, et par conséquent, pour les différentes intégrales servant à estimer les termes sources des équations de transport. L'essentiel n'est pas de résoudre les détails de la distribution en taille, mais plutôt les statistiques de la population. On travaille donc directement sur le transport des quantités par lesquelles on cherche à caractériser l'écoulement. Dans le cas de Ruyer (2008) sur les bulles, une forme présupposée s'adapte mieux que dans le cas des gouttes. En effet, la distribution d'un écoulement polydispersé de gouttes peut beaucoup plus évoluer qu'un écoulement constitué de bulles, et la distribution choisie initialement peut ne plus se retrouver adéquate. Des méthodes adaptées aux écoulements à gouttes turbulents ont donc été proposées, notamment par Fox et al. (2008) ou Belt & Simonin (2009).

Les moments d'une distribution f_{fk} s'expriment par la valeur moyenne d'une quantité ψ_k qui peut valoir 1, f_{fk} , f_{fk}^2 , ... La valeur moyenne de la quantité $\psi_k(U_f, U_k, m_k)$ peut être obtenue en intégrant sur l'espace des phases, avec U_f la vitesse du fluide porteur, U_k la vitesse moyenne de la classe k et m_k la masse de la classe k :

$$\langle \psi \rangle_k = \frac{1}{n_k} \int \psi(U_f, U_k, m_k) f_{fk}(U_f, U_k, m_k) dU_f dU_k dm_k \quad (2.5)$$

Où n_k est le moment d'ordre 0 de la distribution f_{fk} :

$$n_k = \int f_{fk}(U_f, U_k, m_k) dU_f dU_k dm_k \quad (2.6)$$

Une équation générale pour les variations d'une fonction ψ peut être dérivée de l'équation de transport sur la distribution en intégrant sur l'espace des phases. On obtient l'équation d'Enskog (Simonin 1996) qui permettra de déterminer les caractéristiques de la distribution en tout point du domaine :

$$\begin{aligned} \alpha_k \rho_k \frac{\partial}{\partial t} \langle \psi \rangle_k + \alpha_k \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} \langle U_{k,i} \psi \rangle_k &= \alpha_k \rho_k \left\langle \frac{dU_{k,i}}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial U_{k,i}} \right\rangle_k \\ &+ \alpha_k \rho_k \left\langle \frac{dU_{f,i}}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial U_{f,i}} \right\rangle_k \\ &+ \alpha_k \rho_k \left\langle \frac{dm_k}{dt} \left[\frac{\partial \psi}{\partial m_k} + \frac{\psi}{m_k} \right] \right\rangle_k \\ &+ C(m_k \psi) \end{aligned} \quad (2.7)$$

$C(m_k \psi)$ correspond au terme de collisions, qui sera explicité plus tard.

2.1.4.3 Formalisme DQMOM (Direct Quadrature Method Of Moments)

L'approche DQMOM a été développée par Marchisio & Fox (2005) puis généralisée par Laurent et al. (2008) puis par Belt & Simonin (2009). Elle découle de la méthode de la forme présumée, mais permet une plus grande souplesse dans l'évolution de la forme de la distribution à la fois en taille et en vitesse. Pour chaque classe de masse ou de diamètre, une distribution de vitesse est attribuée. La distribution utilisée prend alors la forme suivante :

$$f_{fp}(U_f, U_p, m_p) = h_{m_p}(U_f, U_p)g(m_p) \quad (2.8)$$

Où $h_{m_p}(U_f, U_p)$ est la distribution jointe fluide-particules conditionnée par la masse m_p , et $g(m_p)$ est la distribution en taille des particules. On a alors les conditions de normalisation :

$$\int h_{m_p}(U_f, U_p) dU_f dU_p = n_p \quad (2.9)$$

$$\int g(m_p) dm_p = 1 \quad (2.10)$$

Comme Marchisio & Fox (2005), Belt & Simonin (2009) écrivent la distribution g sous la forme d'une somme de N fonctions de Dirac :

$$g(m_p) = \sum_{k=1}^N \omega_k \delta(m_p - m_{p,k}) \quad (2.11)$$

La condition de normalisation sur g (2.10) impose directement que la somme des poids ω_k sur toutes les classes est égale à un. Cela permet alors d'utiliser l'approximation de la quadrature de Gauss pour les moments de la distribution g (la démonstration se trouve dans l'article de Belt & Simonin 2009) :

$$\int m_p^l g(m_p) dm_p = \sum_{k=1}^N \omega_k m_{p,k}^l \quad (2.12)$$

Pour la distribution g , les poids ω_k et les abscisses des Dirac $m_{p,k}$ sont inconnus. Il y a donc $2N$ inconnues. L'idée de Marchisio & Fox (2005) est donc d'utiliser les $2N$ équations de transport des moments les plus faibles pour la distribution g . Ces $2N$ équations sont obtenues en intégrant l'équation cinétique multipliée par m_p^l avec l allant de 0 à $2N-1$. On obtient alors, en posant

$$\alpha_k = \frac{n_{p,k} m_{p,k}}{\rho_k} :$$

$$\int m_p^l \left(\frac{\partial f_{fp}}{\partial t} \right)_{coll} dU_f dU_p dm_p = (1-l) \sum_{k=1}^N \omega_k m_{p,k}^l \left[\frac{\partial}{\partial t} (n_{p,k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_{k,j} n_{p,k}) \right] + l \sum_{k=1}^N \omega_k m_{p,k}^{l-1} \left[\frac{\partial}{\partial t} (n_{p,k} m_{p,k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_{k,j} n_{p,k} m_{p,k}) - n_{p,k} \langle \Gamma \rangle_p \right] \quad (2.13)$$

On considère ici qu'il n'y a pas d'évaporation/condensation : $\langle \Gamma \rangle_p = 0$. Le membre de gauche de l'équation correspond au terme de collision que l'on choisit de noter $C(m_p^l)$.

En posant a_k et b_k , qui sont respectivement les termes sources de l'équation de transport du nombre et de la masse des particules de la classe k , définis comme :

$$a_k = \frac{\partial}{\partial t} (n_{p,k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_{k,j} n_{p,k}) \quad (2.14)$$

$$b_k = \frac{\partial}{\partial t} (n_{p,k} m_{p,k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_{k,j} n_{p,k} m_{p,k}) \quad (2.15)$$

On peut réécrire l'équation ci-dessus de manière plus simple :

$$C(m_p^l) = (1-l) \sum_{k=1}^N \omega_k m_{p,k}^l a_k + l \sum_{k=1}^N \omega_k m_{p,k}^{l-1} b_k \quad (2.16)$$

L'équation (2.14) correspond donc à la conservation du nombre de gouttes de la classe k et l'équation (2.15) n'est rien d'autre que celle de la conservation de la masse.

Après avoir calculé le terme de collision $C(m_p^l)$, il suffit alors d'inverser le système (2.16) pour calculer les termes a_k et b_k , ce qui permettra de résoudre les équations de bilan (2.14) et (2.15). Cette inversion du système n'est toutefois pas triviale car la matrice est mal conditionnée, du fait de la présence de puissances très élevées.

Wunsch (2009) utilise une somme de 3 ou 4 Dirac dans ses simulations. Il justifie ce choix par le fait que l'utilisation de moments d'ordre supérieur à 4 perd son sens physique et n'apporte pas plus de précision au calcul.

2.2 COLLISION ENTRE LES GOUTTES D'EAU

Dans la partie précédente, nous avons décrit les principales étapes de création du spray et son impact sur le gaz environnant. Les différentes méthodes de traitement de la polydispersion en taille et en vitesse ont été abordées. Il s'agit désormais de discuter des interactions entre gouttes. Lors du trajet des gouttes dans leur milieu, elles vont pouvoir rentrer en collision les unes avec les autres. En supposant que les collisions concernent au plus des paires de gouttes (cette hypothèse

est cohérente avec une faible fraction volumique du nuage de gouttes, généralement inférieure à 0,001), on peut distinguer deux étapes dans ce phénomène d'interaction :

- un premier point à étudier est la probabilité que deux gouttes se rencontrent,
- si elles se rencontrent, que va-t-il advenir des deux gouttes initiales ?

2.2.1 PROBABILITE DE COLLISION

Une prédiction correcte de la probabilité de collision est un point important lorsque l'on traite des cas où le phénomène de collision peut avoir un impact important sur les propriétés des gouttes, notamment leur diamètre et leur vitesse. Il existe deux façons d'appréhender cette probabilité de collision, que l'on nomme en général fréquence de collision et qui a pour unité des $m^{-3}s^{-1}$: on considèrera successivement les cas des trajectoires non corrélées et des trajectoires corrélées.

2.2.1.1 Calcul des fréquences de collision

2.2.1.1.1 Cas des trajectoires non corrélées

Dans un premier temps, on peut supposer que l'influence de la turbulence sur la corrélation de vitesse entre les gouttes est négligeable, ce qui conduit donc à l'hypothèse de chaos moléculaire (Abrahamson 1975). Gourdel (1999) donne le détail d'un calcul théorique permettant d'aboutir à la fréquence de collision en considérant cette hypothèse du chaos moléculaire, prenant en compte les deux mécanismes de collision : agitation turbulente et glissement moyen. La formule finale pour une collision entre une goutte m et une goutte n est alors la suivante :

$$f_{m,n} = g_0^{mn} \pi \left(\frac{d_m + d_n}{2} \right)^2 n_n n_m |\vec{U}_m - \vec{U}_n| \left[\left(\frac{1}{2z} + 1 \right) \operatorname{erf}(\sqrt{z}) + \frac{\exp(-z)}{\sqrt{\pi z}} \right] \quad (2.17)$$

$$\text{avec } z = \frac{3}{4} \frac{|\vec{U}_m - \vec{U}_n|^2}{q_m^2 + q_n^2}$$

Où n_m et n_n sont les nombres des gouttes m et n par unité de volume, U_m et U_n sont les vitesses des gouttes m et n , d_m et d_n sont les diamètres des gouttes m et n , q_m^2 et q_n^2 sont les énergies cinétiques turbulentes des gouttes m et n , et g_0^{mn} la fonction de distribution de paires permettant de tenir compte de la gêne stérique.

On peut distinguer deux cas qui permettent de simplifier la formule (2.17) :

- si $z \ll 1$, soit $|U_m - U_n|^2 \ll q_m^2 + q_n^2$, c'est-à-dire si le glissement est négligeable devant la turbulence, alors :

$$f_{m,n} = g_0^{mn} \pi \left(\frac{d_m + d_n}{2} \right)^2 n_n n_m \sqrt{\frac{16}{3\pi} (q_m^2 + q_n^2)} \quad (2.18)$$

- si $z \gg 1$, soit $|U_m - U_n|^2 \gg q_m^2 + q_n^2$, c'est-à-dire lorsque les gouttes sont très inertielles et ne sont pas influencées par la turbulence, alors :

$$f_{m,n} = g_0^{mn} \pi \left(\frac{d_m + d_n}{2} \right)^2 n_n n_m |\vec{U}_m - \vec{U}_n| \quad (2.19)$$

Lorsque la fraction volumique de gouttes est faible, c'est-à-dire au maximum de l'ordre de 0,001, on peut considérer que la fonction de distribution de paires g_0 est égale à 1.

Une forme approchée de l'équation (2.17) a été proposée dans le cadre de la thèse de Patiño-Palacios (2007), vérifiant les deux solutions asymptotiques (2.18) et (2.19) :

$$f_{m,n} = \pi \left(\frac{d_m + d_n}{2} \right)^2 n_n n_m |\vec{U}_m - \vec{U}_n| \left(1 + \sqrt{\frac{16 (q_m^2 + q_n^2)}{3\pi |\vec{U}_m - \vec{U}_n|^2}} \right) \quad (2.20)$$

2.2.1.1.2 Cas des trajectoires corrélées

Dans le cadre de modélisation d'écoulements à phases dispersées, il est généralement nécessaire de prendre en compte la corrélation entre les vitesses de particules qui entrent en collision. Pour des particules supposées de petites tailles devant les grandes échelles de l'écoulement turbulent, Lavieville et al. (1995) proposent une forme approchée de la fonction de distribution de paires de particules qui permet le calcul d'une nouvelle forme de la fréquence de collision qui dépend du coefficient de corrélation entre l'agitation des particules et la turbulence du fluide, défini sur l'intervalle [0,1] comme ceci :

$$\xi_{gk} = \frac{q_{gk}}{2\sqrt{q_{gaz}^2 q_k^2}} \quad (2.21)$$

où q_{gaz}^2 est l'énergie cinétique du fluide, et q_{gk} la covariance fluide-particule.

En utilisant la même approche théorique que Lavieville et al. (1995) et Gourdel (1999), Pigeonneau (1998) donne une formule de la fréquence de collision identique à (2.17) mais en posant désormais :

$$z = \frac{3}{4} \frac{|U_m - U_n|^2}{q_m^2 + q_n^2 - 2\sqrt{q_m^2 q_n^2} \xi_{gm} \xi_{gn} f(d_m, d_n)} \quad (2.22)$$

Où $f(d_m, d_n)$ est une fonction paire des diamètres des deux gouttes. Cette fonction peut être choisie égale à 1 pour de faibles diamètres.

Comme pour la formule « non corrélée », Patiño-Palacios (2007) donne une approximation de la fréquence de collision dans le cas « corrélé », mettant en évidence deux asymptotes, selon que la turbulence ou la vitesse de glissement est prépondérante. Sa forme est similaire à (2.20).

2.2.2 DIFFERENTS REGIMES DE COLLISION BINAIRE

L'état de l'art sur les collisions binaires indique qu'il existe un consensus pour déterminer quatre régimes de collision : le rebond, la coalescence et les séparations par étirement et réflexion. Depuis Brazier-Smith et al. (1972), les auteurs s'attachent à caractériser ces régimes selon des courbes de transitions entre les régimes définies en fonction de deux paramètres adimensionnels : le nombre de Weber We et le paramètre d'impact b (Figure 15).

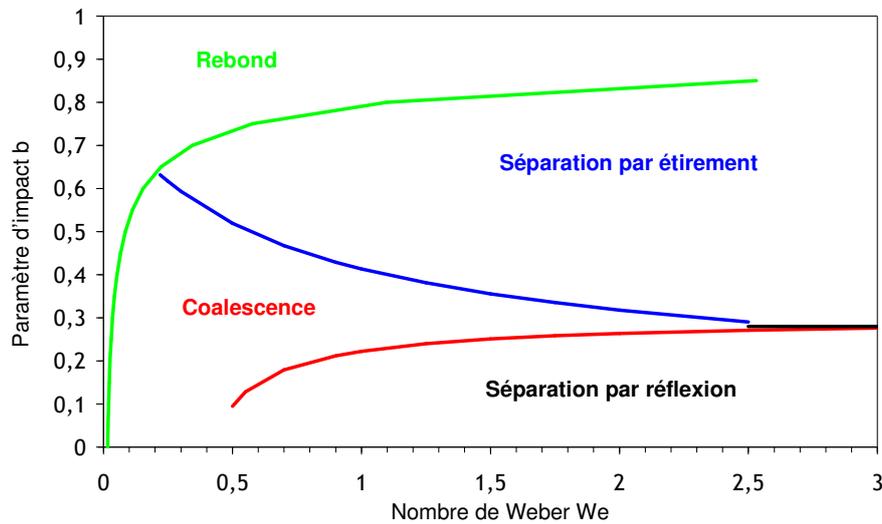


Figure 15. Courbes de transition entre les différents régimes de collision

Le paramètre d'impact permet de décrire le degré d'excentricité d'une collision. On le détermine à l'aide du rapport entre la distance δ (du centre de la grosse goutte au vecteur vitesse relative \vec{U}_{rel} entre les deux gouttes issu du centre de la petite goutte), et la somme des diamètres des deux gouttes (Figure 16) :

$$b = \frac{2\delta}{d_s + d_l} \quad (2.23)$$

où d_s et d_l sont respectivement le diamètre de la petite et de la grosse goutte. Lorsque b vaut 0, le choc est frontal ; lorsqu'il vaut 1, le choc est rasant (Figure 17). Le détail du calcul du paramètre d'impact est donné dans la thèse de Rabe (2009).

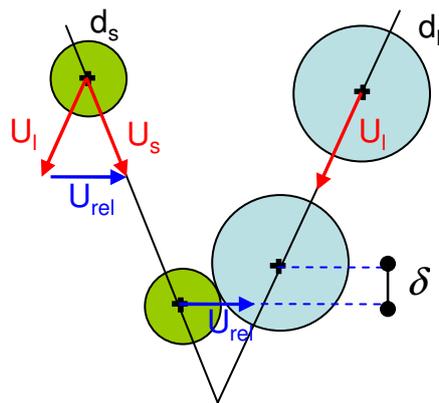


Figure 16. Définition géométrique de la distance δ

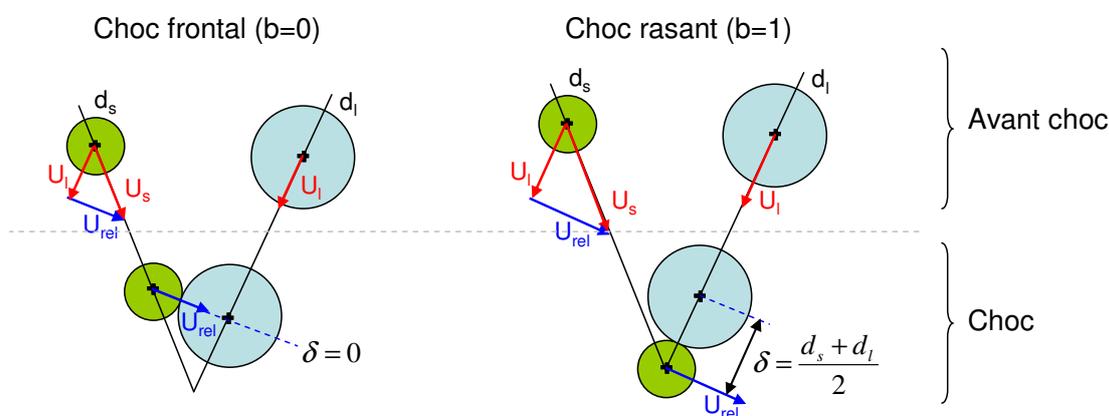


Figure 17. Valeurs extrêmes du paramètre d'impact selon le type de collision

Le nombre de Weber We , introduit par Brazier-Smith et al. (1972) dans la description de la collision, correspond au rapport entre l'énergie cinétique et celle due à la tension superficielle σ du liquide. Il s'écrit généralement en fonction du diamètre de la petite goutte et de la vitesse relative :

$$We = \frac{\rho_{liq} d_s \|\vec{U}_{rel}\|^2}{\sigma} \quad (2.24)$$

avec ρ_{liq} la masse volumique du liquide et σ la tension de surface. L'énergie cinétique favorise la dislocation de la goutte tandis que l'énergie superficielle contribue à sa cohésion en réduisant l'aire de l'interface entre liquide et gaz.

Jiang et al. (1992) 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 de Jiang et al. (1992) ne permet pas de représenter clairement la fraction d'énergie cinétique de chaque goutte intervenant dans la collision et donc son influence sur l'issue du choc. C'est pourquoi Rabe et al. (2010) introduisent un nouveau nombre de Weber appelé « nombre de Weber symétrique » noté We_s , dans lequel va

entrer en compte le diamètre de la grosse goutte. Rabe et al. (2010) se sont employés à décrire précisément l'apport énergétique de chaque goutte dans la collision en repartant de la définition de base du nombre de Weber, comme le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie de surface :

$$We_s = \frac{\frac{1}{2} m_s \|\vec{v}_s\|^2 + \frac{1}{2} m_l \|\vec{v}_l\|^2}{\sigma \pi d_s^2 + \sigma \pi d_l^2} \quad (2.25)$$

où m_s et m_l sont les masses respectives de la petite et de la grosse goutte et \vec{v}_s et \vec{v}_l sont les vitesses de chaque goutte prises dans le repère du centre de masse (Figure 18).

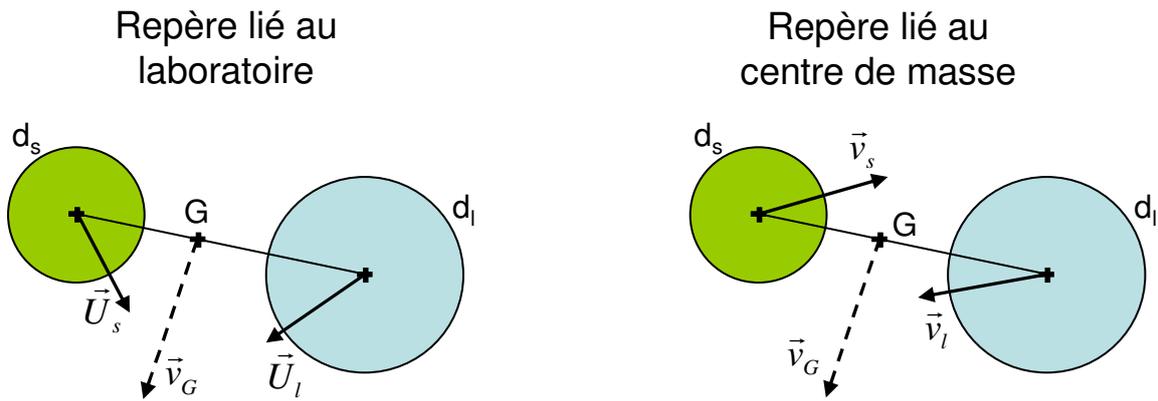


Figure 18. Représentation des vitesses des gouttes dans le repère lié au laboratoire (gauche) et dans le repère lié au centre de masse G du système des gouttes (droite)

En faisant l'hypothèse que les gouttes sont sphériques et possèdent des densités similaires et uniformes, l'équation (2.25) donne une nouvelle définition du nombre de Weber :

$$We_s = \frac{\rho_{liq}}{12\sigma} \frac{d_s^3 \|\vec{v}_s\|^2 + d_l^3 \|\vec{v}_l\|^2}{d_s^2 + d_l^2} \quad (2.26)$$

Cette nouvelle expression considère les propriétés de chacune des gouttes de manière identique, et identifie ainsi leur contribution respective à la collision.

Afin de pouvoir comparer les modèles, ce nouveau nombre de Weber symétrique a été exprimé en fonction de l'ancien :

$$We_s = We \frac{\Delta^2}{12(1 + \Delta^3)(1 + \Delta^2)} \quad (2.27)$$

où $\Delta = \frac{d_s}{d_l}$ est le rapport des diamètres.

2.2.2.1 Rebond

Ce phénomène se produit lorsque deux gouttes entrent en collision avec une énergie cinétique faible. Cette énergie est insuffisante pour évacuer le film de gaz présent entre les deux gouttes et celles-ci se déforment sans se toucher physiquement en se rapprochant. L'énergie est alors utilisée par la tension de surface pour que les gouttes retrouvent leur forme sphérique (Figure 19). Par son action, la tension de surface agit sur le gaz en augmentant localement la pression, ce qui a pour effet de repousser les deux gouttes. Les paramètres thermohydrauliques du gaz environnant ont une forte influence sur ce régime de collision. La courbe de transition entre la coalescence et le rebond est déterminée par les travaux d'Estrade et al. (1999) pour les hydrocarbures. Rabe et al. (2010) proposent également une courbe en fonction de leurs résultats expérimentaux, en pression et en hélium, pour des gouttes d'eau.

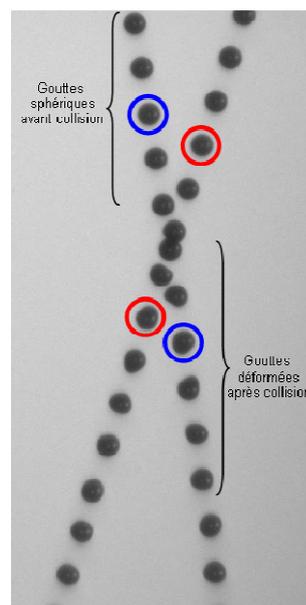


Figure 19. Rebond de gouttelettes d'eau (diamètre=275 μm ; $\Delta=1$; $We=18,8$; $We_s=0,39$; $b=0,79$), Foissac et al. (2010)

2.2.2.2 Coalescence

Lorsque la vitesse relative entre les deux gouttes est suffisante pour rompre le film gazeux qui les sépare, les deux gouttes fusionnent (Figure 20). La goutte fille induite par cette collision forme un disque épais oscillant avant de se contracter pour former une goutte sphérique plus grosse. Ces oscillations sont dues à la dissipation de l'énergie cinétique. Le phénomène de coalescence résulte de la compétition entre étirement et drainage du film gazeux.



Figure 20. Coalescence de gouttelettes d'eau (diamètre=271 μm ; $\Delta=1$; $We=18,1$; $We_s=0,38$; $b=0,24$), Foissac et al. (2010)

2.2.2.3 Séparation par étirement

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 (Figure 21). L'issue de la collision dépend donc de la compétition entre l'énergie de surface, au niveau de la région d'interaction, œuvrant pour la cohésion 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.



Figure 21. Séparation par étirement de gouttelettes d'eau (diamètre=300 μm ; $\Delta=1$; $We=94,9$; $We_s=1,98$; $b=0,77$), Foissac et al. (2010)

2.2.2.4 Séparation par 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 dans l'axe de la collision (Figure 22). Cette forme, ainsi nommée par Ashgriz & Poo (1990), possède en son centre un fin film de liquide. Un gradient de pression dû à cette forme engendre une contraction vers le centre qui éjecte le liquide perpendiculairement à l'axe de la collision. Suivant la vitesse de cette contraction, deux ou plusieurs gouttes peuvent finalement être créées.

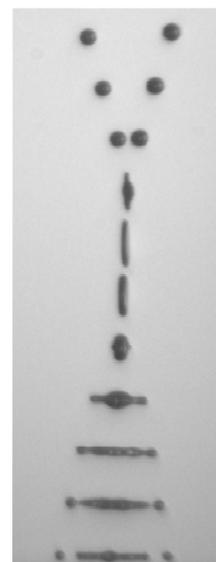


Figure 22. Séparation par réflexion de gouttelettes d'eau (diamètre=300 μm ; $\Delta=1$; $We=114$; $We_s=2,45$; $b=0,02$), Foissac et al. (2010)

2.2.2.5 Régimes à haut nombre de Weber

Dans sa thèse, Rabe (2009), en collaboration avec Roth et al. (2007), a étudié les collisions à haut nombre de Weber, et mis en évidence deux nouveaux régimes : l'éclatement et l'étirement avec digitations.

Le régime de séparation par étirement avec digitations est un régime intermédiaire entre la séparation par étirement et l'éclatement (Figure 23). Les deux gouttes fusionnent puis s'étirent dans la direction de la vitesse relative, mais aussi dans la direction perpendiculaire. Un film en forme d'ellipse se crée alors, puis se rétracte dans la direction perpendiculaire à la collision, lorsque les forces de tension superficielle dépassent les forces d'inertie. Par la suite, le ligament tend à devenir instable, ce qui permet le développement de nœuds constituant la base de digitations entraînant la formation de fines gouttelettes satellites.

Le régime d'éclatement débute par la fusion des gouttes sous forme de « planète Saturne », se transformant ensuite rapidement en un tore qui tend à s'agrandir (Figure 24). Un film liquide apparaît et s'étend à une vitesse supérieure à celle de la goutte. La vitesse d'extension diminue ensuite à cause des forces visqueuses. La force de tension superficielle devient du même ordre de grandeur que les forces d'inertie, et un bourrelet se crée en périphérie. Les instabilités de Rayleigh entraînent la formation de nœuds, pouvant contribuer à la création d'un grand nombre de gouttelettes satellites.

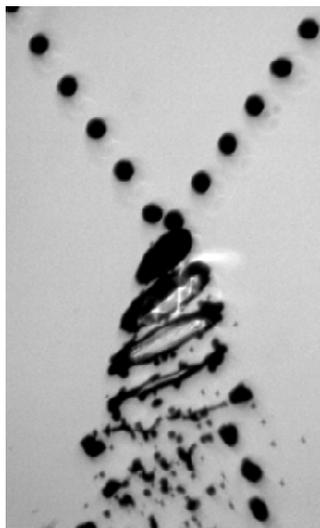


Figure 23. Séparation par étirement avec digitations de gouttelettes d'eau (diamètre=450 μm ; $\Delta=1$; $We_s=12$; $b=0,73$), Rabe et al. (2011)

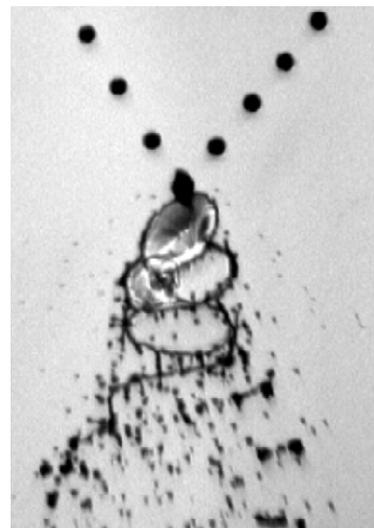


Figure 24. Régime d'éclatement de gouttelettes d'eau (diamètre=220 μm ; $\Delta=1$; $We_s=23$; $b=0,14$), Rabe et al. (2011)

2.2.3 CARACTERISATION DES REGIMES DE COLLISION

Prévoir la transition d'un régime de collision à un autre en connaissant les caractéristiques des gouttes comme leur taille, leur vitesse et leurs propriétés thermodynamiques est un élément fondamental pour modéliser l'évolution des distributions en taille et en vitesse des gouttes au sein

d'un spray. Les différents auteurs ont donc essayé de décrire physiquement ou empiriquement des courbes de transition entre les régimes.

Nous récapitulons, dans le Tableau 6, les modèles les plus utilisés jusqu'à présent pour les courbes frontières des différents régimes de collision de gouttelettes d'eau. Pour plus de détails sur l'établissement de ces courbes de régimes, se reporter à la thèse de Rabe (2009).

Tableau 6. Résumé des principaux modèles pour les courbes frontières des différents régimes de collision de gouttelettes d'eau

Régimes de collision délimitant la frontière	Equation de la courbe frontière	Paramètres prépondérants
Coalescence / Séparation par étirement Ashgriz & Poo (1990)	$We_{Coal/Étir} = \frac{4(1+\Delta^3)[3(1+\Delta)(1-b)(\Delta^3\phi_s + \phi_l)]^{\frac{1}{2}}}{\Delta^2[(1+\Delta^3) - (1-b^2)(\phi_s + \Delta^3\phi_l)]}$	ϕ_s et ϕ_l portions en interaction de la petite et grosse goutte
Coalescence / Séparation par réflexion Ashgriz & Poo (1990)	$We_{Coal/Ref} = \frac{3 \left[7(1+\Delta^3)^{\frac{2}{3}} - 4(1+\Delta^2) \right] \Delta(1+\Delta^3)^2}{\eta_2 + \Delta^6\eta_1}$	$\eta_1 = 2(1-\xi)^2(1-\xi^2)^{\frac{1}{2}} - 1$ $\eta_2 = 2(\Delta-\xi)^2(\Delta^2-\xi^2)^{\frac{1}{2}} - \Delta^3$ $\xi = \frac{1}{2}b(1+\Delta)$
Coalescence / Rebond Estrade et al. (1999)	$We_{Coal/Reb} = \frac{(1+\Delta^2)(4\Phi_c - 12)\Delta}{\phi_l(1-b^2)}$	$\Phi_c = \frac{2}{\left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1\right)^{\frac{2}{3}}} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1\right)^{\frac{1}{3}}$ $\varphi_c = cste$

Où :

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

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

Avec $\Gamma = (1-b)(1+\Delta)$ et h la hauteur de goutte en interaction définie de la manière suivante (Figure 25) :

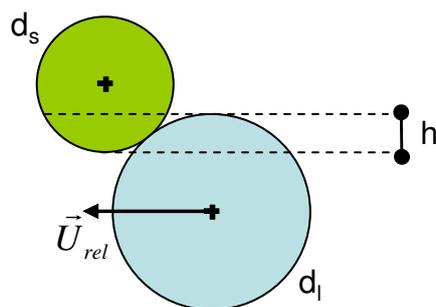


Figure 25. Paramètres de caractérisation des volumes d'interaction des gouttes (Ashgriz & Poo 1990)

On peut remarquer que $h = (1 - \delta) \left(\frac{d_s + d_l}{2} \right)$ (Figure 16).

Le nouveau nombre de Weber symétrique décrit par Rabe et al. (2010) a permis de décrire correctement les transitions, en éliminant la dépendance au rapport des diamètres Δ (Figure 26). Les frontières ont pu être décrites par des modèles indépendants de Δ présentés ci-après.

Pour la transition entre la coalescence et la séparation par réflexion, Rabe et al. (2010) considèrent la compétition entre une énergie cinétique efficace et l'énergie de surface des gouttes. L'équation finale pour le paramètre d'impact critique $b^{ref-coal}$ pour la transition entre ces deux régimes est alors :

$$b^{ref-coal} = 0,279 \sqrt{1 - \frac{0,45}{We_s}} \quad (2.28)$$

Basée sur la même analyse énergétique, la transition entre la coalescence et la séparation par étirement peut être exprimée de la façon suivante :

$$b^{étir-coal} = \frac{\sqrt{0,53^2 + 4,24We_s} - 0,53}{4We_s} \quad (2.29)$$

Pour de plus grosses gouttes et des vitesses plus élevées, seuls les régimes de séparation sont observés, c'est-à-dire la réflexion et l'étirement. L'hypothèse de base faite pour la modélisation de cette transition est que la force de tension de surface est négligeable devant l'énergie cinétique. Ce qui signifie donc que seule l'énergie cinétique est importante pour déterminer les issues de collision à haut nombre de Weber. Par conséquent, la compétition entre les forces qui contribuent à la réflexion d'une part, et à la séparation de l'autre, doit être considérée. Le ratio de l'énergie cinétique de réflexion et de l'énergie cinétique d'étirement peut alors être écrit et le paramètre d'impact critique évalué :

$$b^{étir-ref} = \sqrt{\frac{1 - k}{1 + R_{ref-étir}}} \quad (2.30)$$

Avec k le coefficient de dissipation visqueuse, trouvé d'après les résultats expérimentaux de Rabe et al. (2010) égal à 0,90 et le nombre sans dimension $R_{ref-étir}$ qui est estimé à 0,28. Une valeur constante du paramètre d'impact critique décrivant la transition entre la réflexion et l'étirement est alors trouvée :

$$b^{étir-ref} = 0,28 \quad (2.31)$$

Ces trois modèles décrivant les courbes de transition entre les différents régimes de collision sont décrits plus en détails dans Rabe et al. (2010). Ils ont été validés dans des conditions de pression et température ambiantes et pour des gouttes de 200 à 400 μm de diamètre avec des vitesses relatives allant jusqu'à des vitesses relatives de 10 m/s.

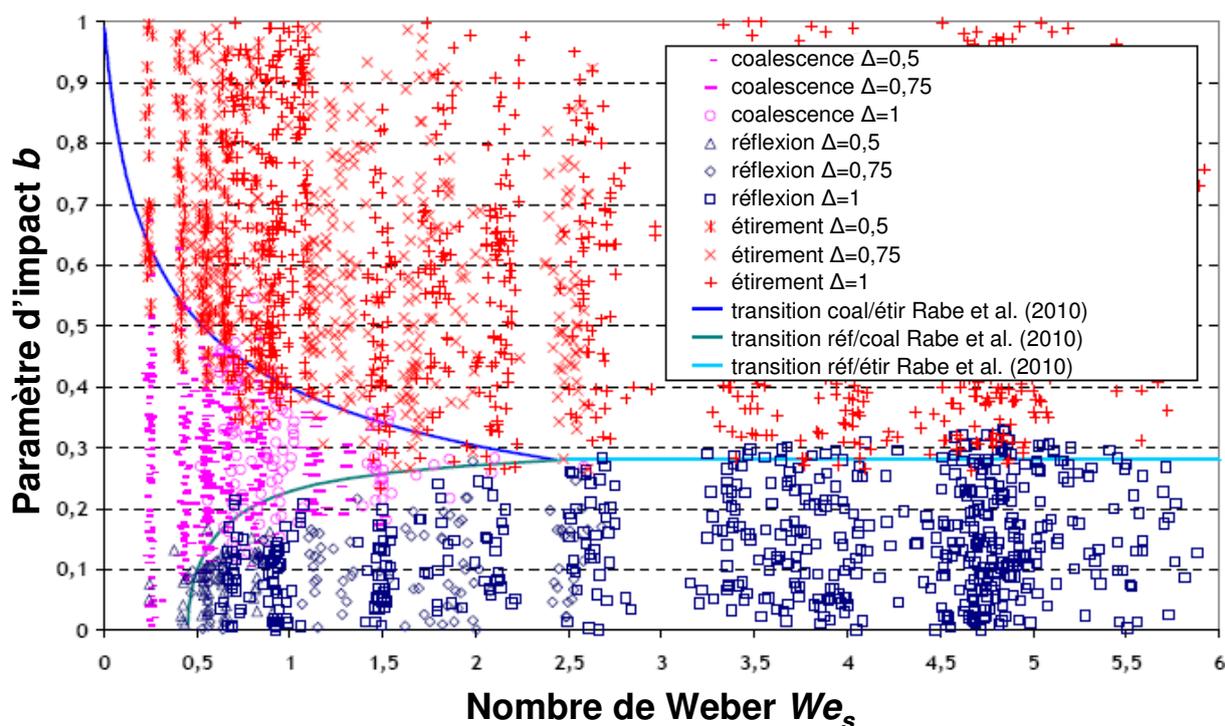


Figure 26. Superposition de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec différents rapports de diamètres à l'aide du nombre de Weber symétrique et courbes frontières associées (Rabe et al. 2010)

2.2.4 INFLUENCE DE LA NATURE DU LIQUIDE ET DU GAZ SUR LA COLLISION BINAIRE

Une étude des articles traitant de la collision de gouttelettes permet de dégager un certain nombre de paramètres ayant une influence notable sur l'issue d'une collision. Parmi ces paramètres, des auteurs ont étudié l'effet de la nature du liquide constituant les gouttes. D'autres se sont intéressés à l'influence d'une modification de la composition du gaz autour de la zone de collision. Les phénomènes qui en découlent sont présentés ci-après.

2.2.4.1 Propriétés du liquide

La littérature recense principalement trois paramètres, relatifs au liquide, qui vont avoir une influence sur l'issue de la collision : la tension de surface, la masse volumique et la viscosité dynamique. Ces propriétés peuvent être modifiées directement lorsque l'on change de liquide, ou indirectement par des variations des conditions physiques du milieu ambiant comme, par exemple, une augmentation de la température que l'on peut observer dans les applications réacteurs où la température des gouttes varie de 20 à plus de 100 °C.

L'évolution de la masse volumique et de la tension de surface a été tracée sur la Figure 27. Concernant la viscosité, qui elle aussi varie avec la température (Figure 28), celle-ci n'apparaît pas directement dans les paramètres décrivant les collisions, et pourtant, elle a une influence non négligeable (Jiang et al. 1992, Qian & Law 1997, Gotaas et al. 2007, Estrade et al. 1999, Kuschel & Sommerfeld 2010).

Le nombre de Weber, proportionnel à la masse volumique et inversement proportionnel à la tension de surface, va donc évoluer avec la température (Figure 29) et l'issue de la collision va pouvoir être modifiée. La viscosité, quant à elle, entre en jeu lors de la collision par ce que l'on appelle la dissipation visqueuse lors de la déformation des gouttes. Le nombre d'Ohnesorge Oh est souvent proposé pour prendre en compte l'influence de la viscosité, mais les études n'ont pour l'instant pas convergé vers un modèle unifié, quelles que soient les propriétés du liquide :

$$Oh = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} d \sigma}} \quad (2.32)$$

L'évolution du nombre d'Ohnesorge en fonction de la température est tracée sur la Figure 29.

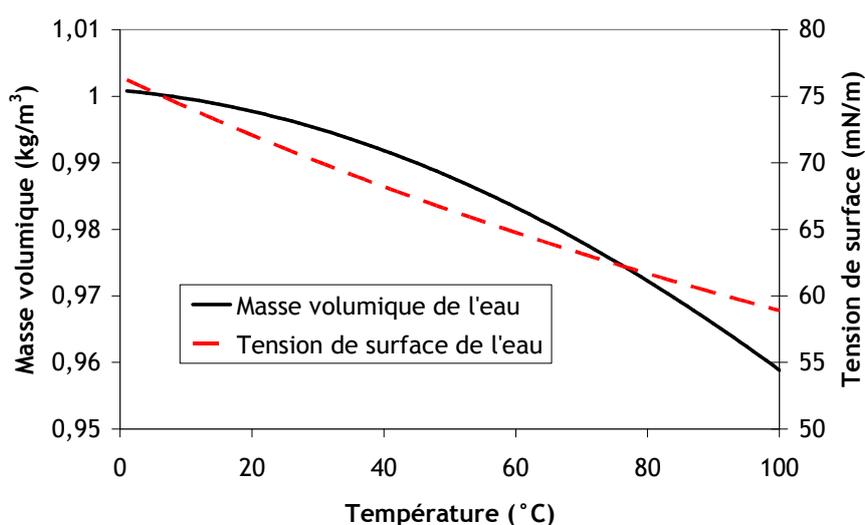


Figure 27. Evolution de la masse volumique et de la tension de surface de l'eau en fonction de la température (<http://webbook.nist.gov>)

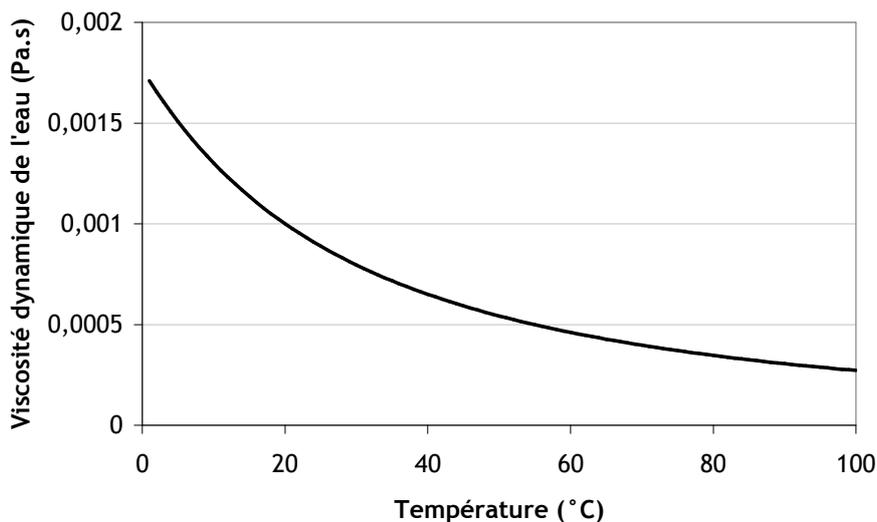


Figure 28. Evolution de la viscosité dynamique de l'eau en fonction de la température (<http://webbook.nist.gov>)

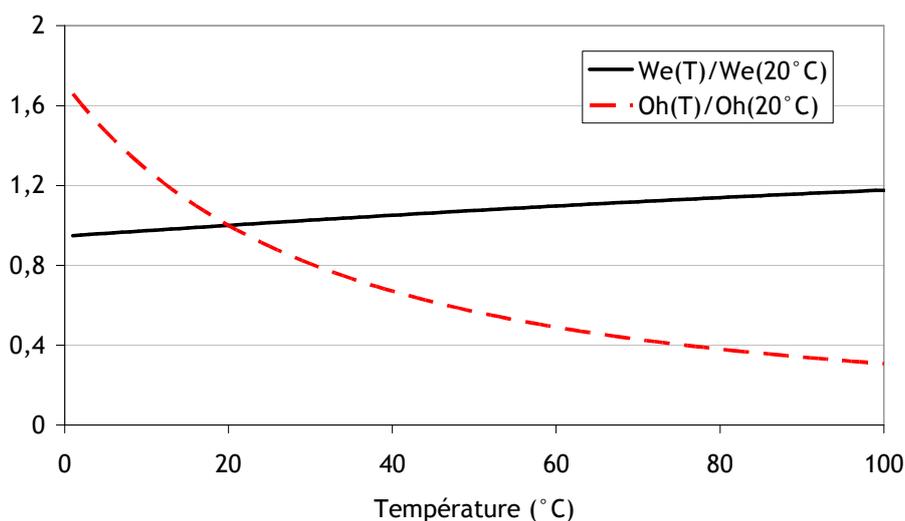


Figure 29. Evolution en fonction de la température du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge par rapport à un nombre de référence à 20°C.

La tension de surface joue sur la cohésion de la goutte. Les liquides tendent généralement à limiter l'interface avec l'air ambiant. Plus la tension de surface sera grande, et plus la goutte voudra diminuer l'interface avec l'air.

Estrade et al. (1999) établissent une comparaison expérimentale entre deux liquides testés dans les mêmes conditions de gaz environnant (air à pression ambiante) : l'éthanol ($\rho = 790 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 22,1 \text{ mN/m}$; $\mu = 1,20 \text{ mPa.s}$) et le glycol ($\rho = 1100 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 47,70 \text{ mN/m}$; $\mu = 19,83 \text{ mPa.s}$). Une diminution de la viscosité du liquide favorise la formation du film de gaz car les gouttes se déforment plus facilement. Le rebond est alors favorisé. Inversement, si elles restent sphériques au moment de la collision, elles évacuent plus facilement le gaz qui est censé empêcher leur contact

et la coalescence est favorisée. La tension de surface stabilise de plus la structure formée par les deux gouttes.

Breen & Kolobaric (2006) ont montré que plus le fluide est visqueux, moins le nombre de gouttes satellites est élevé suite à la rupture du ligament d'une séparation par étirement. Cette observation a pu se faire grâce à la comparaison de deux séries d'expérience : l'une sur du propanol ($\rho = 785 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 21,4 \text{ mN/m}$; $\mu = 2,43 \text{ mPa.s}$) et l'autre sur de l'acétone ($\rho = 791 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 23,7 \text{ mN/m}$; $\mu = 0,32 \text{ mPa.s}$). On remarque que seule la viscosité dynamique est modifiée entre les deux fluides. On peut par ailleurs imaginer qu'une baisse de tension de surface s'accompagnera d'une augmentation du nombre de gouttelettes satellites.

2.2.4.2 Influence de la nature du gaz

Dans sa thèse, Rabe (2009) propose une étude bibliographique détaillée de l'influence que peut avoir le gaz sur l'issue d'une collision entre deux gouttes, dont le résumé est visible dans son Tableau 4.

Le gaz joue effectivement un rôle lors de l'issue de la collision notamment lors du drainage du film gazeux contenu entre les deux gouttes. Si le gaz reste piégé entre les deux gouttes, le phénomène de rebond est favorisé. Inversement, si les propriétés physiques du milieu de la collision font que la couche de gaz peut facilement s'évacuer, les gouttes pourront plus facilement atteindre la distance critique à partir de laquelle les forces de Van der Waals deviennent suffisamment importantes pour le contact entre les deux gouttes afin de donner de la coalescence (Figure 30).

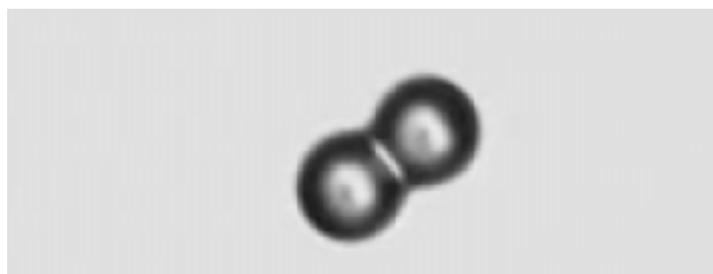


Figure 30. Photo de deux gouttes prêtes à coalescer et observation du film gazeux à l'interface des deux gouttes (Li 1994)

Rabe (2009) a réalisé des expériences de collision binaire sous différentes conditions ambiantes. Il a en effet testé l'influence de la présence d'hélium à diverses concentrations dans le gaz environnant et a montré que plus le gaz est riche en hélium, plus le domaine de la coalescence s'élargit. Cela peut s'expliquer par la diminution de la masse volumique du gaz de par la présence d'hélium. L'effet observé par Rabe (2009) est d'ailleurs renforcé par le fait que la viscosité de l'hélium est deux fois plus faible que celle de l'air à 20°C. Si le gaz est moins visqueux, il s'écoule plus facilement de part et d'autre des deux gouttes qui se rapprochent. Qian & Law (1997) ont réalisé des essais sous pression en substituant l'air par de l'hélium, dont la masse volumique n'évolue pas

de la même façon que celle de l'air. En se plaçant à la pression nécessaire pour obtenir la même masse volumique de l'hélium que celle de l'air à 1 atm, Qian & Law (1997) n'ont pas exactement retrouvé les mêmes transitions entre les régimes : le régime de rebond est plus développé dans l'atmosphère remplie d'hélium. Un autre paramètre variant avec la pression entre donc en jeu.

Qian & Law (1997), ainsi que Rabe et al. (2008), ont étudié les effets de la pression sur la collision. Lorsque la pression augmente, le rebond semble être favorisé. L'augmentation de la pression s'accompagne en effet d'une augmentation de la densité du gaz, ce qui aura des conséquences sur le drainage du film gazeux entre deux gouttes.

Les travaux sur l'influence de la température ambiante sur l'issue de la collision concernent principalement les applications à la vaporisation de combustible dans les moteurs (Jiang et al. 1992, Post & Abraham 2002). Dans ce cas, les variations sont de plusieurs centaines de degrés et les effets sont marqués. Pour notre application industrielle, la température de l'enceinte peut varier d'une centaine de degrés. Sur cette plage, les propriétés du gaz seront bien sûr affectées : modification de la viscosité, de la tension de surface et de la densité. Des phénomènes de transfert de masse peuvent être favorisés, créant une couche de liquide évaporé autour de la goutte. Qian & Law (1997) ont montré que l'augmentation de la température, favorisant l'évaporation des gouttes, entraîne une stabilisation des phénomènes de coalescence.

En conclusion de cette partie, l'étude de l'influence de la nature du gaz sur l'issue de la collision montre que les principaux effets sont visibles sur les régimes de faible énergie : la coalescence et le rebond.

2.2.4.3 Effet des impuretés sur l'issue de collision

Nous avons vu que la nature du gaz et celle du liquide avaient une grande influence sur l'issue de la collision binaire de gouttes. Les courbes de transition des graphes (b, We) peuvent être largement modifiées, même si la modélisation intégrant l'influence de ces paramètres n'est pas, à l'heure actuelle, unifiée. Dans le cadre de notre étude, nous avons vu qu'un accident grave de réacteur nucléaire pouvait être à l'origine d'un rejet de produits de fission ou d'autres impuretés dans l'enceinte de confinement. Ces particules, sous forme d'aérosols, vont alors pouvoir être captées par les gouttes issues des sprays d'aspersion mis en fonctionnement lors d'un tel scénario. Comment vont-elles être modifiées les propriétés physiques de l'eau et quelles vont-elles être les conséquences sur la collision ? Dans le chapitre 1.2, le recensement des aérosols retrouvés dans l'enceinte montre que ce sont des particules solubles ou insolubles, d'une grande étendue de caractéristiques géométriques, dépendant de chaque scénario accidentel. Dans la littérature, la plupart des informations concernent l'influence d'un ajout de surfactants, généralement solubles. Quelques articles récents parlent des effets des particules solides sur la collision (Kurt et al. 2009, Planchette 2011).

2.2.4.3.1 Impuretés sous la forme de surfactants

On trouve de nombreuses informations concernant l'influence sur la collision binaire de la présence des surfactants, constitués d'une tête hydrophile et d'une queue hydrophobe (Figure 31).



Figure 31. Représentation schématique d'une molécule de surfactant

Les premiers à avoir étudié les effets de surfactants sur la coalescence de deux gouttes sont Hodgson & Woods (1969). En ajoutant du sodium lauryl sulfate entre 10^{-6} et 10^{-4} g.l⁻¹ à des gouttes de toluène, ils se sont intéressés à l'évolution du taux de coalescence en fonction de l'âge de l'interface, c'est-à-dire du temps à partir duquel les surfactants ont été ajoutés à la solution. En effet, la tension de surface est susceptible d'évoluer avec le temps, en fonction de la redistribution des surfactants à la surface. C'est ce qu'on appelle la tension de surface dynamique (Prigogine & Defay 1954). D'autres ont montré qu'il existait un comportement complexe de l'écoulement du film gazeux contenu entre les deux gouttes au niveau de l'interface (Figure 30). Cet écoulement semble très fortement influencé par les différences locales de concentrations en surfactants créant des gradients de tension de surface et des contraintes à l'interface : c'est l'effet Marangoni.

D'après Hodgson & Woods (1969), il semble que les mécanismes de drainage varient en fonction de la concentration en surfactants, et que ces effets soient observables pour de très petites quantités de surfactants. Il semble alors que les surfactants tendent à défavoriser la coalescence notamment lorsque les forces de Van der Waals mises en jeu sont faibles.

2.2.4.3.2 Impuretés sous la forme de particules solides

Alors que de nombreuses études sont consacrées à l'étude de l'influence des surfactants sur la collision, peu d'auteurs, à notre connaissance, s'intéressent à ce que peut engendrer la présence de particules solides dans la goutte. Quelles propriétés physiques de la goutte vont-elles être modifiées et est-ce que, comme pour les surfactants, les particules vont avoir une influence sur les propriétés des gouttes après collision ? On peut pressentir qu'une goutte pure n'aura pas le même comportement lors d'une collision que des gouttes totalement chargées de particules solides. Binks (2002) annonce que les particules peuvent agir de manière très similaire à des molécules de tensio-actifs, particulièrement si elles sont adsorbées à une interface.

Alors que les surfactants sont qualifiés en termes de pouvoir hydrophile ou hydrophobe, les particules solides sont quant à elles décrites en termes de mouillabilité via l'angle de contact (Figure 32). Dans le cas de particules sphériques adsorbées à une interface, le paramètre important

permettant de décrire la mouillabilité des particules est l'angle de contact θ que fait la particule avec l'interface. Pour des particules hydrophiles (ex : oxydes métalliques), θ mesuré dans la phase aqueuse est normalement inférieur à 90° et une grande partie de la particule se situe dans l'eau. Pour des particules hydrophobes (ex : latex), θ est en général plus grand que 90° et la particule reste de préférence dans la partie non polaire.

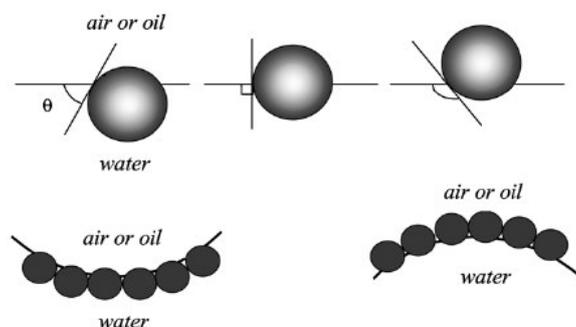


Figure 32. Position de particules solides sphériques à une interface plane fluide-eau avec différents angles de contact (de la plus mouillable à gauche à la moins mouillable à droite) et exemple de positionnement des particules à une interface courbe fluide-eau (de la plus mouillable à gauche à la moins mouillable à droite) (Binks 2002)

Okubo (1995) mentionne des tensions de surface à l'interface air-eau de suspensions colloïdales. Pour des particules de polystyrène (latex), hydrophobes, dans de l'eau, la diminution de la tension de surface dépend de la fraction volumique de particules et de la taille des particules. A de faibles concentrations (fraction volumique inférieure à 0,005), pour lesquelles la suspension est trouble et laiteuse, la tension de surface n'est pas significativement réduite. A de plus fortes concentrations (fraction volumique supérieure à 0,005), pour lesquelles la suspension se rapproche d'une structure cristallisée pouvant jusqu'à être caractérisée par diffraction, la tension de surface chute de manière continue avec la concentration (Figure 33).

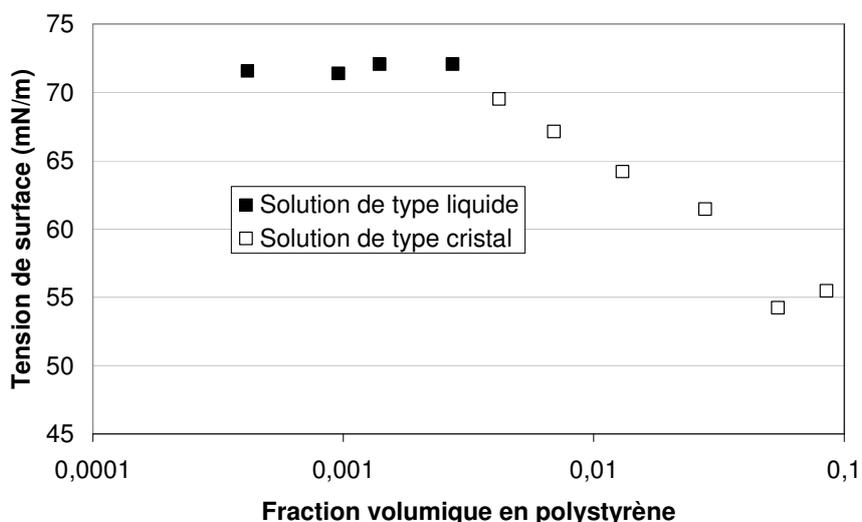


Figure 33. Evolution de la tension de surface d'une solution contenant des particules de polystyrène de 109 nm de diamètre en fonction de la fraction volumique en particules (Okubo 1995)

En utilisant des particules de polystyrène (latex) de différentes tailles, pour une fraction volumique constante de 0,02, Okubo (1995) a montré que la tension de surface passe par un minimum pouvant atteindre jusqu'à 20 mN/m pour des particules de diamètre approximatif de 100 nm (Figure 34).

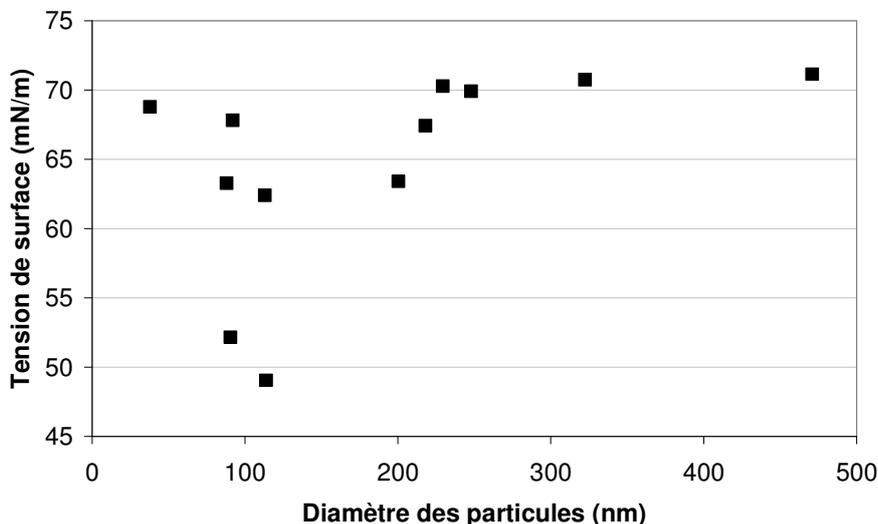


Figure 34. Evolution de la tension de surface d'une solution de polystyrène et d'une solution de silice en fonction du diamètre des particules pour une concentration volumique de 0,02 (Okubo 1995)

Inversement, des particules sphériques de silice, hydrophiles, montrent une tension de surface constante ou augmentant légèrement avec la concentration (Figure 35).

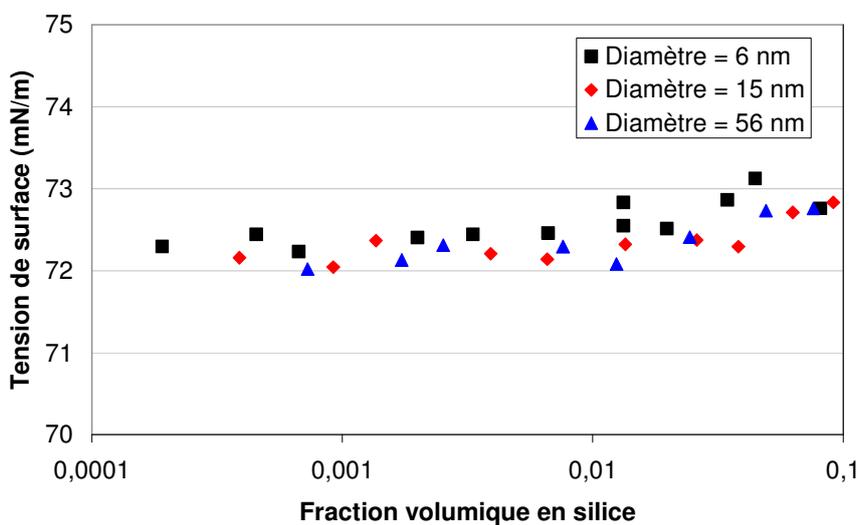


Figure 35. Evolution de la tension de surface en fonction de la fraction volumique en particules de silice pour différents diamètres (Okubo 1995)

Ces différences de comportement entre le polystyrène et la silice sont attribuées à la nature de la surface, c'est-à-dire hydrophobe pour le polystyrène (Latex) et hydrophile pour la silice.

Chen et al. (2011) ont étudié les effets sur la tension de surface de la présence de différents types de nanoparticules (diamètres de 10 à 30 nm) présentes dans l'eau : la laponite, l'argent (Ag) et l'oxyde de fer (Fe_2O_3). La méthode de la goutte pendante (Flint 1965) a été utilisée pour mesurer les tensions de surface. Les solutions eau+laponite (disque de 25-30 nm de diamètre et 1-2 nm d'épaisseur) et eau+Ag (diamètre 10-30 nm) n'ont pas besoin de stabilisateur, contrairement à la solution d'eau+ Fe_2O_3 (diamètre 10-30 nm) où du polyvinylpyrrolidone (PVP) à 1% a dû être ajouté afin de maintenir une concentration homogène en tout point. Pour comprendre les effets de ce surfactant stabilisateur, du PVP à 1% a également été ajouté à la solution eau+Ag. Chen et al. (2011) ont mesuré la tension de surface de ces solutions par l'intermédiaire d'une goutte dont la taille diminuait dans le temps à cause de l'évaporation. L'ordre de grandeur de l'évolution est donc de plusieurs minutes. Ainsi, la concentration en nanoparticules augmente et les auteurs ont montré que la tension de surface pouvait, dans certains cas, évoluer avec.

Le Tableau 7 donne les caractéristiques initiales des solutions testées. On peut s'apercevoir que tous les additifs semblent réduire la tension de surface mesurée pour de l'eau pure. Le PVP ne semble pas avoir un effet significatif lors de l'ajout dans de l'eau pure : la tension de surface passe de 73,60 à 70,04 mN/m. Aucune de ces études ne donne d'incertitudes sur la mesure de la tension de surface.

Tableau 7. Tension de surface statique de l'eau distillée et de solutions de nanoparticules (% en masse)

Solution	Tension de surface (mN/m)
Eau distillée	73,60
1% PVP + eau distillée	70,04
0,1% laponite + eau distillée	72,84
1% laponite + eau distillée	52,32
2% laponite + eau distillée	40,97
0,04% Ag + eau distillée	72,95
0,05% Ag + eau distillée	69,78
0,05% Fe_2O_3 + 1% PVP + eau distillée	≈70,00
0,1% Fe_2O_3 + 1% PVP + eau distillée	≈71,20

Chen et al. (2011) ont montré que les solutions eau+Ag et eau+laponite sont capables de réduire la tension de surface d'un facteur 3 lorsque la concentration en nanoparticules augmente d'un facteur 10 lors de l'évaporation de l'eau. D'autre part, l'ajout de 1% PVP semble annuler partiellement les effets des nanoparticules d'Ag, résultant en une tension de surface constante lorsque la goutte s'évapore. Enfin, la tension de surface de la solution Fe_2O_3 + 1% PVP + eau distillée reste elle-aussi constante au cours du temps. La solution sans stabilisateur n'a pas pu être testée. Sur la Figure 36 où sont résumés tous ces résultats, il est possible de s'apercevoir que le comportement diffère d'une solution à l'autre. Il semble alors difficile de prévoir le comportement de la tension de surface d'une solution de nanoparticules, puisqu'elle semble dépendre de la nature chimique des molécules mises en jeu. Signalons d'ailleurs qu'étant donné l'application concernée et compte-tenu

des échelles de temps présentées sur la Figure 36, c'est le comportement aux temps « courts » qui est important.

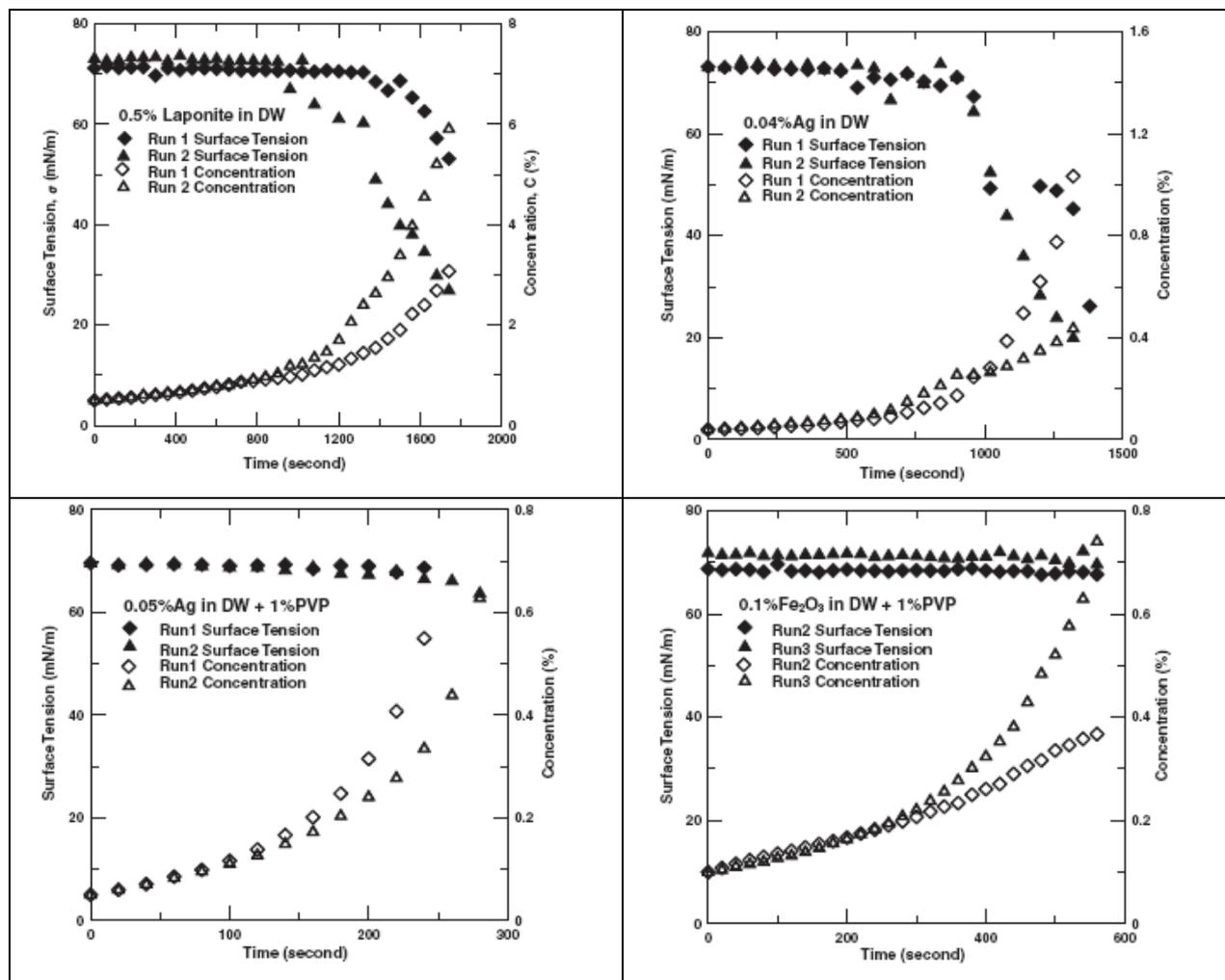


Figure 36. Evolution de la tension de surface et de la concentration en nanoparticules de différentes solutions aqueuses (Chen et al. 2011)

Enfin, un seul article parle, à notre connaissance, de l'influence de la présence de particules en suspension dans des gouttes d'eau en collision. Il s'agit de Kurt et al. (2009) qui ont réalisé des expériences de collision binaire sur des gouttes d'eau en présence de kaolinite (silicate d'aluminium hydraté $Al_2Si_2O_5(OH)_4$) de diamètre moyen $10 \mu m$. Aucun stabilisateur n'a été ajouté. Seules les collisions pour des nombres de Weber situés entre 250 et 450 ont été étudiées. Pour ces valeurs, seuls les régimes de séparation par étirement et par réflexion (Str.S et R.S. sur la Figure 37) ont été mis en évidence. L'étude porte donc sur la transition entre ces deux régimes. Kurt et al. (2009) ont montré que cette transition se déplace vers des paramètres d'impact plus élevés, quelle que soit la concentration en kaolinite testée (Figure 37).

Néanmoins, étant donné le peu de points expérimentaux présents sur la Figure 37, et compte tenu des incertitudes expérimentales inhérentes à ce type d'expérience (chapitre 3.4), il est difficile de

considérer ce résultat comme définitif. D'autre part, il aurait été intéressant d'élargir la gamme en nombre de Weber, afin d'atteindre notamment les régimes de coalescence et de rebond.

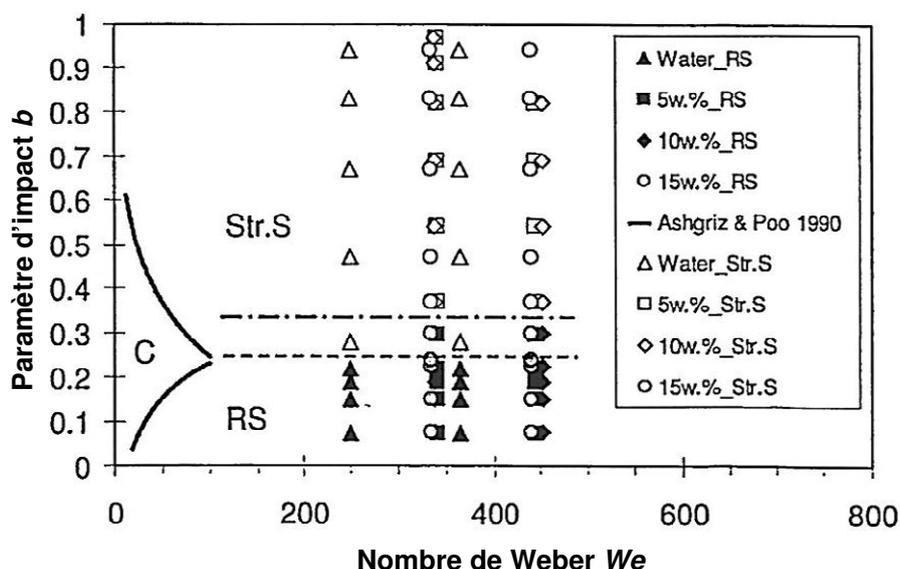


Figure 37. Cartographie des régimes de collision de gouttes d'eau et de suspension de kaolinite à différentes concentrations massiques : 5, 10 et 15% en masse (Kurt et al. 2009)

Kurt et al. (2009) ont également étudié l'influence de la présence de particules sur les gouttelettes satellites générées lors de la séparation par étirement. En effet, dans le cas de l'eau pure, le filament liquide créé entre les deux gouttes suite à la collision (Figure 21) se rompt en fines gouttelettes, et ceci de façon très régulière. Les particules ajoutées à la solution aqueuse se distribuent quant à elles de façon aléatoire dans ce filament liquide, et influencent le processus de désintégration en gouttelettes satellites. Ainsi, Kurt et al. (2009) ont montré que le nombre de gouttelettes créées, en fonction de la quantité de particules, passe par un maximum pour des nombres de Weber compris entre 300 et 450. Lorsque le nombre de Weber augmente, le diamètre du filament liquide diminue, jusqu'à atteindre une valeur proche de la taille des particules. A partir de cette valeur critique, le nombre de gouttelettes satellites créées reste constant. Enfin, Kurt et al. (2009) ont montré expérimentalement que lorsque la taille de la particule augmente, le nombre de gouttelettes satellites diminue. Cette tendance est également due à la compétition entre la taille du filament liquide et celle des particules.

En conclusion de cette partie, il apparaît délicat de déduire une règle générale qui prédirait l'influence de la présence de particules sur la collision. En effet, les propriétés physiques du liquide chargé en particules semblent dépendre directement de la nature chimique de la particule, de sorte que le comportement des gouttes lors de la collision doit être considéré au cas par cas, ce qui complexifie l'étude dans le cadre de nos applications compte tenu du nombre d'espèces d'aérosols mises en jeu.

2.2.4.3 Impuretés sous la forme d'additifs chimiques liquides

La dernière catégorie que nous allons aborder succinctement concerne les impuretés sous la forme d'additifs chimiques liquides, hors surfactants. Dans le chapitre sur l'étude des aérosols libérés en cas d'accident grave de REP, nous avons montré que certains d'entre eux étaient solubles. Comment la capture d'un aérosol suivi de sa solubilisation dans la goutte va-t-elle modifier l'issue de la collision ? D'autre part, l'eau injectée par le système d'aspersion contient des additifs chimiques, principalement de la soude et de l'acide borique. Ces ajouts peuvent modifier les propriétés physiques du liquide, comme la tension de surface ou la viscosité. Par analogie avec l'étude sur l'influence des surfactants, nous pouvons imaginer là aussi un changement des régimes de collision.

2.2.4.4 Quelles conséquences sur les caractéristiques d'un spray ?

Certains auteurs se sont intéressés à l'influence de la modification des propriétés du liquide sur les caractéristiques d'un spray, pour des applications principalement agricoles. Butler Ellis et al. (2001) ont étudié plusieurs sprays de solutions avec des tensio-actifs à différentes concentrations. Un échantillon est présenté dans le Tableau 8.

Tableau 8. Echantillon des solutions testées par Butler Ellis et al. (2001) et leurs caractéristiques

Nom de la solution	Contenu	Tension de surface (mN/m)
Eau du robinet	Eau+minéraux	69,9
MA1	Acide gras alcool ethoxylate (C10) 0,5 %	27,2
MA2	Acide gras alcool ethoxylate (C17) 0,5 %	44,6

La Figure 38 montre que la présence de surfactants modifie considérablement l'apparence de la nappe liquide produite par les buses d'injection. Visiblement, le cas avec l'eau du robinet se situe entre le cas MA1 et le cas MA2 du point de vue de l'apparence de la nappe liquide, alors que la tension de surface de l'eau est la plus élevée des trois solutions testées. D'autres grandeurs physiques non mesurées ici, comme la viscosité, doivent donc aussi avoir leur influence lors du processus d'atomisation. Le diamètre de Sauter d_{32} des gouttes générées diminue avec la tension de surface. Ainsi, celui du spray utilisant le MA1 est réduit de 17 % par rapport à l'eau tandis que celui du spray utilisant le MA2 est réduit de 13 %.

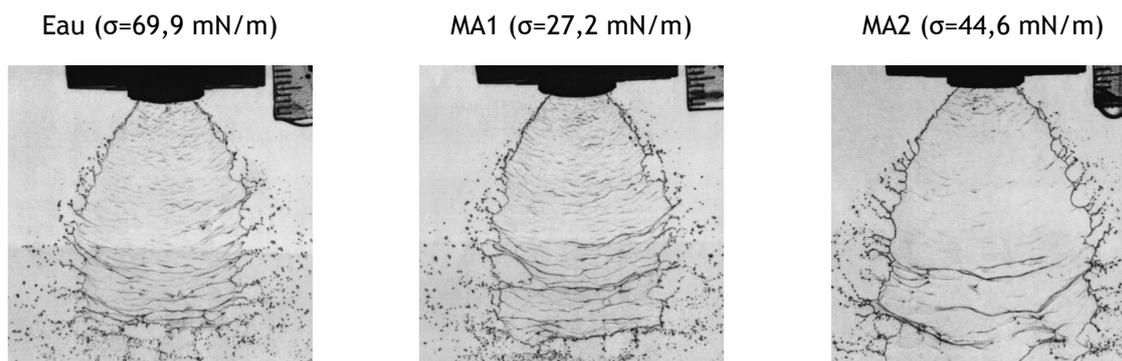


Figure 38. Visualisation de l'atomisation de sprays en utilisant différentes solutions (Butler Ellis et al. 2001)

Ariyapadi et al. (2004) ont également travaillé sur les effets des surfactants sur les caractéristiques d'un spray. En comparant une solution de référence constituée uniquement d'eau et une solution dans laquelle avait été rajouté un surfactant en concentration volumique de 1 %, Ariyapadi et al. (2004) ont modifié à la fois la tension de surface et la viscosité cinématique (Tableau 9).

Tableau 9. Solutions testées par Ariyapadi et al. (2004)

Nom de la solution	Débit d'injection des sprays en m^3/s	Liquide	Tension de surface en mN/m	Viscosité cinématique ($\times 10^6$) en m^2/s
E1	$6,9 \cdot 10^{-5}$	Eau	72,1	0,693
ESA1	$6,9 \cdot 10^{-5}$	Eau + 1% en surfactant	30,4	1,32

Des mesures de diamètre moyen d_{10} (Figure 39) et de vitesse axiale (Figure 40) ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre laser à Phase Doppler. Les résultats ont montré une diminution du diamètre moyen d_{10} des gouttes en présence de surfactant et une augmentation de la vitesse axiale au centre du spray alors qu'elle diminue sur la périphérie du spray (Figure 40). La production de gouttes plus petites pourrait être due à la réduction de la tension de surface, conduisant à une diminution des effets de coalescence, mais aussi à une atomisation primaire et secondaire différentes. Ces conclusions sont en accord avec les observations de Butler Ellis et al. (2001) présentées précédemment.

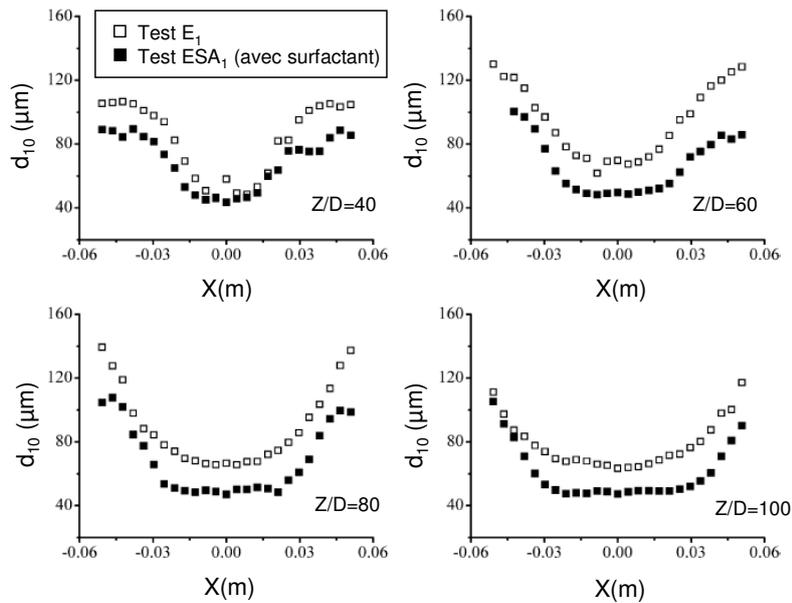


Figure 39. Evolution radiale du diamètre moyen géométrique des gouttes à différentes hauteurs Z/D adimensionnées par rapport au diamètre d'injection de la buse (Ariyapadi et al. 2004)
 ESA1 : avec surfactant
 E1 : sans surfactant

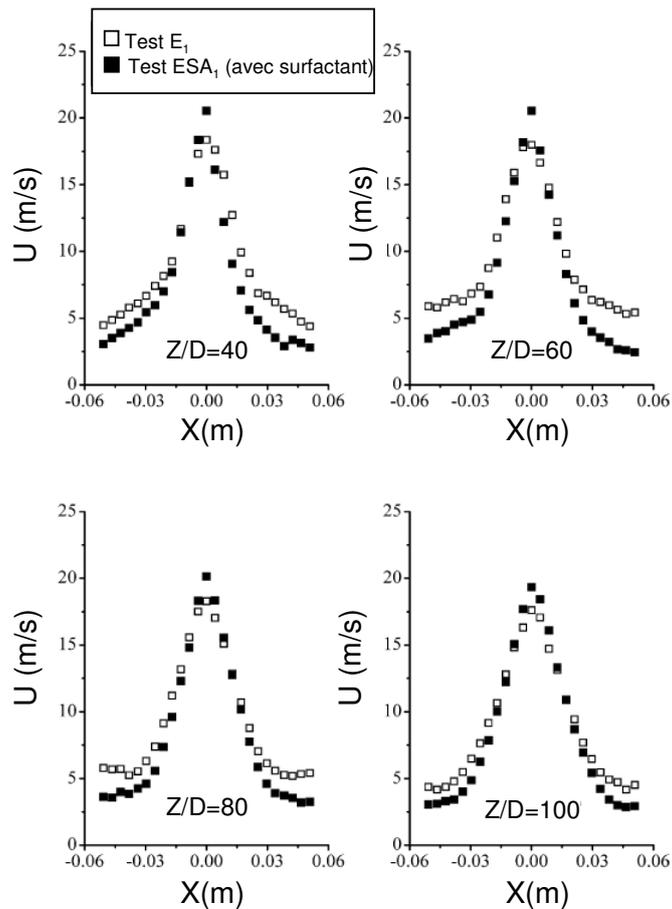


Figure 40. Evolution radiale de la vitesse moyenne des gouttes à différentes hauteurs Z/D adimensionnées par rapport au diamètre d'injection de la buse (Ariyapadi et al. 2004)
 ESA1 : avec surfactant
 E1 : sans surfactant

D'après Powers et Burson (1993), l'allure du spray en sortie d'une buse d'aspersion REP serait différente si on utilise de l'eau pure, ou de l'eau contenant un mélange de soude et d'acide borique. Ces observations pourraient résulter d'un effet des additifs chimiques sur les collisions entre gouttes. Comme les surfactants et particules solides, un additif chimique migre dans la goutte, par diffusion, et par la convection forcée au sein de la goutte lors de son trajet dans l'enceinte, et lors des collisions. Mais contrairement aux surfactants et particules solides, l'additif chimique ne se fixe pas à la surface et reste uniformément distribué dans la goutte.

En conclusion, l'ajout de surfactants dans les solutions injectées sous forme de spray semble diminuer la taille moyenne des gouttes. Ce phénomène peut avoir deux origines :

- le film liquide en sortie du spray se rompt plus facilement par diminution de la tension de surface, ce qui crée des gouttes de diamètre plus petit ;
- la coalescence est diminuée lors des collisions entre gouttes comme nous l'avons décrit précédemment, et les régimes de rebond ou de fragmentation sont alors favorisés.

2.3 CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons abordé les deux étapes essentielles de la collision entre gouttes, à savoir le calcul de la probabilité que deux gouttes se rencontrent, puis, si cette probabilité est non nulle, le devenir des deux gouttes qui sont entrées en collision.

Concernant la fréquence de collision, une formule théorique approchée a été choisie pour modéliser cette grandeur. Celle-ci sera utilisée dans le modèle de collision implémenté dans le code NEPTUNE_CFD, et décrit dans le chapitre 4.

L'étude de l'issue de la collision entre gouttes a permis de mettre en évidence l'existence de modèles de transition développés dans le cas de l'eau pure sous des conditions atmosphériques. Des études existent pour élargir ces résultats aux conditions d'un accident grave de réacteur (pression, nature du gaz porteur), mais on a montré que d'autres paramètres (température des gaz et des gouttes, présence de soude et de bore, présence des aérosols émis lors de l'accident) pouvant influencer l'issue de la collision devaient être abordés. Les effets de la température étant particulièrement complexes à investiguer, ce travail s'est concentré plus particulièrement sur les effets liés à la présence de particules solides qui peuvent entraîner des modifications des transitions entre les régimes de collision. Nous avons donc choisi d'utiliser une expérience permettant d'étudier la collision binaire de gouttes d'eau, dans l'objectif de s'intéresser à cette possible influence de particules. La démarche et les résultats sont décrits dans le chapitre suivant.

3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA PRESENCE D'AEROSOLS SUR LA COLLISION BINAIRE DE GOUTTES D'EAU

Les modèles de collision binaire doivent être capables de donner le résultat de la collision de deux gouttes incidentes, dont les caractéristiques sont connues : taille, vecteur vitesse, propriétés physiques du liquide les constituant. Ces modèles dépendent des propriétés physiques du gaz et des aérosols, et la question s'est posée de savoir si la présence de ces particules peut avoir un impact sur les collisions de gouttes, et donc, modifier les caractéristiques des gouttes des sprays en interaction (Foissac et al. 2011). En effet, dans le chapitre 1.2, il a été montré que des particules pouvaient être libérées dans l'enceinte du bâtiment réacteur suite à un accident grave. Ainsi, des mesures de collision binaire de gouttes d'eau en présence de particules dans le gaz ont été menées. C'est le principal sujet de ce chapitre, qui porte sur l'influence de la présence d'aérosols, solubles ou insolubles, présents dans le gaz environnant la collision. Avant de conduire ces mesures, des expériences de collision binaire de gouttes d'eau pure en conditions atmosphériques ($T = 20^{\circ}\text{C}$ et $P = 1 \text{ bar}$) ont été menées afin de retrouver les résultats connus dans la littérature et de valider ainsi le montage expérimental et la méthode de post-traitement des données.

3.1 ELABORATION DE LA GRILLE D'ESSAIS

Le montage utilisé pour réaliser les mesures de collision binaire est celui qui a été développé par Rabe et al. (2010), nommé COLLGATE (COLLision de Gouttes Appliqué la Thermohydraulique et à l'Environnement). Nous avons réalisé quelques évolutions sur ce banc COLLGATE (Alengry et al. 2009) avec, en particulier, de nouvelles caméras dotées d'une meilleure résolution, et un système hydraulique remanié. Le post-traitement a également été revu, incluant un calcul d'incertitude pour chaque collision et la prise en compte d'un tri automatique des acquisitions suivant la valeur de l'incertitude. COLLGATE sera décrit précisément dans la section 3.2.

Ces modifications sur le banc expérimental nous ont amenés à vérifier que les résultats de collisions binaires de gouttes d'eau pure en conditions atmosphériques ($T = 20^{\circ}\text{C}$ et $P = 1 \text{ bar}$) correspondaient bien à ceux de la littérature (Ashgriz & Poo 1990, Rabe et al. 2010). Le montage validé (Figure 41), la question de l'influence de la présence de particules solides dans le gaz a pu être abordée. D'après ce qui a été présenté dans le chapitre 1.2, ces particules peuvent être solubles ou insolubles. Ces deux grandes familles de particules ont donc été testées.

Concernant les particules insolubles, qui proviennent principalement des matériaux de structure du réacteur, Kissane (2008) suggère d'utiliser des aérosols polydispersés de diamètre moyen $0,5\text{-}1 \mu\text{m}$ à une concentration de $10^5\text{-}10^6 \text{ part/cm}^3$ afin de représenter au mieux ces particules retrouvées dans le bâtiment réacteur suite à un accident grave. Pour les expériences réalisées sur COLLGATE, des aérosols de latex avec un diamètre de $0,5 \mu\text{m}$ ont été choisis. Ils ont été injectés dans

l'environnement de la collision à hauteur de 10^5 part/cm³, ce qui correspond à la concentration « basse » typique de l'accident.

Pour les particules solubles, le choix a été fait de les dissoudre directement dans les réservoirs permettant d'alimenter les générateurs de gouttes. Les essais ont été réalisés avec du iodure de césium à différentes concentrations.

Toutes les séries de mesure ont été réalisées pour des nombres de Weber symétriques allant de 0,2 à environ 3. Cela correspond à des nombres de Weber classiques allant de 10 jusqu'à 150-200. Les gouttes créées étaient de l'ordre de 300 µm. Les vitesses relatives variaient entre 2 m/s et 6 m/s. Ces caractéristiques correspondent bien à ce que l'on peut retrouver dans le cas du système d'aspersion des centrales nucléaires (Rabe et al. 2011).

Le Tableau 10 résume les essais de collision binaire qui ont été réalisés :

- une première série de mesures avec de l'eau distillée sous conditions ambiantes a consisté à valider les modifications sur le montage. L'environnement de la collision a été rendu le plus propre possible en aspirant les impuretés présentes dans l'air, jusqu'à obtenir un taux de présence de particules 100 fois inférieur à la normale. L'objectif de cette partie a été de retrouver les résultats d'Ashgriz & Poo (1990) et Rabe et al. (2010). Ceci constituera notre cas de référence ;
- une deuxième série de mesure a été menée, toujours avec de l'eau distillée, mais en rajoutant dans l'air des particules de latex de 0,5 µm à une concentration de 10^5 part/cm³ ;
- une troisième série a consisté à dissoudre de l'iodure de césium dans l'eau distillée destinée à la création des gouttes, à une concentration de 1 g/l afin d'étudier l'influence de la présence d'un soluté à faible concentration dans la phase liquide ;
- une quatrième et dernière campagne d'essais a permis d'étendre les résultats de la troisième série à une concentration de 100 g/l d'iodure de césium.

Avant de réaliser cette grille d'essais, des mesures des caractéristiques de l'eau en présence d'impuretés ont été réalisées et sont présentées comme « essais préliminaires » en partie 3.3.

Tableau 10. Grille d'essais de collision binaire réalisés sur le banc expérimental COLLGATE à température et pression ambiantes

N° série	Intitulé de l'essai	Liquide constituant les gouttes	Composition du gaz	Diamètre des gouttes (µm)	Gamme de vitesses relatives (m/s)	Gamme de nombres de Weber
1	Expérience élémentaire sur deux gouttes	eau distillée	air propre (10 part/cm ³)	250 - 350	2 - 6	Classique : 10 - 150 Symétrique : 0,2 - 3
2	Etude de l'influence de la présence de particules insolubles dans l'air	eau distillée	air pollué avec 10 ⁵ part/cm ³ de latex (diamètre de 0,5 µm)			
3	Etude de l'influence d'un soluté à faible concentration	eau distillée + iodure de césium (1 g/l)	air normal			
4	Etude de l'influence d'un soluté à forte concentration	eau distillée + iodure de césium (100 g/l)	air normal			

3.2 DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL COLLGATE

Le montage COLLGATE (Figure 41) sur lequel ont été réalisées les expériences de collision binaire a été mis au point par Rabe (2009). Un réaménagement du banc a été effectué dans le cadre de ce travail de thèse (Alengry et al. 2009) : un réservoir d'eau pressurisé de 19 litres relié aux deux débitmètres a remplacé les deux réservoirs de 50 litres qui s'étaient oxydés, de nouvelles caméras, avec une meilleure résolution, ont remplacé les anciennes, dont une ne fonctionnait plus. COLLGATE est installé dans une salle blanche, équipée d'un système de filtration de l'air et de contrôle de la température et de l'humidité. Cette précaution permet de s'affranchir d'éventuelles présences d'impuretés dans l'air ainsi que des fluctuations de température et d'humidité, pouvant avoir une influence sur le résultat de la mesure. Cette salle blanche est homologuée ISO-8 et respecte la norme européenne ISO 14644-1.

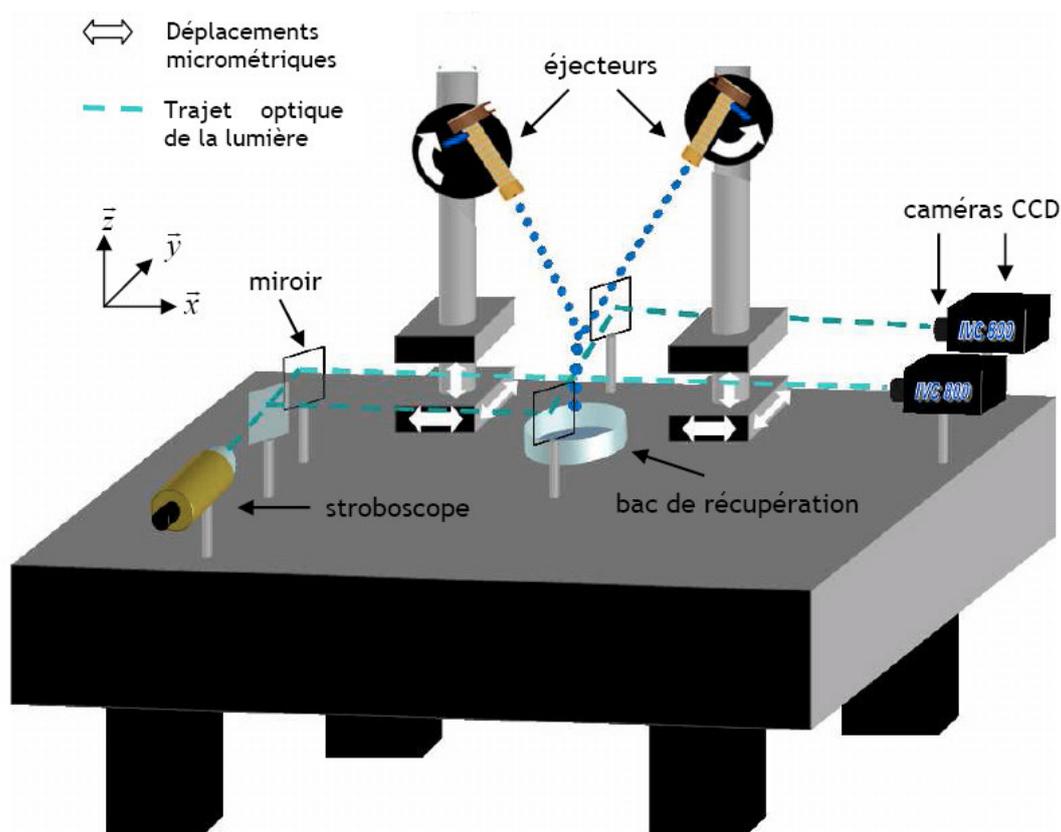
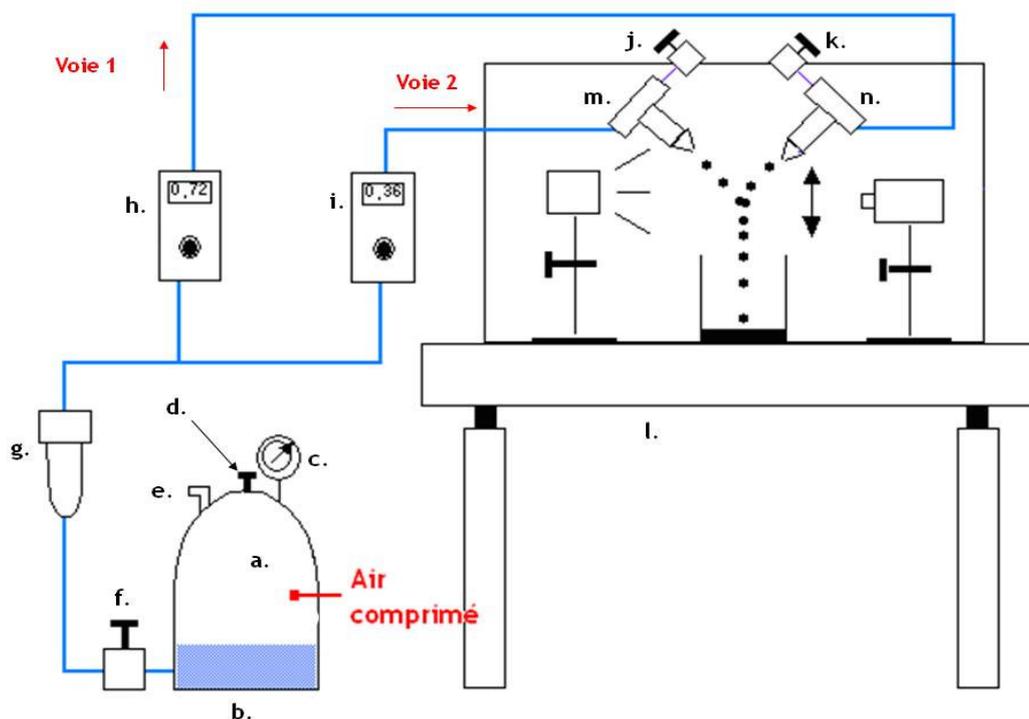


Figure 41. Schéma du banc expérimental COLLGATE

Le montage se décompose en trois parties : la première est destinée à alimenter les générateurs de gouttes (circuit hydraulique), la deuxième à maîtriser la génération de gouttes (circuit électrique), et enfin, la troisième permet de visualiser les images de la collision (montage optique).

3.2.1 CIRCUIT HYDRAULIQUE

Le liquide utilisé pour les gouttes est stocké dans un réservoir pressurisé à 3 bar. L'eau passe dans un filtre à particules de $0,2 \mu\text{m}$ (Figure 42 : g), puis le circuit est scindé en deux voies pour arriver aux deux débitmètres massiques régulateurs L30 de chez LIQUIFLOW (Figure 42 : h et i). Ces débitmètres assurent à l'utilisateur un contrôle du débit, commandé par un boîtier à affichage numérique. Dans la mesure où le diamètre et la vitesse des gouttes sont déterminés sur chaque série d'images, ces débitmètres sont utilisés comme des régulateurs, et leur mesure n'est qu'indicative. Notons que l'eau distillée sous une pression d'environ 3 bar permet un débit compris entre 0,02 et 2,0 kg/h. Les deux jets sont ensuite dirigés vers les générateurs de gouttes monodispersées (Figure 42 : m et n), équipés d'orifices de $200 \mu\text{m}$, et éjectés suivant deux trajectoires concourantes afin de produire une collision. L'évacuation de bulles d'air parasites se fait à l'aide de deux vannes de purge (Figure 42 : j et k).



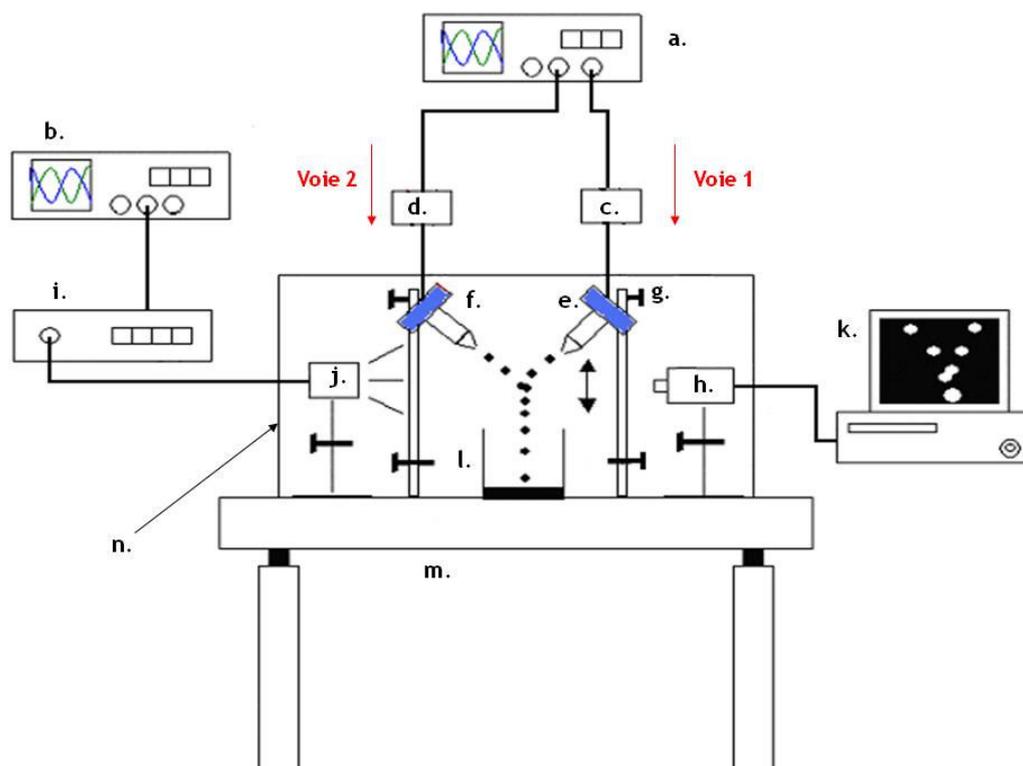
- | | | |
|------------------------------------|-------------------------------|---|
| a) Réservoir de liquide pressurisé | f) Vanne d'eau | k) Vanne de purge n°2 |
| b) Liquide d'alimentation | g) Filtre à particules | l) Table optique |
| c) Manomètre | h) Débitmètre massique Voie 1 | m) Générateur de gouttes monodispersées n°1 |
| d) Vanne d'air comprimé | i) Débitmètre massique Voie 2 | n) Générateur de gouttes monodispersées n°2 |
| e) Soupape de sécurité | j) Vanne de purge n°1 | |

Figure 42. Schéma du circuit hydraulique du banc expérimental COLLGATE

3.2.2 CIRCUIT ELECTRIQUE

Les dispositions angulaires et spatiales des générateurs de gouttes sont réglables à l'aide de systèmes micrométriques (Figure 43 : g). Le pilotage des générateurs de gouttes, qui fonctionnent par perturbation mécanique du jet à l'aide d'une cellule piézoélectrique (Figure 43 : en bleu), est assuré par le générateur de fréquences n°1 (AFG3000 de chez TEKTRONIX) permettant la modulation de la fréquence d'excitation (Figure 43 : a), couplé à deux amplificateurs de tension HSA 4011 de chez NF CORPORATION (Figure 43 : c et d) afin d'obtenir une tension suffisante pour exciter la cellule piézoélectrique et générer des gouttes sphériques régulièrement espacées. Le système de génération de gouttes (Figure 43 : e et f) a été réalisé à l'Institut für Thermodynamik Luft und Raumfahrt (ITLR). Chaque générateur est constitué d'un tube de métal au bout duquel se trouve un orifice de diamètre choisi par l'utilisateur (90, 150 ou 200 μm), permettant de produire une gamme de tailles de gouttes entre 200 et 700 μm .

Le système de génération de gouttes est enfermé dans une boîte à gants de capacité d'environ 2 m³ (Figure 43 : n), offrant la possibilité d'effectuer des mesures en environnement maîtrisé : variation de la pression, modification de la composition gazeuse du gaz, injection d'impuretés, ...



- | | | |
|--|--|-----------------------------|
| a) Générateur de fréquence n° 1 | f) Générateur de gouttes monodispersées n° 2 | k) Ordinateur d'acquisition |
| b) Générateur de fréquence n° 2 | g) Système de positionnement métrique | l) Collecteur d'eau |
| c) Amplificateur de puissance n° 1 | h) Caméras CCD | m) Table optique |
| d) Amplificateur de puissance n° 2 | i) Générateur d'impulsion électrique | n) Boîte à gants |
| e) Générateur de gouttes monodispersées n° 1 | j) Lampe stroboscopique | |

Figure 43. Schéma du circuit électrique du banc expérimental COLLGATE

Les générateurs de gouttes (Figure 44) fonctionnent sur le principe de l'instabilité de Rayleigh. L'application de la tension électrique alternative aux bornes du générateur induit une oscillation mécanique grâce à une céramique piézoélectrique. Cette vibration perturbe le jet d'eau et cette perturbation finit par rompre le jet en gouttes. 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 & Roth (2000) :

$$d = 2 \left(\frac{3Q_v}{4\pi f_{exc}} \right)^{1/3} \quad (3.1)$$

Avec d le diamètre de la goutte, Q_{liq} le débit volumique de liquide, et f_{exc} la fréquence d'excitation fixée par le générateur de fréquence (Figure 43 : a).

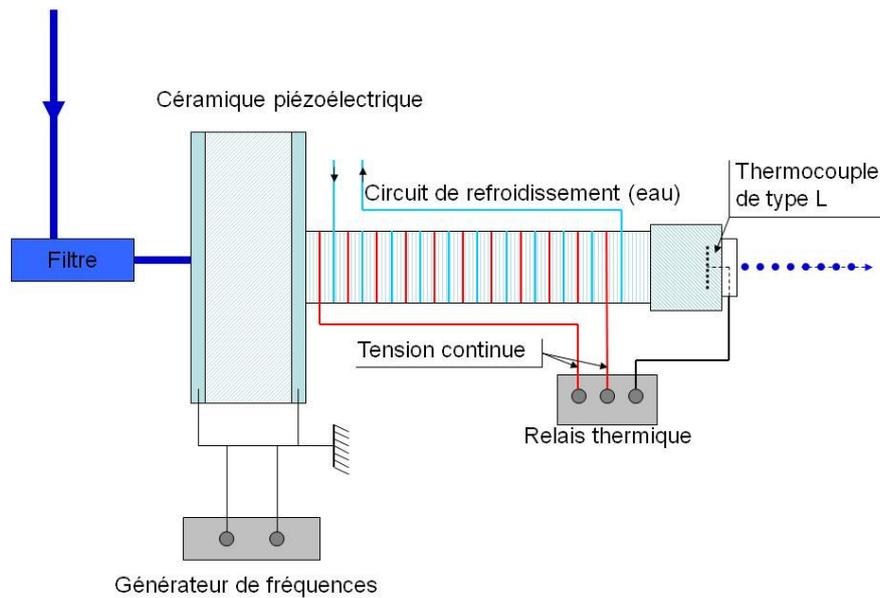


Figure 44. Schéma du générateur de gouttes monodispersées

Toute la difficulté des manipulations réside dans l'obtention de deux trains de gouttes parfaitement sphériques et régulièrement espacés. Les gouttes ne sont sphériques qu'à partir d'une certaine distance des éjecteurs (Figure 45). Pour se retrouver dans cette zone exploitable, l'utilisateur doit modifier les paramètres qu'il maîtrise comme les débits et les fréquences d'excitation des générateurs ou affiner le réglage des vis micrométriques jouant sur la hauteur et sur l'angle entre les éjecteurs. Le banc est installé sur une table optique afin de s'affranchir des vibrations parasites (Figure 43).

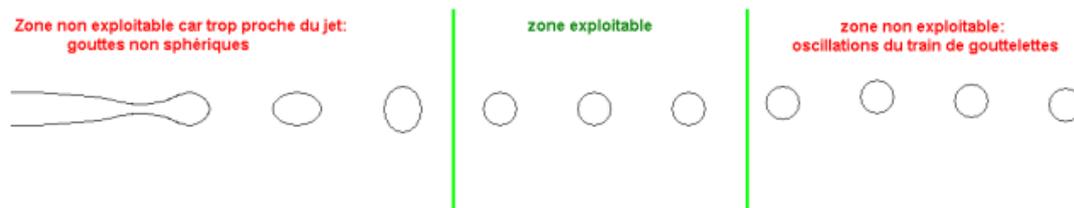


Figure 45. Représentation schématique de l'évolution de la stabilité du train de gouttes

3.2.3 MONTAGE OPTIQUE

Le dispositif (Figure 46) permettant l'enregistrement et l'analyse des collisions est constitué de :

- deux caméras CCD SONY modèle XCD-SX90 (Figure 43 : h) avec une résolution de 1280x960 pixels. Une caméra observe les gouttes de face et donc les régimes de collisions, tandis que l'autre observe les gouttes de profil et permet de vérifier que les deux trains sont dans le même plan. Celle-ci n'a pas pu être utilisée au cours de ces acquisitions, pour des raisons de disponibilité du matériel optique. L'observation du bon alignement dans le plan s'est donc faite par étude du régime de réflexion qui montre une grande sensibilité à ce paramètre ;
- un stroboscope NANOLITE DRIVER 2000 générant des flashes de quelques dizaines de nanosecondes (Figure 43 : i et j), piloté par le générateur de fréquences n°2 (Figure 43 : b). Il permet d'éclairer la collision sur deux profils : face et latéral ;
- un système d'acquisition d'images relié à un ordinateur ;
- un jeu de miroirs et de lentilles, permettant d'acheminer la lumière du stroboscope depuis la lampe jusqu'aux deux caméras CCD.

Les éléments de ce montage sont fixés sur des glissières, elles-mêmes vissées sur la table optique, favorisant ainsi l'alignement des différents miroirs et autres objets, et donc, la mise au point des caméras.

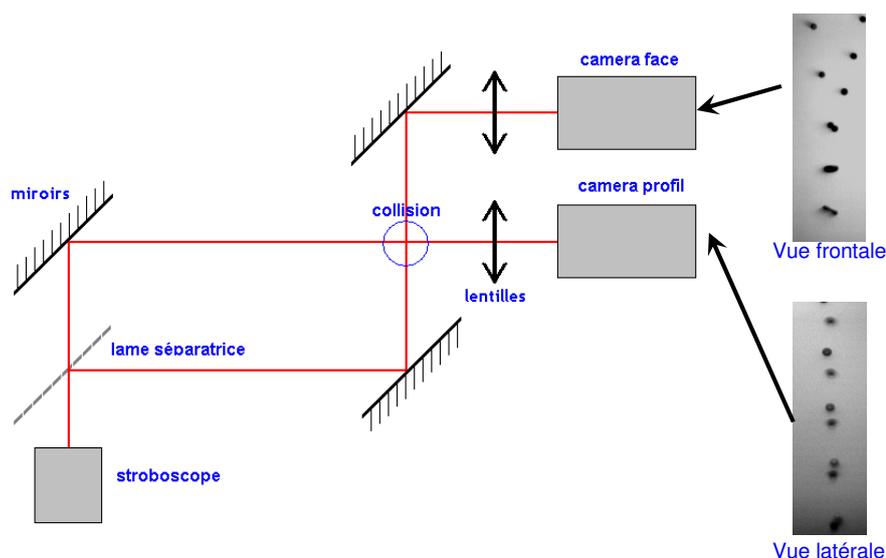


Figure 46. Schéma du montage optique du banc expérimental COLLGATE

3.2.4 DISPOSITIF D'INJECTION DE PARTICULES

L'expérience COLLGATE est dotée d'une boîte à gants (Figure 47), qui permet de maîtriser l'environnement de la collision. Alors que Rabe et al. (2011) ont déjà étudié, à l'aide de COLLGATE, les effets d'une modification de la composition gazeuse, il s'agit maintenant d'étudier l'influence de la présence de particules présentes dans l'environnement de la collision.

Des particules de latex, insolubles, de diamètre 0,1-0,5 μm , ont donc été injectées dans la boîte à gants en utilisant un générateur d'aérosols PALAS AGF 10.0. Le principe de cet appareil est le suivant : de l'air pressurisé entre dans l'appareil et crée une dépression qui entraîne l'atomisation de la solution liquide contenant les particules de latex solides à l'intérieur. Un « lit » de grains de silice est utilisé pour sécher les gouttes atomisées et ne garder que les particules de latex. Une concentration d'environ $10^5 \text{ part.cm}^{-3}$ a pu être atteinte en utilisant cette méthode. La concentration a été mesurée par un compteur à noyaux de condensation CNC 3025. Les particules de latex traversent un environnement chargé en vapeur de butanol qui se condense sur elles, permettant alors la détection optique de la particule.

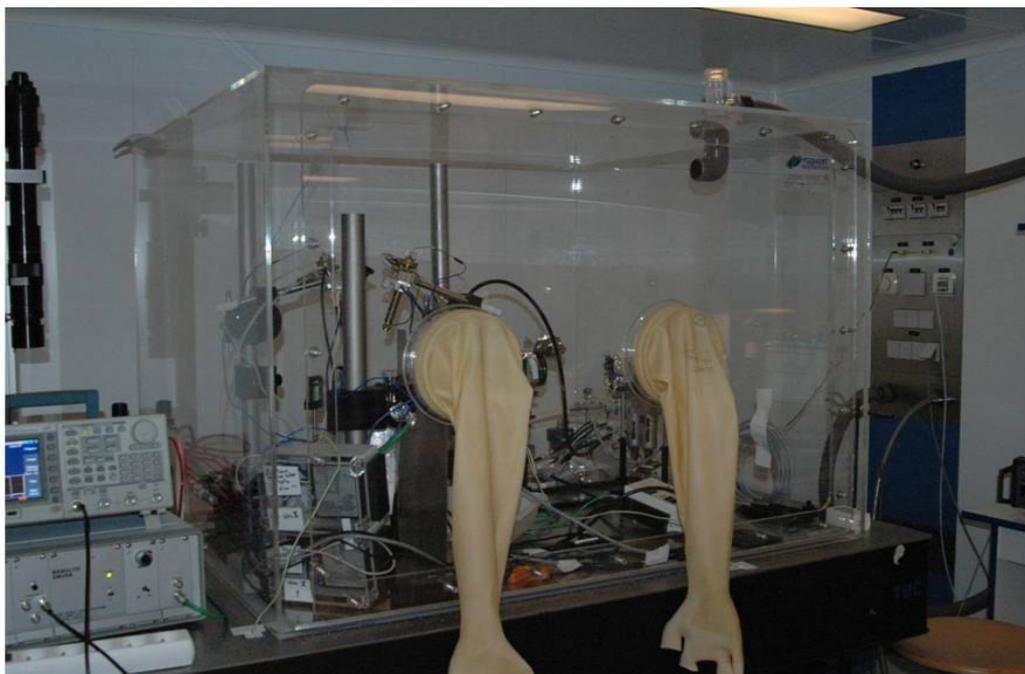


Figure 47. Photographie du banc expérimental COLLGATE équipé de sa boîte à gants

3.2.5 ANALYSE ET TRAITEMENT DES IMAGES

Les images acquises sont enregistrées sur ordinateur sous la forme d'un film au format AVI. A l'aide du logiciel VirtualDub 1.8.8, le film est décomposé en séquences d'images qui sont ensuite traitées par le programme MATRICS (Macro d'Analyse et de TRaitement d'Images sur Collgate Semi-automatique). Ce programme a été initialement fourni par l'Institut für Thermodynamik Luft und Raumfahrt (ITLR), puis largement modifié par Rabe (2009) ainsi qu'au cours de ce travail (Alengry et al. 2009). Il calcule les paramètres définissant chaque collision : nombre de Weber, paramètre d'impact, rapport des diamètres, etc... Pour cela, l'utilisateur effectue un travail préliminaire : il fait un tri des images inexploitable, détermine la zone précédant la collision à l'aide du logiciel ImageJ et définit des critères (sphéricité, diamètres minimum et maximum, seuil de contraste ...) sur une des images de la série.

Toutes ces données, ainsi que les configurations de mesure (débits, fréquences, ...) sont intégrées dans MATRICS. Ce programme en JAVA commence par détecter les contours et les centres des gouttes, en déduit les diamètres moyens, les vitesses moyennes et les distances moyennes entre chaque goutte des deux trains. Avec ces paramètres mesurés, MATRICS calcule le rapport des diamètres, la vitesse relative, les nombres de Weber classique et symétrique, et le paramètre d'impact. En regardant la photo associée à ce jeu de résultats, l'utilisateur doit définir de quel régime de collision il s'agit : rebond, coalescence, séparation. Une image exploitable correspond donc à un point dans la cartographie (We-b).

Reprendre en main le banc a demandé de s'appropriier le programme MATRICS : des erreurs de calculs sur certains paramètres ont été décelées. Un calcul d'incertitude a été ajouté. Par exemple, la qualité de l'image acquise est très importante pour la précision sur le calcul des paramètres de la collision. Lorsque le montage optique est parfaitement réglé, cette qualité ne dépend que de la performance des caméras. Dans le traitement par MATRICS, la première étape consiste à binariser l'image. L'erreur ainsi produite dépend du seuil fixé par l'utilisateur. Cette incertitude a été choisie constante égale à deux pixels. C'est la seule incertitude fixée. Les autres seront toutes calculées suivant la formule générale (3.2) ci-après, en considérant les paramètres indépendants, ce qui est une approximation. On peut alors déterminer l'incertitude sur la position des gouttes sur l'image, sur leur vitesse, le nombre de Weber caractérisant la collision ou encore sur leur paramètre d'impact calculé à partir des angles entre le centre des gouttes et leur vitesse relative (annexe 1). Un calcul d'incertitude globale a donc été ajouté sur chaque paramètre en utilisant la formule suivante :

$$\sigma_F = \sqrt{\sum_1^N \left(\frac{\partial F}{\partial p_i} \right)^2 \cdot \sigma_{p_i}^2} \quad (3.2)$$

où F est la grandeur associée (position des gouttes, vitesse, angle d'impact, nombre de Weber) à l'incertitude mesurée, p_i est la variable considérée, et σ_{p_i} l'incertitude de F associée à la variable p_i . Cette formule permet de donner une approximation de l'erreur faite sur le calcul des paramètres caractérisant la collision, notamment le nombre de Weber, le paramètre d'impact ou encore le ratio des diamètres, lorsque l'erreur se propage au cours du calcul. Lorsque l'incertitude dépasse 10 %, l'image est considérée comme non valide, et le programme n'en tient plus compte pour l'établissement des cartographies de résultats.

A notre connaissance, c'est la première fois qu'un calcul systématique de l'erreur produite pour chaque acquisition d'image est réalisé, dans le cadre de l'étude expérimentale de collision binaire de gouttes.

3.3 ESSAIS PRELIMINAIRES

Dans le Tableau 10, plusieurs solutions ont été choisies pour être testée sur le banc expérimental COLLGATE :

- eau distillée ;
- un mélange d'eau distillée et de particules de latex ;
- un mélange d'eau distillée et d'iodure de césium (Csl) à différentes concentrations.

Afin de connaître précisément les propriétés physiques de ces solutions, des mesures de tension de surface et de viscosité ont été réalisées avant d'effectuer les premières mesures de collision binaire. L'objectif était de savoir si les propriétés physiques de l'eau pouvaient être modifiées en présence d'impuretés solubles ou insolubles.

La tension de surface a été mesurée grâce à un tensiomètre K10ST, en utilisant la méthode de l’anneau (Nietz & Lambert 1929). L’anneau est posé à la surface du liquide et l’appareil mesure la force appliquée sur cet anneau lorsqu’on tire dessus. Cette force est reliée à la tension de surface. La viscosité a, quant à elle, été mesurée à l’aide d’un viscosimètre à tube capillaire VISCOLOCK (Bingham & Jackson 1917). Celui-ci permet la mesure du temps que met le liquide pour traverser un capillaire, ce temps étant directement relié à la viscosité. Chaque mesure a été répétée trois fois.

3.3.1 EAU DISTILLEE - EAU DU ROBINET

Les tensions de surface de l’eau distillée et de l’eau du robinet ont été mesurées à température ambiante et pression atmosphérique. La viscosité a été mesurée uniquement pour l’eau distillée. Les résultats sont présentés dans le Tableau 11.

Tableau 11. Mesures de tension de surface et de viscosité cinématique pour de l'eau distillée et de l'eau du robinet à température et pression ambiantes

Solution	Tension de surface (mN.m ⁻¹)	Viscosité cinématique (mm ² .s ⁻¹)
Eau distillée	71,6	1,06
Eau du robinet	68,6	/

En comparant ces valeurs avec celles données par les tables thermodynamiques de l’eau distillée à 20 °C (71,97 mN.m⁻¹ pour la tension de surface et 1,007 mm².s⁻¹ pour la viscosité cinématique), un facteur de correction a été appliqué, ce qui a permis d’étalonner nos moyens de mesure. L’influence de la température a également été prise en compte, dans le cas où les mesures étaient effectuées à des températures différentes. Les données ont effectivement été rapportées à 20 °C.

3.3.2 MELANGE EAU DISTILLEE - LATEX

Des particules insolubles de latex, de diamètre 0,5-1 µm, ont été ajoutées à de l’eau distillée à différentes concentrations. La concentration maximale testée est de 10 g.l⁻¹. En utilisant le code ACACIA (Algorithme de Calcul Appliqué à la Collecte de l’iode et des Aérosols) de l’IRSN (Billarand et al. 1997), la concentration en particules captées par une goutte, traversant le bâtiment réacteur, a été estimée à environ 1 g.l⁻¹. Si l’on se place ensuite dans le mode de recirculation présenté au chapitre 1.1, il se peut que cette concentration augmente au fil du temps si aucun filtre n’est utilisé, ou si l’on se trouve dans des conditions correspondant au minimum d’efficacité des filtres.

On remarque que la tension de surface (Figure 48) peut être considérée comme constante jusqu’à 10 g.l⁻¹. Ces résultats sont considérés comme cohérents avec la littérature (Okubo 1995). Il n’est en revanche pas exclu que la tension de surface évolue en utilisant d’autres particules. C’est ce qui a

été montré dans le chapitre 2.2.4 : l'évolution de la tension de surface, lorsque des particules sont ajoutées à une solution, dépend de la particule (Okubo 1995, Chen et al. 2011). Sur la Figure 48, on remarque que le premier point de mesure pour une concentration de 0,2 g.l⁻¹ est légèrement décalé vers des tensions de surface inférieures. Cette observation n'a pas été expliquée jusqu'à présent.

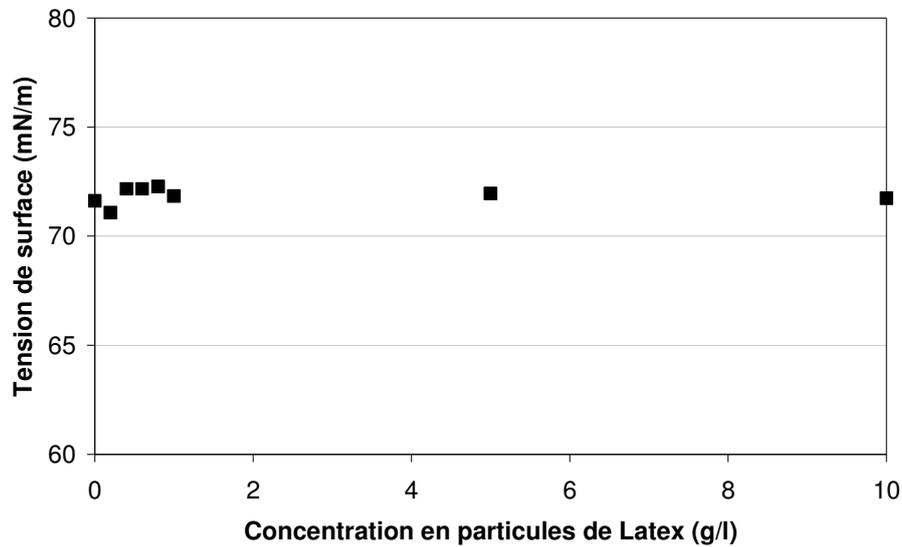


Figure 48. Evolution de la tension de surface d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex

Concernant la viscosité, c'est la viscosité cinématique qui est mesurée par l'appareil. Afin de tenir compte de la masse volumique du latex, les résultats ont été transformés en viscosité dynamique. La masse volumique du latex a été fixée à $\rho_{latex} = 1200 \text{ kg / m}^3$. Ainsi, la masse volumique de la solution est donnée par la formule suivante et est tracée sur la Figure 49 :

$$\rho_{solution} = C_{latex} + (1 - \frac{C_{latex}}{\rho_{latex}})\rho_{eau} \quad (3.3)$$

avec C_{latex} la concentration en latex en g.l⁻¹. Etant donné les valeurs très proches de la masse volumique de l'eau et de celle du latex, la masse volumique de la solution latex - eau distillée n'évolue pas de façon significative sur la gamme de concentration testée. La viscosité dynamique μ a été tracée sur la Figure 50. On remarque qu'elle chute dès que l'on ajoute des particules de latex. Ce comportement n'est pas expliqué. En effet, d'après la formule d'Einstein (1906), la viscosité dynamique de la solution devrait être continue pour de faibles densités :

$$\mu = \mu_{eau} (1 + 2,5 \alpha) \quad (3.4)$$

Où μ_{eau} est la viscosité dynamique de l'eau pure et α la fraction volumique qu'occupent les particules dans la goutte. Cette formule est valable pour $\alpha < 0,03$ (soit environ 30 g.l⁻¹ pour la concentration en latex). On remarque toutefois que si l'on fait abstraction du saut initial, que nous

n'avons pas réussi à expliquer pour le moment, le reste des mesures est bien cohérent avec cette loi d'évolution. Pour une concentration de 10 g.l^{-1} , la viscosité doit en effet augmenter d'environ $2,5 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$. C'est bien ce qui peut être observé sur la Figure 50.

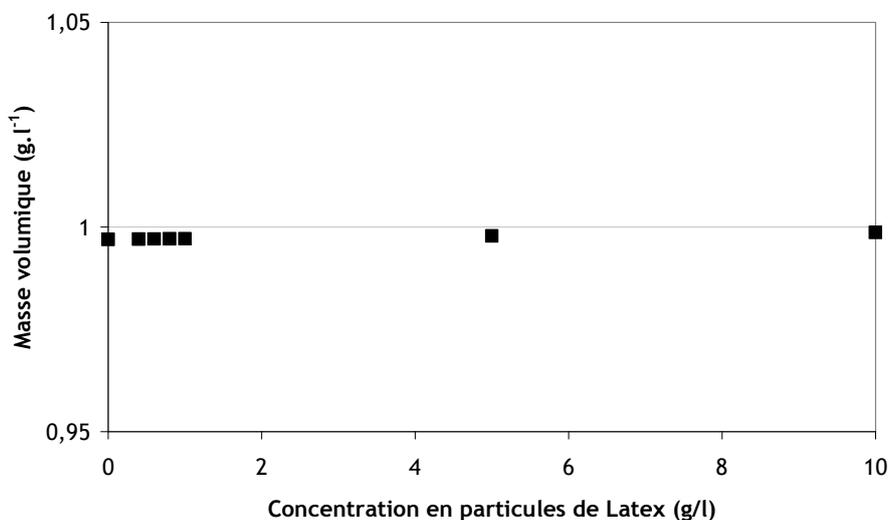


Figure 49. Evolution de la masse volumique d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex

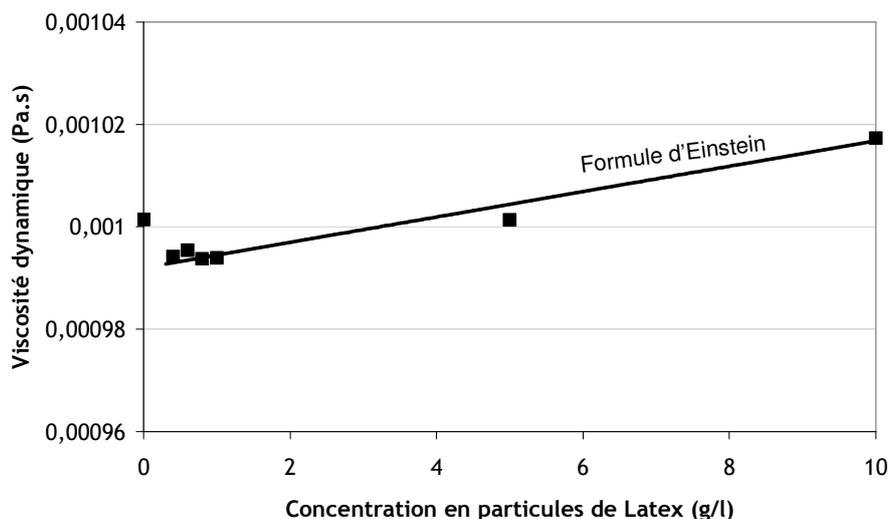


Figure 50. Evolution de la viscosité dynamique d'une solution eau distillée - latex en fonction de la concentration en latex

3.3.3 MELANGE EAU DISTILLEE - IODURE DE CESIUM

En plus des aérosols insolubles retrouvés dans l'enceinte du bâtiment réacteur suite à un accident grave, il existe aussi les aérosols solubles. Un des principaux est d'ailleurs l'iodure de césium. Là aussi, des mesures de tension de surface et de viscosité ont été réalisées pour des concentrations jusqu'à 100 g.l^{-1} . En mode recirculation, l'eau du système d'aspersion ne cesse sans doute de

s'enrichir en particules solubles, et la concentration ne cesse d'augmenter, d'où le choix de cette forte valeur.

La tension de surface (Figure 51) reste comprise en 70 et 72 mN.m⁻¹ pour des concentrations allant jusqu'à 100 g.l⁻¹. On remarque une baisse brutale de la tension de surface de 2 mN.m⁻¹ dès que l'on ajoute de l'iodure de césium. Cette diminution est pour le moment inexplicée et nécessite certainement d'étudier les interactions moléculaires entre l'iodure de césium et l'eau pour avoir un élément de réponse. Il est néanmoins possible de considérer cette grandeur comme constante, étant donné que cet écart de 2 mN.m⁻¹ n'engendre qu'une erreur de 3 % sur le calcul du nombre de Weber, ce qui est largement compris dans l'incertitude des résultats de COLLGATE.

Tout comme pour le cas de la solution de latex, la formule (3.3) a pu être utilisée avec $\rho_{CsI} = 4500 \text{ kg/m}^3$ et l'évolution de la masse volumique avec la concentration en iodure de césium a été tracée sur la Figure 52. On remarque que celle-ci augmente d'environ 8 % sur cette gamme de concentration. Considérant la viscosité dynamique (Figure 53), celle-ci reste quasi-constante entre 0 et 100 g.l⁻¹.

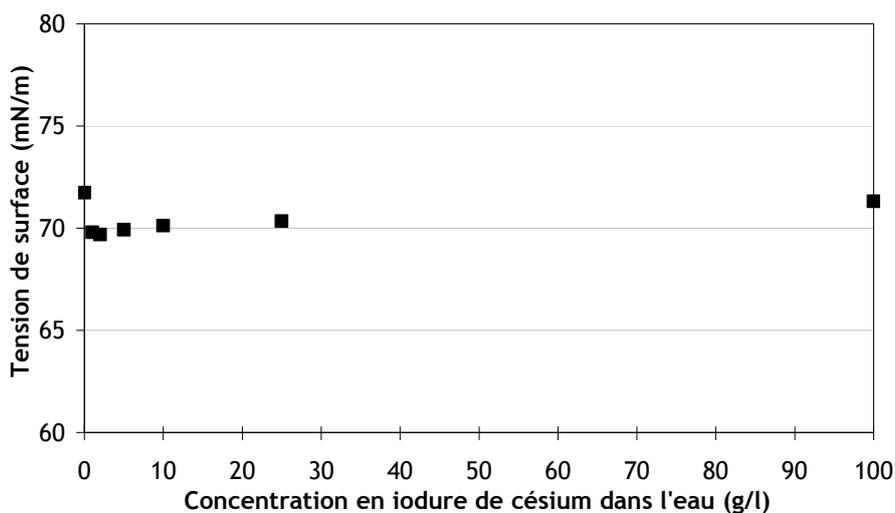


Figure 51. Evolution de la tension de surface d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium

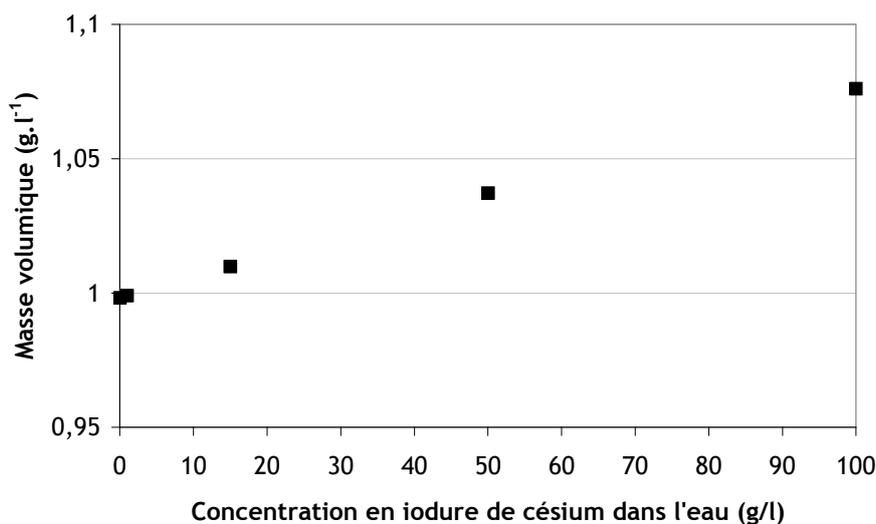


Figure 52. Evolution de la masse volumique d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium

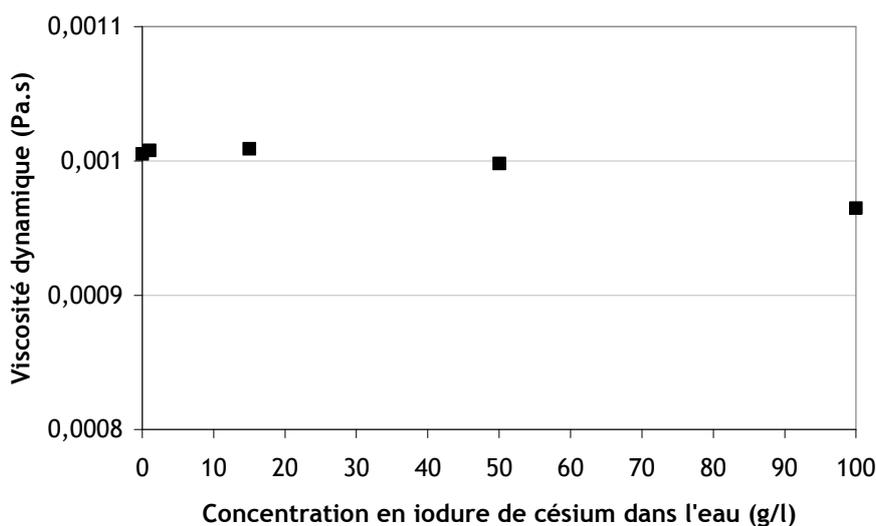


Figure 53. Evolution de la viscosité dynamique d'une solution eau distillée - iodure de césium en fonction de la concentration en iodure de césium

Remarque : il est intéressant de faire un parallèle avec l'eau salée. Si l'on regarde l'évolution de la viscosité dynamique de l'eau salée en fonction de la teneur en sel (Millero & Leung 1976), on note que celle-ci augmente, alors que dans notre cas, avec l'iodure de césium, la viscosité dynamique reste constante et même diminue légèrement. On voit donc que ces propriétés physiques dépendent directement de l'espèce chimique considérée et qu'il est difficile de prévoir un comportement universel.

3.3.4 BILAN

Les mesures de tension de surface et de viscosité dynamique sur les solutions qui vont être utilisées pour l'étude de l'influence d'aérosols sur la collision binaire ont montré que, pour les concentrations considérées, l'évolution de ces propriétés physiques n'était pas de grande ampleur (Tableau 12). Dans le cas de l'iodure de césium, la masse volumique augmente néanmoins de façon non négligeable. Toutefois, d'un point de vue de la collision, il est impossible de dire si ces variations vont avoir un impact sur l'issue de la collision. Même si une variation de la tension de surface ou de la masse volumique est directement traduite par une variation du nombre de Weber puisque celui-ci est proportionnel à ces grandeurs, on ne sait pas prédire l'effet de la viscosité. On ne sait pas non plus à ce stade de la recherche, comment d'autres effets physico-chimiques liés à la présence de ces particules dans l'eau peuvent jouer un rôle sur les phénomènes d'interaction entre les gouttes. Des expériences de collision binaire sont donc nécessaires afin d'étudier l'influence de ces aérosols sur la collision binaire des gouttes.

Tableau 12. Résumé des mesures de viscosité et de tension de surface réalisées sur de l'eau distillée, de l'eau distillée avec des particules de latex et de l'eau distillée avec de l'iodure de césium

Solution à 20 °C	Gamme de concentrations testées (g.l ⁻¹)	Masse volumique (g.l ⁻¹)	Tension de surface (mN.m ⁻¹)	Viscosité dynamique (mPa.s)
Eau distillée	/	1	72	1,01
Eau distillée + latex	0 à 10	1	71 à 72	0,99 à 1,02
Eau distillée + iodure de césium	0 à 100	1 à 1,01	70 à 72	0,96 à 1,00

3.4 COLLISION BINAIRE DE GOUTTES D'EAU PURE

Avant de s'intéresser à l'influence de la présence de particules solubles ou insolubles sur la collision de gouttes d'eau, des tests de collision binaire de gouttes d'eau pure (série d'essais n° 1 de la grille d'essais) ont été menés afin de retrouver les résultats de la littérature suite aux diverses modifications. Ces essais ont de plus été réalisés avec la boîte à gants fermée afin de supprimer les perturbations pouvant être créées par des écoulements d'air. Enfin, les particules présentes dans la boîte à gants ont été évacuées par aspiration pour atteindre une concentration en particules autour de la zone de collision de l'ordre de 10 part.cm⁻³ (Figure 54).

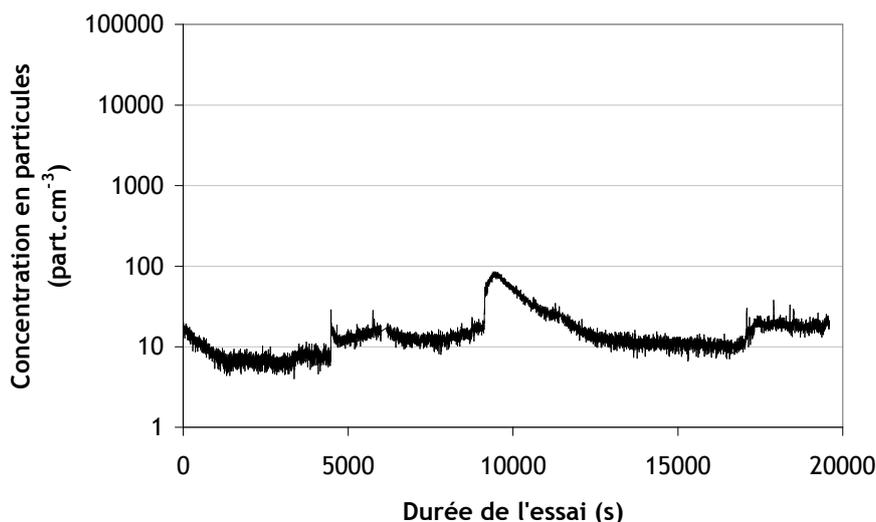


Figure 54. Evolution de la concentration en particules autour de la zone de collision au cours de l'essai

Les résultats de collision binaire sont présentés sur la Figure 55, avec une limite pour l'incertitude absolue sur le paramètre d'impact de 0,10 : toutes les mesures dont l'incertitude sur le paramètre d'impact est supérieure à 0,10 ont été écartées sur cette figure. Le nombre de Weber symétrique introduit par Rabe et al. (2010) a été utilisé, et les courbes semi-empiriques d'Ashgriz & Poo (1990), Rabe et al. (2010) et Estrade et al. (1999) ont été tracées. L'équation proposée par Estrade et al. (1999) (Tableau 6) concerne la transition vers le rebond. Cette équation fait intervenir un paramètre φ_c qui a été fixé à 0,3 afin de correspondre au mieux aux résultats expérimentaux. Ce paramètre dépend du liquide qui constitue les gouttes. Les transitions expérimentales entre la réflexion, la coalescence et l'étirement sont en très bon accord avec le modèle de Rabe et al. (2010). Celui d'Ashgriz & Poo (1990) ne correspond pas parfaitement aux résultats expérimentaux obtenus, en particulier pour la transition coalescence/étirement. Seul le modèle de Rabe et al. (2010) sera alors tracé sur les prochaines cartographies.

Sur la Figure 56 ont été tracés quelques points expérimentaux avec les incertitudes absolues associées. L'incertitude absolue calculée pour le paramètre d'impact montre une valeur quasi-constante quelle que soit sa valeur. L'incertitude absolue sur le nombre de Weber symétrique augmente avec sa valeur, de sorte que l'incertitude relative reste quasi-constante, de l'ordre de 10 %. Ces valeurs sont en bon accord avec les estimations de Rabe (2009).

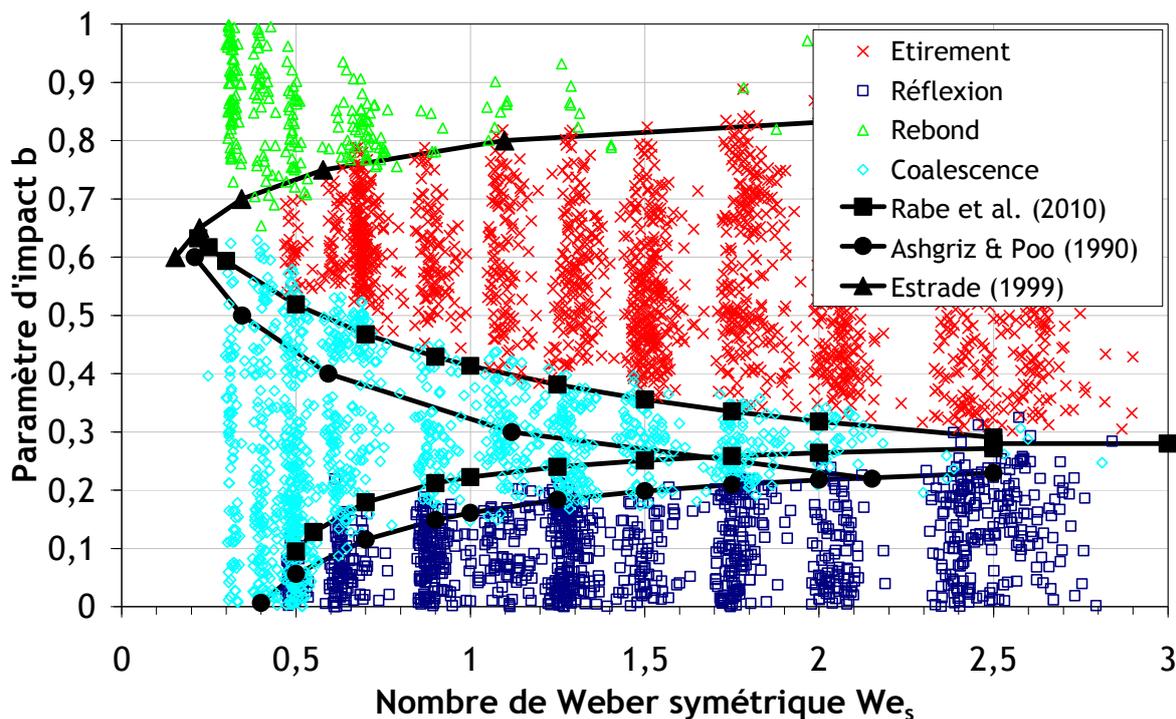


Figure 55. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques

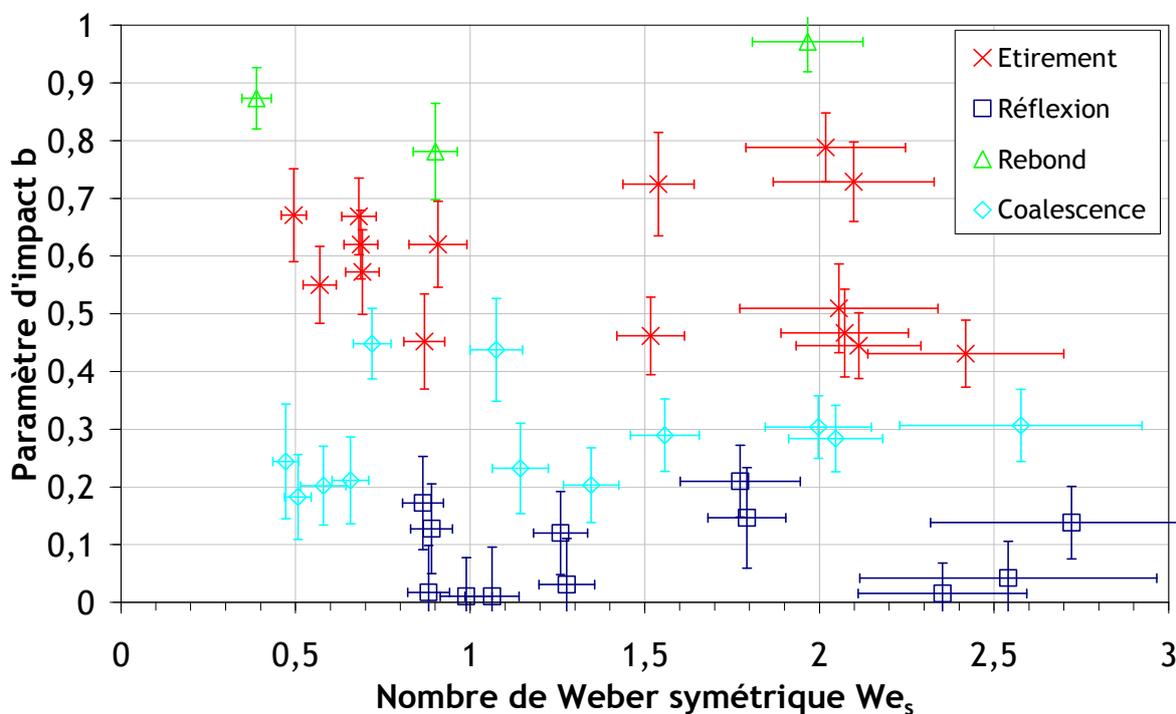


Figure 56. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques, et incertitudes associées

Ces résultats ont permis de mettre en évidence l'existence du régime de rebond avec des gouttes d'eau sous des conditions atmosphériques. Ce régime est en effet le plus délicat à observer et est d'ailleurs absent sur la cartographie de Rabe et al. (2010) présentée au chapitre 2.2.3, pourtant réalisée dans des conditions expérimentales similaires. Les améliorations faites sur le banc COLLGATE, avec notamment les meilleures performances des nouvelles caméras et le travail effectué sur le programme de traitement des données (Alengry et al. 2009), ont permis de mettre en évidence cette zone de rebond de façon plus précise. Ces résultats expérimentaux permettent donc de valider l'équation de transition donnée par Estrade et al. (1999). A ce jour, il semble que ces résultats sur le rebond en eau pure soient, à notre connaissance, les plus décrits.

Ce cas en eau pure constituera la référence et sera comparé avec les résultats suivants, obtenus en présence de particules.

3.5 COLLISION BINAIRE EN PRESENCE D'AEROSOLS INSOLUBLES

Comme présenté précédemment, l'influence, sur la collision binaire de gouttes d'eau, de la présence de particules solides insolubles dans la zone de collision a été étudiée à l'aide de particules de latex (série d'essais n°2 de la grille d'essais). Ces particules de latex de diamètre 0,5-1 μm ont été injectées dans la boîte à gants de COLLGATE de façon à atteindre une concentration d'environ $10^5 \text{ part.cm}^{-3}$ (Figure 57).

Cette concentration correspond à la concentration caractéristique d'aérosols estimée lors d'un accident grave. Les gouttes générées peuvent alors capter ces particules en suspension dans la boîte à gants avant de rentrer en collision. La concentration en particules captées par une goutte entre le moment de sa création et celui de la collision sur le banc expérimental COLLGATE a été estimée en utilisant le code de l'IRSN ACACIA (Billarand et al. 1997). Celui-ci a permis d'approximer un nombre de particules captées par la goutte égal à 100. Ceci correspond à une concentration d'environ 1 g.l^{-1} en latex dans l'eau.

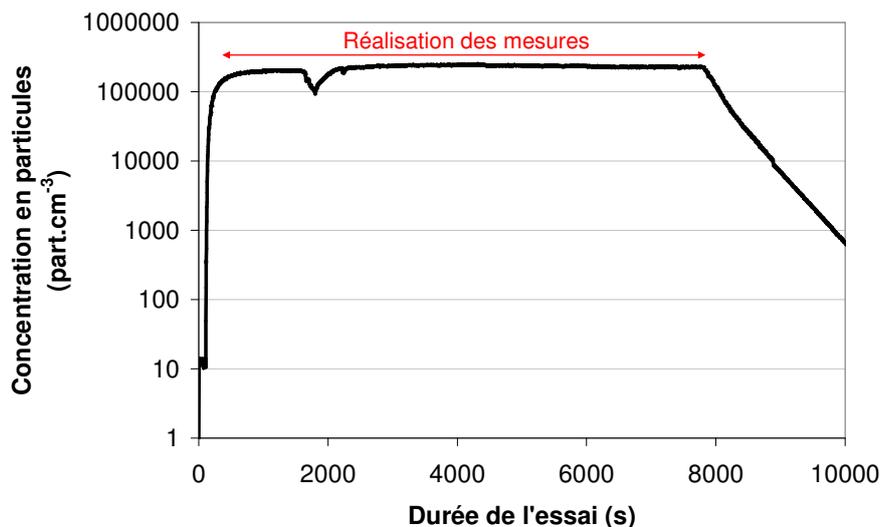


Figure 57. Evolution de la concentration en particules de latex autour de la zone de collision au cours de l'essai

Néanmoins, ce nombre estimé de 100 particules captées pas les gouttes est certainement inférieur à celui qui serait réellement mesuré dans un cas d'accident grave de réacteur. En effet, dans une enceinte de confinement de réacteur, les gouttes peuvent parcourir plusieurs dizaines de mètres, et capter ainsi beaucoup plus d'aérosols que dans notre expérience. Cela n'a pas été possible de reproduire cette situation sur le banc expérimental COLLGATE malgré plusieurs essais :

- la concentration de 10^5 particules par cm^3 a été la plus grande concentration atteinte dans la boîte à gants. Des appareils existent pour générer plus de particules, mais ceux-ci auraient pu endommager le matériel optique de COLLGATE ;
- en injectant directement les particules dans les réservoirs permettant d'alimenter les générateurs de goutte, la concentration en particules au sein des gouttes aurait pu être maîtrisée. Néanmoins, la présence des particules perturbe le fonctionnement délicat des générateurs de goutte. Il n'a donc pas été possible d'obtenir des trains de gouttes stables et aucune mesure fiable n'a été possible.

Les résultats de collision binaire de gouttes d'eau en présence de 10^5 particules par cm^3 d'air, soit une concentration estimée dans le liquide de 1 g.l^{-1} , sont présentés sur la Figure 58. Les transitions entre les régimes, dont les équations ont été déterminées par Rabe et al. (2010) et Estrade et al. (1999) pour des gouttes d'eau en conditions atmosphériques, y sont tracées.

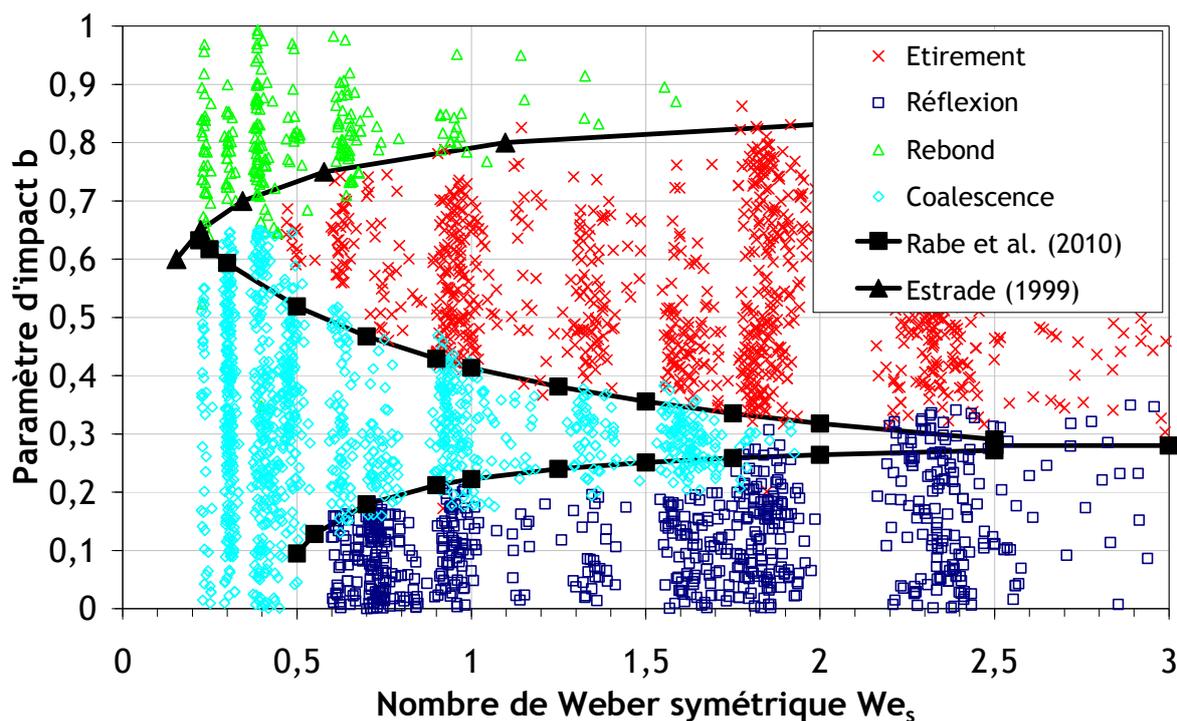


Figure 58. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques en présence de 10^5 particules de latex par cm^3 d'air, soit environ 1 g.l^{-1} dans les gouttes

La transition entre le régime de séparation par réflexion et celui de séparation par étirement semble se décaler vers le haut en présence de particules, bien que ces variations restent dans l'ordre de grandeur des incertitudes sur le paramètre d'impact qui sont de l'ordre de 0,1. Cette tendance a également été observée par Kurt et al. (2009) lors de l'étude de la collision binaire de gouttes d'eau en présence de kaolinite. Kurt et al. (2009) ne donnent pas d'explication théorique. Si la transition entre ces deux régimes est déplacée vers des paramètres d'impact plus élevés, cela signifie qu'il est plus difficile de créer un film liquide caractéristique de la séparation par étirement. La présence de particules pourrait donc déstabiliser ce film liquide pour éviter sa formation. Les difficultés de génération de gouttes stables, lorsqu'on a essayé d'injecter directement les particules dans les réservoirs de COLLGATE, peuvent s'expliquer par ces remarques. En effet, comme décrit précédemment, les générateurs de gouttes créent un film liquide qui, par perturbation piézoélectrique, se scinde en gouttes. Ceci est donc très similaire à ce qu'il se produit lorsque le film liquide créé entre deux gouttes, lors d'une séparation par étirement, se rompt en plusieurs gouttelettes satellites.

Les résultats expérimentaux sont donc, dans l'ensemble, bien décrits par les transitions semi-empiriques, tout comme dans le cas de l'eau pure en absence d'aérosols (Figure 55). Ceci signifie que la présence de particules de latex, à une concentration de 10^5 particules par cm^3 , n'a pas d'influence sur l'issue de la collision pour cette gamme de nombre de Weber étudiée. Une influence pour de grandes valeurs du nombre de Weber reste envisageable. Bien que non réalisé ici, il aurait été intéressant de voir si un effet est visible sur les régimes d'éclatement ou de séparation avec

digitations. On pourrait penser que le nombre de gouttelettes créées suite à la collision soit sensible à ces particules solides.

Dans le cadre de la sûreté nucléaire, en fonction du scénario accidentel, il est certainement possible que la concentration en particules au sein de l'enceinte soit largement supérieure à celle testée avec nos expériences. Le banc COLLGATE n'est pas adapté à l'étude de plus grandes concentrations en aérosols insolubles, mais des travaux existent sur ce domaine (Aussillous & Quéré 2006, Planchette 2011) et peuvent permettre de penser à de nouvelles études.

3.6 COLLISION BINAIRE EN PRESENCE D'AEROSOLS SOLUBLES

Les aérosols solubles constituent la deuxième nature d'aérosols testés (séries n°3 et 4 de la grille d'essais). Ceux-ci sont présents dans l'enceinte, suite à un accident grave, et proviennent principalement des produits de fission. Dans le chapitre 1, il a été montré que l'iode et le césium peuvent s'assembler pour former de l'iodure de césium (Csl), qui est un sel soluble.

Le sel de Csl a directement été dissout dans les réservoirs servant à alimenter les générateurs de gouttes. Différentes concentrations ont été testées, pour tenir compte de la phase d'aspersion directe ou de recirculation. Les concentrations retenues ont donc été de 1 g.l^{-1} et de 100 g.l^{-1} . Dans le chapitre 3.3, les mesures de propriétés physiques de la solution aqueuse de Csl ont montré peu d'influence vis-à-vis de la concentration en soluté, excepté pour la masse volumique.

3.6.1 SOLUTION AQUEUSE A 1 G.L^{-1} D'IODURE DE CESIUM

La solution aqueuse à 1 g.l^{-1} d'iodure de césium permet de caractériser les effets d'aérosols solubles sur l'issue de la collision, et ceci lors de la phase d'aspersion directe (chapitre 1.1). La Figure 59 montre les résultats de collision binaire sous conditions atmosphériques, en présence de 1 g.l^{-1} de Csl dans l'eau (série n°3 de la grille d'essais).

La transition vers le rebond semble modifiée et montre un décalage vers de plus grands paramètres d'impact. Les autres transitions ne sont pas impactées. L'étude des issues de collision de gouttes ayant une concentration de 100 g.l^{-1} pourra confirmer cette tendance.

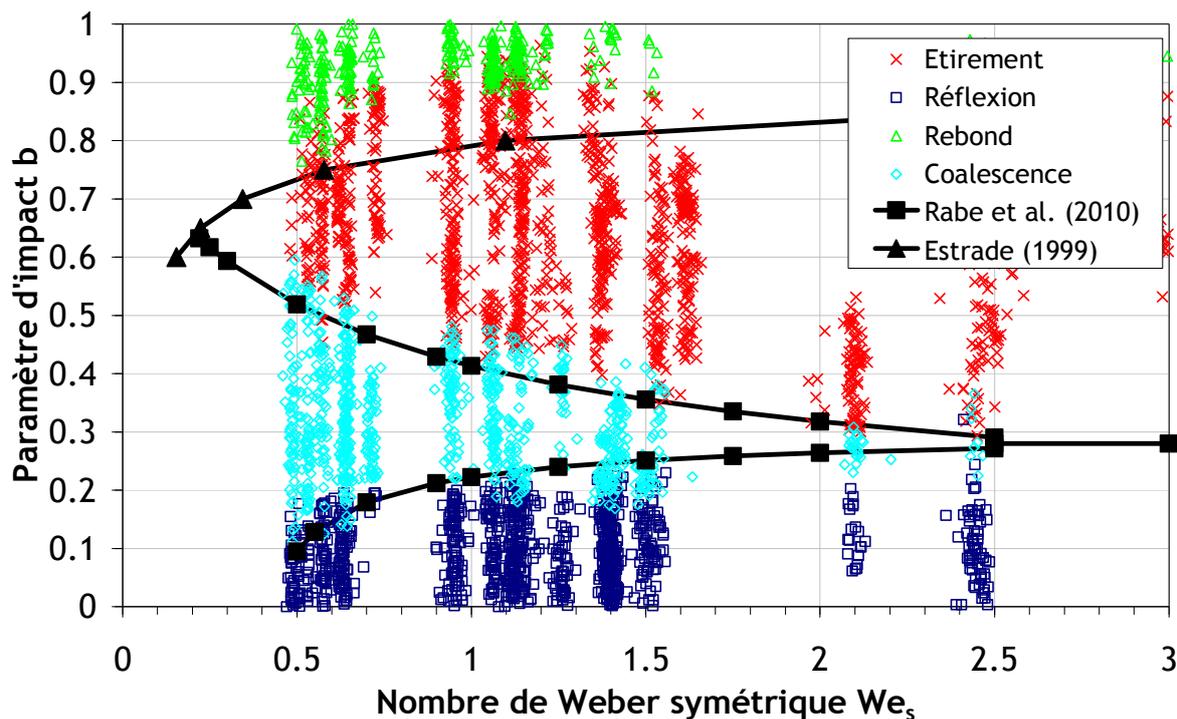


Figure 59. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée et d'Iodure de Césium à 1 g.l^{-1} ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques

3.6.2 SOLUTION AQUEUSE A 100 G.L^{-1} D'IODURE DE CESIUM

Les essais de collision binaire de gouttes d'eau à 100 g.l^{-1} de Csl ont été réalisés pour modéliser la phase de recirculation du système d'aspersion, lorsque l'eau injectée dans l'enceinte de confinement est recyclée pendant une durée très longue, durant laquelle elle peut continuellement se charger en aérosols. Les résultats de cette série n°4 de la grille d'essais sont présentés sur la Figure 60.

Tout comme le cas à 1 g.l^{-1} en Csl, la transition vers le rebond semble légèrement décalée vers de plus grands paramètres d'impact, en comparaison par rapport au cas de l'eau pure. Toutes les autres transitions sont inchangées.

Pour se rendre compte de l'effet de la présence d'iodure de césium sur le régime de rebond, les régimes d'étirement obtenus sur ces cartographies dans le cas de l'eau pure et en présence d'iodure de césium ont été comparés et les résultats sont présentés sur la Figure 61. Le décalage du rebond vers les grands paramètres d'impact est visible, mais si l'on tient compte de l'incertitude sur le paramètre d'impact de 0,1, il reste difficile de conclure.

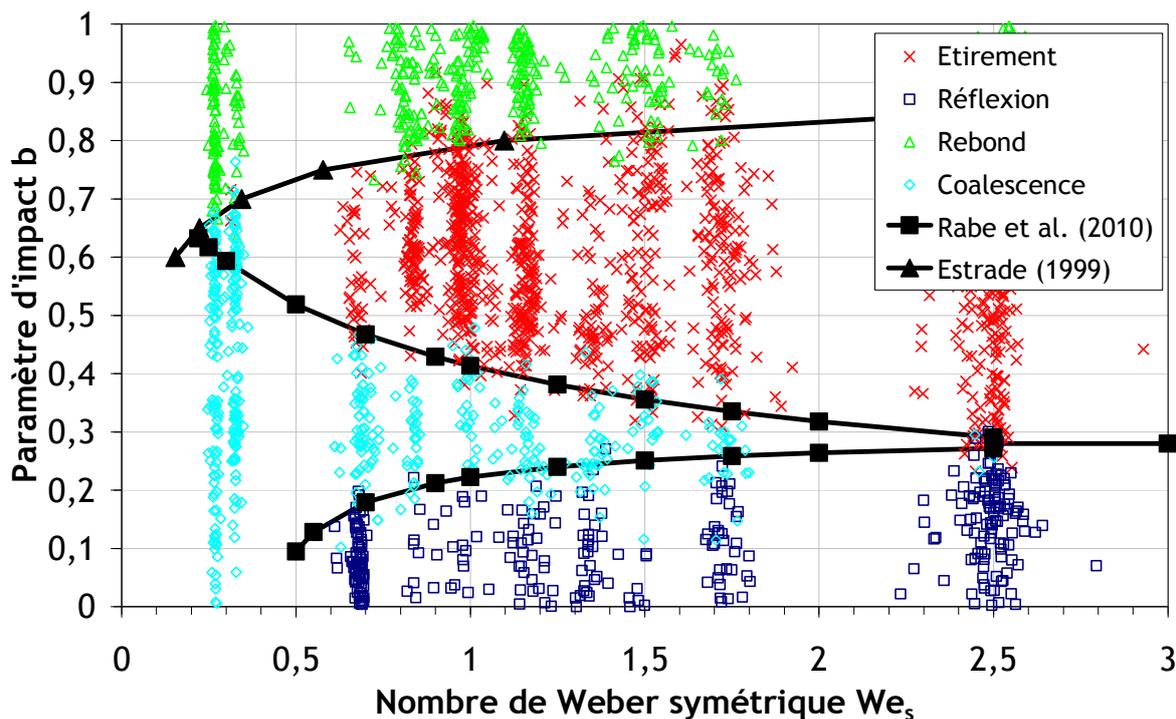


Figure 60. Cartographie expérimentale des régimes de collision binaire de gouttes d'eau distillée et d'iodure de Césium à 100 g.l^{-1} ($d=300 \mu\text{m}$, $\Delta=1$) obtenue à température et pression atmosphériques

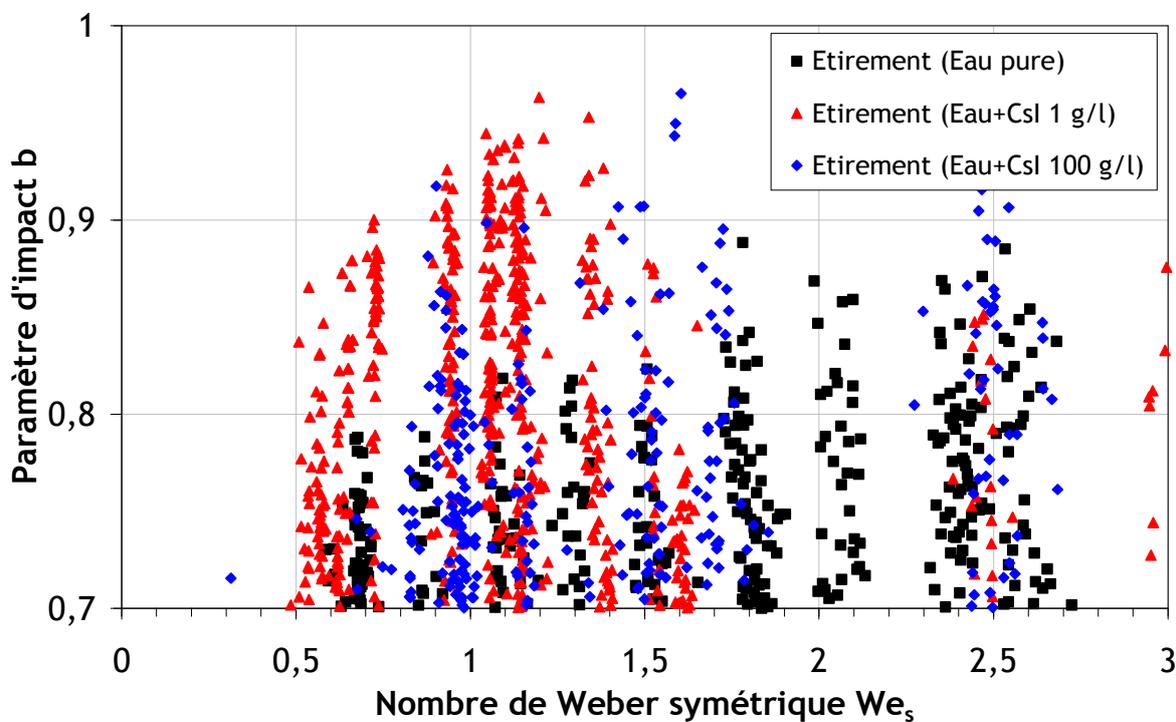


Figure 61. Comparaison des régimes de séparation par étirement obtenus lors de collisions binaires de gouttes d'eau pure et de gouttes d'eau avec du iodure de césium à 1 g.l^{-1}

3.7 CONCLUSION

Les essais de collision binaire ont été menés avec de l'eau distillée, puis en présence de particules solubles et insolubles. Les essais réalisés avec de l'eau distillée ont permis de valider les modifications du montage. Les résultats sont cohérents avec la littérature, et les transitions obtenues expérimentalement sur COLLGATE, dans ce cas de l'eau distillée sous conditions atmosphériques, ont constitué notre référence pour tous les autres tests. Ces transitions suivent parfaitement les prédictions semi-empiriques de Rabe et al. (2010). L'observation aussi précise du rebond en eau pure constitue une avancée dans ce milieu, et les résultats valident l'expression d'Estrade et al. (1999).

Afin d'étudier les effets de la présence d'aérosols dans l'enceinte de confinement, des essais de collision binaire ont été réalisés en utilisant des particules solubles et insolubles. Des particules de latex de diamètre de 0,5-1 μm ont été utilisées en tant qu'aérosols insolubles, tandis que les aérosols solubles ont été modélisés par de l'iodure de césium. Avant d'effectuer les essais de collision, les propriétés physiques, comme la tension de surface et la viscosité, ont été mesurées. Pour les gammes de concentrations testées, et même au-delà, seules de faibles variations de ces propriétés physiques ont été mises en évidence, même si les résultats ont montré que les phénomènes physico-chimiques mis en jeu pouvaient être importants et que la nature de l'aérosol avait certainement une influence sur les propriétés physiques des gouttes chargées en ces aérosols.

Les cartographies de collisions binaires de gouttes d'eau en présence d'aérosols insolubles de latex à 10^5 particules par cm^3 d'air, soit une concentration dans la goutte de 1 g.l^{-1} , n'ont pas montré d'effet significatif sur l'issue de collision. Néanmoins, les régimes caractéristiques des hauts nombres de Weber semblent être plus sensibles à la présence de particules solides que les régimes à faibles nombres de Weber. Des essais à hauts nombres de Weber devraient être envisagés pour répondre à cette question. De plus, des études à forte concentration doivent être réalisées car d'après les travaux récents de Planchette (2011), des effets significatifs existent sur la collision. Aucune étude quantitative n'a néanmoins été menée pour l'instant.

Les cartographies de collisions binaires de gouttes de solution aqueuse d'iodure de césium ont montré que le régime de rebond pouvait être légèrement impacté, mais les résultats sont difficilement interprétables en raison des incertitudes mises en jeu. Ces effets restent néanmoins très limités et semblent apparaître sur la transition vers le régime de rebond. Il serait intéressant de mener une étude sur l'influence du nombre de gouttelettes satellites créées suite à une collision caractérisée par un régime de fragmentation. La présence d'aérosols, solubles ou insolubles, pourrait avoir un effet.

Enfin, nous avons montré dans le chapitre 1 que de l'acide borique et de la soude étaient ajoutés à l'eau injectée par le système d'aspersion. Toutefois, la faible concentration de ces deux additifs ne devrait pas permettre une évolution significative des propriétés physiques du liquide. Ce point reste à vérifier, mais on peut imaginer que les cartographies de collisions binaires de gouttes ne seront pas modifiées en présence d'acide borique et de soude par rapport à celles de l'eau pure de Rabe et al. (2010).

Ainsi, d'après les résultats expérimentaux dont on dispose pour le moment, le modèle de Rabe et al. (2010) décrivant les transitions entre les régimes dans le cas de l'eau pure sous condition atmosphérique sera utilisé pour décrire les collisions. L'avantage incontestable de ce modèle est qu'il donne des relations simples pour les transitions entre les régimes, et surtout, qu'il ne dépend pas du ratio des diamètres des gouttes entrant en collision. Toutefois, il est clair que de nouvelles réflexions sont à mener. Il est notamment important de caractériser les effets des particules insolubles à forte concentration. Des études sur les régimes à hauts nombres de Weber sont également indispensables pour déterminer les transitions, et le nombre de gouttelettes satellites ainsi créées.

Dans la prochaine partie, nous allons nous servir de ces résultats expérimentaux afin de développer un modèle « complet » de collision qui sera implémenté dans le code NEPTUNE_CFD. Ce modèle de collision complètera un modèle de polydispersion en taille et en vitesse d'un nuage de gouttes.

4 MODELISATION DE LA POLYDISPERSION EN TAILLE ET EN VITESSE ET DE LA COLLISION DES GOUTTES

La modélisation des sprays est d'une importance majeure étant donné les nombreux procédés industriels les utilisant. Dans notre cas, prévoir la distribution en taille et en vitesse des gouttes permettrait de mieux évaluer l'efficacité du système d'aspersion, et notamment sa capacité à refroidir l'enceinte, à faire baisser la pression, mélanger les gaz dont l'hydrogène et également à rabattre les aérosols radioactifs.

Afin de prédire correctement les propriétés des gouttes d'un spray dans lequel des collisions peuvent exister, il est nécessaire de travailler sur plusieurs points :

- modélisation de la polydispersion en taille : les études expérimentales (Ducret et al. 1993, Powers & Burson 1993) ont montré que la population de gouttes issue des sprays de buses REP était constituée de gouttes de différents diamètres. Le comportement de petites gouttes étant différent de celui des grosses gouttes, prendre en compte la polydispersion en taille permettra de mieux prédire les caractéristiques du spray ;
- modélisation de la polydispersion en vitesse : toujours dans le cadre de notre travail expérimental réalisé sur la buse d'aspersion de REP, nous avons mis en évidence des distributions de vitesse, et notamment, une relation entre celle-ci et la taille des gouttes : pour une taille de gouttes, il est possible d'associer une distribution de vitesse ;
- modélisation de la probabilité que les gouttes entrent en collision : si des collisions peuvent exister, il est nécessaire de les quantifier. Il faut donc prédire la fréquence de collision ou encore, le taux de collision.
- modélisation de l'issue de la collision si la fréquence de collision est non nulle : à partir des caractéristiques des gouttes incidentes, on va chercher à prévoir celles des gouttes résultantes. Les études expérimentales ont montré, comme décrit dans le chapitre 2.2.2, que l'interaction entre deux gouttes pouvait résulter essentiellement en cinq régimes : rebond, coalescence, séparation par réflexion, séparation par étirement et éclatement. Des transitions semi-empiriques sont disponibles.

Les applications industrielles d'utilisation de sprays liquides motivent les descriptions eulériennes. En effet, pour un même cas simulé, on peut avoir une phase continue qui devient une phase dispersée, et inversement. C'est dans cette optique que nous nous placerons, en présentant dans ce chapitre la modélisation eulérienne retenue visant à décrire la polydispersion en taille et en vitesse, et le phénomène de collision. Il est envisagé d'implémenter ces modèles au sein du code polyphasique NEPTUNE_CFD développé par EDF R&D, IRSN, CEA et AREVA (Guelfi et al. 2007).

Ce chapitre présente dans un premier temps le code NEPTUNE_CFD, avec notamment la description de ses équations de conservation. Les modèles de polydispersion en taille et en vitesse choisis seront ensuite expliqués, ainsi que le modèle de collision utilisant les résultats expérimentaux de collision binaire (chapitre 3).

4.1 MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES DANS LE CODE NEPTUNE_CFD

Nous présenterons ici le modèle mathématique Euler/Euler qui peut être simulé avec NEPTUNE_CFD (Guelfi et al. 2007, Mimouni et al. 2010) : les équations multi-composants de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, les lois de fermeture et la modélisation de la turbulence.

Le comportement d'un écoulement constitué de plusieurs phases ou composants peut être modélisé en utilisant les équations générales de bilan multi-composants en description eulérienne. Ces composants peuvent représenter plusieurs sortes de grandeurs physiques : des composants physiques distincts (gaz, liquide, particules solides), des phases thermodynamiques d'un même composant (par exemple, eau liquide ou vapeur), plusieurs composants physiques distincts où certains peuvent être séparés en plusieurs groupes (eau liquide et plusieurs groupes de bulles de diamètres différents), différentes formes du même composant physique (domaine liquide continu, domaine liquide dispersé,...).

Le code NEPTUNE_CFD est un code à volumes finis, capable de travailler sur n'importe quelle forme de cellules de maillage (tetraèdre, hexaèdre, prismes, pyramides, etc...). Il utilise principalement deux méthodes pour la résolution numérique : une méthode « elliptique » basée sur la pression et une méthode « hyperbolique ». Les deux méthodes sont utilisées simultanément pour résoudre le système des équations de conservation avec le formalisme « simple pression ». Deux étapes majeures permettent la résolution. En premier lieu, une prédiction de la vitesse des phases à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement est effectuée. Ensuite, un couplage avec les équations sur les fractions volumiques, pression, et énergie est réalisé. Ce type d'algorithme permet donc la résolution de modèles multifluides.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons en particulier à des phases du même liquide (eau). On parlera alors de la phase k . Les équations de bilan multi-composants suivantes sont obtenues à partir des lois fondamentales de la physique : conservation de la masse, conservation de la quantité de mouvement, et conservation de l'énergie (ou première loi thermodynamique).

Ces trois lois de conservation sont écrites sous une forme intégral-différentielle qui est valable pour n'importe quel temps et lieu à l'intérieur d'un continuum, mais pas à travers les interfaces entre deux phases physiques. Aux interfaces, on écrit des conditions de saut dérivées des équations continues (Ishii 1975, Delhayé et al. 1981).

4.1.1 CONSERVATION DE LA MASSE

L'équation de bilan de masse s'écrit pour la phase k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,j}) = \Gamma_k \quad (4.1)$$

avec α_k la fraction volumique, ρ_k la masse volumique et $U_{k,j}$ la vitesse locale moyenne du champ k suivant la composante j . Γ_k est le taux de transfert de masse interfacial de la phase k , que l'on peut écrire avec les notations de NEPTUNE_CFD :

$$\Gamma_k = \sum_{l \neq k} \Gamma_{l \rightarrow k}^c + \Gamma_{paroi \rightarrow k} \quad (4.2)$$

$\Gamma_{l \rightarrow k}^c$ est le transfert de masse interfacial au cœur de l'écoulement de la phase l vers la phase k .

Le terme $\Gamma_{paroi \rightarrow k}$ est nul partout sauf dans les mailles de proche paroi où il permet de prendre en compte les effets de dépôt ou de resuspension des gouttes par un terme source de volume.

On a, de plus, les relations suivantes de consistance et de saut à l'interface :

$$\sum_k \alpha_k = 1 \quad (4.3)$$

$$\sum_k \Gamma_k = 0 \quad \text{car} \quad \Gamma_{l \rightarrow k}^c + \Gamma_{k \rightarrow l}^c = 0 \quad (4.4)$$

4.1.2 CONSERVATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour la phase k s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,i} U_{k,j}) = \\ \alpha_k \rho_k g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \left(\overset{=}{\tau}_{k,ij} + \overset{=T}{\tau}_{k,ij} \right) \right] - \alpha_k \frac{\partial P}{\partial x_i} + I_{k,i} + \sum_p U_{pk,i} \Gamma_k \end{aligned} \quad (4.5)$$

Avec :

- g_i la gravité,
- $\overset{=}{\tau}_{k,ij}$ le tenseur des contraintes visqueuses de la phase k ,
- $\overset{=T}{\tau}_{k,ij}$ le tenseur des contraintes turbulentes de la phase k ,
- P la pression moyenne locale considérée comme identique pour toutes les phases,
- $I_{k,i}$ représente le transfert de quantité de mouvement interfacial moyen vers la phase k , auquel on a soustrait la contribution liée à la pression moyenne et la contribution liée au transfert interfacial dû au transfert de masse. On a :

$$\sum_k I_{k,i} = 0 \quad (4.6)$$

- $U_{pk,i}\Gamma_k$ permet de prendre en compte le terme source de quantité de mouvement lié au transfert de masse. $U_{pk,i}$ correspond à la vitesse de l'interface entre les phases p et k .

Les inclusions sont en translation sous l'action des forces appliquées par le fluide. La pression est alors celle de la phase fluide, et le terme $grad P$ dans l'équation (4.5) représente la poussée d'Archimède généralisée.

4.1.3 CONSERVATION DE L'ENERGIE

Dans le code NEPTUNE_CFD, c'est la variable enthalpie totale qui est utilisée comme variable d'énergie. Elle permet d'exprimer la quantité de chaleur mise en jeu lors de la transformation d'une des phases à pression constante. Pour obtenir l'équation de conservation locale moyennée de l'enthalpie, on utilise l'équation de conservation locale moyennée de l'énergie interne dans laquelle on introduit l'expression de l'enthalpie comme suit :

$$H_k = e_k + \frac{1}{2}U_{k,i}^2 + \frac{P}{\rho_k} \quad (4.7)$$

Le bilan de conservation de l'enthalpie pour la phase k peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k H_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k H_k U_{k,j}) = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \left(U_{k,j} \overline{\tau_{k,ij}} + \overline{Q_{k,j}} + \overline{Q_{k,j}^T} \right) \right] + \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha_k U_{k,j} \frac{\partial P}{\partial x_j} \\ + \alpha_k \left(\overline{\tau_{k,ij}} + \overline{\tau_{k,ij}^T} \right) \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_j} + \Pi_k \end{aligned} \quad (4.8)$$

Avec :

- $\overline{Q_{k,j}}$ le flux de chaleur diffusif apporté à la phase k ,
- $\overline{Q_{k,j}^T}$ le flux de chaleur turbulent apporté à la phase k ,
- Π_k le transfert interfacial d'énergie à la phase k .

Ce dernier terme doit vérifier la relation suivante de continuité :

$$\Pi_k = \sum_{p \neq k} \Pi_{p \rightarrow k} \quad (4.9)$$

$$\sum_k \Pi_k = 0 \quad (4.10)$$

4.1.4 CONSERVATION DE LA MASSE SUR LES GAZ INCONDENSABLES

Il est possible de tenir compte de la présence de gaz incondensables. Par exemple, si on considère la présence d'hydrogène dans le mélange gazeux, il faudra résoudre l'équation supplémentaire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_{gaz} Y_{H_2} \rho_{gaz}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_{gaz} Y_{H_2} \rho_{gaz} U_{gaz,j}) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_{gaz} Y_{H_2} \rho_{gaz} U_{H_2}^{diff}) \quad (4.11)$$

Où Y_{H_2} est la fraction massique de dihydrogène dans la phase gazeuse et $U_{H_2}^{diff}$ la vitesse de diffusion de l'hydrogène dans le mélange gazeux donnée par la loi de Fick. Cette équation suppose qu'il n'y a pas de transfert d'hydrogène entre les gouttes et le gaz.

4.1.5 LOIS DE FERMETURE

Après avoir écrit les équations de conservation moyennées, si on utilise N phases, on peut considérer que $3N$ variables sont inconnues du système :

- le taux de présence α_k de $2N - 1$ phases,
- la pression moyenne P ,
- la vitesse moyenne U_k de toutes les phases k ,
- l'enthalpie moyenne H_k de toutes les phases k .

A ces variables principales sont associées $2N$ variables auxiliaires calculées à partir de lois ou de tables thermodynamiques :

- la masse volumique ρ_k de toutes les phases k ,
- la température moyenne T_k de toutes les phases k .

Les autres termes indéterminés sont obtenus à l'aide de relations de fermeture. Il s'agit principalement :

- des termes interfaciaux de transfert de masse Γ_k , de quantité de mouvement I_k et d'enthalpie H_k ,
- du tenseur des contraintes turbulentes (tenseur de Reynolds) $\tau_{k,ij}^T$,
- des densités de flux de chaleur $\overline{Q}_{k,j}$ et $\overline{Q}_{k,j}^T$.

Dans le cas où l'on considère des transferts de masse et de chaleur entre les phases, dus à de la condensation ou évaporation, les lois de fermeture associées sont décrites par Mimouni et al. (2010). Ici, on formulera l'hypothèse qu'aucun échange par évaporation ou condensation ne se produit. Néanmoins, la modélisation de la polydispersion en taille et en vitesse,

ainsi que de la collision, nécessitera la fermeture des termes de transfert de masse, de quantité de mouvement, et du tenseur de Reynolds. Les expressions seront expliquées dans la partie correspondante. La fermeture de l'équation de conservation de l'énergie ne sera pas considérée.

4.2 MODELISATION DE LA POLYDISPERSION EN TAILLE ET EN VITESSE DES GOUTTES

4.2.1 METHODE DES SECTIONS

La méthode choisie pour traiter la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes est la méthode des sections (Greenberg et al. 1993). Comme présenté dans le chapitre 2.1.4.1, il s'agit de traiter la phase dispersée, en l'occurrence les gouttes, comme si elle était constituée de plusieurs phases, les sections ou les classes, ayant chacune leurs propres caractéristiques. Dans notre cas, les sections seront différenciées en fonction de la taille des gouttes.

Il est possible de découper les sections de différentes manières. On peut, par exemple, considérer le diamètre, la surface ou le volume des gouttes. La répartition des sections peut se faire de façon uniforme ou suivant un autre formalisme déterminé. Les cas les plus habituels sont les suivants :

- répartition uniforme à partir de la distribution en nombre obtenue en fonction du diamètre, de la surface, ou du volume (Figure 62),
- répartition uniforme à partir de la courbe cumulative obtenue en fonction du nombre, de la surface ou du volume (Figure 63),
- répartition suivant une loi mathématique définie (ex : évolution du diamètre des sections selon une loi exponentielle).

C'est donc cette répartition qui permet de prendre en compte la polydispersion en taille des gouttes.

Ce choix de discrétisation des classes peut constituer une limite de la méthode des sections. En effet, si la population de gouttes évolue beaucoup, il est possible de se retrouver avec une accumulation des gouttes dans une seule section. On perd alors toute la modélisation de la polydispersion. Cette méthode est donc adaptée à la modélisation de la polydispersion au sein de nuages de gouttes dont les propriétés restent proches en tout point.

Pour chaque section, on résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et éventuellement de l'énergie. Chaque section est donc indépendante (tant que l'on ne rajoute pas de termes de transfert entre elles) et les équations présentées au chapitre 4.1 sont donc applicables.

Chaque section possèdera donc sa propre vitesse moyenne. Ce qui signifie que, pour une classe donnée, celle-ci possède une vitesse moyenne. Cela permet donc de tenir compte de la relation taille-vitesse qui sera mise en évidence dans le chapitre 5.3.4.4, et donc de modéliser une certaine polydispersion en vitesse des gouttes.

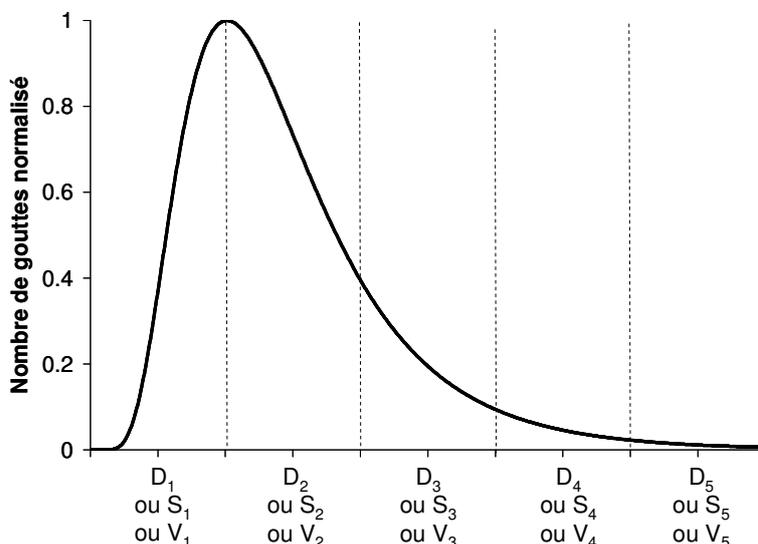


Figure 62. Exemple de répartition uniforme des sections à partir de la distribution en nombre

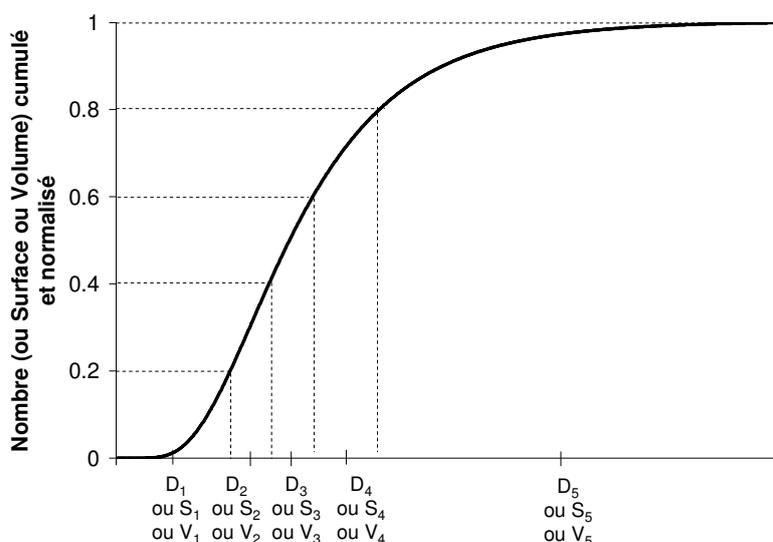


Figure 63. Exemple de répartition uniforme des sections à partir de la courbe cumulée

De plus, pour chaque section, des lois de fermeture pourront être ajoutées, en tenant compte de :

- la force de traînée : elle résulte de l'action des frottements interfaciaux exercés sur les gouttes par le gaz environnant. Lorsque la goutte se déplace dans l'écoulement, elle accélère le fluide environnant par l'intermédiaire de l'interface. L'expression de la force de traînée est la suivante :

$$\vec{F}_k^{drag} = -\alpha_k \frac{\pi}{8} d_k^2 \rho_{gaz} C_{drag} |\vec{U}_{gaz} - \vec{U}_k| (\vec{U}_{gaz} - \vec{U}_k) \quad (4.12)$$

où C_{drag} est le coefficient de traînée sans dimension. Des expressions de C_{drag} ont été proposées par Schiller & Naumann (1935) :

$$\begin{aligned} C_{drag} &= \frac{24}{Re} && \text{pour } Re < 1 \\ C_{drag} &= \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) && \text{pour } 1 < Re < 1000 \\ C_{drag} &= 0,44 && \text{pour } 1000 < Re \end{aligned} \quad (4.13)$$

- la force de portance : elle est engendrée par le mouvement des gouttes dans un écoulement rotationnel et est orthogonale à la vitesse relative entre la goutte et le gaz. Auton et al. (1988) ont déduit la force de portance en calculant les forces exercées par un fluide parfait en écoulement non-uniforme rotationnel sur un cylindre et sur une sphère :

$$\vec{F}_k^{lift} = -\alpha_k \rho_{gaz} C_{lift} (\vec{U}_k - \vec{U}_{gaz}) \times rot \vec{U}_{gaz} \quad (4.14)$$

avec C_{lift} le coefficient de portance pour lequel ils donnent des expressions détaillées. Cette force ne sera pas activée lors des simulations ;

- la force de masse ajoutée : cette force, purement inertielle, représente l'action de l'accélération du fluide environnant sur la goutte en mouvement. Elle s'oppose au mouvement qui l'a fait naître (Clift et al. 1978) :

$$\vec{F}_k^{am} = -\alpha_k \rho_{gaz} \frac{\pi d_k^3}{12} \left[\left(\frac{d\vec{U}_k}{dt} + \vec{U}_k \cdot \vec{\nabla} \vec{U}_k \right) - \left(\frac{d\vec{U}_{gaz}}{dt} + \vec{U}_{gaz} \cdot \vec{\nabla} \vec{U}_{gaz} \right) \right] \quad (4.15)$$

Notons que la force de de masse ajoutée est de d'ordre $\frac{\rho_{gaz}}{\rho_{liq}}$ par rapport à la force de traînée. On la négligera donc dans notre cas de gouttes dans un gaz.

De plus, des échanges entre les classes pourront exister. En effet, afin de modéliser par exemple la condensation ou l'évaporation, des échanges de masse et de chaleur entre les classes pourront avoir lieu (Laurent & Massot 2001). Ces termes de fermeture ne seront pas décrits ici, puisque le seul phénomène que nous traiterons sera la collision entre gouttes. Ceci nous amènera d'ailleurs à considérer des transferts de masse entre les classes, afin de modéliser la création et la disparition de gouttes suite aux collisions. Ces termes de fermeture seront décrits dans le chapitre 4.3.

4.2.2 FERMETURE DU TENSEUR DES CONTRAINTES TURBULENTES

Le code NEPTUNE_CFD propose différentes relations pour fermer le tenseur des contraintes

turbulentes $\overset{=T}{\tau}_{k,ij}$. D'après l'approximation de Boussinesq, il peut être écrit sous la forme suivante :

$$\tau_{k,ij}^{=T} = -\mu_k^T \left(\frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{i,j} \left(\rho_k q_k^2 + \mu_k^T \frac{\partial U_{k,m}}{\partial x_m} \right) \quad (4.16)$$

Avec :

- q_k^2 l'énergie cinétique turbulente de la phase k :

$$q_k^2 = \frac{1}{2} \langle U'_{k,i} U'_{k,i} \rangle \quad (4.17)$$

où $U'_{k,i}$ la fluctuation de la composante i de la vitesse du champ k .

- μ_k^T la viscosité turbulente de la phase k .

Les simulations de sprays réalisées au cours de ce travail, et dont les résultats sont présentés dans le chapitre 6, ont été menées en utilisant le modèle $q^2 - \varepsilon$ pour la phase gazeuse (phase continue), et le modèle $q^2 - q_{12}$ pour les gouttes (phase dispersée). Ces deux modèles sont décrits ci-après.

4.2.2.1 Loi de fermeture du tenseur des contraintes turbulentes pour la phase gazeuse

Le modèle de turbulence utilisé pour la phase gazeuse est donc le modèle $q^2 - \varepsilon$ où q^2 est l'énergie cinétique turbulente et ε la dissipation de l'énergie cinétique. Il est généralement bien adapté à la modélisation de la turbulence d'une phase continue (Simonin 1991). Dans ce modèle, la viscosité turbulente pour la phase k s'écrit de la manière suivante :

$$\mu_k^T = C_\mu \rho_k \frac{(q_k^2)^2}{\varepsilon_k} \text{ avec } C_\mu = 0,09 \quad (4.18)$$

Le système d'équations de transport associées au terme d'énergie cinétique turbulente q_{gaz}^2 et à la dissipation de l'énergie cinétique ε_{gaz} de la phase gazeuse peut s'écrire :

$$\rho_{gaz} \left(\frac{\partial q_{gaz}^2}{\partial t} + U_{gaz,i} \frac{\partial q_{gaz}^2}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\alpha_{gaz}} \frac{1}{\partial x_j} \left(\alpha_{gaz} \rho_{gaz} \frac{\mu_{gaz}^T}{C_q} \frac{\partial q_{gaz}^2}{\partial x_j} \right) + \rho_{gaz} (P_{gaz} + G_{gaz} - \varepsilon_{gaz}) + \Pi_{q_{gaz}} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \rho_{gaz} \left(\frac{\partial \mathcal{E}_{gaz}}{\partial t} + U_{gaz,i} \frac{\partial \mathcal{E}_{gaz}}{\partial x_i} \right) = \\ \frac{1}{\alpha_{gaz}} \frac{1}{\partial x_j} \left(\alpha_{gaz} \rho_{gaz} \frac{\mu_{gaz}^T}{C_\varepsilon} \frac{\partial \mathcal{E}_{gaz}}{\partial x_j} \right) \\ + \rho_{gaz} \frac{\mathcal{E}_{gaz}}{q_{gaz}} \left(C_{\varepsilon_1} P_{gaz} + C_{\varepsilon_1} \max(G_{gaz}, 0) - C_{\varepsilon_2} \mathcal{E}_{gaz} \right) + C_{\varepsilon_4} \frac{\mathcal{E}_{gaz}}{q_{gaz}} \Pi_{q_{gaz}} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Avec :

- P_{gaz} la production turbulente (positive) due au gradient de vitesse moyenne de la phase gazeuse :

$$P_{gaz} = - \left\langle U'_{gaz,i} U'_{gaz,j} \right\rangle \frac{\partial U_{gaz,i}}{\partial x_j} \quad (4.21)$$

- G_{gaz} un terme modélisant la corrélation entre les fluctuations de vitesse et de densité de la phase gazeuse, en équilibre avec la gravité :

$$G_{gaz} = - \frac{\mu_{gaz}^T}{C_G} \frac{1}{\rho_{gaz}^2} \frac{\partial \rho_{gaz}}{\partial x_i} g_i \quad \text{avec } C_G = 0,9 \quad (4.22)$$

- \mathcal{E}_{gaz} la dissipation de l'énergie cinétique turbulente de la phase gazeuse,
- $C_{\varepsilon_1} = 1,44$, $C_{\varepsilon_2} = 1,92$ et $C_{\varepsilon_4} = 1,2$ d'une part, et $C_q = 1$ et $C_\varepsilon = 1,3$ d'autre part,
- $\Pi_{q_{gaz}}$ est la contribution turbulente à l'énergie cinétique de la phase k apportée par l'influence des $N - 1$ autres phases. On peut noter :

$$\Pi_{q_{gaz}} = \sum_k \Pi_{q(k \rightarrow gaz)} \quad (4.23)$$

4.2.2.2 Loi de fermeture du tenseur des contraintes turbulentes pour la phase dispersée

Le modèle de turbulence $q^2 - q_{12}$, utilisé pour modéliser la turbulence de la phase dispersée, permet de prendre en compte la corrélation entre la vitesse du fluide, ici la phase gazeuse, et celle des gouttes (la phase dispersée). L'énergie cinétique turbulente q_k^2 des gouttes de la section k est calculée en résolvant l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \rho_k \left(\frac{\partial q_k^2}{\partial t} + U_{k,i} \frac{\partial q_k^2}{\partial x_i} \right) = \\ \frac{1}{\alpha_k} \frac{1}{\partial x_j} \left(\alpha_k \frac{\mu_k^T}{C_q} \frac{\partial q_k^2}{\partial x_j} \right) + \rho_k (P_k + G_k - \varepsilon_k) + \Pi_{q_k} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Avec :

- P_k la production turbulente (positive) due au gradient de vitesse moyenne des gouttes de section k :

$$P_k = -\langle U'_{k,i} U'_{k,j} \rangle \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} \quad (4.25)$$

- G_k un terme modélisant la corrélation entre les fluctuations de vitesse et de densité des gouttes de section k , en équilibre avec la gravité :

$$G_k = -\frac{\mu_k^T}{C_G} \frac{1}{\rho_k^2} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_i} g_i \quad \text{avec } C_G = 0,9 \quad (4.26)$$

- \mathcal{E}_k la dissipation de l'énergie cinétique turbulente des gouttes,
- $C_q = 1$,

$\Pi_{q\text{gaz}}$ la contribution turbulente apportée par l'influence des $N-1$ autres champs (forces de traînée, de masse ajoutée, ...) sur les gouttes de section k . On peut noter :

$$\Pi_{qk} = \sum_{p \neq k} \Pi_{q(p \rightarrow k)} \quad (4.27)$$

Zaichik et al. (2003) ont donné des lois de fermeture pour la corrélation entre les fluctuations de vitesse du gaz et celles des gouttes à partir d'une description stochastique lagrangienne des fluctuations de vitesse du fluide le long du trajet des gouttes. Cette approche a permis de fermer l'équation de type Boltzmann gouvernant la fonction de distribution sur la vitesse corrélée entre la phase continue et la phase dispersée (Simonin 1996). Cela permet alors d'aboutir à des équations de transport pour la corrélation entre les fluctuations de vitesse du gaz et celles des gouttes. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \rho_k \left(\frac{\partial q_{gk}}{\partial t} + U_{k,i} \frac{\partial q_{gk}}{\partial x_i} \right) = & \\ & \frac{1}{\alpha_k} \frac{1}{\partial x_j} \left(\alpha_k \frac{\mu_{gk}^T}{C_q} \frac{\partial q_{gk}}{\partial x_j} \right) \\ & - \rho_k q_{gk} \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} - \rho_k (1-\beta) q_{gk} \frac{\partial U_{gaz,i}}{\partial x_j} - \rho_k \frac{q_{gk}}{\tau_{gk}^t} \\ & - \rho_k \frac{1}{\tau_{gk}^F} \left[\left(1 + \frac{\alpha_k \rho_k}{\alpha_{gaz} \rho_{gaz}} \right) q_{gk} - 2 q_{gaz}^2 - 2 \frac{\alpha_k \rho_k}{\alpha_{gaz} \rho_{gaz}} q_k^2 \right] \end{aligned} \quad (4.28)$$

C_q est toujours égal à 1, et β est égal à 0,6.

μ_{gk}^T est la viscosité dynamique turbulente fluide-gouttes définie par :

$$\mu_{gk}^T = \frac{1}{3} \rho_k q_{gk} \tau_{gk}^t \quad (4.29)$$

τ_{gk}^F est le temps caractéristique d'entraînement des gouttes de section k par la phase gazeuse, ou encore le temps de relaxation des gouttes de section k , relatif aux effets d'inertiels agissant sur la phase dispersée (Simonin 1991) :

$$\tau_{gk}^F \approx \frac{4}{3} \frac{\rho_k}{\rho_{gaz}} \frac{1}{|U_k - U_{gaz}|} \frac{d_k}{C_{drag}} \quad (4.30)$$

τ_{gk}^t est le temps caractéristique des fluctuations de la vitesse du fluide vue par les gouttes de section k :

$$\tau_{gk}^t = \tau_{gaz}^t [1 + C_\beta \zeta_r^2]^{-1/2} \quad \text{avec} \quad \zeta_r = \frac{|U_k - U_{gaz} - U_{gaz-k}^{gliss_turb}|}{\sqrt{\frac{2}{3} q_{gaz}^2}} \quad (4.31)$$

où $U_{gaz-k}^{gliss_turb}$ est la vitesse de glissement turbulent entre le gaz et les gouttes et $C_\beta = 0.45$.

τ_{gaz}^t est le temps caractéristique de la turbulence du gaz, obtenu à partir de l'énergie cinétique turbulente q_{gaz}^2 et de la dissipation de l'énergie cinétique ε_{gaz} :

$$\tau_{gaz}^t = \frac{1}{\beta_1} \frac{q_{gaz}^2}{\varepsilon_{gaz}} \quad \text{avec} \quad \beta_1 = 2,075 \quad (4.32)$$

4.3 MODELISATION DE LA COLLISION ENTRE GOUTTES

Dans le phénomène de collision, deux étapes doivent être prises en compte. Il faut d'abord évaluer la probabilité que deux gouttes se rencontrent (on suppose que seules des collisions binaires se produisent, ce qui est justifié compte tenu de la faible fraction volumique $\alpha < 0,001$). Cette probabilité de collision sera prise en compte par l'intermédiaire du calcul d'une fréquence de collision. La deuxième étape à modéliser est l'issue de collision, c'est-à-dire, comment sont modifiées les propriétés des gouttes qui entrent en collision. Pour cela, les résultats des études expérimentales de collisions binaires de gouttes d'eau (chapitre 3) serviront à alimenter les modèles.

4.3.1 COUPLAGE DU MODELE DE COLLISION AVEC LA METHODE DES SECTIONS

Tenir compte des collisions ne peut se faire que si un modèle de polydispersion existe déjà. En effet, en regardant les photos de collision présentées au chapitre 2.2.2, on peut noter qu'une forte évolution du diamètre et de la trajectoire des gouttes entrant en collision est possible. Notamment, les régimes d'éclatement entraînent la création de très petites gouttes à partir de deux gouttes incidentes (Figure 24), alors qu'une coalescence engendre une goutte de plus grande taille (Figure 20). Comment modéliser ces évolutions de taille et de vitesse avec la méthode des sections ? Ceci a fait l'objet du travail de modélisation de cette thèse.

Considérons deux gouttes dont on connaît toutes les propriétés lors de leur évolution : taille, direction et norme de la vitesse, température, masse volumique, tension de surface. D'après le chapitre 2.2.1, il est possible de calculer une fréquence de collision théorique. Si cette fréquence de collision est non nulle, cela signifie qu'une collision peut avoir lieu. Il va donc falloir déterminer les caractéristiques de la collision afin de pouvoir prévoir l'issue de collision. Connaissant les caractéristiques des gouttes, et notamment, la taille, la direction de la vitesse et donc leur angle d'impact, et la tension de surface, il est possible de calculer les deux paramètres importants qui définissent une collision : le paramètre d'impact et le nombre de Weber (chapitre 2.2.2). Ces deux paramètres permettent de se placer dans les cartographies de collision binaire (Figure 55) afin de prévoir quelle issue de collision va se produire. Après avoir déterminé le régime de collision dans lequel on se trouve (rebond, coalescence, séparation par réflexion, séparation par étirement ou éclatement), il faut observer les photos de ce régime (Figure 64) pour définir le résultat de la collision.

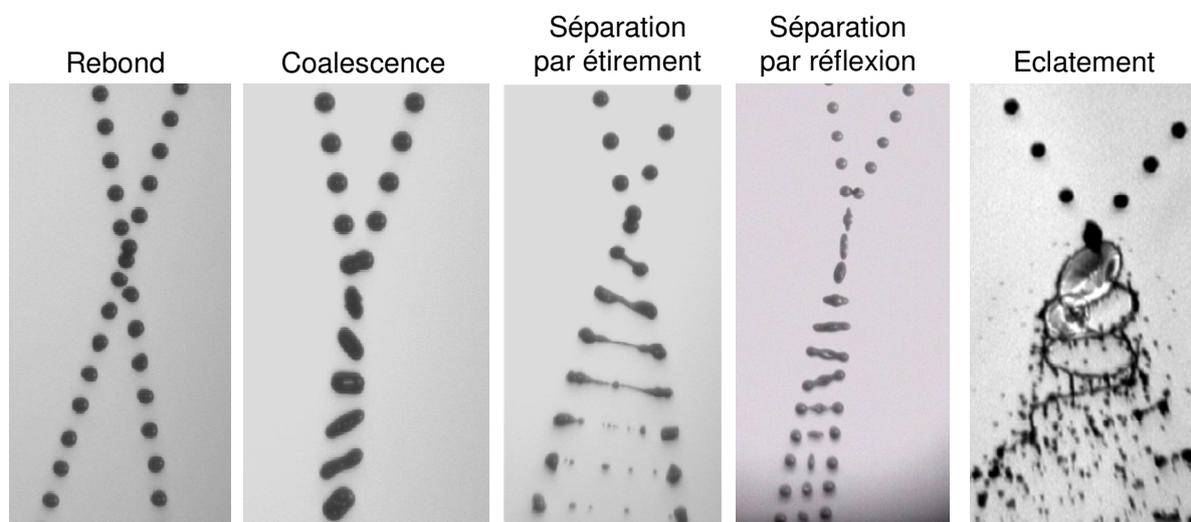


Figure 64. Photos des différents régimes de collision binaire mis en évidence (Rabe et al. 2011, Foissac et al. 2010)

4.3.1.1 Calcul de la fréquence de collision

Comme décrit dans le paragraphe d'introduction, la première étape consiste à calculer la fréquence de collision de deux gouttes. Si on considère des gouttes issues de deux classes m et n (m pouvant être égal à n , puisque des gouttes d'une même classe peuvent également entrer en collision), la fréquence de collision $f_{m,n}$ peut être approximée d'après la formule (2.20) déterminée par Patiño-Palacios (2007) en « non-corrélé ». Dans notre cas de croisement de trajectoires de gouttes, c'est la partie « glissement » de la formule qui est prépondérante, d'où le choix de ne pas utiliser la formule en « corrélé ».

4.3.1.2 Caractérisation de la collision

Si la fréquence de collision calculée comme expliqué précédemment est non nulle, cela signifie que des collisions peuvent avoir lieu entre les classes m et n . Il est alors nécessaire de caractériser ces collisions, et comme présenté dans le chapitre 2.2.2, les trois nombres adimensionnels qui le permettent sont :

- le nombre de Weber $We = \frac{\rho \min(d_m, d_n) \|\vec{U}_{rel}\|^2}{\sigma}$;
- le paramètre d'impact $b = \frac{2\delta}{d_m + d_n}$ (δ défini sur la Figure 16) ;
- le rapport des diamètres $\Delta = \frac{\min(d_m, d_n)}{\max(d_m, d_n)}$.

L'utilisation du nombre de Weber symétrique We_s de Rabe et al. (2010) permet de s'affranchir de la dépendance en Δ .

$$We_s = We \frac{\Delta^2}{12(1 + \Delta^3)(1 + \Delta^2)} \quad (4.33)$$

Cette propriété du nombre de Weber symétrique est très utile, puisqu'elle a permis d'établir des courbes de transition entre les régimes valables pour n'importe quel diamètre de gouttes. En effet, l'utilisation du nombre de Weber classique We obligeait à déclarer des courbes de transition différentes pour chaque couple de gouttes, dû à sa dépendance au ratio des diamètres Δ .

A partir de là, seuls deux nombres adimensionnels permettent de caractériser la collision : le nombre de Weber symétrique We_s et le paramètre d'impact b . Il va donc s'agir de se repérer dans la cartographie de collision binaire de gouttes d'eau obtenue lors des expériences réalisées sur COLLGATE (chapitre 3.4) et présentée sur la Figure 55.

Les équations déterminées pour les courbes de transition entre les régimes et implémentées dans le code NEPTUNE_CFD sont rappelées dans le Tableau 13. L'établissement de ces expressions est expliqué dans le chapitre 2.2. La transition vers le régime d'éclatement est la moins connue. Rabe (2009) propose une cartographie dédiée à ce régime (Figure 65). La transition, qui n'est pas très nette sur ce graphe, semble être comprise entre $We_s = 10$ et $We_s = 20$. Une étude de sensibilité à la valeur de cette transition devra être réalisée.

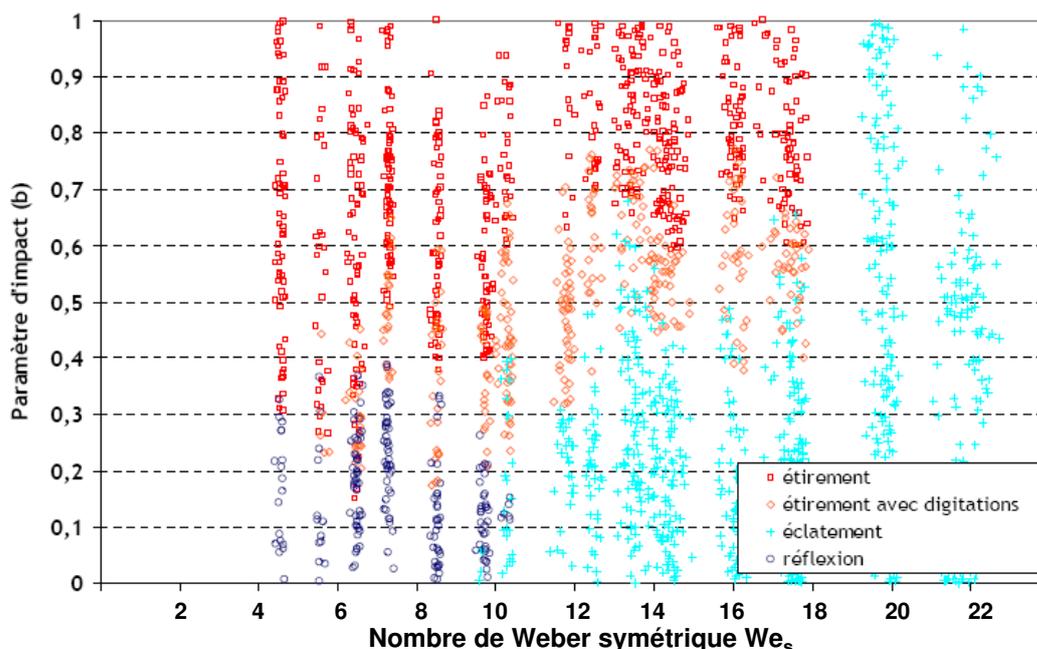


Figure 65. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu m$, $\Delta = 1$), Rabe 2009

Puisque l'on connaît les caractéristiques des gouttes de classe m et n , il est aisé de calculer le nombre de Weber symétrique We_s et donc de connaître la position de l'abscisse dans la cartographie de la Figure 15. Le calcul du paramètre d'impact est plus délicat et ceci est dû à la description eulérienne choisie. En effet, cette description ne considère que des moyennes. Or, si un groupe de gouttes de classe m entre en collision avec un groupe de gouttes de classe n , tous les paramètres d'impact, caractérisant un choc rasant ou frontal, vont pouvoir être balayés en un même point. Plusieurs régimes de collision vont donc être mis en évidence. Par exemple, si on se place à $We_s = 1$ sur la Figure 55, on remarque qu'en allant d'un paramètre d'impact nul (choc frontal) à un paramètre d'impact égal à 1 (choc rasant), on obtiendra de la séparation par réflexion, de la coalescence, de la séparation par étirement et du rebond. L'objectif va donc être de calculer la probabilité d'obtenir chacun de ces régimes.

Tableau 13. Equation des courbes de transition entre les régimes de collision binaire implémentés dans le code NEPTUNE_CFD

Transition vers le rebond (Estrade et al. 1999)	$We_{Coal/Reb} = \frac{(1 + \Delta^2)(4\Phi_c - 12)\Delta}{\chi(1 - b^2)}$ <p>avec $\Phi_c = \frac{2}{\left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1\right)^{\frac{2}{3}}} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1\right)^{\frac{1}{3}}$ et $\varphi_c = cste$</p>
Transition Coalescence / Séparation par étirement (Rabe et al. 2010)	$b^{étir-coal} = \frac{\sqrt{0,53^2 + 8,053 \cdot We_s} - 0,53}{4We_s}$
Transition Séparation par réflexion / Coalescence (Rabe et al. 2010)	$b^{ref-coal} = 3,59 \sqrt{1 - \frac{0,45}{We_s}}$
Transition Séparation par réflexion / Séparation par étirement (Rabe et al. 2010)	$b^{étir-ref} = 0,25$
Transition vers l'éclatement (Rabe et al. 2010)	$10 < We_s^{eclat} < 20$

Pour cela, il faut utiliser la distribution caractéristique de l'angle d'impact γ comme défini sur la Figure 66. Cet angle d'impact suit une loi de probabilité f_{impact} sinusoïdale déduite de la théorie cinétique sur les gaz raréfiés (Boltzmann 1964) :

$$f_{impact}(\gamma) = \sin(2\gamma) \quad (4.34)$$

A partir de cette loi de probabilité tracée sur la Figure 67, et connaissant les transitions entre les régimes, il est possible de calculer la probabilité désirée $P^{régime}(We_s)$ c'est-à-dire la probabilité d'obtenir un certain régime de collision pour un nombre de Weber symétrique donné. Si ce régime est obtenu à We_s pour des paramètres d'impact compris entre $b-$ et $b+$ et déterminés d'après les transitions présentes dans le Tableau 13, on peut alors écrire :

$$P^{régime}(We_s) = \int_{\arcsin b-}^{\arcsin b+} \sin(2\gamma) d\gamma = \frac{1}{2} [\cos(\arcsin b-) - \cos(\arcsin b+)] \quad (4.35)$$

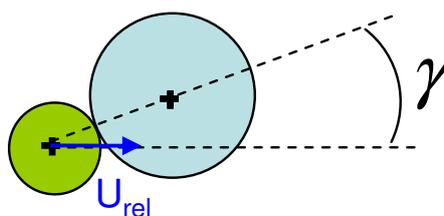


Figure 66. Définition de l'angle d'impact entre deux gouttes

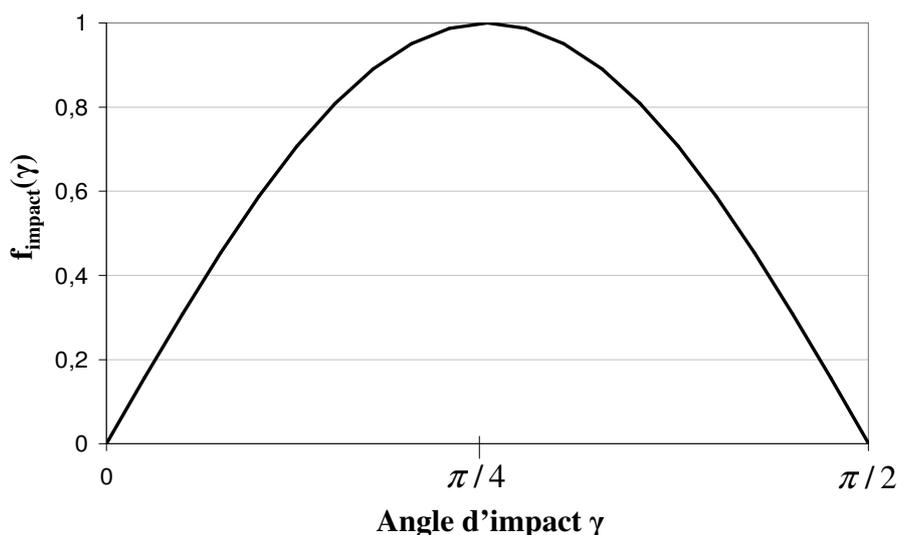


Figure 67. Loi de probabilité associée à la distribution sur l'angle d'impact

4.3.1.3 Caractéristiques des gouttes suite à la collision

On connaît désormais la probabilité que deux gouttes se rencontrent, ainsi que les régimes mis en jeu lors de ces collisions.

A ce stade, il s'agit de déterminer les propriétés des gouttes qui auront remplacé les deux gouttes incidentes après la collision. Ces propriétés dépendent des régimes de collision mis en jeu. Ce paragraphe passe en détail la situation pour chaque régime.

4.3.1.3.1 Régime de rebond

Pour le régime de rebond, il n'y a pas de modification de la taille, et on peut considérer que les trajectoires des gouttes restent inchangées (pas de modification des vitesses) (Figure 64).

4.3.1.3.2 Régime de coalescence

Pour le régime de coalescence, les deux gouttes incidentes ne forment plus qu'une seule goutte à la sortie (Figure 64). Par conservation de la masse et en supposant les masses volumiques égales pour toutes les gouttes, il est facile de déduire le diamètre d^* de la goutte résultante au moment où les oscillations se sont amorties :

$$d^* = \sqrt[3]{d_m^3 + d_n^3} \quad (4.36)$$

La vitesse \vec{U}^* peut être déduite de la conservation de la quantité de mouvement lors de la collision :

$$d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n = d^{*3} \vec{U}^* \quad (4.37)$$

où m et n désignent les deux gouttes incidentes.

L'expression (4.37) permet alors d'écrire :

$$\vec{U}^* = \frac{d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n}{d_m^3 + d_n^3} \quad (4.38)$$

4.3.1.3.3 Régime de séparation par étirement

En observant la Figure 64 où l'on peut voir deux gouttes entrer en collision sous la forme d'une séparation par étirement, on remarque que la photo ressemble beaucoup à celle d'un régime de rebond. Seules quelques gouttes satellites se retrouvent après la collision, entre les deux gouttes incidentes. Pour simplifier, il a été émis l'hypothèse que ces gouttes satellites étaient négligeables, et donc que la séparation par étirement était similaire au rebond, en terme de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

Le régime de séparation avec digitations décrit par Rabe (2009) sera traité de la même manière que la séparation par étirement. On négligera là aussi les gouttelettes satellites.

4.3.1.3.4 Régime de séparation par réflexion

Sur la Figure 64, la photo correspondant au régime de séparation par étirement montre que les deux gouttes incidentes résultent en trois gouttes suite à la collision. Ces trois gouttes sont supposées de taille similaire. Par conservation de la masse, on peut donc déduire le diamètre d^* de ces gouttes :

$$d^* = \sqrt[3]{\frac{d_m^3 + d_n^3}{3}} \quad (4.39)$$

On remarque de plus que ces trois gouttes résultantes ont des trajectoires relativement proches. On supposera que leur vitesse \vec{U}^* est la même, pouvant être trouvée à partir de la conservation de la quantité de mouvement :

$$d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n = 3 d^{*3} \vec{U}^* \quad (4.40)$$

D'où la vitesse \vec{U}^* des gouttes résultantes :

$$\vec{U}^* = \frac{d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n}{d_m^3 + d_n^3} \quad (4.41)$$

La formule est alors identique à (4.38).

4.3.1.3.5 Régime d'éclatement

Le régime d'éclatement a surtout été étudié par Roth et al. (2007), Rabe (2009) ou Pan et al. (2009). On voit sur la Figure 64 que le résultat de la collision est une multitude de petites gouttes. Ces gouttes proviennent de la rupture du tore généré au moment de la collision. Cette rupture est dictée par les phénomènes d'instabilités, et notamment par celle de Rayleigh. Une étude physique peut ainsi permettre d'estimer le nombre de gouttelettes créées par la désintégration du tore, ce qui est proposé ci-suit.

Soient R la distance du centre de la section du tore à l'axe de symétrie, r le rayon du tore, $2s$ sa surface, $2h$ l'épaisseur du film. On fait l'hypothèse que l'épaisseur du film est à peu près constante. Le tore se remplit et grossit avec le film en étalement. Soit v la vitesse du tore par rapport au film (Figure 68).

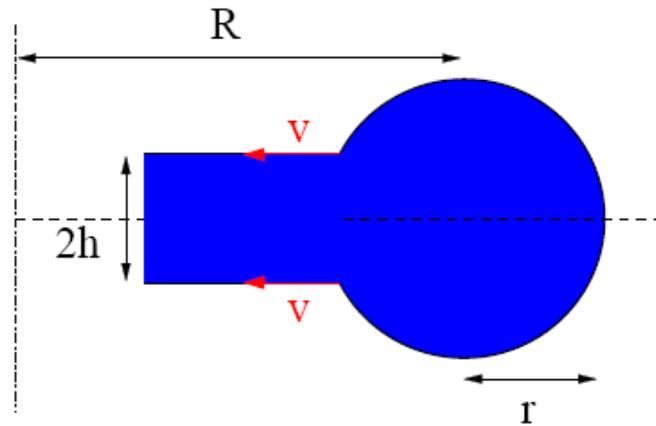


Figure 68. Schéma en coupe du film (ici tronqué) et du tore liquide suite à la collision de deux gouttes à grand nombre de Weber

On peut écrire l'équation de continuité et l'équation de quantité de mouvement pour le tore :

$$\frac{ds}{dt} = vh \quad (4.42)$$

$$\frac{d(\rho vs)}{dt} = \sigma \quad (4.43)$$

Si on pose l'hypothèse que h est proportionnel au temps, on obtient :

$$s = \sqrt{\frac{\sigma h}{\rho}} t \quad (4.44)$$

D'après Range & Feuillebois (1998), on peut en déduire la loi d'évolution du rayon du tore :

$$r = \left(\frac{\sigma h}{\rho} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{2}{\pi} t} \quad (4.45)$$

D'après diverses expériences sur les gouttes (Range & Feuillebois, 1998), la variation de R peut s'écrire :

$$\frac{R}{R_{\max}} = \sqrt{\frac{Ut}{10d}} \quad (4.46)$$

où R_{\max} est le rayon maximum d'étalement du film et d le diamètre de la goutte. Cette valeur a été étudiée expérimentalement par Pan et al. (2009) avec pour formule :

$$R_{\max} = d \frac{\text{Re}}{2000} \quad (4.47)$$

On voit au passage que le rapport r/R est indépendant du temps.

A la fin de l'étalement, on peut obtenir l'épaisseur du film par continuité, en écrivant que la somme du volume du film et du volume du tore égale le volume initial des deux gouttes :

$$2\pi R_{\max}^2 h + 2\pi^2 R_{\max} r_{\max}^2 = \frac{\pi}{3} d^3 \quad (4.48)$$

D'où, sous une forme adimensionnelle :

$$\frac{\text{Re}}{4000} \frac{h}{d} + \frac{10}{\text{We}^{1/2}} \left(\frac{h}{d} \right)^{1/2} - \frac{1000}{6\text{Re}} = 0 \quad (4.49)$$

En assimilant le tore liquide à un cylindre, on utilise la théorie de Rayleigh pour déterminer les instabilités qui se développent dans l'hypothèse d'un fluide parfait. Les instabilités qui se développent le plus rapidement ont pour longueur d'onde :

$$\lambda \approx 9,02r \quad (4.50)$$

Le nombre d'instabilités sur le pourtour du tore est alors un nombre entier proche de :

$$n = \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{2\pi R}{9,02r} = \frac{2\pi}{9,02} \frac{R_{\max} \sqrt{\frac{U}{10d}}}{\left(\frac{\sigma h}{\rho} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{2}{\pi}}} \quad (4.51)$$

Le Tableau 14 donne les résultats d'application numérique pour différentes caractéristiques de gouttes incidentes, ayant une vitesse relative de 20 m/s.

Tableau 14. Calcul du nombre de gouttelettes satellites générées lors d'une collision caractérisée par un régime d'éclatement

Diamètre des gouttes (μm)	200	300	400	500
Nombre de Reynolds	4000	6000	8000	10000
Nombre de Weber classique	1140	1710	2290	2860
Nombre de Weber Symétrique	24	36	48	60
Nombre de gouttelettes créées par éclatement	10	20	24	36
Diamètre des gouttelettes créées par éclatement (μm)	90	110	140	150

En résumé, en fonction du diamètre des gouttes, le nombre de gouttelettes varie entre 10 et 40. Il a été choisi de prendre une valeur constante égale à 20. Ainsi, le diamètre d^* des gouttelettes générées par éclatement est :

$$d^* = \sqrt[3]{\frac{d_m^3 + d_n^3}{20}} \quad (4.52)$$

Concernant la vitesse, on remarque sur la Figure 64 que les trajectoires des gouttes sont très dispersées. Plutôt que de donner une vitesse résultante pour toutes les gouttes créées, il faudrait définir une distribution de vitesse. Dans le cas de la modélisation eulérienne que nous avons choisie, ceci n'est pas possible. Il a donc été choisi de créer les gouttes, sans déterminer la quantité de mouvement au moment de la collision : en effet, la taille des gouttes créées est si petite qu'elles vont immédiatement subir l'effet de l'entraînement par le gaz, d'autant plus que ces régimes s'opèrent généralement dans des zones où l'on peut s'attendre à des vitesses de gaz entraîné élevées. Ainsi, la direction de la vitesse des gouttelettes juste après la collision n'est pas primordiale. Cette hypothèse n'est donc pas limitante.

4.3.1.3.6 Résumé

Les modifications des caractéristiques des gouttes lors de la collision sont résumées dans le Tableau 15. Ces données sont celles qui ont été implémentées dans le code NEPTUNE_CFD au cours de ce travail.

Tableau 15. Caractéristiques des gouttes créées suite à une collision entre deux gouttes m et n

Régime de collision	Nombre des gouttes résultantes	Diamètre des gouttes résultantes	Vitesse des gouttes résultantes
Rebond	2	d_m et d_n	\vec{U}_m et \vec{U}_n
Coalescence	1	$\sqrt[3]{d_m^3 + d_n^3}$	$\frac{d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n}{d_m^3 + d_n^3}$
Séparation par étirement	2	d_m et d_n	\vec{U}_m et \vec{U}_n
Séparation par réflexion	3	$\sqrt[3]{\frac{d_m^3 + d_n^3}{3}}$	$\frac{d_m^3 \vec{U}_m + d_n^3 \vec{U}_n}{d_m^3 + d_n^3}$
Eclatement	20	$d_k = \sqrt[3]{\frac{d_m^3 + d_n^3}{20}}$	\vec{U}_k

4.3.2 FERMETURE DU TERME DE TRANSFERT DE MASSE

Après avoir décrit le modèle de collision, il est maintenant nécessaire de l'implémenter dans le code NEPTUNE_CFD au cours de ce travail. De manière pratique, tenir compte de la collision va consister à fermer le terme de transfert de masse Γ_k de l'équation de conservation de la masse présentée en (4.1). Si on ne tient pas compte des échanges de masse dus à la condensation/évaporation, seule la collision sera à l'origine de transfert de masse entre les classes. Pour une classe k donnée, ce terme Γ_k possède deux contributions (Figure 69) :

- un terme de création (positif) noté Γ_k^{coll+} ,
- un terme de disparition (négatif) noté Γ_k^{coll-} .

On a alors :

$$\Gamma_k = \Gamma_k^{coll+} + \Gamma_k^{coll-} \quad (4.53)$$

Le terme de création Γ_k^{coll+} met en évidence le transfert de masse vers la classe k suite à une collision entre deux classes quelconques m et n . Le terme de disparition Γ_k^{coll-} correspond au transfert de masse de la classe k vers une classe quelconque n , suite à une collision entre la classe k et une classe quelconque m .

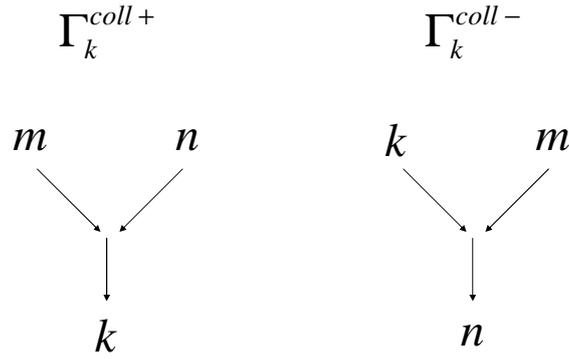


Figure 69. Représentation schématique des termes de création Γ_k^{coll+} et de disparition Γ_k^{coll-} .

Il est possible de calculer précisément en tout point x le terme Γ_k suite à une collision entre m et n en intégrant sur toutes les collisions binaires, la variation de la masse lors du régime de collision considéré, multiplié par le taux de collision :

$$\Gamma_k = \left(\frac{d_m + d_n}{2} \right)^2 \iiint_{\vec{U}_{rel}, \vec{l}} (m^* - m) f(\vec{U}_m, x, \vec{U}_n, x + \frac{d_m + d_n}{2} \vec{l}, t) \vec{U}_{rel} \cdot \vec{l} \, d\vec{l} \, d\vec{U}_m \, d\vec{U}_n \quad (4.54)$$

où m^* est la masse des gouttes après la collision et \vec{l} est le vecteur reliant les centres des gouttes m et n . Ce terme peut être délicat à calculer pour certains régimes, notamment celui de l'éclatement, lorsque plus de deux gouttes sont créées après la collision.

Dans ce travail, nous avons calculé les termes de création Γ_k^{coll+} et de disparition Γ_k^{coll-} de façon approchée, comme décrit ci-après. Pour chaque régime de collision, une matrice peut être créée afin de décrire le résultat de la collision entre des gouttes provenant de deux classes. L'objectif est de savoir, pour une classe k donnée, si le résultat de la collision entre les gouttes de classe m et n correspond au régime décrivant la matrice. Par exemple, en considérant le régime de coalescence, si la collision entre les classes m et n donne, lorsque les deux gouttes coalescent, une goutte ayant la taille comprise dans l'intervalle de la classe k , le terme de la matrice situé à la colonne m et la ligne n sera égal à 1. Dans le cas contraire, il sera nul. On peut alors définir une matrice pour chaque régime de collision, que l'on notera *Reb* pour le rebond, *Coal* pour la coalescence, *Etir* pour la séparation par étirement, *Ref* pour la séparation par réflexion et *Eclat* pour l'éclatement :

$$Reb = \begin{bmatrix} Reb_{11}^k & \cdots & Reb_{1N}^k \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Reb_{N1}^k & \cdots & Reb_{NN}^k \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad Reb_{mn}^k = 0 \text{ ou } 1, \quad 1 \leq m, n \leq N \quad (4.55)$$

$$Coal = \begin{bmatrix} Coal_{11}^k & \cdots & Coal_{1N}^k \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Coal_{N1}^k & \cdots & Coal_{NN}^k \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad Coal_{mn}^k = 0 \text{ ou } 1, \quad 1 \leq m, n \leq N \quad (4.56)$$

$$Etir = \begin{bmatrix} Etir_{11}^k & \cdots & Etir_{1N}^k \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Etir_{N1}^k & \cdots & Etir_{NN}^k \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad Etir_{mn}^k = 0 \text{ ou } 1, \quad 1 \leq m, n \leq N \quad (4.57)$$

$$Ref = \begin{bmatrix} Ref_{11}^k & \cdots & Ref_{1N}^k \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Ref_{N1}^k & \cdots & Ref_{NN}^k \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad Ref_{mn}^k = 0 \text{ ou } 1, \quad 1 \leq m, n \leq N \quad (4.58)$$

$$Eclat = \begin{bmatrix} Eclat_{11}^k & \cdots & Eclat_{1N}^k \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Eclat_{N1}^k & \cdots & Eclat_{NN}^k \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad Eclat_{mn}^k = 0 \text{ ou } 1, \quad 1 \leq m, n \leq N \quad (4.59)$$

Où N est le nombre total de classes.

Dès lors, il est possible d'explicitier les termes de création et de disparition liés à la classe k :

$$\begin{aligned} \Gamma_k^{coll+} = \sum_{m,n} \alpha_m \rho_m f_{m,n} [& Reb_{m,n}^k P^{reb}(We_s^{mn}) \\ & + Coal_{m,n}^k P^{coal}(We_s^{mn}) \\ & + Etir_{m,n}^k P^{etir}(We_s^{mn}) \\ & + Ref_{m,n}^k P^{ref}(We_s^{mn}) \\ & + Eclat_{m,n}^k P^{eclat}(We_s^{mn})] \end{aligned} \quad (4.60)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_k^{coll-} = -\alpha_k \rho_k \sum_{m,n} f_{m,k} [& Reb_{m,k}^n P^{reb}(We_s^{mk}) \\ & + Coal_{m,k}^n P^{coal}(We_s^{mk}) \\ & + Etir_{m,k}^n P^{etir}(We_s^{mk}) \\ & + Ref_{m,k}^n P^{ref}(We_s^{mk}) \\ & + Eclat_{m,k}^n P^{eclat}(We_s^{mk})] \end{aligned} \quad (4.61)$$

Où We_s^{mn} est le nombre de Weber symétrique caractérisant la collision entre les gouttes de classe m et n , $f_{m,n}$ la fréquence de collision entre les gouttes de classe m et n définie au chapitre 4.3.1.1, et $P^{régime}$ la probabilité d'obtenir le régime correspondant au nombre de Weber calculé.

4.3.3 FERMETURE DU TERME DE TRANSFERT DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Pour modéliser les trajectoires des gouttes après collision, le terme de transfert de quantité de mouvement doit être fermé. En reprenant l'équation (4.5), on voit que, pour traiter les modifications de la vitesse à cause d'une collision, il faut ajouter un terme de la forme $\Gamma_k (\vec{U}^* - \vec{U}_k)$ où \vec{U}^* est la vitesse déterminée par la collision et présentée dans le Tableau 15. Là encore, une formule identique à (4.54) permet de calculer de façon exacte le terme de collision relatif à la quantité de mouvement. Dans la continuité de la démarche choisie pour les transferts de masse, les mêmes approximations ont été réalisées.

Si on nomme $U_{m,n \rightarrow k,i}$ la composante selon i de la vitesse des gouttes de classe k engendrées par la collision entre les gouttes de classe m et n (Tableau 15), le terme de transfert de quantité de mouvement de la classe k selon la composante i à ajouter à l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \Gamma_k (U_{i}^* - U_{k,i}) = \sum_{m,n} \alpha_m \rho_m f_{m,n} (U_{m,n \rightarrow k,i} - U_{k,i}) \\ [Reb_{m,n}^k P^{reb} (We_s^{mn}) \\ + Coal_{m,n}^k P^{coal} (We_s^{mn}) \\ + Etir_{m,n}^k P^{etir} (We_s^{mn}) \\ + Ref_{m,n}^k P^{ref} (We_s^{mn}) \\ + Eclat_{m,n}^k P^{eclat} (We_s^{mn})] \end{aligned} \quad (4.62)$$

4.3.4 CONCLUSION

Le modèle de collision entre gouttes a été implémenté dans le code NEPTUNE_CFD en l'associant à la méthode des sections afin de décrire la polydispersion. Les résultats expérimentaux sur la collision binaire de gouttes d'eau ont permis d'alimenter ces modèles, ainsi que les modèles de la littérature (fréquence de collision, distribution d'angle d'impact, transitions entre les régimes). Désormais, il est nécessaire de vérifier que la modélisation donne des résultats corrects. Pour cela, une qualification élémentaire du modèle de polydispersion avec collision sera réalisée en comparant les résultats du code NEPTUNE_CFD avec des calculs en simulation numérique directe (DNS). Dans le chapitre 6, la comparaison entre les résultats issus des expériences menées sur le banc CALIST avec une buse REP, et les simulations numériques correspondantes réalisées avec le code NEPTUNE_CFD, permettra de valider ces modèles.

4.4 QUALIFICATION ELEMENTAIRE EN COMPARAISON AVEC LA SIMULATION NUMERIQUE DIRECTE

Dans l'objectif d'évaluer la justesse du modèle de polydispersion en taille et en vitesse, associé au modèle de collisions entre gouttes, des simulations réalisées avec le code NEPTUNE_CFD ont été comparées à des simulations numériques directes, sur des cas totalement fictifs, réalisées par Wunsch (2009). L'écoulement considéré est une phase dispersée placée au sein d'une turbulence homogène isotrope. La phase dispersée est en équilibre avec la turbulence du fluide porteur. Plusieurs cas ont été simulés par Wunsch (2009) avec des propriétés physiques différentes pour la phase dispersée et la phase continue, ainsi que des distributions initiales en taille de gouttes choisies comme monodispersées ou polydispersées.

4.4.1 PARAMETRES DE LA SIMULATION

Le maillage utilisé est un maillage cubique de 0,128 m de côté, et composé de 128^3 cellules de 1 cm de côté (Figure 70). Des propriétés de symétrie ont été déclarées pour toutes les parois. La gravité est considérée comme nulle. La phase continue, qui constitue le fluide porteur, possède une masse volumique de $1,17 \text{ kg/m}^3$ et une viscosité cinématique de $1,47 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Le modèle de turbulence $q^2 - \varepsilon$ a été utilisé pour ce fluide avec une énergie cinétique turbulente fixée pendant la simulation à $0,0062 \text{ m}^2/\text{s}^2$ et une dissipation de l'énergie cinétique turbulente fixée à $0,0181 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

La polydispersion de la phase dispersée a été prise en compte en définissant en tant que donnée initiale une distribution log-normale. Cette distribution possède un diamètre moyen de $260 \text{ }\mu\text{m}$ et un écart-type de 0,12 (Figure 71). Les paramètres du calcul sont résumés dans le Tableau 16.

Tableau 16. Résumé des caractéristiques de la simulation utilisée pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision

Dimensions du maillage (m)	0,128 x 0,128 x 0,128
Nombre de cellules	128^3
Masse volumique du fluide (kg/m^3)	1,17
Viscosité cinématique du fluide (m^2/s)	$1,47 \cdot 10^{-5}$
Energie cinétique turbulente du fluide (m^2/s^2)	0,0062
Dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)	0,0181
Fraction volumique initiale de la phase dispersée	$4,388 \cdot 10^{-4}$
Masse volumique des particules (kg/m^3)	226,3
Diamètre moyen de la loi log-normale (μm)	260
Ecart-type de la loi log-normale	0,12
Energie cinétique turbulente des particules (m^2/s^2)	0,00552
Corrélation vitesse fluide-particules	0,011

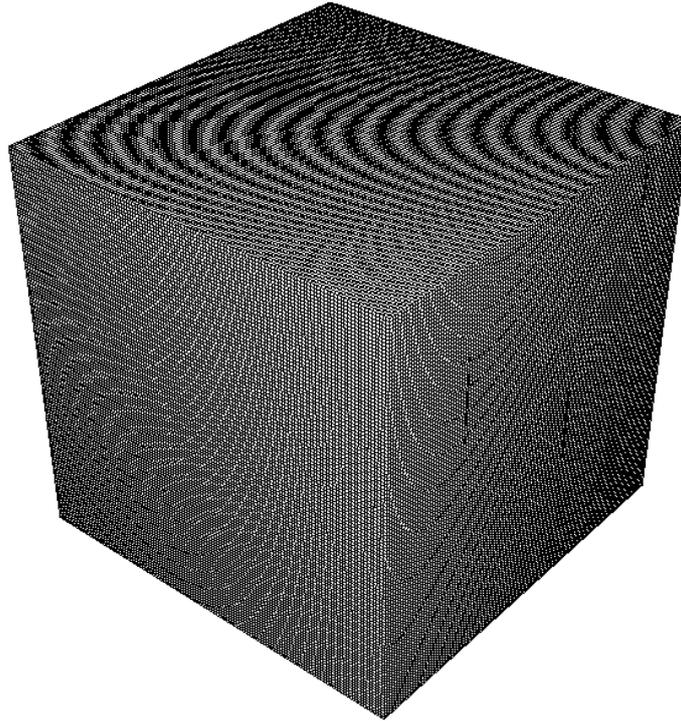


Figure 70. Maillage cubique de côté 0,128 m et composé de 128^3 cellules, utilisé pour la qualification du modèle de polydispersion et de collisions

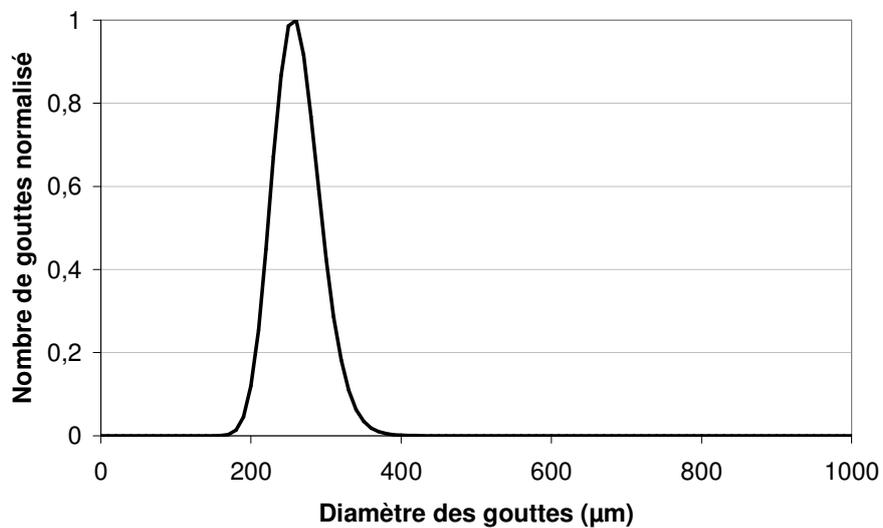


Figure 71. Distribution log-normale de la taille des particules utilisée pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision

La méthode des sections décrites précédemment a été utilisée avec 9 classes permettant de balayer des diamètres allant de 0 à 1000 μm . La répartition des classes s'est effectuée de façon uniforme en diamètre. Pour chaque classe, le nombre de gouttes initial, permettant d'obtenir la fraction

volumique de $4,388.10^{-4}$ désirée, a été calculé d'après l'équation de la loi log-normale de la distribution en taille. Les caractéristiques des classes sont décrites dans le Tableau 17.

Tableau 17. Définition et caractéristiques des sections déclarées initialement pour la qualification du modèle de polydispersion et de collision

Section	Intervalle (μm)	Diamètre moyen (μm)	Nombre de gouttes	Fraction volumique
1	0 - 111	55	0	0
2	111 - 222	166	9404	$5,37.10^{-6}$
3	222 - 333	277	88608	$2,35.10^{-4}$
4	333 - 444	388	1960	$1,43.10^{-5}$
5	444 - 555	500	0	0
6	555 - 666	611	0	0
7	666 - 777	722	0	0
8	777 - 888	833	0	0
9	888 - 999	944	0	0

4.4.2 COMPARAISON ENTRE LA SIMULATION NUMERIQUE DIRECTE ET LA METHODE DES SECTIONS IMPLEMENTEE DANS LE CODE NEPTUNE_CFD

Ces simulations ont donc été menées avec le code NEPTUNE_CFD, et les résultats ont été comparés avec ceux de la simulation numérique directe menée par Wunsch (2009). Celui-ci a également réalisé des simulations en utilisant la méthode DQMOM décrite dans le chapitre 2.1.4.3.

L'existence d'une turbulence homogène isotrope va induire des collisions entre les gouttes. Etant donné les énergies mises en jeu, le régime qui sera privilégié sera celui de coalescence. La distribution en taille de gouttes va donc avoir tendance à se déplacer vers les grands diamètres.

Wunsch (2009) a mis en évidence l'importance de tenir compte de la corrélation entre les fluctuations de vitesse du fluide et celles des particules. Il a montré qu'en utilisant la fréquence de collision en non-corrélé définie en (2.17), le nombre de collisions était surestimé et donc, le nombre de gouttes dans le domaine diminuait trop rapidement dû à la coalescence. L'utilisation de la forme corrélée présentée en (2.21) permet de mieux calculer la fréquence de collision. L'évolution du nombre de gouttes dans le domaine en fonction du temps est présentée sur la Figure 72. Les observations faites par Wunsch (2009) sur la fréquence de collision utilisée avec la méthode DQMOM se retrouvent avec la méthode des sections implémentée ici. En effet, on remarque que lorsqu'on se place en modèle non corrélé, le nombre de gouttes diminue trop rapidement. Ceci est dû à une surestimation de la fréquence de collision. L'utilisation du modèle corrélé offre de meilleurs résultats, avec une évolution du nombre de gouttes très proche de celle obtenue par la simulation numérique directe.

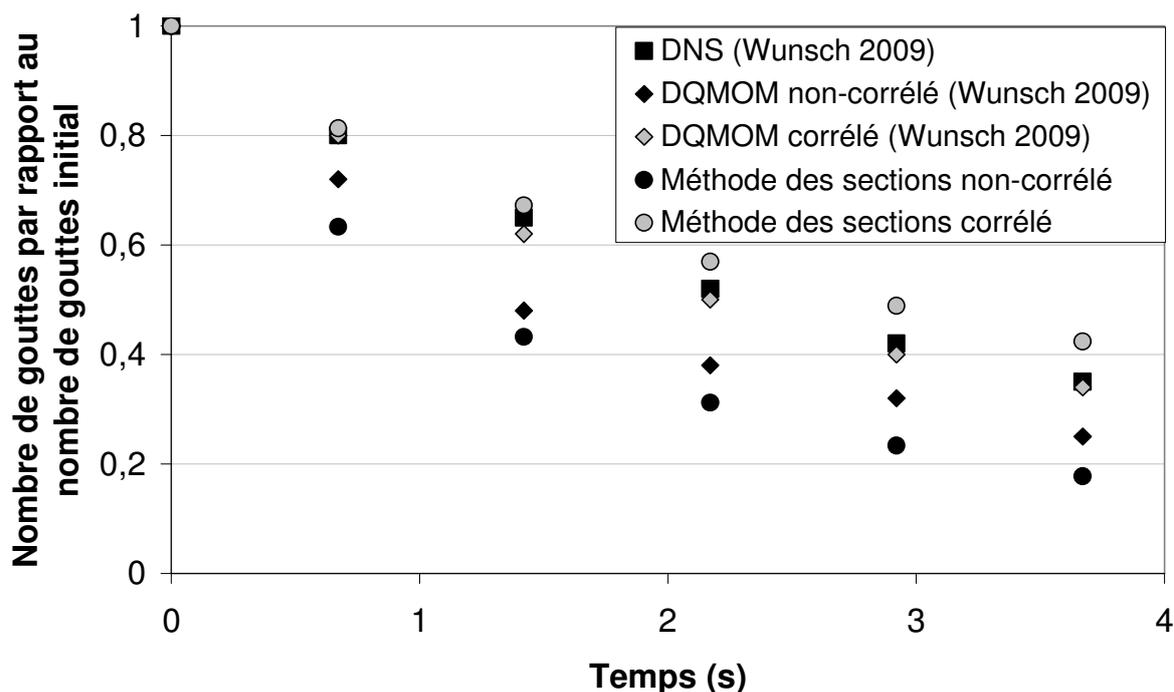


Figure 72. Evolutions en fonction du temps du nombre de gouttes dans le domaine de calcul par rapport au nombre initial, obtenues avec la simulation numérique directe (Wunsch 2009), la méthode DQMOM (Wunsch 2009) et la méthode des sections implémentée dans le code NEPTUNE_CFD

Wunsch (2009) donne la forme des distributions en taille des particules, obtenues avec la simulation numérique directe à divers instants (Figure 73). Sur ces distributions, on note bien l'évolution vers les grands diamètres due à la coalescence. Bien que l'évolution du nombre de gouttes en fonction du temps soit correctement prédite par notre modèle (Figure 72), on peut noter que la méthode des sections perd trop rapidement ses petites gouttes au profit des plus grosses. Néanmoins, l'allure générale de la distribution reste respectée. L'explication vient du fait qu'afin de reproduire ce cas avec notre méthode, nous avons été obligés de supposer qu'un seul régime de collision était possible, en l'occurrence, la coalescence. Ainsi, dans notre simulation, chaque collision est suivie d'une coalescence, alors que Wunsch (2009) intègre tous les régimes possibles. S'il n'y a que la coalescence qui intervient, alors la distribution se décalera plus rapidement vers les grands diamètres que ce qu'elle devrait l'être. Les résultats que nous obtenons sont donc cohérents avec ceux de Wunsch (2009). L'observation d'une évolution plus rapide vers les grands diamètres est normale. La méthode des sections prédit donc correctement l'évolution d'une distribution en taille au cours du temps.

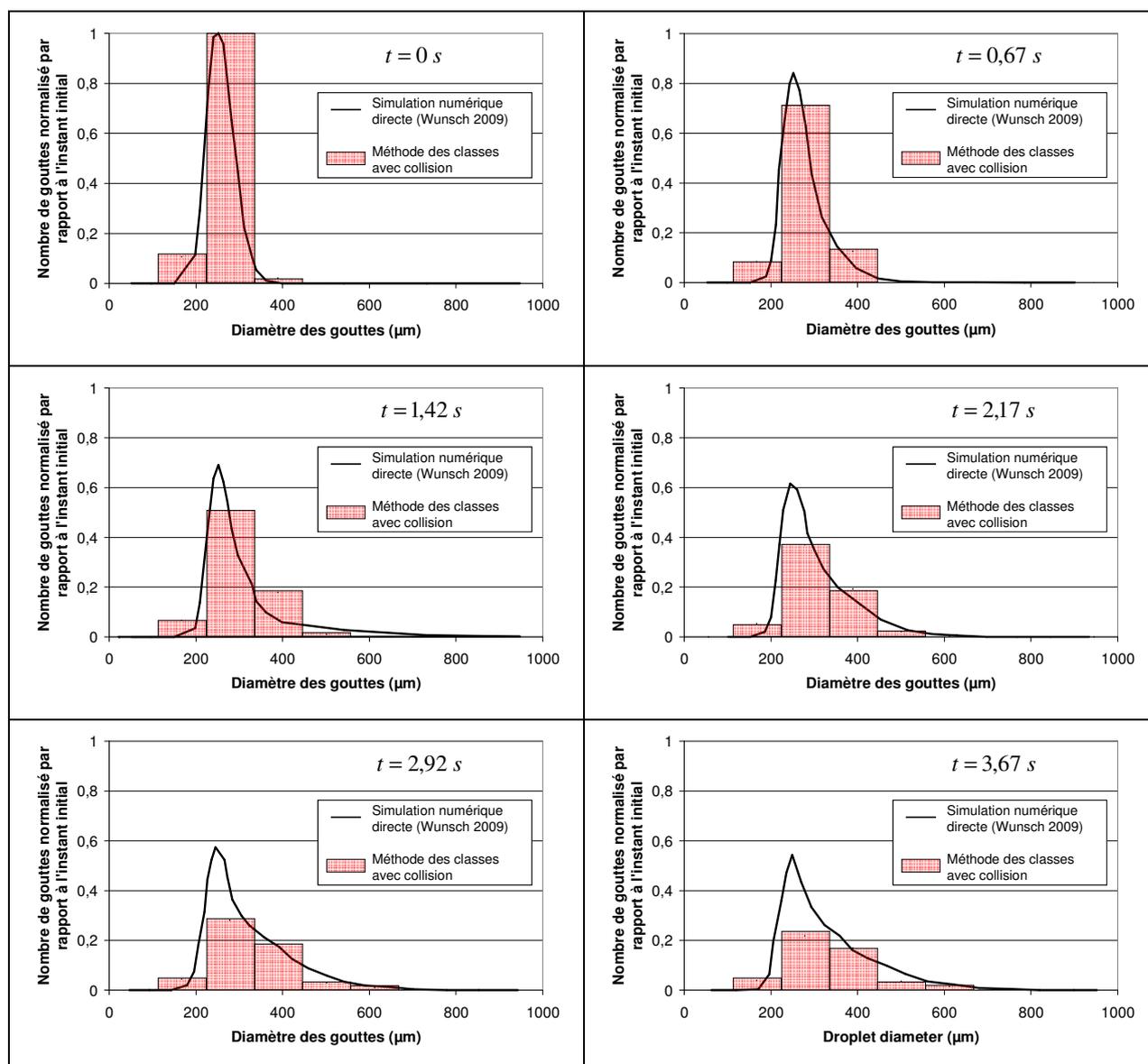


Figure 73. Evolutions de la distribution en taille des gouttes, obtenues avec la simulation numérique directe et avec la méthode des sections implémentée dans le code NEPTUNE_CFD

4.4.3 CONCLUSION

Les résultats de comparaison avec la simulation numérique directe permettent de vérifier que la méthode des sections associée au modèle de collision entre gouttes est capable de donner des résultats très corrects dans le cas de base qui est la turbulence homogène isotrope. Néanmoins, l'effet de la vitesse de glissement entre les gouttes n'a pas ici été vérifié. Des comparaisons avec des simulations numériques directes prenant en compte l'effet de la vitesse de glissement sur la fréquence de la collision doivent donc être envisagées. Dans ce travail, cet effet sera validé (mais pas indépendamment de la turbulence) en comparant les résultats de simulation numérique du code NEPTUNE_CFD avec les résultats expérimentaux, obtenus sur le banc CALIST avec deux buses d'aspersion REP en interaction. Ceci est l'objet du prochain chapitre.

5 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU SPRAY GENERE PAR LES BUSES D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE

Une fois ce modèle de collision implémenté dans le code numérique, il est nécessaire de se doter d'une expérience qui permettra de valider cette approche. Afin de se placer dans les conditions typiques de réacteur et pour s'affranchir des effets d'échelle, ce sont des buses d'aspersion réelles équipant la plupart des bâtiments réacteur français, principalement les 900 MWe, qui seront étudiées. Un banc expérimental a ainsi été créé pour permettre deux types de caractérisation du spray généré par ces buses :

- caractérisation de l'entraînement d'air généré par les sprays des buses d'aspersion,
- caractérisation des distributions en taille et en vitesse des gouttes du spray.

Ce banc expérimental a été installé dans les locaux de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire à Saclay. Il a été inspiré d'une installation de l'Institut von Karman (Belgique) surnommée « la *piscine* » (Figure 74). La *piscine* (Foissac et al. 2010) est équipée d'un anémomètre laser à phase-Doppler fixé à la structure. Les focales permettent de mesurer de diamètres de goutte jusqu'à 2 mm. Seule la vitesse axiale des gouttes est mesurable. Les autres composantes de la vitesse peuvent être mesurées moyennant une modification de l'orientation de l'anémomètre laser à phase-Doppler. La buse de spray est montée sur un banc de translation tridimensionnel. Celui-ci permet des déplacements sur des longueurs de l'ordre du mètre dans les trois directions. Le circuit hydraulique est un circuit fermé. Une pompe puise l'eau dans le bassin installé sous le spray et permet de réalimenter la buse d'aspersion en haut.

La *piscine* de l'Institut von Karman n'a pas pu être utilisée pour caractériser le spray issu des buses d'aspersion dans son intégralité. En effet, le banc tridimensionnel n'a pas suffisamment d'amplitude pour décrire la section entière du spray. De plus, toutes les composantes de la vitesse étaient nécessaires pour la simulation numérique, ce que ne permettait pas l'appareillage de la *piscine*. Néanmoins, cette installation a permis quelques caractérisations globales du spray qui seront décrites dans les chapitres suivants : relations débit-pression, distance d'atomisation, calcul de nombres caractéristiques.

Pour permettre l'entière caractérisation des sprays issus de buses d'aspersion de REP, le banc expérimental CALIST, pour Characterization and Application of Large and Industrial Spray Transfers, a été construit sur le site de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire. Les principales caractéristiques de ce banc sont décrites ci-après.

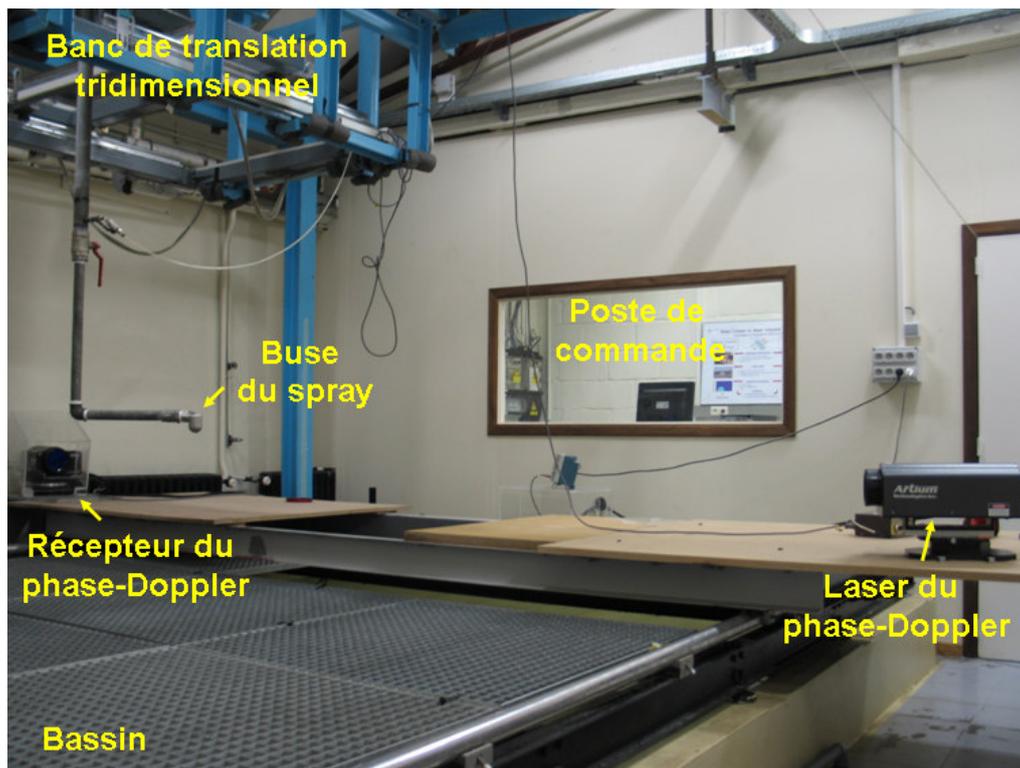


Figure 74. Photo de l'installation surnommée "la piscine" de l'Institut von Karman (Belgique) permettant la caractérisation des sprays à l'aide d'un anémomètre laser à phase-Doppler

5.1 DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL CALIST

Le banc CALIST (Figure 75) est installé dans une pièce de 7 m de longueur, 6 m de largeur et 3,50 m de hauteur. Il peut être décomposé en plusieurs parties :

- le circuit hydraulique principal permettant d'alimenter les buses d'aspersion de REP,
- le circuit hydraulique secondaire permettant d'alimenter les buses générant des brouillards d'eau qui serviront à estimer la vitesse de l'air autour des sprays issus des buses REP,
- le banc optique constitué du système de mesure optique (avec l'ordinateur associé) et de son système de déplacement.

Ces différentes parties seront décrites plus précisément dans les paragraphes qui suivent. Une photographie du banc est présentée sur la Figure 76.

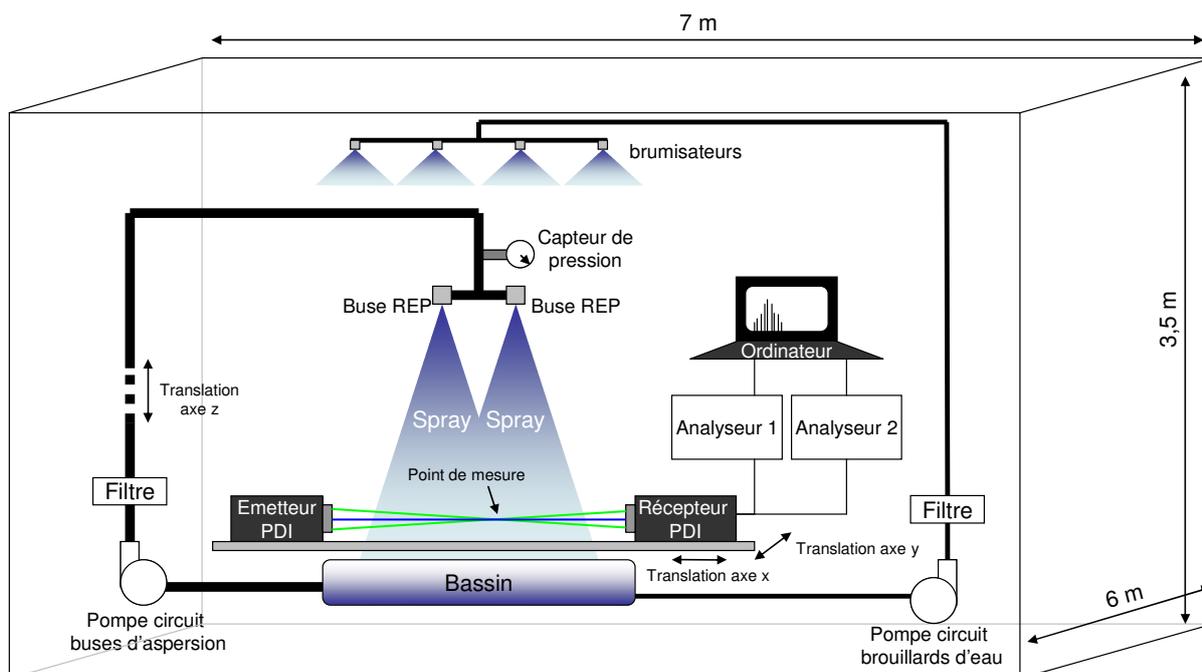


Figure 75. Schéma du banc expérimental CALIST

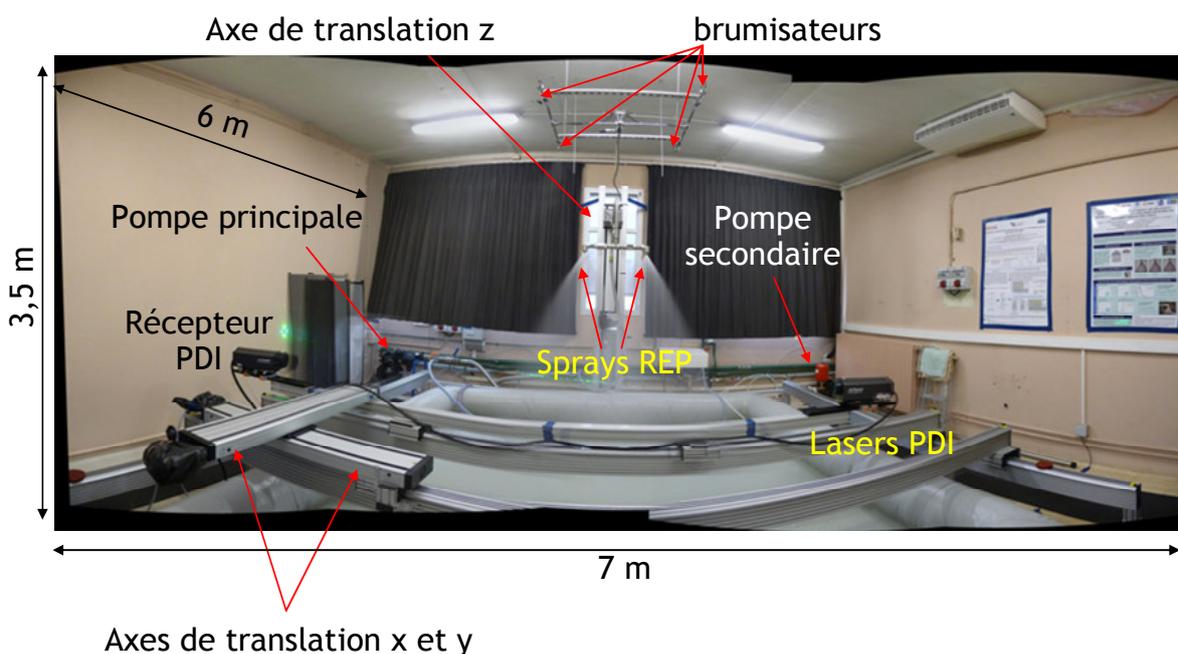


Figure 76. Vue panoramique du banc expérimental CALIST

5.1.1 SYSTEME HYDRAULIQUE PRINCIPAL

Le principe de fonctionnement du système hydraulique principal de CALIST (Figure 77) est le même que la *piscine* de l'Institut von Karman. Pour alimenter les buses de REP, une pompe puise l'eau dans un bassin carré de 3,6 m de côté et 40 cm de profondeur. Le spray est placé de telle façon que

le bassin puisse récupérer l'eau. La pompe utilisée est une pompe pneumatique à membrane Ingersoll rand ARO métallique 2 pouces. Elle permet d'obtenir des débits allant de 0 à 700 l/min, avec une pression maximale de 8,3 bar. Dans le cas de la buse d'aspersion de REP, un débit de 1 l/s à une pression de 3,5 bar est demandé. Un des atouts de cette pompe est son fonctionnement purement pneumatique. Aucune alimentation électrique n'est nécessaire, ce qui limite le risque d'électrocution lié à la forte présence d'humidité dans le local. Le principal inconvénient de la pompe réside dans son mode même de fonctionnement. En effet, celle-ci aspire l'eau dans son réservoir puis, lorsqu'elle atteint une pression définie par la pression de l'entrée d'air, la pompe éjecte l'eau. Elle fonctionne donc par à-coups. Ces à-coups entraînent des variations dans la pression et le débit en sortie de pompe. Un système a dû être ajouté pour limiter ces variations qui pouvaient atteindre 30 % de la pression. Un réservoir de 50 litres a été placé à la sortie de la pompe afin que les variations de pression induites par la pompe soient amorties par la présence d'air dans le réservoir. Ainsi, les variations de pression à chaque à-coup de pompe ne sont plus que de l'ordre de 5 %. L'utilisation d'un vase d'expansion plus grand permettrait de limiter davantage ces variations. Néanmoins, le résultat de stabilité atteint avec cette configuration est très satisfaisant, et suffisant pour les mesures à réaliser. Le test de stabilité des grandeurs caractéristiques des sprays obtenus avec cette pompe est présenté au chapitre 5.3.2.1.

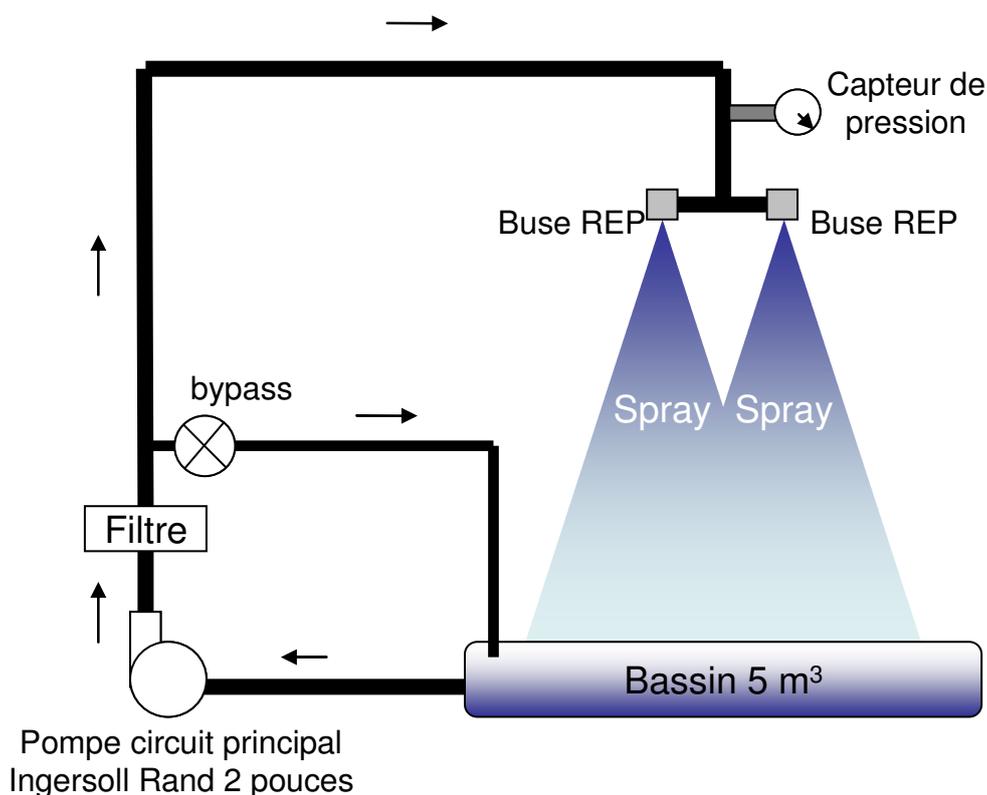


Figure 77. Schéma du circuit hydraulique principal du banc CALIST, permettant d'alimenter les buses d'aspersion

5.1.2 CIRCUIT HYDRAULIQUE SECONDAIRE

La dynamique de brassage de l'air entraîné par un spray (Cossali 2001) est un phénomène délicat à modéliser, d'une part car une partie des échanges a lieu dans la zone d'atomisation du jet liquide, d'autre part car la densité de gouttes dans la zone de formation du spray est très importante, engendrant un fort couplage rétro-actif goutte-gaz dans lequel la turbulence a également un rôle à jouer. Ainsi, l'entraînement du gaz par le spray n'est pas toujours bien retranscrit par les codes de calcul, et la source d'erreur pourrait venir d'une modélisation défailante dès les premières zones d'entraînement, se répercutant ensuite sur tout le spray. Or, l'entraînement d'air par un spray est une partie importante de la modélisation du rôle de l'aspersion dans les accidents graves, puisque cet effet assure le mélange de l'hydrogène dans l'enceinte. Dans le cadre d'un benchmark Aspersion du projet européen SARNET-1, plusieurs codes ont été mis en défaut lors des calculs de mélange par un spray d'une couche de gaz léger dans le haut de l'enceinte TOSQAN (Malet et al. 2011), défaut pouvant être imputé, entre autres, à la modélisation de l'entraînement du gaz. Ce dernier doit également avoir un impact indirect dans la collecte des aérosols radioactifs par les gouttes, en permettant aux gouttes de brasser un volume d'air différent de celui qui serait brassé si elles étaient en chute libre.

Dans les différentes installations d'aspersion de grande ampleur que l'on peut rencontrer, cet aspect concernant l'entraînement d'air n'est pas prioritairement regardé. En effet, on ajoute parfois, ponctuellement, un fumigène pour visualiser cet entraînement, mais peu d'installations de cette dimension permettent la mesure quantitative de cet entraînement de façon « permanente ».

L'installation CALIST a donc été équipée de brumisateurs (LECHLER 136206.35.15000), générant de fines gouttelettes, permettant d'assurer la caractérisation « permanente » de l'entraînement d'air (Figure 78). Ces brumisateurs sont placés au plafond de CALIST. La distance entre le point où s'effectue la mesure et la création des gouttelettes est donc de 2 mètres. Cette distance permet aux gouttes d'être correctement entraînées par l'air et donc, de n'être plus que très faiblement influencées par les conditions d'injection.

A l'aide du système de mesure décrit dans le chapitre suivant, les caractéristiques des gouttes des brumisateurs au point où s'effectue la mesure, ont pu être déterminées. Le diamètre moyen des gouttes a été estimé à environ 50 μm et le diamètre de Sauter à 100 μm (Figure 79). La vitesse axiale de ces gouttes a été mesurée à 0,6 m/s en absence de spray de buse REP (Figure 80). Il est à noter que la vitesse de sédimentation n'est pas tout à fait atteinte. En effet, celle-ci est estimée à environ 0,1 m/s pour des gouttes de 50 μm . Cela ne pose toutefois aucun problème puisqu'il sera montré plus loin que le gaz entraîne les gouttes avec une vitesse plus grande que la vitesse mesurée de 0,6 m/s.

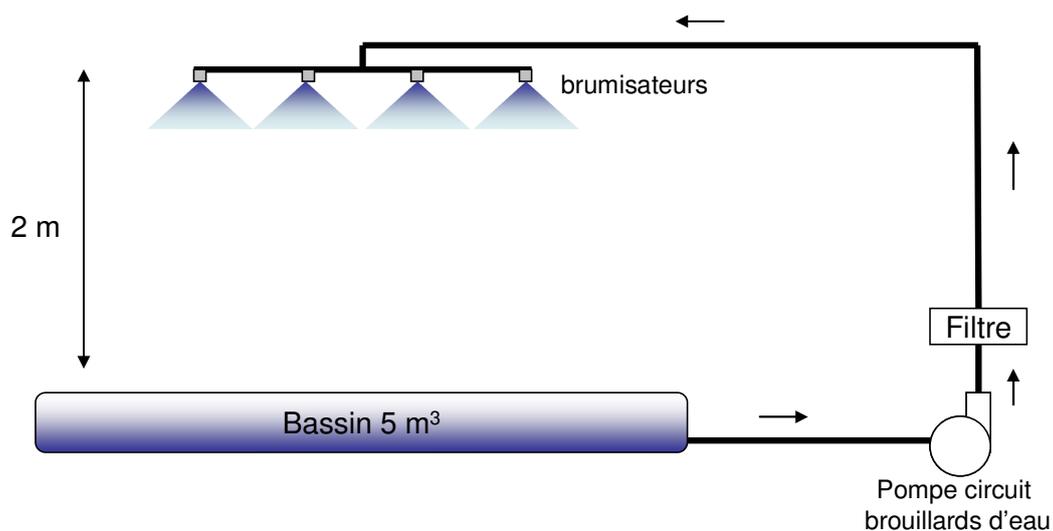


Figure 78. Schéma du circuit hydraulique secondaire de CALIST, permettant d'alimenter les brumisateurs

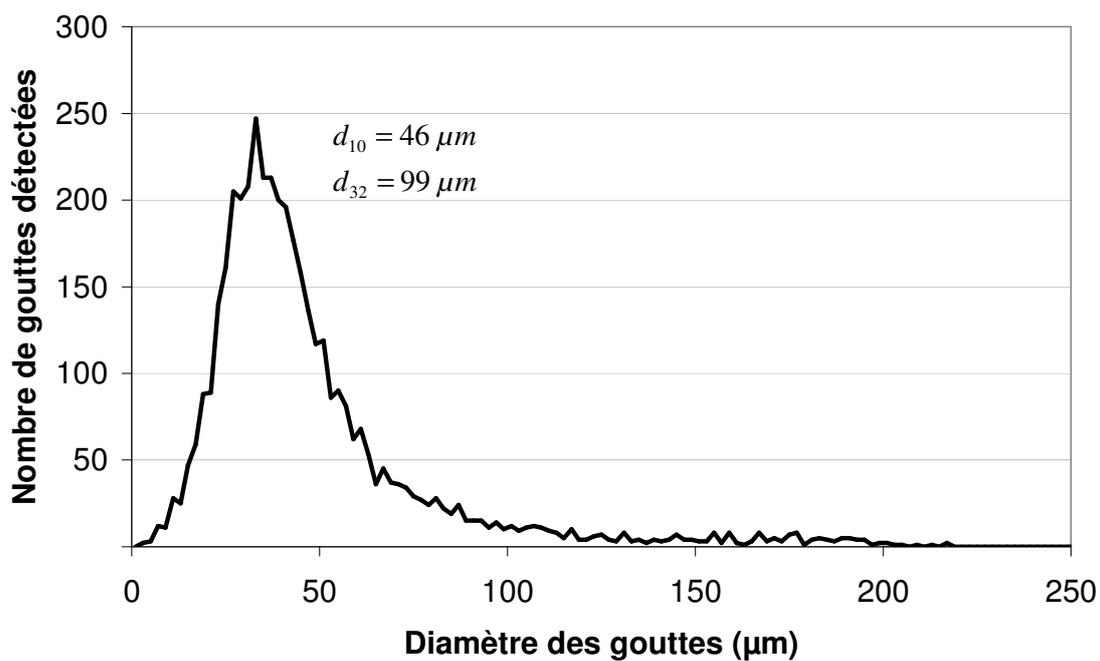


Figure 79. Distribution en taille des gouttelettes générées par les brumisateurs (LECHLER 136206.35.15000), à environ 2 m de la sortie

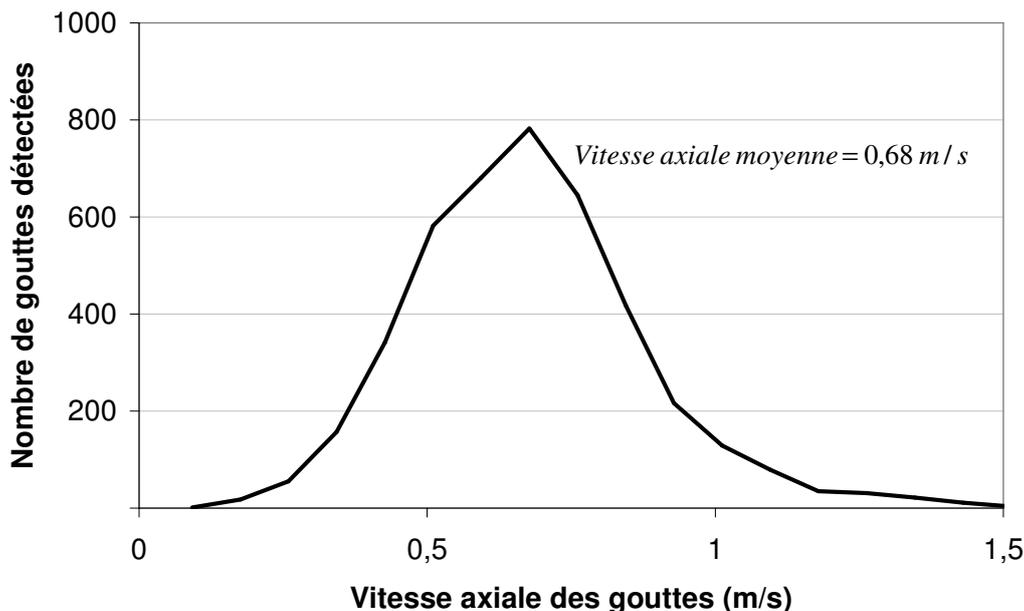


Figure 80. Distribution en vitesse axiale des gouttelettes générées par les brumisateurs (LECHLER 136206.35.15000), à environ 2 m de la sortie

5.1.3 SYSTEME DE MESURE OPTIQUE

Pour l'étude des buses REP, la méthode optique retenue est celle basée sur la technique Phase Doppler. Le choix s'est porté sur un Phase Doppler Interferometer (PDI) de la société Artium, présenté sur la Figure 81, qui permet la mesure simultanée de deux composantes de la vitesse des gouttes et des distributions granulométriques à des distances de 2 m du volume de mesure. Par ailleurs, le PDI Artium dispose de quelques avantages techniques (réglage, retraitement du signal) ajoutant un confort non négligeable à l'expérimentateur. Les caractéristiques du PDI sont récapitulées dans le Tableau 18.

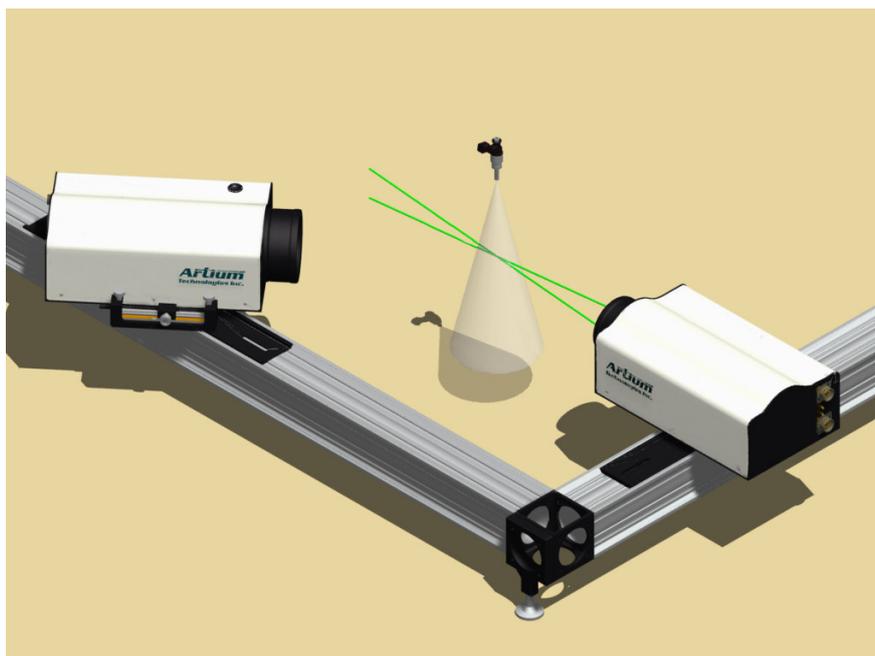


Figure 81. Configuration de base du système PDI Artium

Tableau 18. Caractéristiques du PDI 2D Artium (Foissac et al. 2010)

Laser	Laser solide DPSS
Puissance Laser restituée	300 mW et 100 mW
Focale d'émission	300, 500, 2000 mm
Focale de réception	300, 500, 2000 mm
Ouverture émission	100 mm
Ouverture réception	75 mm
Distance sonde-volume de mesure	2 m

Le principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 82. Un laser est séparé en deux faisceaux qui se croisent au point de mesure. Une différence de marche existant entre les deux faisceaux, des franges d'interférences vont donc être créées au niveau du croisement. Les caractéristiques de ces franges dépendent des propriétés du laser et de l'optique. Chaque goutte qui va passer par ce point va perturber le signal lumineux de ces franges. Ainsi, en pointant un photodétecteur vers le point de mesure, et en faisant l'acquisition du signal lumineux, le diamètre et certaines composantes de la vitesse de la goutte vont pouvoir être déduites. La mesure nécessite des gouttes sphériques même si certaines corrections peuvent être apportées si les gouttes sont déformées. Par intégration dans le temps, on obtient les distributions des vitesses, des diamètres et les relations taille/vitesse (Bachalo & Houser, 1984). Cette technique de mesure est donc une technique ponctuelle. Les constructeurs annoncent une précision de 1 % sur les vitesses et 1 à 2 % sur les diamètres de sphères parfaites.

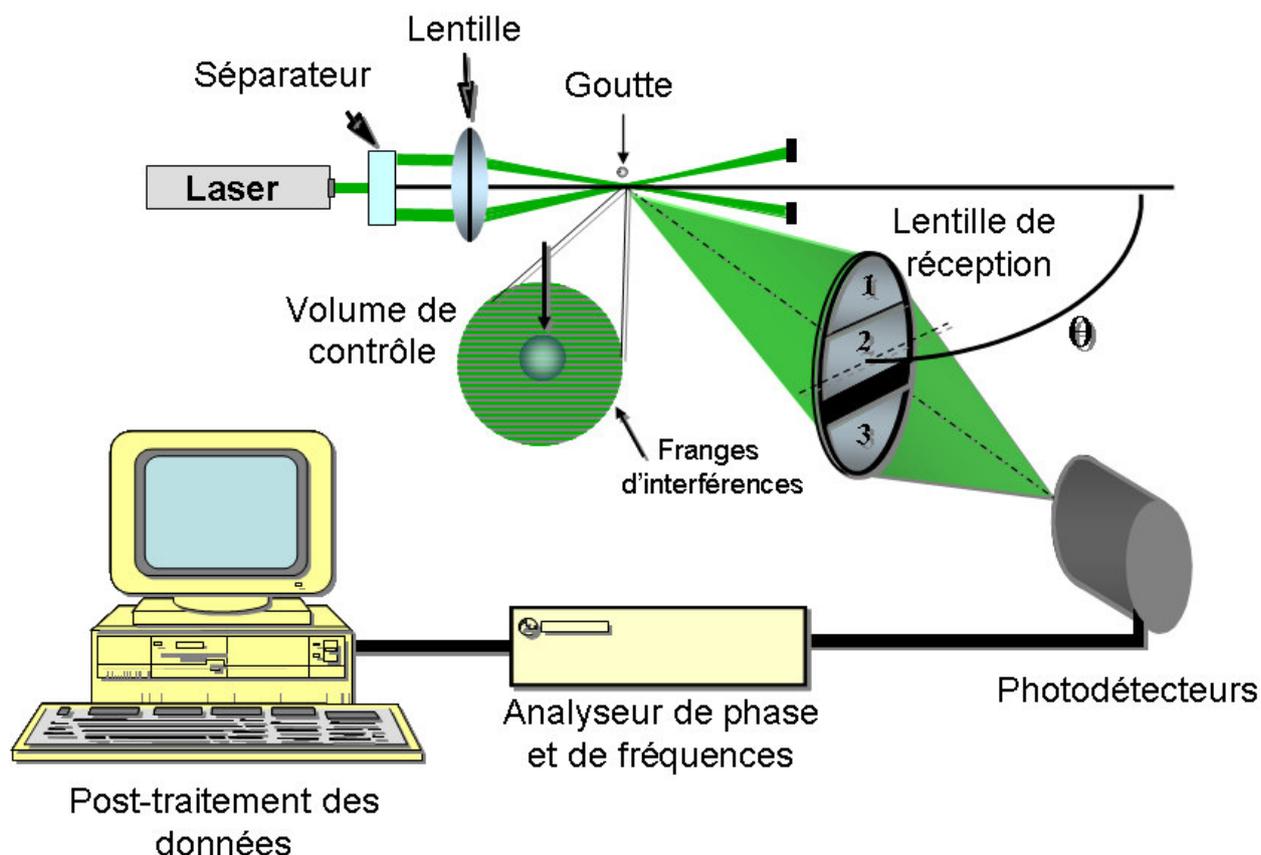


Figure 82. Principe de fonctionnement d'un PDI

Cet appareil de mesure permettra alors d'obtenir les grandeurs suivantes :

- distribution en taille des gouttes : évaluation des différents diamètres moyens (d_{10} , d_{32} , ...),
- distribution en vitesse axiale (suivant l'axe z) des gouttes : évaluation de la vitesse moyennée en nombre,
- vitesse radiale moyennée en nombre (mesure indirecte),
- vitesse orthoradiale moyennée en nombre (mesure indirecte),
- relation taille/vitesse axiale moyenne,
- relation taille/vitesse radiale moyenne,
- estimation de la concentration volumique locale en gouttes.

Les anémomètres laser à phase Doppler ne sont pas reconnus pour être des appareils capables de mesurer de manière performante les concentrations volumiques en liquide. Néanmoins, il est possible d'obtenir une estimation et, notamment, de déterminer les zones où la majorité du volume des gouttes est présente, mais pas forcément la majorité en nombre. En effet, les régions où les petites gouttes sont majoritaires ne représentent qu'une faible proportion de volume alors qu'elles peuvent être très nombreuses.

5.2 CARACTERISATION GENERALE DU SPRAY GENERE PAR UNE BUSE D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE

5.2.1 ALLURE DU SPRAY

Les rapports EDF annoncent une pression d'alimentation de la buse égale à 3,5 bar (Rapport définitif de sûreté EDF). A cette pression, le fournisseur de la buse (LECHLER) décrit le jet comme un spray tourbillonnaire à cône creux, d'un angle en sortie de 60°. Lorsque la buse a été installée sur le banc expérimental CALIST, l'allure générale en cône creux a été confirmée (Figure 83). L'aspect tourbillonnaire devra être étudié avec le PDI.



Figure 83. Allure générale du spray issu d'une buse REP fonctionnant avec une pression d'alimentation de 3,5 bar à 20°C

A l'aide du PDI, le taux de présence des gouttes a pu être estimé à plusieurs hauteurs (Figure 84). Comme il a été dit précédemment, le PDI n'est pas l'appareil le mieux adapté à la mesure de concentrations volumiques en liquide, mais il permet toutefois de déterminer grossièrement où se situent les gouttes. Pour une distance à la sortie de la buse de 20 cm, les gouttes se retrouvent dans un anneau de rayon intérieur 8 cm et de rayon extérieur 15 cm, ce qui confirme bien la nature du spray : conique et creux.

Le résultat de la Figure 84 permet simplement de confirmer la présence de gouttes, mais difficilement de la quantifier.

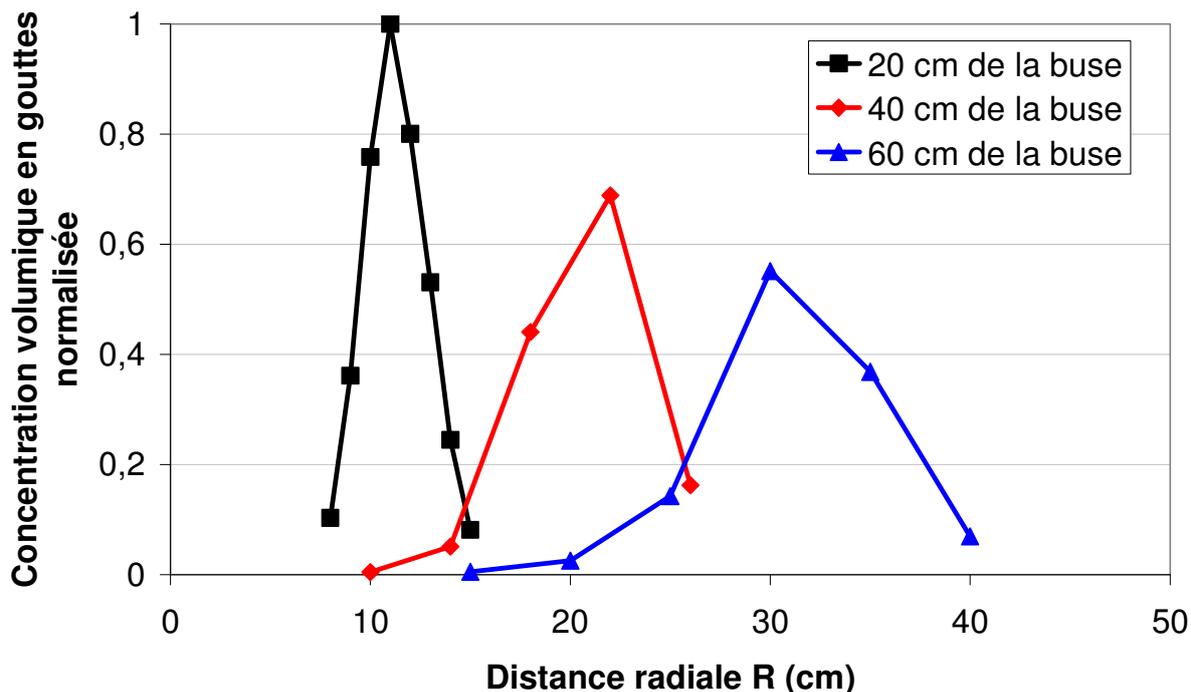


Figure 84. Evolution de la concentration volumique normalisée par rapport à 20 cm, en fonction de la distance radiale R et à différentes hauteurs z , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C

L'angle du cône annoncé à 60° en sortie a également été confirmé après avoir réalisé des visualisations, à l'Institut von Karman, avec une caméra rapide Phantom réglée à 4796 Hz pour une résolution de 800x600 pixels (Figure 85).

Il a été noté que, pour cette pression d'alimentation de 3,5 bar, le spray avait tendance à battre. Ce phénomène est intrinsèque à la buse, et indépendant de la pompe. Ces battements seront à l'origine d'incertitudes sur la position de la mesure des caractéristiques ponctuelles des gouttes avec le PDI. Elles seront estimées plus loin (chapitre 5.3.3).

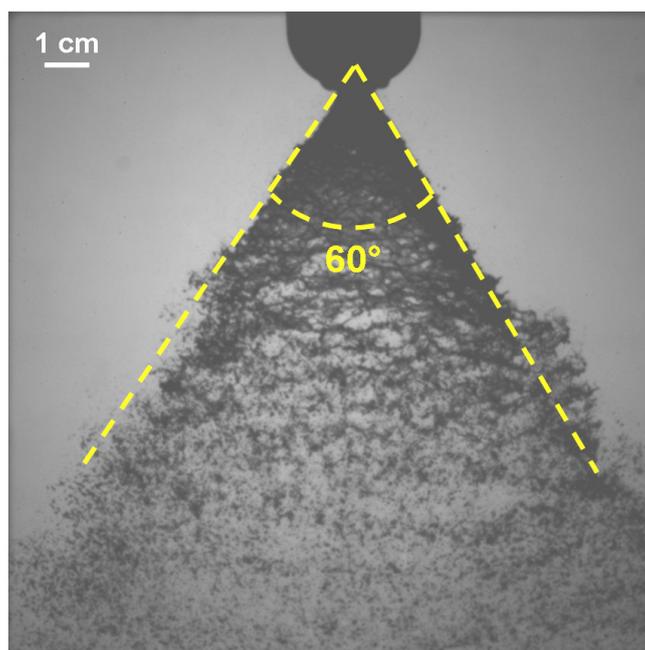


Figure 85. Observation du spray à l'aide d'une caméra rapide réglée à 4796 Hz avec une résolution de 800x600 pixels. Pression d'alimentation de 3,5 bar

5.2.2 DEBIT ET NOMBRES ADIMENSIONNELS

Des essais ont été réalisés à trois pressions différentes : 3,5 bar, 5 bar et 7 bar. En effet, EDF annonce une pression d'alimentation de 3,5 bar en situation accidentelle, c'est-à-dire lorsque la pression dans l'enceinte est d'environ 2 ou 3 bar. Mais les informations ne disent pas si cette pression d'alimentation est asservie. Ainsi, si aucun asservissement n'existe, lorsque la pression dans l'enceinte va baisser, la pression d'alimentation des buses va augmenter.

Pour ces trois pressions d'alimentation testées, le débit volumique (noté Q_v) a été mesuré, et le nombre caractéristique de l'écoulement FN et le coefficient de décharge C_D ont été calculés. Ils sont présentés dans le Tableau 19. La valeur du coefficient de décharge dépend de la perte de charge au sein de la buse, mais aussi de l'énergie turbulente et, éventuellement, de la présence d'un écoulement secondaire. Si C_D est égal à un, cela signifie que toute l'énergie est transférée à l'écoulement au niveau de la sortie de la buse.

Tableau 19. Valeurs de nombres caractéristiques de la buse REP, pour différentes valeur de pression d'alimentation

Pression d'injection (bar)	Débit volumique (l/s)	FN (kg.s ⁻¹ .Pa ^{-0,5})	C _D
3,5	1,04	0,00176	0,55
5	1,22	0,00173	0,54
7	1,50	0,00179	0,56

Le nombre caractéristique de l'écoulement apparaît constant lorsque la pression varie de 3,5 à 7 bar. Par conséquent, cette buse suit un comportement classique (Lefebvre 1989). Les valeurs du coefficient de décharge montrent que quasiment la moitié de l'énergie est perdue au sein de la buse, quelle que soit la pression d'alimentation.

5.2.3 ATOMISATION

Un spray est généralement créé par l'instabilité d'un jet liquide ou d'une nappe, à la sortie d'une buse (Dumouchel 2008). Quand les forces de surface deviennent plus faibles que les forces d'inertie, l'atomisation se produit : le jet liquide ou la nappe se rompt en filaments qui se scindent en gouttelettes. La visualisation, grâce à la caméra rapide, montre que la distance entre la sortie de la buse et la hauteur à partir de laquelle la grande majorité du liquide a été atomisée en gouttes sphériques est approximativement de 20 cm (Figure 86). Par conséquent, on peut estimer qu'à partir d'une telle distance de la sortie de la buse, les mesures réalisées avec le PDI pourront être considérées comme fiables (Figure 87).

On remarque de plus que, lorsque la pression augmente, la densité augmente aussi, ce qui s'explique par la diminution de la taille des gouttes produites lors de l'atomisation. Ceci est en accord avec ce qui a été dit dans le chapitre 2.1.1 sur l'atomisation (Dumouchel 2008).

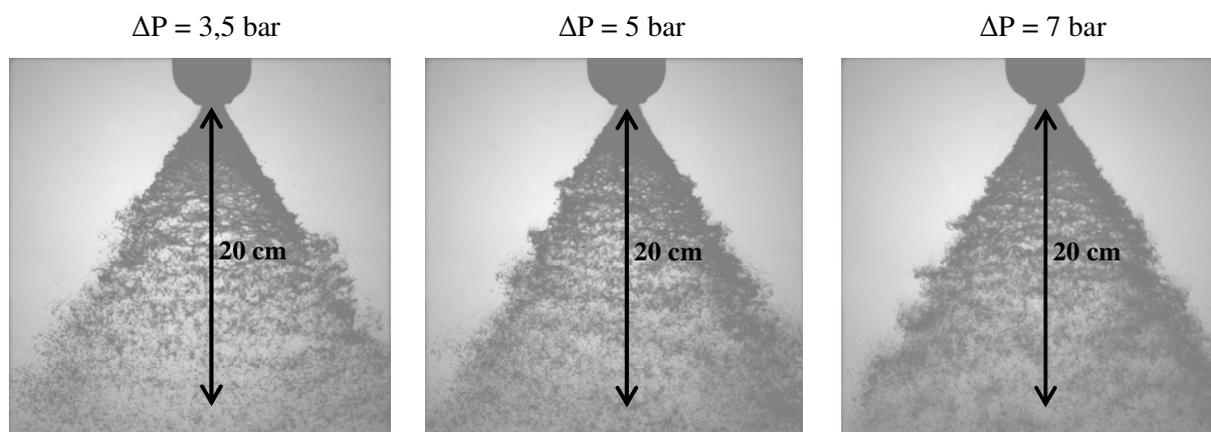


Figure 86. Imagerie rapide du spray produit en sortie de la buse REP pour différentes pressions d'alimentation (3,5 bar, 5 bar et 7 bar)

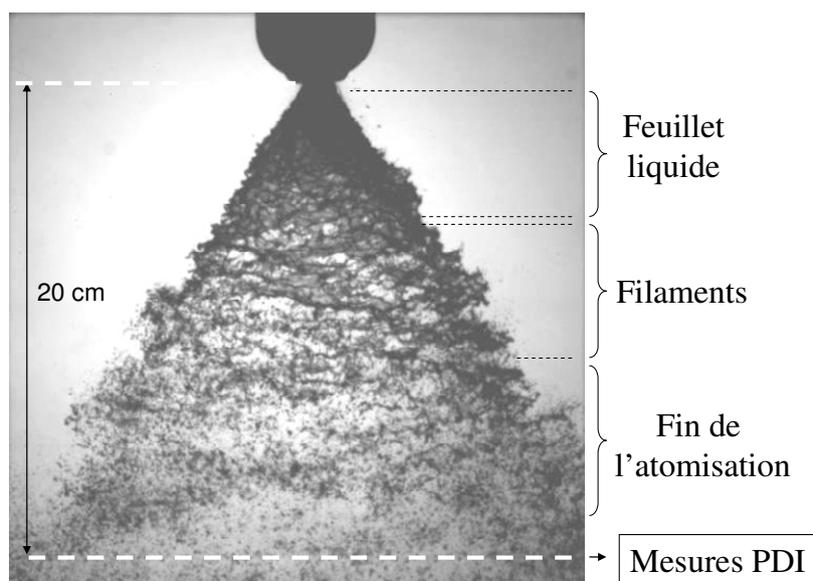


Figure 87. Position des mesures fiables pouvant être faites avec le PDI, sur le spray produit par la buse REP à une pression d'alimentation de 3,5 bar à 20 °C

Enfin, lorsque l'on observe une séquence d'images successives et qu'on repère une goutte, on remarque que celle-ci suit une trajectoire verticale. Alors que cette buse est présentée comme une buse générant un spray tourbillonnaire, ce tourbillon semble totalement amorti dans les premiers centimètres suivant la sortie, lorsque la nappe liquide se transforme en filaments. Cette observation pourra être confirmée par les résultats des mesures de vitesse orthoradiale grâce au PDI (Figure 103).

5.2.4 ENTRAINEMENT DE L'AIR GÉNÉRÉ PAR LE SPRAY

L'entraînement d'air généré par le spray a pu être mis en évidence à l'aide de fumigènes (Figure 88). Cet entraînement sera caractérisé à l'aide des brumisateurs installés sur le banc CALIST.

Ces gouttes de 50 μm de diamètre provenant des brumisateurs peuvent-elles être considérées comme traceurs du gaz dans l'écoulement généré par les buses REP ? Pour répondre à cela, le nombre de Stokes peut donner une bonne indication. En observant la Figure 88, il est possible de noter que la trajectoire suivie par la fumée possède un rayon de courbure R_c de l'ordre de 10 cm. Cette longueur sera considérée comme longueur caractéristique du gaz. Des mesures ultérieures ont montré que la vitesse du gaz U_{gaz} était de l'ordre du mètre par seconde (chapitre 5.3.4.5). Ceci nous permet de calculer un temps caractéristique du gaz $\tau_{\text{gaz}} = R_c / U_{\text{gaz}}$ égal à 0,1 s. Le temps caractéristique de relaxation τ_{brum} des gouttes générées par les brumisateurs est donné par :

$$\tau_{brum} = \frac{d_{brum}^2 \rho_{brum}}{18\nu_{gaz} \rho_{gaz}} \quad (5.1)$$

où $d_{brum} = 50 \mu m$ le diamètre des gouttes du brumisateur, ρ_{brum} et ρ_{gaz} les masses volumiques respectives des gouttes du brumisateur et du gaz, et ν_{gaz} la viscosité cinématique du gaz.

Le calcul permet de trouver une valeur de τ_{brum} égale à 7.10^{-3} s. Le nombre de Stokes St , donné par le rapport τ_{brum} / τ_{gaz} est donc égal à 7.10^{-2} . Le nombre de Stokes est très inférieur à 1 : cela signifie que le temps de réaction des gouttes est faible devant le temps caractéristique du gaz. Les gouttes générées par les brumisateurs pourront donc être considérées comme de bons traceurs du gaz dans cette configuration.

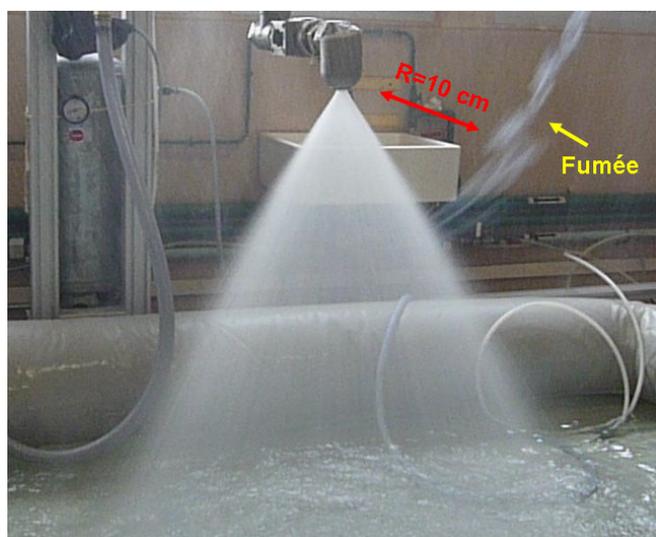


Figure 88. Mise en évidence de l'entraînement d'air généré par le spray de buse REP, à l'aide d'un fumigène

5.3 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU SPRAY EN SORTIE DE LA BUSE REP

L'objectif de cette partie est d'obtenir des résultats au plus proche de la sortie de la buse, afin de déterminer le jeu de données à déclarer en entrée des futures simulations numériques. Comme expliqué précédemment, les premières mesures fiables, que peut effectuer le PDI, se situent à 20 cm de la sortie de la buse. A cette hauteur, la section du spray ressemble à un anneau, puisque le spray est un cône creux. Dans cette partie, il s'agira alors d'estimer dans la section du spray :

- la répartition volumique des gouttes,
- la valeur des diamètres moyens (d_{10} , d_{32}),

- la valeur des vitesses moyennes (axiale, radiale et orthoradiale),
- l'allure des distributions en taille des gouttes,
- l'allure des distributions en vitesse des gouttes,
- les relations taille-vitesse.

5.3.1 REPERE CYLINDRIQUE ASSOCIE A LA BUSE

Un repère lié à la buse REP a été défini. De par la nature conique du spray, ce sont des coordonnées cylindriques qui ont été choisies (Figure 89).

Des mesures ont été réalisées à plusieurs angles θ (0° , 90° , 180° et 270°) afin d'estimer les incertitudes liées à l'hypothèse de la symétrie cylindrique. Pour chaque angle, des mesures à différents rayons R ont également été effectuées (Figure 90). Enfin, des mesures à quatre distances de la sortie de la buse z ont été menées : 20, 40, 60 et 95 cm.

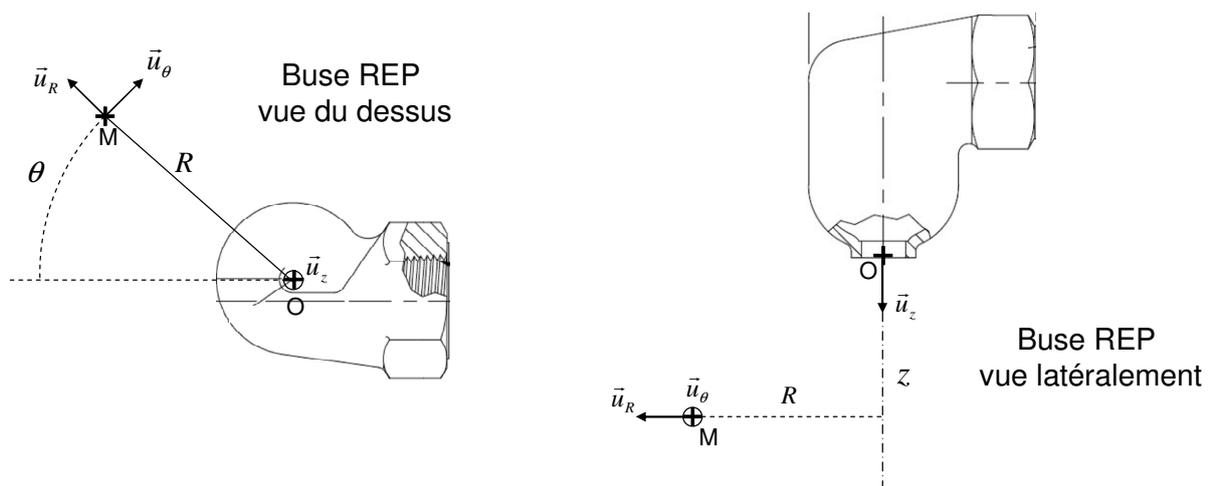


Figure 89. Repère de coordonnées cylindriques associé à la buse REP

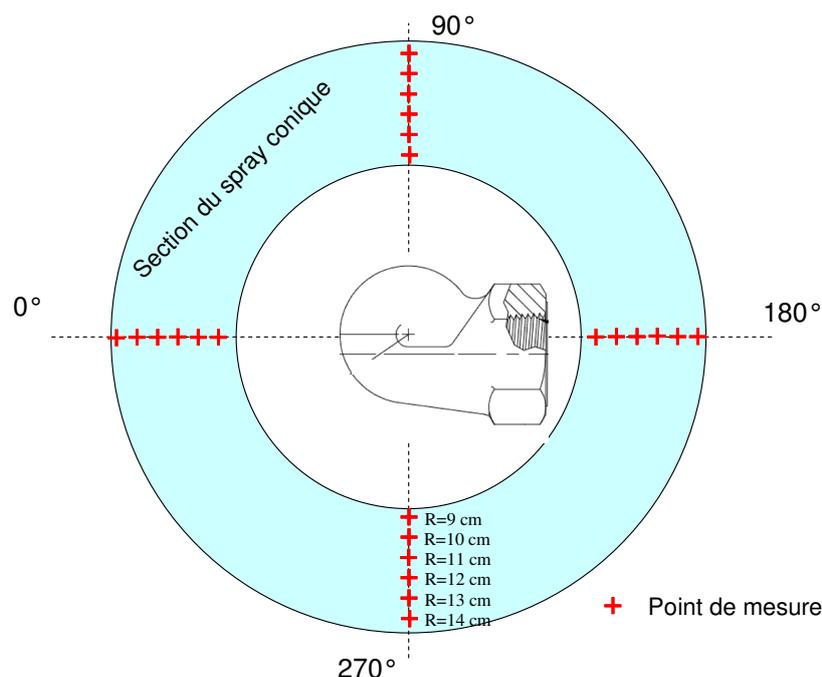


Figure 90. Schéma de la position des points de mesure sur une seule buse REP

5.3.2 ESSAIS PRELIMINAIRES

Des essais ont été réalisés avant d'effectuer des mesures définitives sur CALIST. Ces essais ont permis de vérifier que la pompe était capable d'assurer un débit constant, avec une bonne reproductibilité d'un test à l'autre. Il s'agit également d'estimer les incertitudes liés au montage.

5.3.2.1 Stabilité de la pompe

Comme cela a été décrit précédemment, un des inconvénients de la pompe du circuit hydraulique principal réside dans son mode même de fonctionnement. Elle donne régulièrement des à-coups, ce qui provoque des variations de débit en sortie. Pour s'affranchir de ces à-coups, un réservoir a été placé entre la pompe et la buse d'aspersion, afin d'amortir ces variations. Ces à-coups se produisent à intervalle régulier, toutes les deux ou trois secondes.

Une mesure optique des distributions en taille et en vitesse des gouttes a été réalisée au sein du spray produit par les buses d'aspersion de REP, à $z = 20 \text{ cm}$ et $R = 13 \text{ cm}$. Cette mesure a été faite pendant 30 minutes, ce qui correspond à un temps long pour une mesure dans un spray comme celui-ci, possédant une densité de gouttes correcte. En effectuant la transformée de Fourier du signal « Vitesse axiale des gouttes en fonction du temps », il est possible de voir si une fréquence, correspondant à la fréquence des à-coups de la pompe, se perçoit dans la mesure optique. Sur la Figure 91 a été tracée la transformée de Fourier de la vitesse axiale des gouttes. Aucune fréquence propre n'en ressort. Le seul signal visible est le signal correspondant à la moyenne de la vitesse axiale, qui a pour fréquence propre 0 Hz, et qui est ici égale à 15,8 m/s. Cela signifie donc que les

battements observés sont totalement aléatoires. Il est inutile de réaliser la même étude sur la vitesse radiale des gouttes puisque les deux composantes de la vitesse mettraient en évidence les mêmes fréquences.

Le mode de fonctionnement de la pompe ne perturbe donc pas les mesures optiques si celles-ci sont suffisamment longues dans le temps. Le battement observé étant de l'ordre de la seconde, une mesure sur quelques dizaines de secondes permettra de s'affranchir du phénomène.

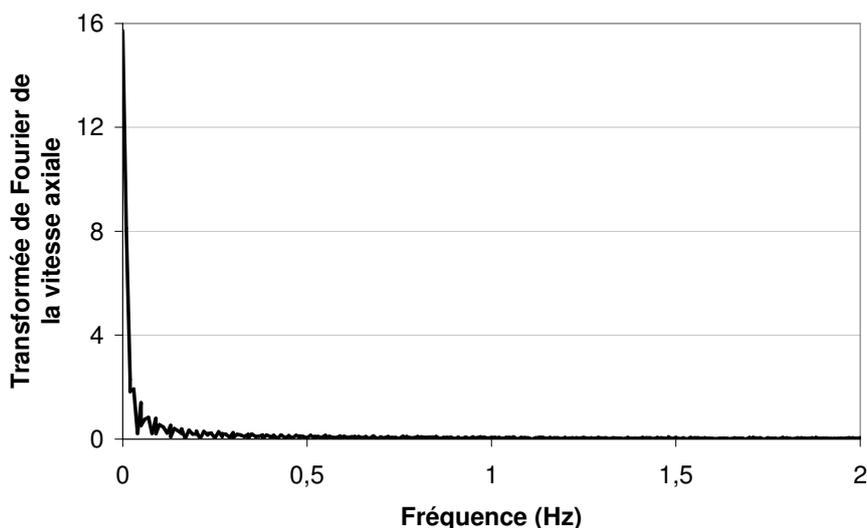


Figure 91. Transformée de Fourier de l'évolution de la vitesse axiale en fonction du temps, à $z = 20 \text{ cm}$ et $R = 13 \text{ cm}$

5.3.2.2 Répétabilité du débit

Lors des séances d'acquisition, la pompe est sans cesse en train d'être allumée puis éteinte. Pour être certain que le fait de réalimenter la pompe ne donne pas des résultats différents à chaque mise en route, des tests de mesure sur des temps d'acquisition courts ont été comparés au test décrit précédemment, réalisé pendant 30 min. Les résultats sont présentés sur la Figure 92 pour les diamètres moyens (d_{10} et d_{32}), et sur la Figure 93 pour les vitesses moyennes (axiales et radiales). En comparant les tests courts de 30 secondes entre eux, il faut noter la bonne reproductibilité d'un test à l'autre. La dispersion autour de la moyenne sur les 20 tests est très faible (Tableau 20).

Par ailleurs, en comparant les tests courts avec le test long, on remarque que les résultats sont parfaitement en accord. Cela signifie qu'il est possible, en réalisant des mesures courtes, d'obtenir des grandeurs qui ont déjà convergé vers une valeur stable.

Tableau 20. Résultats des tests de stabilité du circuit hydraulique principal alimentant les buses d'aspersion REP

Grandeur mesurée	Valeur moyenne sur 20 tests	Valeur minimale sur 20 tests	Valeur maximale sur 20 tests	Dispersion sur 20 tests	Valeur obtenue sur le test de 30 min
d_{10}	316 μm	313 μm	318 μm	1,4 μm (0,4 %)	313 μm
d_{32}	521 μm	511 μm	534 μm	7 μm (1 %)	518 μm
Vitesse axiale	15,8 m/s	15,6 m/s	15,9 m/s	0,1 m/s (0,6 %)	15,7 m/s
Vitesse radiale	7,7 m/s	7,6 m/s	7,8 m/s	0,1 m/s (1,2 %)	7,8 m/s

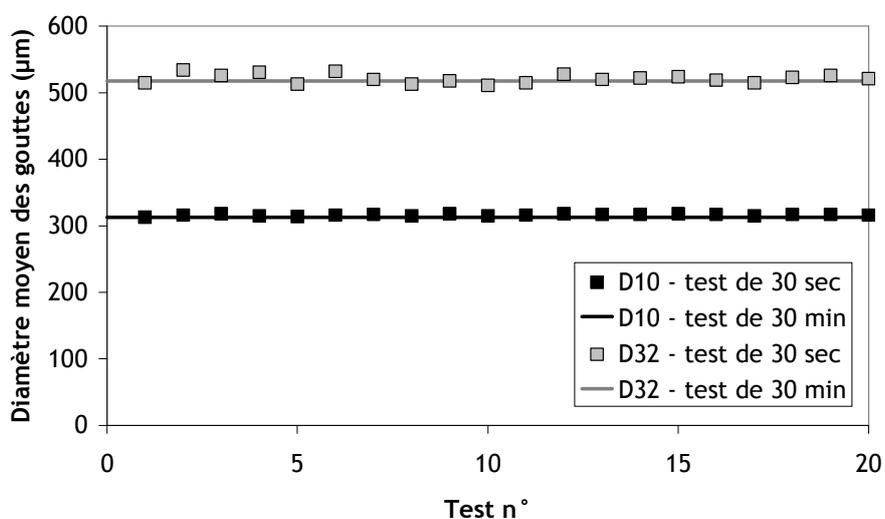


Figure 92. Comparaison des diamètres moyens obtenus suite à un essai de 30 min et à des tests de 30 s, à $z = 20\text{ cm}$ et $R = 13\text{ cm}$

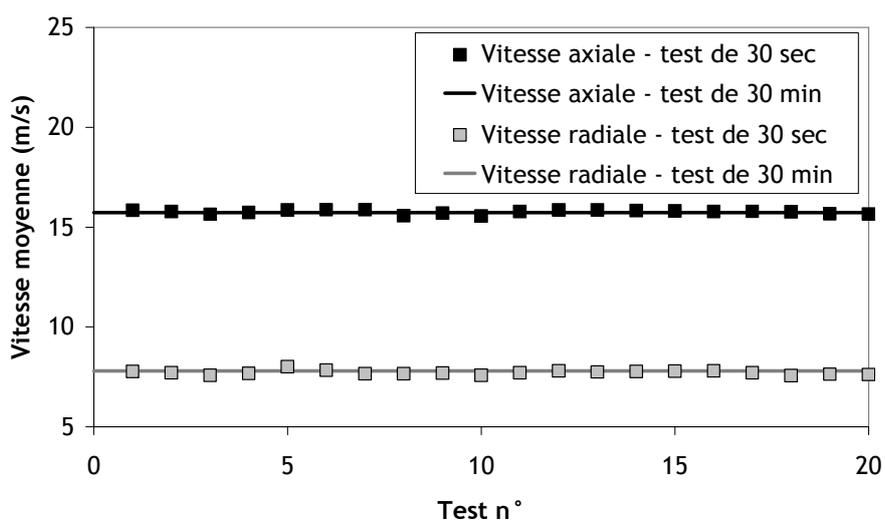


Figure 93. Comparaison des vitesses moyennes obtenues suite à un essai de 30 min et à des tests de 30 s, à $z = 20\text{ cm}$ et $R = 13\text{ cm}$

5.3.2.3 Conclusion

Ces essais ont permis de montrer que le montage permettait une bonne stabilité sur les mesures de vitesse et de diamètre. Les mesures réalisées avec le PDI sont reproductibles à condition de l'avoir réglé correctement au préalable (annexe 2). Il sera donc important de prendre soin à chaque mesure de l'optimisation des réglages afin de ne pas remettre en cause l'appareillage et la façon de mesurer les grandeurs qui nous intéressent.

5.3.3 EVALUATION DES INCERTITUDES

Les résultats de mesure de caractéristiques du spray seront présentés en fonction de la distance R à l'axe vertical de la buse.

Sur la Figure 94 ont été tracés les diamètres géométriques moyens d_{10} obtenus à 20 cm de la sortie de la buse REP, pour quatre angles différents de mesure. La Figure 95 montre les mêmes résultats pour la vitesse axiale des gouttes. Les autres grandeurs comme le diamètre de Sauter, la vitesse radiale ou la concentration volumique en gouttes n'ont pas été tracées mais permettent d'aboutir à la même conclusion. Pour une distance radiale donnée, on note une très faible dispersion des résultats. Ainsi, le spray étudié respecte une symétrie cylindrique. Pour chaque distance R , une moyenne sera effectuée sur tous les angles. La dispersion des mesures autour de la valeur moyenne permettra donc de définir l'incertitude liée à l'hypothèse de symétrie cylindrique du spray.

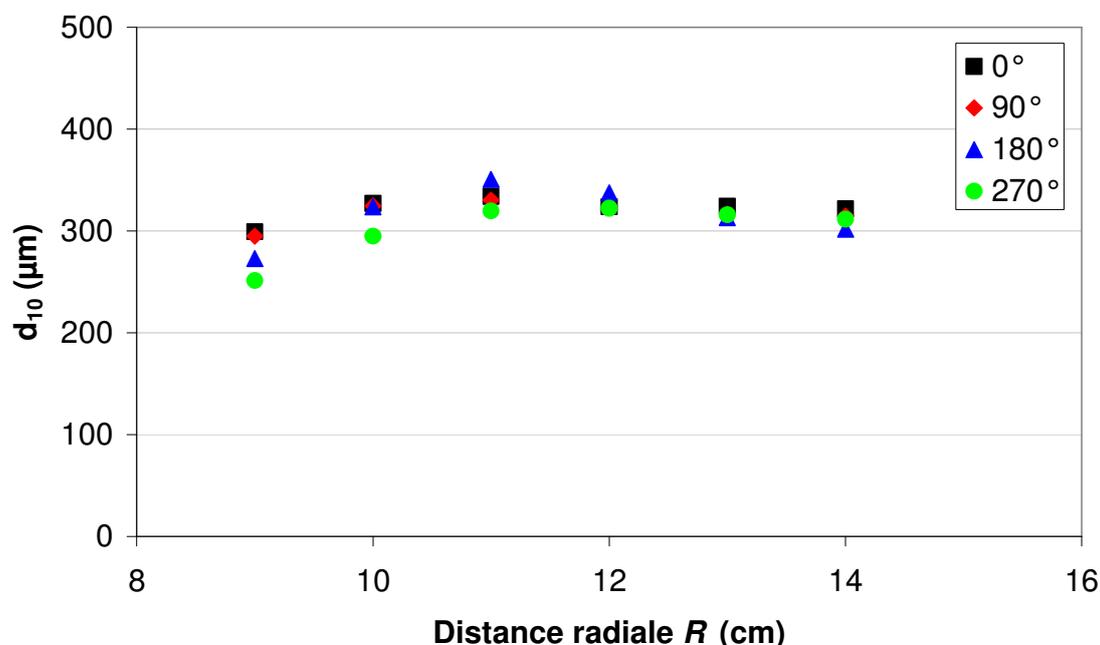


Figure 94. Diamètre géométrique moyen d_{10} à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R et pour quatre angles de mesure, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20°C .

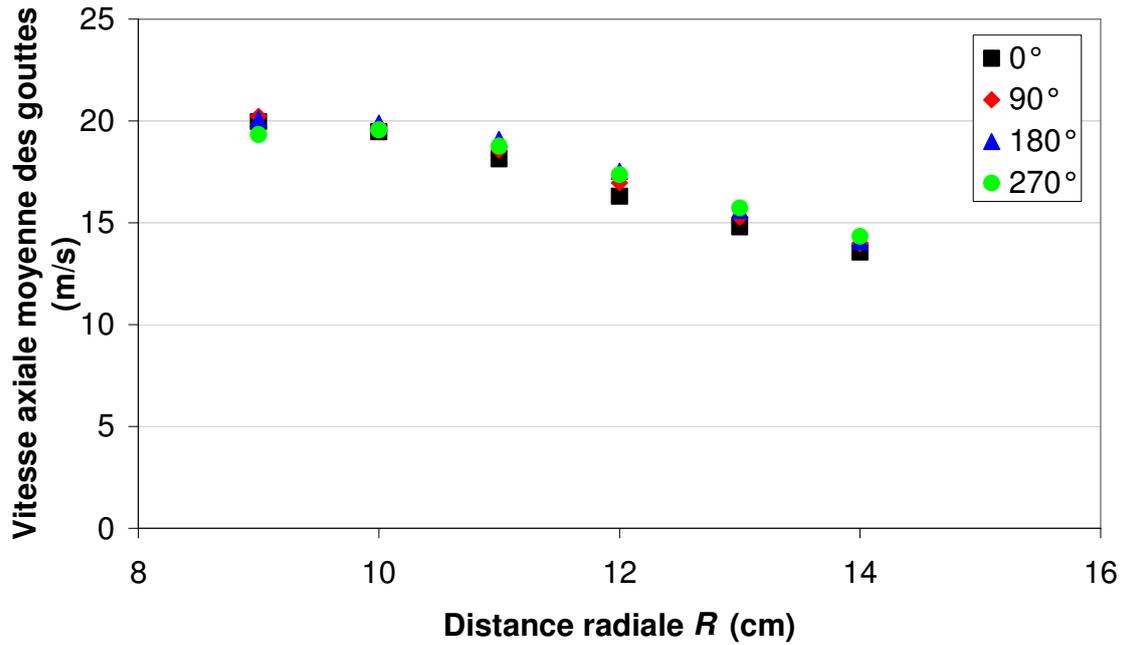


Figure 95. Vitesse axiale moyenne des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R et pour quatre angles de mesure, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20°C.

D'autre part, il a été noté qu'un battement du spray se produisait à la pression d'utilisation de 3,5 bar. A une distance de 20 cm de la sortie de la buse REP, il a été estimé sur les visualisations de vidéos que l'angle α du spray variait de $\sigma_\alpha = \pm 1^\circ$. Il est donc possible de déterminer l'incertitude σ_R sur la position de la mesure (Figure 96) :

$$\sigma_R = z \tan\left(\tan^{-1}\frac{R}{z} + \sigma_\alpha\right) - R \quad (5.2)$$

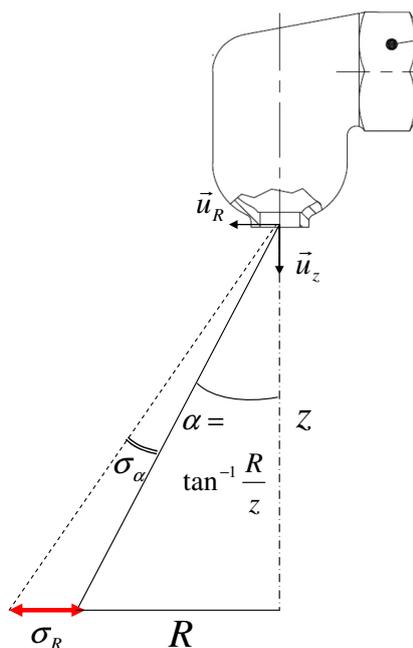


Figure 96. Estimation de l'incertitude σ_R sur la position de la mesure à partir du phénomène de battement du spray induisant une variation de $\sigma_\alpha = \pm 1^\circ$

Cette variation de σ_R permet, de plus, de rajouter une incertitude à la grandeur mesurée Y , que l'on nommera σ_Y . En effet, si la mesure s'effectue dans une zone où Y varie rapidement, l'incertitude associée à la mesure sera grande. Ainsi, l'erreur produite sera calculée en estimant l'évolution de Y lorsque la distance R évolue de σ_R (Figure 97).

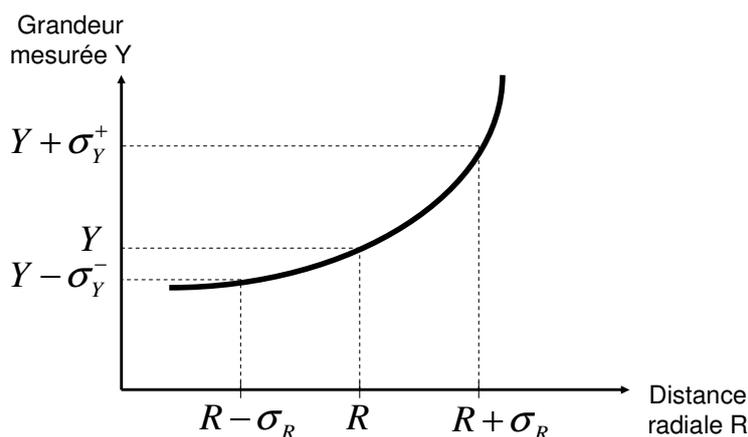


Figure 97. Évaluation de l'incertitude sur la grandeur mesurée associée à l'incertitude sur la position de la mesure

Enfin, pour chaque point de mesure, celle-ci sera réitérée trois fois afin d'estimer les incertitudes liées à la reproductibilité, qui pourrait être affectée par les réglages du PDI et la stabilité du débit.

Ainsi, sur les graphes présentant les résultats expérimentaux obtenus sur le banc CALIST, les barres d'erreur tracées tiendront compte, par sommation, de toutes ces incertitudes :

- incertitude liée à la répétabilité : réalisation de trois mesures pour chaque point,
- incertitude liée à la position angulaire : réalisation des mesures pour quatre angles θ (0° , 90° , 180° et 270°),
- incertitude liée au battement du spray.

5.3.4 DONNEES EN SORTIE DE LA BUSE REP (FOISSAC ET AL. 2012)

5.3.4.1 Concentration volumique en liquide

La concentration volumique en liquide a été tracée sur la Figure 84 afin d'illustrer l'allure générale de cône creux du spray. Le résultat à 20 cm de la sortie de la buse REP est reporté sur la Figure 98. Ce résultat a été normalisé par la valeur maximale car les valeurs données par le PDI sont à considérer avec précaution. La majorité du volume se trouve donc entre 8 et 15 cm de l'axe de la buse. Le domaine d'entrée de la simulation correspondra donc avec cette caractéristique.

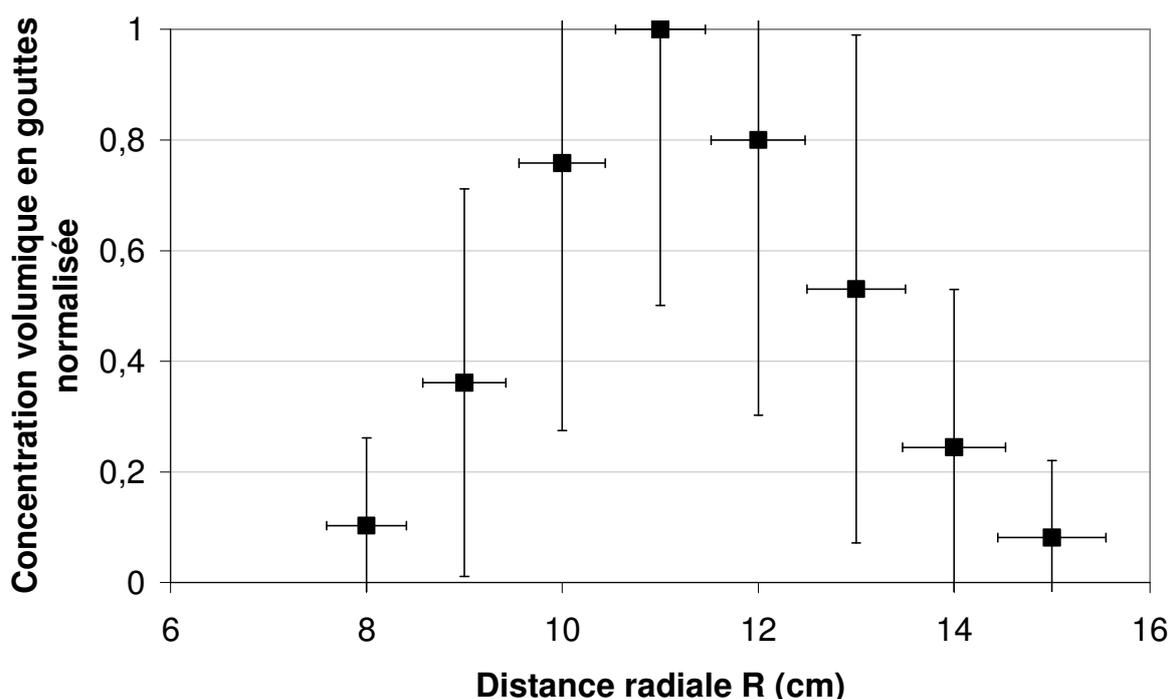


Figure 98. Evolution de la concentration volumique normalisée, en fonction de la distance radiale R à une hauteur $z = 20$ cm, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20°C

5.3.4.2 Distribution en taille des gouttes

Les distributions en taille de gouttes, mesurées à une distance de 20 cm de la sortie de la buse, et pour différentes distances radiales R , sont présentées sur la Figure 99, normalisées par leur valeur

maximale et lissées à partir des résultats expérimentaux. Les données obtenues sur les quatre angles de mesure ont été prises en compte. Ces distributions présentent toutes une allure similaire. Une loi log-normale semble bien appropriée pour décrire ces distributions :

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi s^2} d^2} \exp\left(-\frac{(\ln d - \ln d_{moy})^2}{2s^2}\right) \text{ avec } s = 0,5 \text{ et } d_{moy} = 260\mu m \quad (5.3)$$

où d_{moy} est le diamètre moyen de la distribution et s l'écart-type.

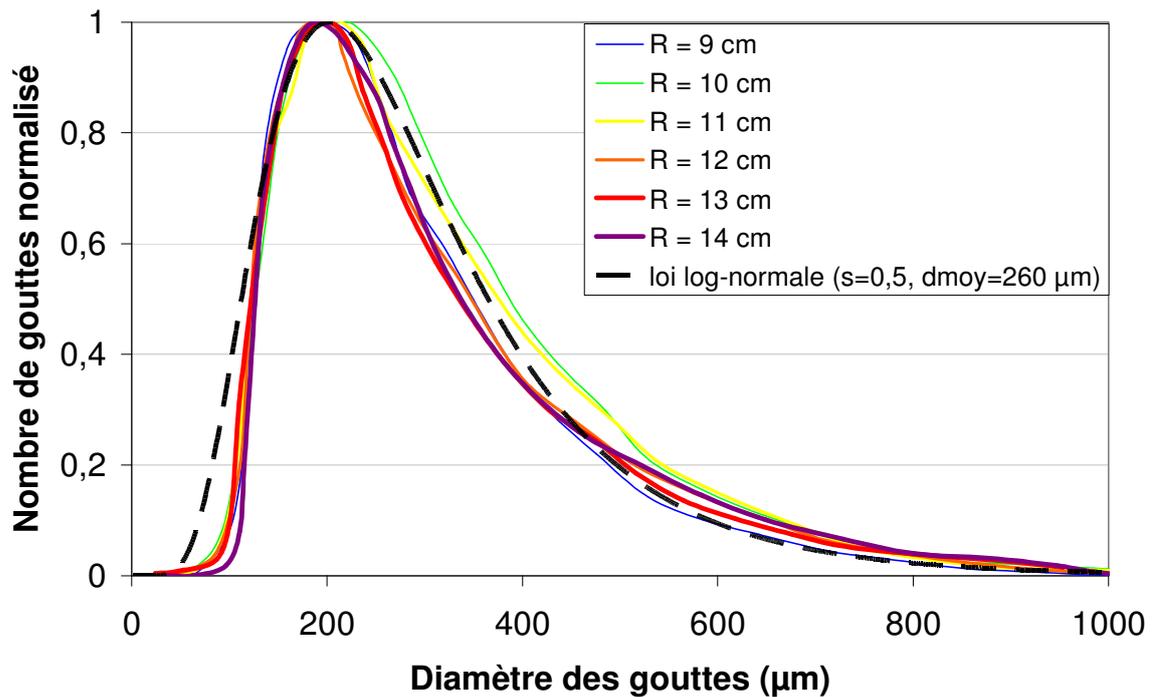


Figure 99. Distributions en taille de gouttes, obtenues expérimentalement, à 20 cm de la sortie de la buse, pour différentes distances radiales R entre 9 et 14 cm, normalisées par leur maximum, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20°C

Pour chaque distribution en taille de gouttes, les caractéristiques moyennes, comme le d_{10} et le d_{32} , ont été calculées. Les résultats sont présentés sur la Figure 100.

Le diamètre géométrique moyen d_{10} évolue peu avec la distance radiale, de 280 µm à 340 µm. Le diamètre de Sauter d_{32} varie de 430 à 520 µm. Les plus petites gouttes sont donc retrouvées pour de faibles distances radiales. Ceci peut s'expliquer par l'entraînement de ces gouttes par l'air. En effet, les petites gouttes sont plus sensibles à la force de traînée que les grosses gouttes. Or, un écoulement d'air est généré par le spray, en direction du centre (Cossali 2001). Les petites gouttes ont donc tendance à suivre cette direction.

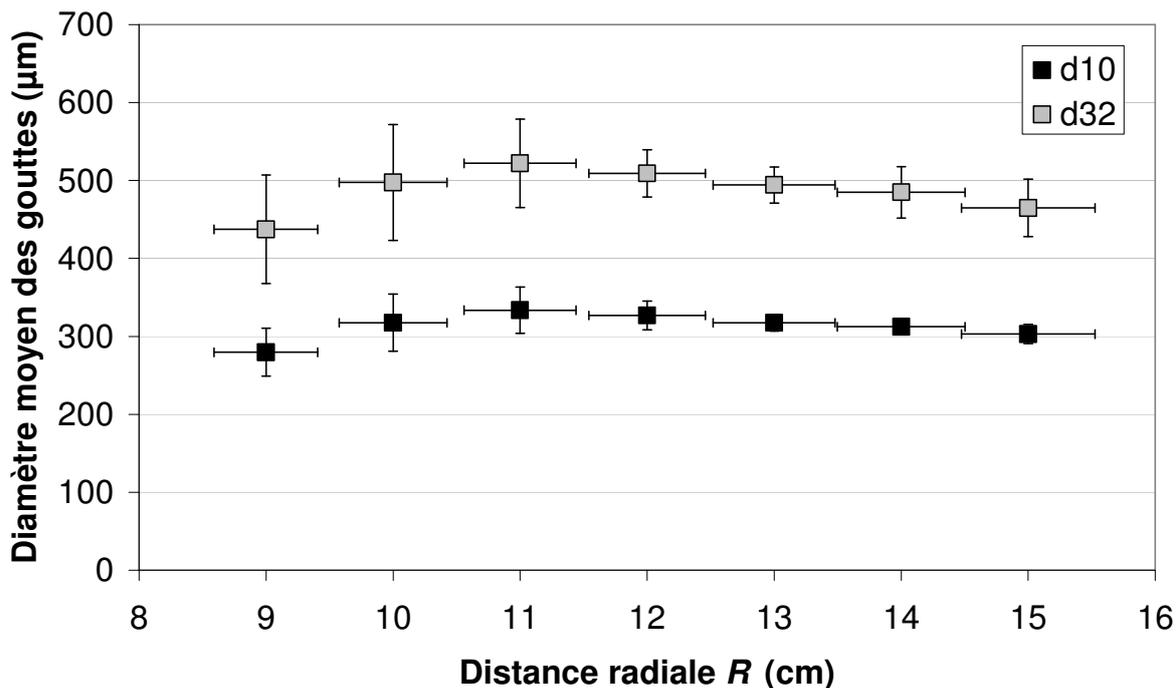


Figure 100. Diamètre géométrique moyen d_{10} et diamètre de Sauter d_{32} à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.

5.3.4.3 Distribution en vitesse des gouttes

Des mesures de vitesse de gouttes ont également été menées à 20 cm de la sortie de la buse. Les distributions en vitesse axiale des gouttes (suivant l'axe z) sont tracées sur la Figure 101, normalisées par leur valeur maximale. Bien que leurs caractéristiques moyennes évoluent avec la distance radiale R , leur forme reste relativement similaire. Il est toutefois plus délicat de donner une loi mathématique permettant de décrire la distribution.

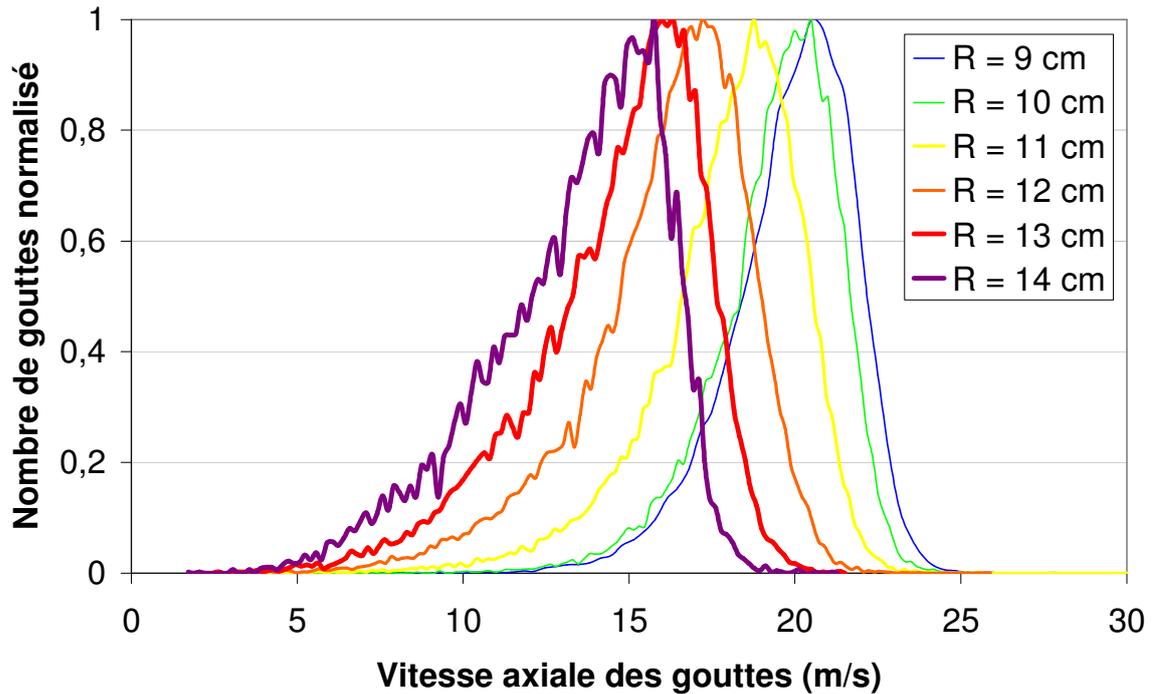


Figure 101. Distributions en vitesse axiale de gouttes, obtenues expérimentalement, à 20 cm de la sortie de la buse, pour différentes distances radiales R entre 9 et 14 cm, normalisées par leur maximum, pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C.

Les distributions de vitesse radiale et orthoradiale ne peuvent pas être directement mesurées avec le banc CALIST. Seules les grandeurs moyennes sont accessibles. En effet, le PDI mesure sur sa deuxième composante la projection de la vitesse radiale et orthoradiale sur son axe incliné de 15°, appelée ici U_{PDI} (Figure 102). En effectuant la mesure de cette vitesse à plusieurs angles autour de la buse ($U_{PDI}^{0^\circ}$, $U_{PDI}^{90^\circ}$, $U_{PDI}^{180^\circ}$ et $U_{PDI}^{270^\circ}$), il est possible d'obtenir un jeu d'équations avec pour inconnues les vitesses radiale U_R^{moy} et orthoradiale U_θ^{moy} avec :

$$U_R^{moy} = \frac{\sum N_i U_R^i}{\sum N_i} \quad (5.4)$$

$$U_\theta^{moy} = \frac{\sum N_i U_\theta^i}{\sum N_i} \quad (5.5)$$

Où U_R^i et U_θ^i sont respectivement les vitesses radiale et orthoradiale d'une goutte numérotée i , et N_i le nombre de gouttes par unité de volume mesuré par le PDI.

Ainsi, pour retrouver les grandeurs moyennes U_R^{moy} et U_θ^{moy} , il suffit de résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} U_{PDI}^{0^\circ} = -U_R^{moy} \cos 75^\circ + U_\theta^{moy} \cos 15^\circ \\ U_{PDI}^{90^\circ} = U_R^{moy} \cos 15^\circ + U_\theta^{moy} \cos 75^\circ \\ U_{PDI}^{180^\circ} = U_R^{moy} \cos 75^\circ - U_\theta^{moy} \cos 15^\circ \\ U_{PDI}^{270^\circ} = -U_R^{moy} \cos 15^\circ - U_\theta^{moy} \cos 75^\circ \end{cases} \quad (5.6)$$

On a donc :

$$U_R^{moy} = \frac{U_{PDI}^{180^\circ} \cos 75^\circ - U_{PDI}^{270^\circ} \cos 15^\circ}{\cos^2 15^\circ + \cos^2 75^\circ} \quad (5.7)$$

$$\text{ou} \quad U_R^{moy} = \frac{U_{PDI}^{90^\circ} \cos 15^\circ - U_{PDI}^{180^\circ} \cos 75^\circ}{\cos^2 15^\circ - \cos^2 75^\circ} \quad (5.8)$$

$$U_\theta^{moy} = \frac{U_{PDI}^{0^\circ} \cos 15^\circ + U_{PDI}^{90^\circ} \cos 75^\circ}{\cos^2 15^\circ + \cos^2 75^\circ} \quad (5.9)$$

$$\text{ou} \quad U_\theta^{moy} = \frac{U_{PDI}^{0^\circ} \cos 15^\circ - U_{PDI}^{270^\circ} \cos 75^\circ}{\cos^2 15^\circ - \cos^2 75^\circ} \quad (5.10)$$

Ces grandeurs moyennes sont tracées sur la Figure 103, avec en plus, la vitesse axiale moyenne des gouttes U_z^{moy} définie par :

$$U_z^{moy} = \frac{\sum N_i U_z^i}{\sum N_i} \quad (5.11)$$

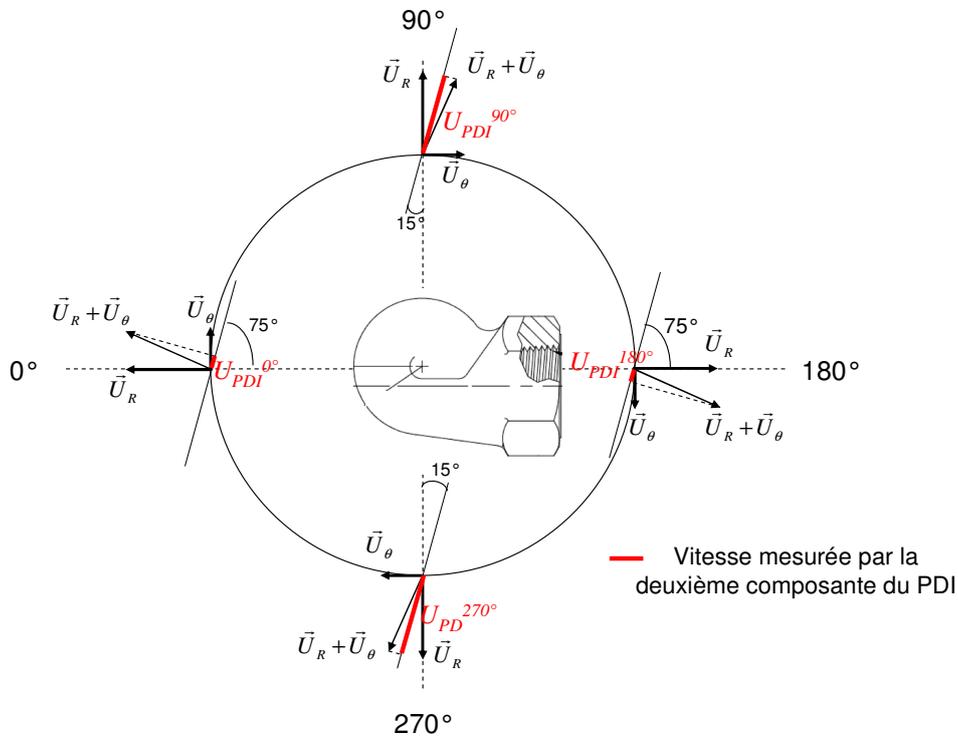


Figure 102. Schéma de la vitesse mesurée par la deuxième composante du PDI

Cette vitesse axiale varie de 20 m/s, pour les faibles distances radiales, à 12,8 m/s pour les plus grandes. La vitesse radiale varie quant à elle de 5,8 à 7,6 m/s. La vitesse orthoradiale possède une valeur maximale égale à 0,7 m/s. Ce qui était visible sur l'imagerie rapide (chapitre 5.2.3) est donc confirmé : le tourbillon créé par la buse est atténué dans les premiers centimètres après la sortie de la buse, lorsque le liquide est encore sous forme de nappe.

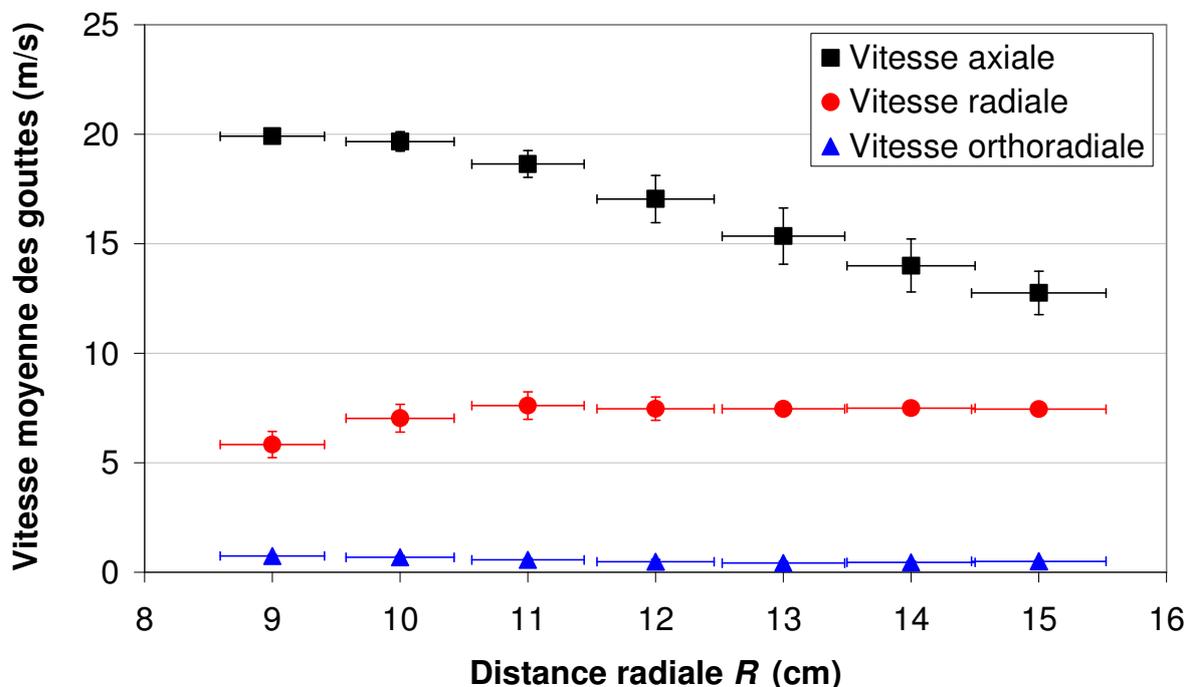


Figure 103. Vitesses moyennes des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C

5.3.4.4 Relation taille-vitesse des gouttes

En considérant des groupes de gouttes ayant des diamètres compris dans des intervalles de 50 μm , et en utilisant les mesures réalisées sur ce spray avec le PDI, il est possible d'obtenir la distribution de vitesse axiale pour chaque groupe de gouttes de diamètres similaires, et donc d'avoir la relation taille-vitesse axiale. En effet, les petites gouttes n'ont pas la même vitesse que les grosses, et ceci, principalement en raison de la force de traînée. Connaître la vitesse de chaque groupe de gouttes de diamètres similaires est utile pour les données d'entrée de la simulation numérique. Cela permet de tenir compte d'une certaine polydispersion en vitesse. Ces résultats peuvent notamment être directement utilisés dans la méthode des sections que nous avons décrite précédemment. La Figure 104 montre la relation taille-vitesse axiale des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse REP pour une pression d'alimentation de 3,5 bar. A partir de ces données, il est possible d'extrapoler la relation taille-vitesse radiale des gouttes. En faisant l'approximation que, pour une distance radiale fixée, la direction de la vitesse des gouttes est la même quel que soit le diamètre, et que donc seule la norme de la vitesse des gouttes change, il est possible de calculer la vitesse radiale à partir

de la vitesse axiale des gouttes. Si $U_z^{d_i}$ est la vitesse axiale des gouttes de diamètre d_i , il est possible d'estimer la vitesse radiale de cette même classe de gouttes $U_R^{d_i}$ en utilisant la formule :

$$U_R^{d_i} = U_z^{d_i} \frac{U_R^{moy}}{U_z^{moy}} \quad (5.12)$$

La Figure 105 montre la relation taille-vitesse radiale des gouttes.

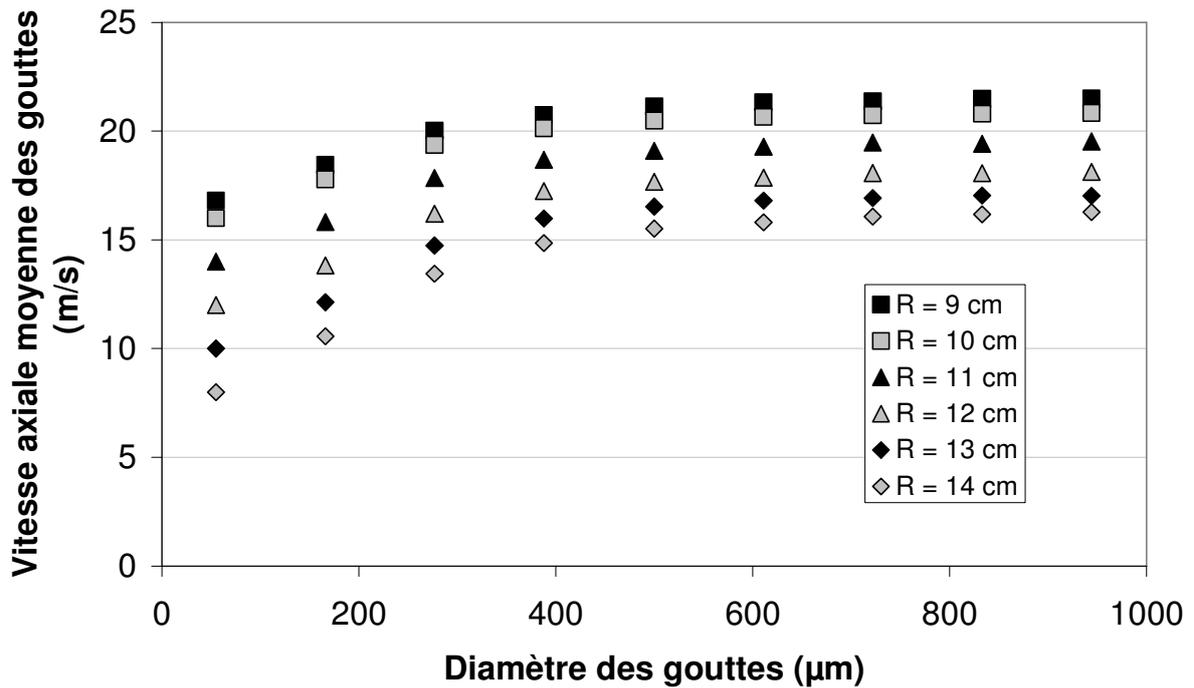


Figure 104. Relation taille-vitesse axiale des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse, à différentes distances radiales R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C

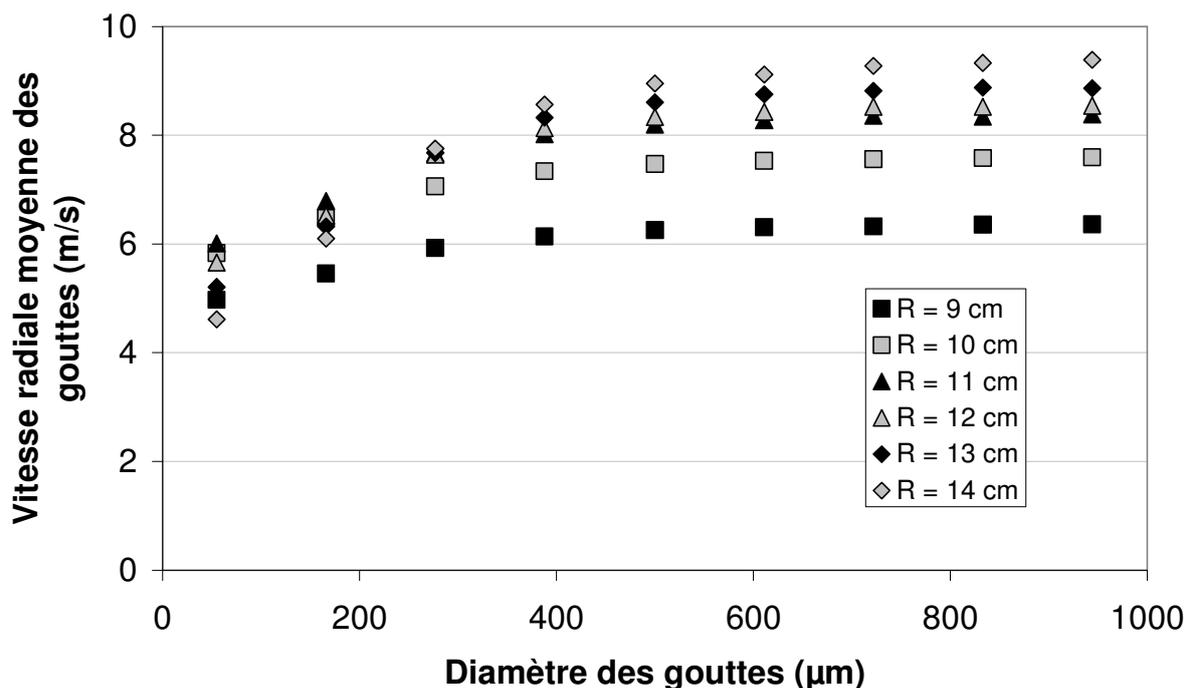


Figure 105. Relation taille-vitesse radiale des gouttes à 20 cm de la sortie de la buse, à différentes distances radiales R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C

Sur ces relations taille-vitesse, on remarque deux domaines en fonction du diamètre des gouttes. Lorsque les gouttes font plus de 300 µm de diamètre, elles ont une vitesse constante quelle que soit la distance radiale R . En revanche, les gouttes de moins de 300 µm de diamètre voient leur vitesse évoluer, et diminuer avec le diamètre. Pour expliquer cela, on peut calculer le nombre de Stokes des gouttes. Le temps caractéristique de l'écoulement τ_{ect} peut être défini par

$$\tau_{ect} = \sqrt{z^2 + R^2} / U_{gouttes} \text{ où } U_{gouttes} \text{ est fixée à } 20 \text{ m/s. } \tau_{ect} \text{ vaut environ } 0,01 \text{ s.}$$

Le temps caractéristique de relaxation des gouttes $\tau_{gouttes}$ est donné par la relation $\tau_{gouttes} = \frac{d_{gouttes}^2 \rho_{gouttes}}{18 \nu_{gaz} \rho_{gaz}}$.

Ainsi le Tableau 21 montre les valeurs du nombre de Stokes en fonction du diamètre des gouttes.

Tableau 21. Nombre de Stokes des gouttes à 20 cm de la buse REP

Diamètre des gouttes (μm)	Temps caractéristique de l'écoulement τ_{ect} (s)	Temps de relaxation des gouttes $\tau_{gouttes}$ (s)	Nombre de Stokes $\tau_{gouttes} / \tau_{ect}$
100	0,01	0,05	5
200	0,01	0,2	20
300	0,01	0,5	50
400	0,01	0,9	90
500	0,01	1,4	140
600	0,01	2	200
700	0,01	2,7	270
800	0,01	3,6	360
900	0,01	4,5	450
1000	0,01	5,5	550

On remarque que, pour des diamètres de gouttes supérieurs à 300 μm , le nombre de Stokes est très grand devant l'unité. Cela signifie que ces gouttes ne subissent pas l'influence de l'air. Les gouttes de moins de 300 μm de diamètre ont quant à elles des nombres de Stokes qui ne peuvent plus être considérés comme grands devant l'unité. Ces gouttes subiront donc l'influence du gaz, notamment par l'intermédiaire de la force de traînée, et leur vitesse aura donc tendance à diminuer plus vite par rapport aux grosses gouttes. Sur la relation taille/vitesse radiale, on remarque que les petites gouttes ont une vitesse radiale pour $R = 14 \text{ cm}$ inférieure aux petites gouttes situées à $R = 9 \text{ cm}$. Cela peut s'expliquer par le fait que les petites gouttes situées sur l'enveloppe du spray subissent un entraînement par le gaz plus important que celles situées vers le centre du spray. Leur vitesse radiale diminuera donc plus vite. On conclue donc de ces relations taille/vitesse que les petites gouttes vont migrer vers l'intérieur du spray, alors que les grosses gouttes constitueront l'enveloppe du spray.

5.3.4.5 Vitesse du gaz à 20 cm

Grâce aux brumisateurs installés sur le banc CALIST, il a été possible de déterminer la vitesse du gaz autour du spray. Il a été montré, d'après la valeur du nombre de Stokes, que les gouttes de 50 μm générées par ces brumisateurs pouvaient être considérées comme de bons traceurs du gaz dans ces conditions particulières d'écoulement. Leur vitesse pourra donc être assimilée à celle du gaz.

Sur la Figure 106 sont tracées les composantes de la vitesse des gouttes des brumisateurs à l'extérieur du spray. La composante orthoradiale est considérée comme nulle. La composante radiale de la vitesse est négative, ce qui caractérise le fait que l'air est entraîné vers le spray (Cossali 2001).

Enfin, une vitesse du gaz existe également au sein même du spray. Néanmoins, le banc CALIST ne permet pas la mesure dans cette zone. On sera alors amené, pour les simulations, à faire l'hypothèse que l'air a la même vitesse que celle des gouttes du spray ayant une taille de 50 μm environ, soit environ 10 m/s axialement.

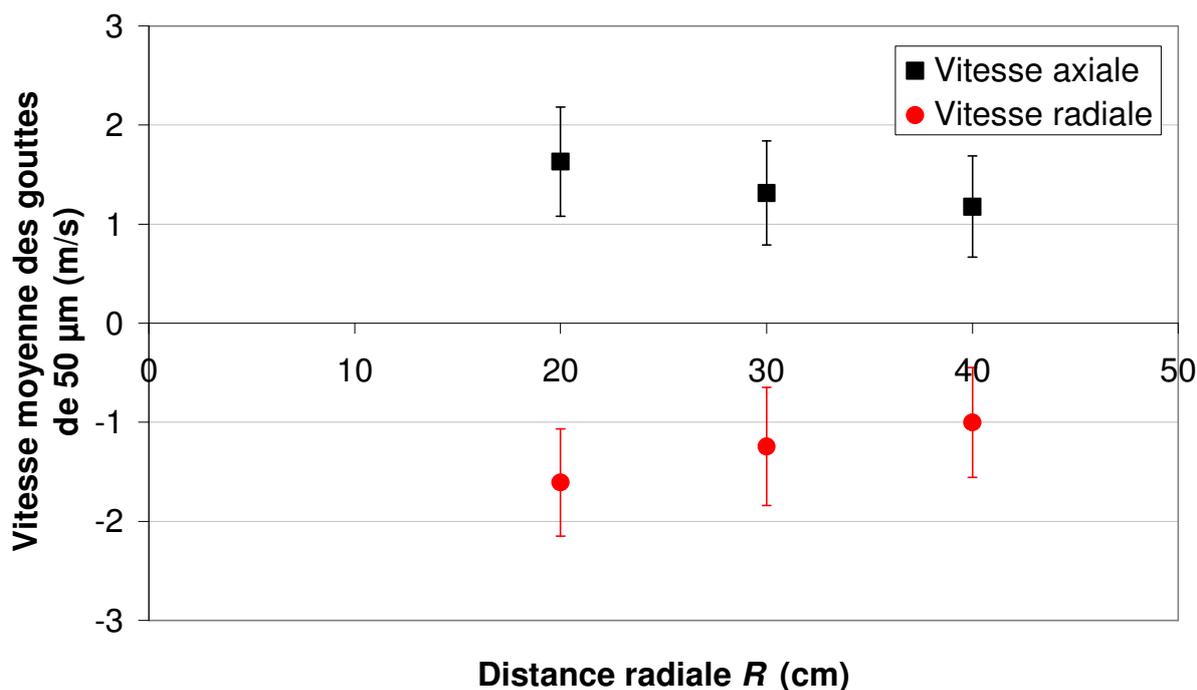


Figure 106. Vitesses moyennes des gouttes de 50 μm issues des brumisateurs à 20 cm de la sortie de la buse REP, en fonction de la distance radiale R , pour une pression d'alimentation de 3,5 bar et à 20 °C

5.3.5 DONNEES D'ENTREE DE LA SIMULATION NUMERIQUE

A partir des résultats expérimentaux présentés précédemment, obtenus grâce aux mesures réalisées à 20 cm de la sortie de la buse REP, les données d'entrée pour les simulations numériques ont pu être précisées. Deux cas ont été différenciés : le cas polydispersé et le cas monodispersé. En effet, afin de saisir l'intérêt d'adopter une description de la polydispersion dans les codes de simulation, une étude numérique en monodispersé a également été menée.

5.3.5.1 Caractéristiques des gouttes dans le cas polydispersé

La méthode des sections, décrite dans le chapitre 4, a été choisie afin de décrire numériquement la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes. D'après les résultats présentés sur la Figure 99, la majorité des gouttes possède un diamètre compris entre 0 et 1000 μm . Pour des raisons numériques de la version utilisée 1.0.8 du code NEPTUNE_CFD, un maximum de 9 sections a pu être déclaré (cette limite n'existera plus sur la prochaine version NEPTUNE_CFD 2.0). Chaque section diffère d'une autre de par son diamètre (Tableau 22).

Grâce aux résultats expérimentaux obtenus à 20 cm, il a été possible de déclarer précisément les conditions d'entrée à cette distance de la sortie de la buse REP. En effet, ne connaissant pas les caractéristiques des gouttes avant 20 cm, le domaine d'entrée sera constitué d'un anneau de rayon

intérieur 8,5 cm et de rayon extérieur 14,5 cm, correspondant à la zone où les gouttes du spray ont été mises en évidence à 20 cm de la sortie de la buse (Figure 98).

Tableau 22. Définition des sections déclarées pour la simulation numérique du spray issu d'une seule buse REP, et diamètres associés

Section	Diamètre (μm)
1	55
2	166
3	277
4	388
5	500
6	611
7	722
8	833
9	944

Les mesures expérimentales ayant été réalisées pour différentes distances radiales, les données d'entrée pourront évoluer avec cette distance. Ainsi, avec des pas de 1 cm depuis le rayon minimal de l'anneau où les gouttes se situent, les données d'entrée du calcul disposeront :

- du nombre de gouttes de chaque section et donc de la fraction volumique,
- de la vitesse axiale de chaque section (et donc du débit de chaque section),
- de la vitesse radiale de chaque section (la vitesse orthoradiale a été considérée comme négligeable).

La Figure 107 présente les débits massiques déclarés en entrée de la simulation, pour chaque valeur de R . La somme des débits doit être égale à 1 kg/s. La Figure 104 a permis de déclarer une vitesse axiale pour chaque section, alors que la Figure 105 nous a permis de donner une vitesse radiale. Les valeurs numériques de ces données d'entrée se trouvent en annexe 3.

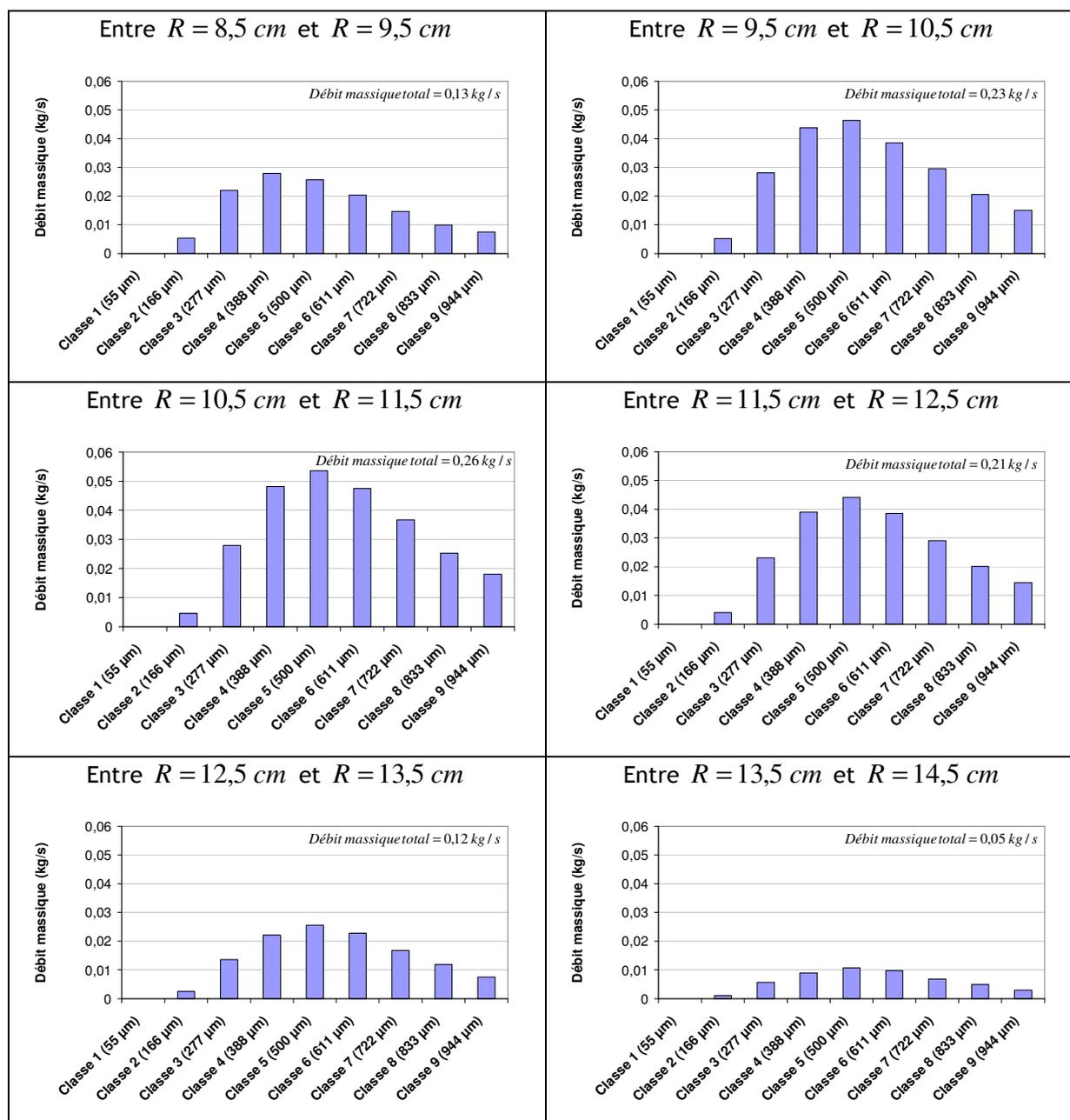


Figure 107. Débits massiques déclarés pour les données d'entrée des simulations de sprays issus de buses REP, avec une méthode à 9 sections

5.3.5.2 Caractéristiques des gouttes dans le cas monodispersé

Le calcul en polydispersé sera comparé avec un calcul classique en monodispersé. Les données d'entrée du cas monodispersé sont présentées dans le Tableau 23. Elles résultent en une moyenne des données expérimentales enregistrées au sein de l'anneau de présence des gouttes à 20 cm. Les gouttes seront injectées de façon uniforme au sein de cet anneau de 8 cm de rayon intérieur et de 15 cm de rayon extérieur. Le diamètre géométrique moyen a été estimé au sein de cet anneau à 300 μm. La vitesse axiale moyenne des gouttes est de 17,7 m/s et la vitesse radiale de 7,6 m/s. Le débit injecté est de 1 kg/s.

Tableau 23. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique en monodispersé.

Diamètre des gouttes (μm)	Vitesse axiale des gouttes (m/s)	Vitesse radiale des gouttes (m/s)	Débit (kg/s)
300	17,7	7,6	1

5.3.5.3 Caractéristiques de l'air

Autour du spray, la vitesse de l'air sera fixée de manière à reproduire l'entraînement d'air observé à 20 cm de la sortie de la buse REP. A l'extérieur du spray, pour des distances radiales comprises entre 15 et 40 cm, la vitesse axiale de l'air sera de 1,5 m/s et de -1,5 m/s pour la vitesse radiale (Figure 106). Au sein de l'anneau où sont présentes les gouttes, c'est-à-dire pour des distances radiales comprises entre 8 et 15 cm, la vitesse de l'air sera égale à la vitesse moyenne des gouttes. Au centre du spray, pour une distance radiale inférieure à 8 cm, la vitesse axiale des plus petites gouttes provenant du spray a été mesurée à 10 m/s tandis que la vitesse radiale est nulle. En considérant que ces petites gouttes sont des traceurs du gaz, ces vitesses seront donc déclarées pour l'air. Le Tableau 24 résume ces données d'entrée de l'air dans le cas polydispersé, et la Figure 108 illustre cette injection d'air, alors que le Tableau 25 concerne les données d'entrée du cas monodispersé.

Tableau 24. Données d'entrée de l'air pour la simulation numérique à 9 sections

Distance radiale (cm)	Vitesse axiale de l'air (m/s)	Vitesse radiale de l'air (m/s)
$R < 8$	10	0
8	19,4	4,4
9	19,6	5,8
10	19,2	7,0
11	17,7	7,6
12	15,9	7,5
13	14,4	7,5
14	13,0	7,5
$R > 15$ et $R < 40$	1,5	-1,5

Tableau 25. Données d'entrée de l'air pour la simulation numérique dans le cas monodispersé

Distance radiale (cm)	Vitesse axiale de l'air (m/s)	Vitesse radiale de l'air (m/s)
$R < 8$	10	0
$8 < R < 15$	17,7	7,6
$R > 15$ et $R < 40$	1,5	-1,5

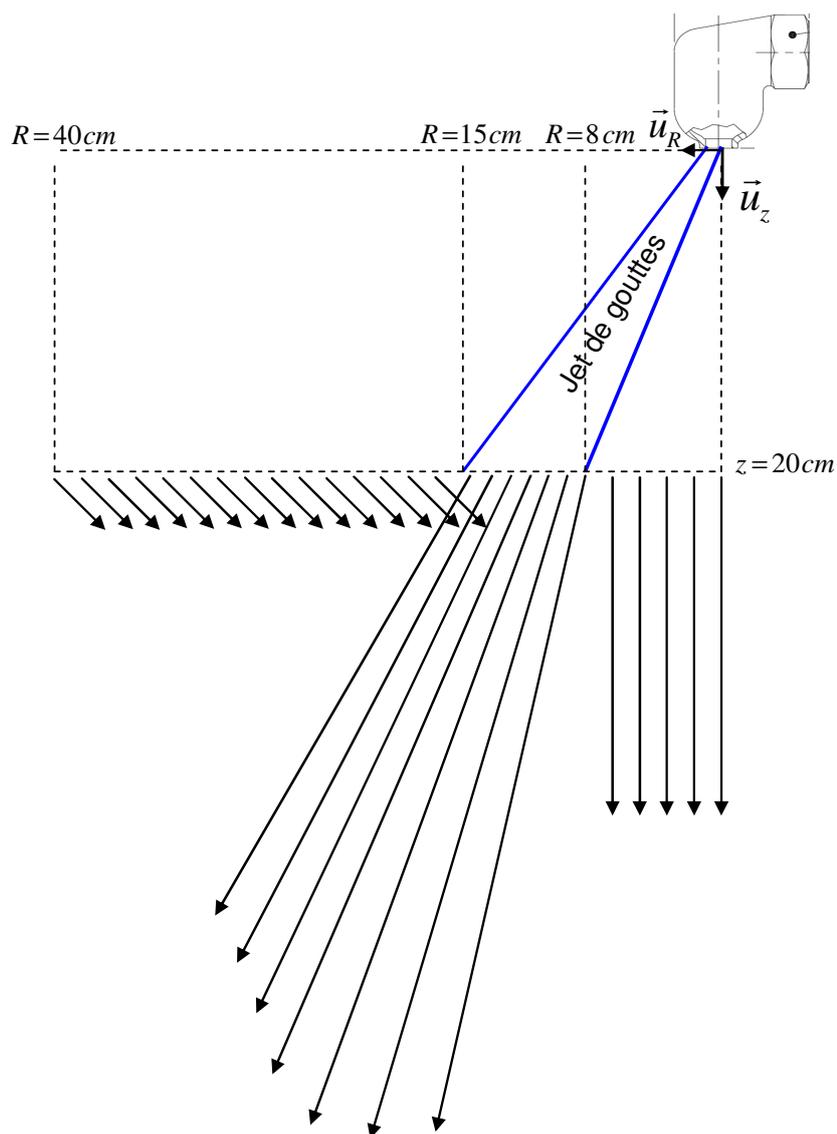


Figure 108. Vecteurs vitesses de l'air déclarés comme données d'entrée dans les simulations de sprays issus de buses d'aspersion REP (échelle conservée)

Ces conditions d'injection de l'air sont tout aussi importantes que celles des gouttes. Bien que définies assez approximativement, les vitesses de l'air permettent de ne pas ralentir les gouttes dès leur création dans le domaine de calcul, par une force de traînée qui serait surestimée si l'air était au repos. En dehors du domaine précisé ici, le calcul de la vitesse de l'air se fait sans contrainte de l'utilisateur du code.

5.4 CONCLUSION

Le banc expérimental CALIST, couplé aux résultats obtenus sur l'installation de l'Institut von Karman, a permis de décrire l'allure générale du spray produit par une buse REP. Les observations ont bien confirmé une forme de cône creux. L'aspect tourbillonnaire du jet de gouttes a pratiquement disparu à la position étudiée.

Jusqu'à présent, les seules mesures connues, réalisées sur le spray produit par ces buses d'aspersion de REP, avaient été menées par Ducret et al. (1993) et Power & Burson (1993). Les techniques alors utilisées étaient moins précises que celle qui a permis d'obtenir les résultats présentés ici. De plus, on a montré que les caractéristiques des gouttes évoluaient en fonction de la position de la mesure au sein du spray. Or, Ducret et al. (1993) et de Powers & Burson (1993) n'indiquent pas où leurs mesures ont été réalisées. Ainsi, grâce à ce banc expérimental CALIST, il est désormais possible de caractériser précisément ce spray de grande échelle, à des positions parfaitement déterminées.

Les mesures réalisées à la sortie de la buse d'aspersion de REP permettront d'alimenter les données d'entrée des codes numériques. Notamment, ces données ont été présentées et seront utilisées pour un benchmark de codes de thermohydraulique de l'enceinte du bâtiment réacteur, benchmark organisé dans le cadre du réseau européen d'excellence SARNET-2 (Severe Accident Research NETwork). Par ailleurs, ces données feront partie d'une matrice de validation de codes de calculs CCVM (Containment Code Validation Matrix), pilotée par le NEA (National Energy Agency) de l'OCDE.

Deux configurations du banc seront étudiées par la suite :

- configuration « une seule buse », permettant notamment de caractériser l'entraînement d'air généré par ce spray,
- configuration « deux buses en interaction », destinée à s'intéresser à l'impact des collisions de gouttes sur leurs caractéristiques (taille et vitesse).

Des mesures expérimentales de distributions en taille et en vitesse de gouttes ont été réalisées à divers endroits au sein de ces nuages de gouttes. Ainsi, de véritables cartographies de caractéristiques des gouttes sont disponibles pour ces deux configurations. Il est alors possible d'envisager de mener des benchmarks de codes numériques, afin d'évaluer leurs facultés à simuler ce genre de sprays.

Dans ce travail, les résultats expérimentaux obtenus sur CALIST seront comparés aux résultats de simulations numériques qui seront réalisées avec le code NEPTUNE_CFD où le modèle de polydispersion en taille et en vitesse de gouttes, couplé à un modèle de collision, a été implémenté.

6 SIMULATION NUMERIQUE EULERIENNE DE SPRAYS DE BUSES D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISSEE

Le modèle de polydispersion associé au modèle de collision implémenté dans le code NEPTUNE_CFD, et présenté dans le chapitre 4, va être testé sur la simulation de sprays créés par les buses d'aspersion de bâtiment réacteur équipant les REP français, et notamment les 900 MWe. Les mesures expérimentales réalisées sur le banc CALIST ont permis d'alimenter une importante banque de données sur les caractéristiques des gouttes et de l'air environnant le spray. Ces données seront comparées aux résultats numériques, afin de valider les modèles.

Deux configurations ont été développées sur le banc CALIST puis simulées avec le code NEPTUNE_CFD :

- la première configuration (Figure 109) concerne l'étude du jet créé par une seule buse d'aspersion REP, et notamment de l'entraînement d'air généré autour du spray. Dans ce cas là, les collisions entre gouttes sont certainement négligeables car il n'y a pas de croisement de trajectoires et les distances sont trop faibles pour avoir de la coalescence gravitationnelle. L'évolution de la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes ne résulte que de l'interaction entre les gouttes et l'air, ainsi que par leur inertie ;
- la deuxième configuration (Figure 110) met en jeu deux buses d'aspersion REP placées à une distance représentative du cas réacteur, telle que les sprays générés vont s'interpénétrer. Des collisions de gouttes peuvent alors avoir lieu et faire évoluer les caractéristiques des gouttes.

Pour ces deux configurations, des mesures expérimentales ont été réalisées à différentes distances de la (ou des) buse(s) d'aspersion REP. A chaque distance, des profils de caractéristiques moyennes des gouttes ont pu être tracés. Il s'agit du diamètre géométrique moyen, du diamètre de Sauter, des vitesses axiale et radiale moyennes, de la concentration volumique en liquide. Ponctuellement, les distributions en taille des gouttes et les relations taille-vitesse axiale ont été post-traitées. Concernant la première configuration, des mesures de la vitesse de l'air (via la vitesse de gouttelettes issues des brumisateurs) autour du spray ont été réalisées. Comme montré dans le chapitre 5.1.2 sur les brumisateurs équipant le banc CALIST, la vitesse des petites gouttes ainsi générées peut être assimilée à celle de l'air.



Figure 109. Photo du banc expérimental CALIST dans la configuration « une buse » : spray généré par une buse d'aspersion REP



Figure 110. Photo du banc expérimental CALIST dans la configuration "deux buses" : interaction de deux sprays issus de buses d'aspersion REP

6.1 CARACTERISTIQUES DES SIMULATIONS

6.1.1 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

Les propriétés physiques de l'air et des gouttes sont celles à 25°C. La masse volumique de l'eau est fixée à 997 kg/m³, et celle de l'air à 1,2 kg/m³. La viscosité dynamique des gouttes est de 1,05.10⁻³ Pa.s et celle de l'air de 1,8.10⁻⁵ Pa.s. Sur les parois ont été appliquées des conditions de vitesse normale nulle pour les gouttes et une condition de frottement pour l'air. Une condition de type flux nul est imposée pour les conditions de symétrie. L'injection se fait au cœur du domaine de calcul à 1,5 m de la paroi supérieure (Figure 111).

6.1.2 MAILLAGES UTILISES POUR LES SIMULATIONS

Les maillages réalisés pour les simulations correspondent aux caractéristiques de la salle de dimensions 7x6x3,5 m³, dans laquelle est installé le banc expérimental CALIST. Les mailles sont hexagonales, et un raffinement a été réalisé dans la zone importante de présence du spray. C'est la taille des cellules dans cette zone qui permettra de qualifier nos maillages de « grossier », « standard » ou « fin ». Ainsi, le maillage « grossier » possède une taille caractéristique de cellules de 3x3x5 cm³, le « standard » de 2x2x3,5 cm³ et le « fin » de 1x1x1,5 cm³.

Etant donné les propriétés de symétrie des deux configurations de spray étudiées, il est possible de ne représenter qu'une partie de la pièce. Dans la configuration « une buse REP », seul un quart de la pièce sera maillé. Dans la configuration « interaction de deux sprays », la moitié de la pièce sera nécessaire. Ainsi, les propriétés des différents maillages réalisés sont résumées dans le Tableau 26. La Figure 111 donne la représentation graphique des maillages « standards » utilisés pour les deux configurations.

Tableau 26. Caractéristiques des maillages réalisés pour les simulations des configurations "une buse REP" et "deux sprays en interaction"

	Maillage « grossier »	Maillage « standard »	Maillage « fin »
Taille caractéristique de cellule dans la zone du spray	3x3x5 cm ³	2x2x3,5 cm ³	1x1x1,5 cm ³
Nombre de cellules dans la configuration « une buse REP »	262 500	787 500	4 750 000
Nombre de cellules dans la configuration « deux sprays en interaction »	700 000	1 968 750	10 114 896

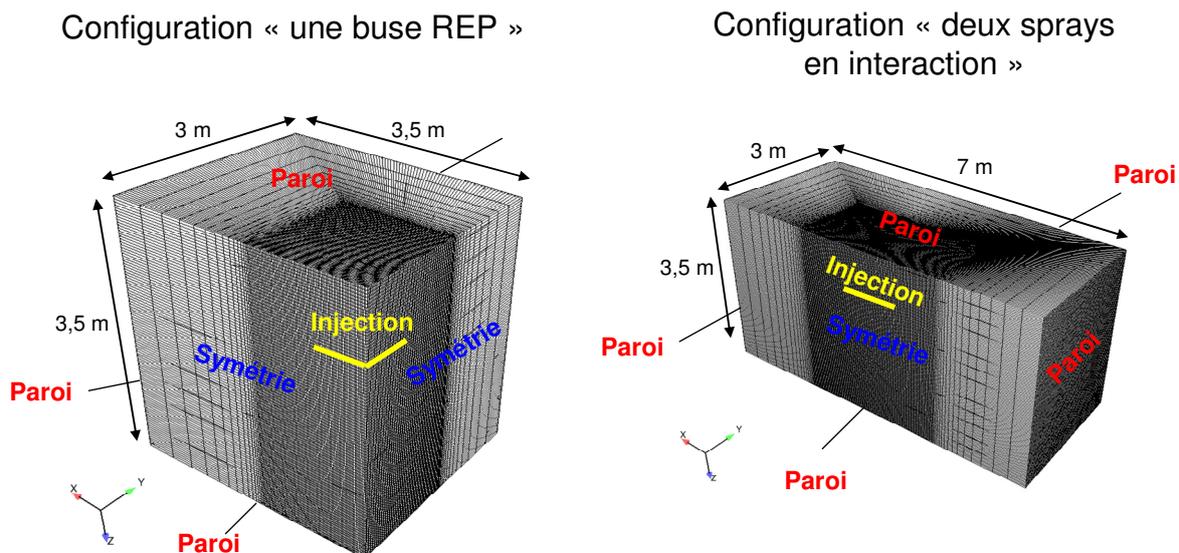


Figure 111. Représentation graphique des maillages standards utilisés dans la configuration « une buse REP » et « deux sprays en interaction »

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier la convergence en maillage. Pour cela, un calcul dans la configuration « une buse REP » a été réalisé avec l'approche monodispersée afin de déterminer le raffinement à utiliser pour les simulations des deux configurations. En effet, si la convergence est atteinte avec une classe dans le cas monodispersé, elle le sera aussi avec plusieurs classes dans le cas polydispersé, et avec un ou plusieurs sprays.

Les résultats entre les différents maillages ont été comparés après avoir atteint la convergence en temps. La Figure 112 montre des profils de fraction volumique occupée par les gouttes à différentes hauteurs. Sur la Figure 113 sont tracés les profils de vitesses axiale et radiale des gouttes. Enfin, les vitesses axiale et radiale de l'air sont disponibles sur la Figure 114. Sur ces graphes, on remarque que les résultats obtenus avec les maillages standard et fin sont très proches. On peut donc estimer que la convergence en maillage est atteinte avec le maillage standard. Ainsi, les simulations seront réalisées en utilisant ce maillage standard, même si en toute rigueur, une convergence en maillage est toujours nécessaire pour chaque cas. Ceci n'a pas été fait ici en raison de temps de calculs prohibitifs sur le maillage fin.

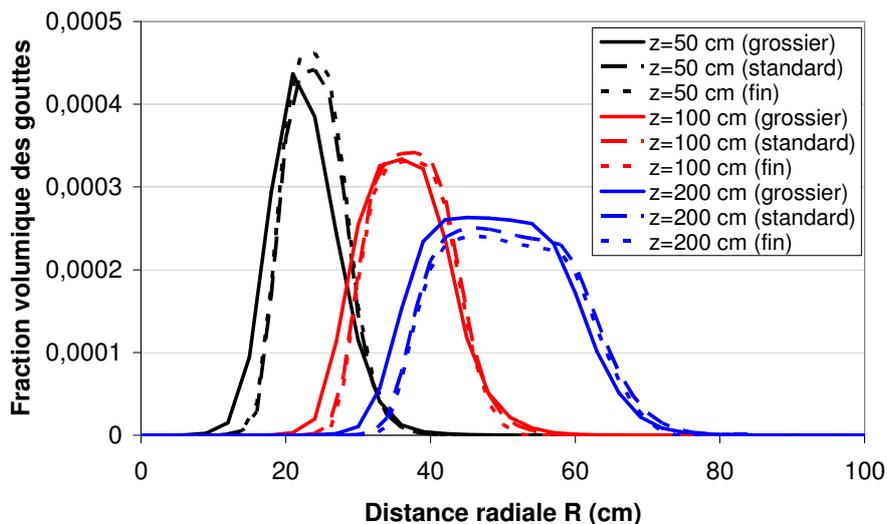


Figure 112. Comparaisons de profils de fraction volumique des gouttes, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs

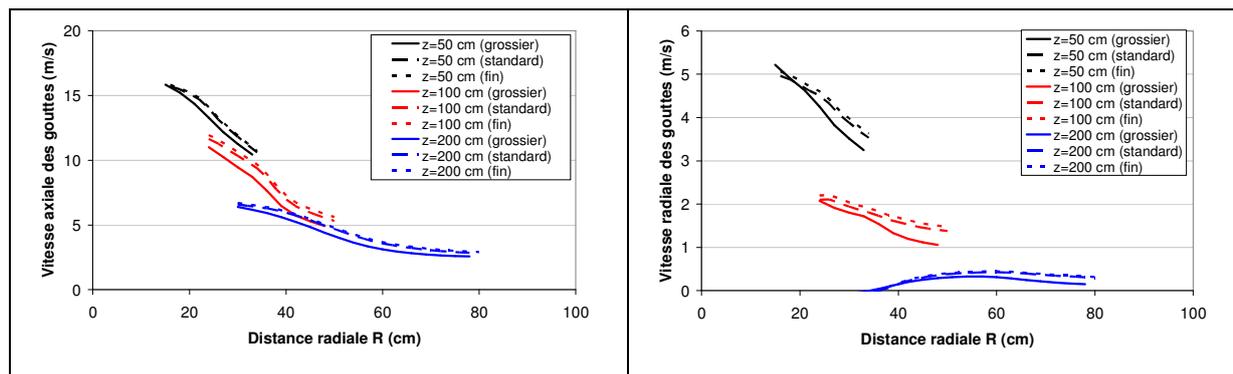


Figure 113. Comparaisons de profils de vitesse axiale et radiale des gouttes, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs

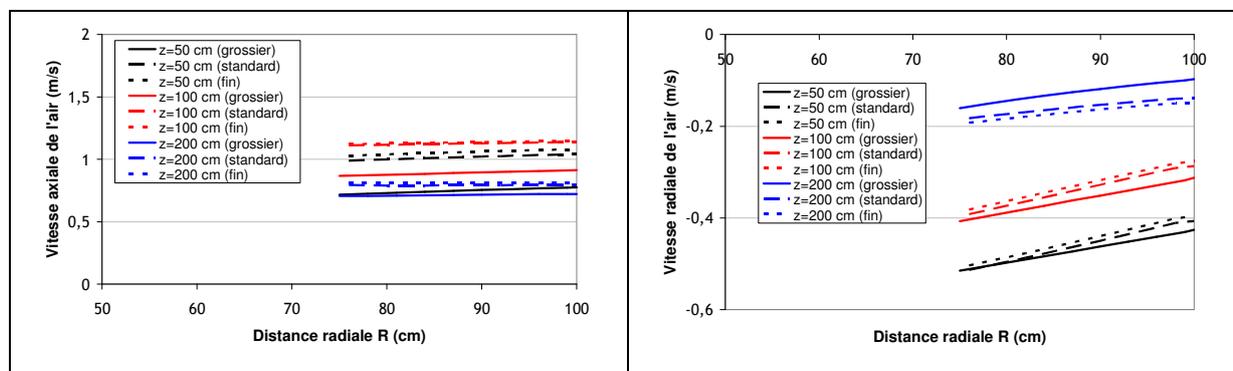


Figure 114. Comparaisons de profils de vitesse axiale et radiale de l'air, obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche monodispersée, sur les maillages grossier, standard et fin, pour différentes hauteurs

6.1.3 CONVERGENCE EN TEMPS

Le pas de temps choisi pour chaque itération est de 0,001 s. La convergence en temps a été étudiée sur la configuration « une buse REP » avec l'approche monodispersée, sur le maillage standard. L'évolution de différentes grandeurs, comme la fraction volumique des gouttes, la vitesse des gouttes ou encore la vitesse de l'air entraîné par le spray, a été étudiée à différents endroits du domaine de calcul et est représentée sur la Figure 115. Les gouttes atteignent rapidement la convergence, c'est en réalité le gaz qui limite la durée des calculs. En effet, la vitesse de l'air ne se stabilise qu'au bout de 30 s. Tous les calculs seront donc réalisés jusqu'à la simulation de 30 s, et les résultats ci-après seront donc présentés à ce temps là.

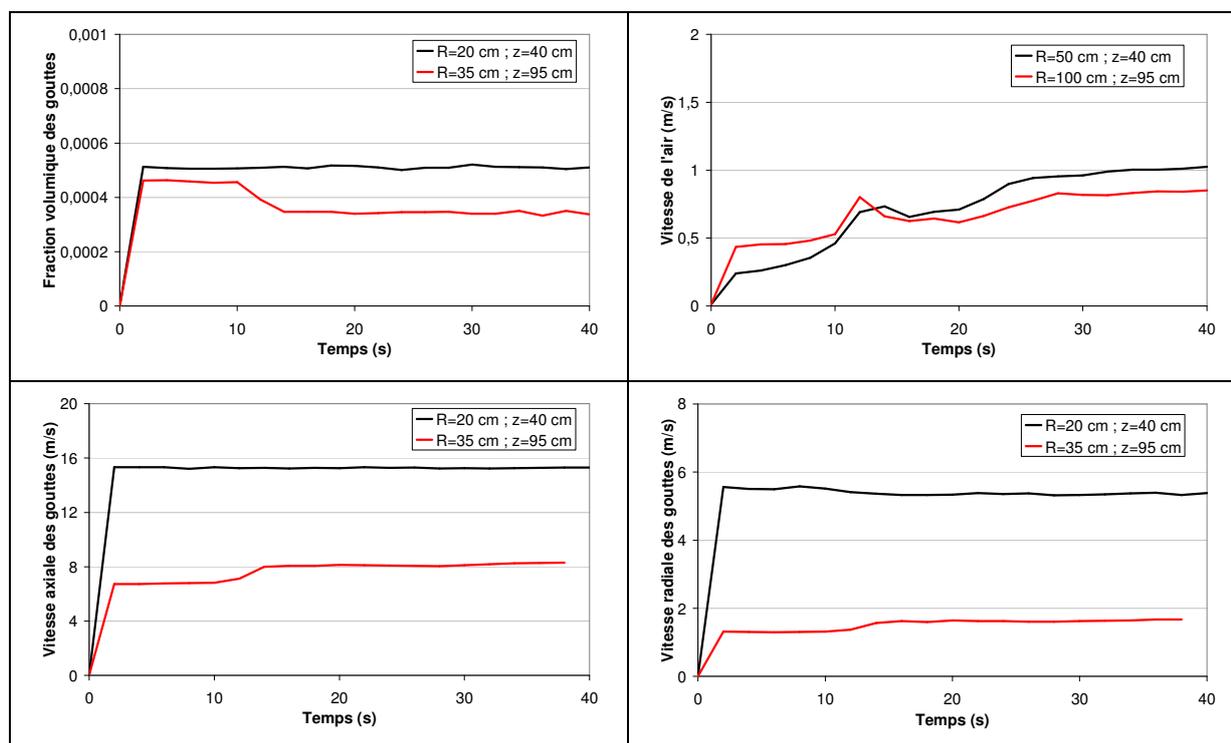


Figure 115. Evolution dans le temps de différentes grandeurs à différents endroits du domaine de calcul

6.2 PREMIERE CONFIGURATION : SPRAY GENERE PAR UNE BUSE D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE ET ENTRAINEMENT D'AIR ASSOCIE

Les premières séries de mesures expérimentales de distributions en taille et en vitesse des gouttes ont été menées sur une seule buse REP. Elles ont permis d'obtenir non seulement les caractéristiques des gouttes à plusieurs distances de la sortie de la buse (20, 40, 60 et 95 cm), mais aussi d'estimer la vitesse de l'air autour du spray pour caractériser l'entraînement d'air généré par les buses REP.

Les données d'entrée présentées au chapitre 5.3.5 ont été déclarées dans le code NEPTUNE_CFD. Afin que les gouttes ne subissent pas un ralentissement trop important dès leur entrée dans le domaine, il est primordial de tenir compte de la vitesse de l'air entraîné, comme décrit dans le chapitre 5.3.5. La Figure 116 montre les limites du domaine de calcul, avec en son sein, le spray généré par une buse d'aspersion reconstruit dans son intégralité par symétrie.

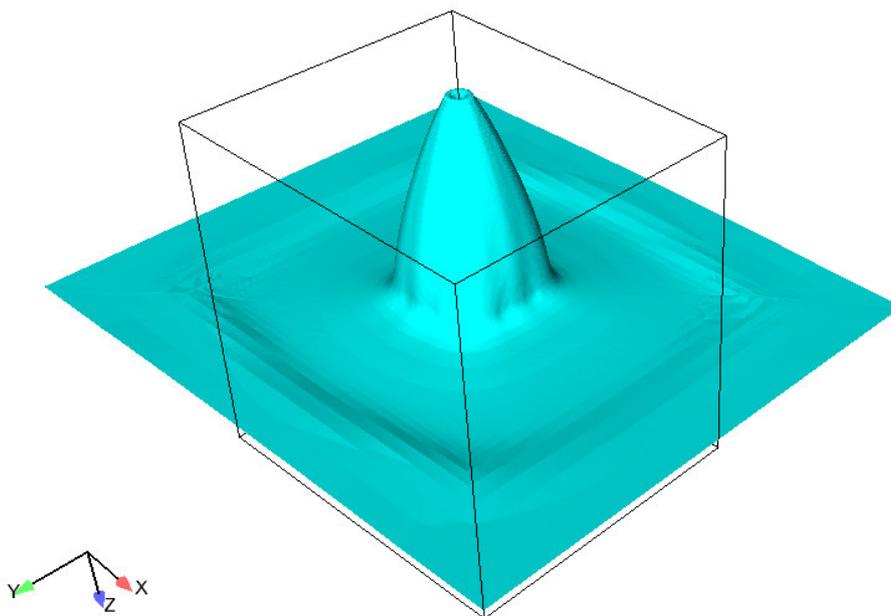


Figure 116. Représentation de l'enveloppe du jet de gouttes généré par une seule buse, reconstruit dans son intégralité par symétrie, avec le domaine de calcul associé

6.2.1 SIMULATION NUMERIQUE AVEC L'APPROCHE MONODISPERSEE ET COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Afin d'évaluer l'apport d'une description polydispersée du nuage de gouttes par rapport à une approche classique monodispersée, la simulation du spray et de son entraînement d'air associé a été menée en utilisant comme données d'entrée les grandeurs moyennes présentées au chapitre 5.3. Le diamètre des gouttes injectées est alors de 300 μm .

La première grandeur moyenne qui a été comparée est la concentration volumique en gouttes. Avec les données d'entrée déclarées pour les simulations avec le code NEPTUNE_CFD, le cône creux produit par ce type de buse a pu être reproduit numériquement. La Figure 117 montre une vue en coupe de la fraction volumique occupée par les gouttes. Bien qu'au centre du spray, la présence volumique du liquide ne soit pas majoritaire, cela ne se traduit pas par l'absence de gouttes. En

effet, on montrera dans le cas polydispersé que les petites gouttes peuplent cette région. On remarque enfin sur la Figure 117 la création d'une surface libre de liquide sur le sol.

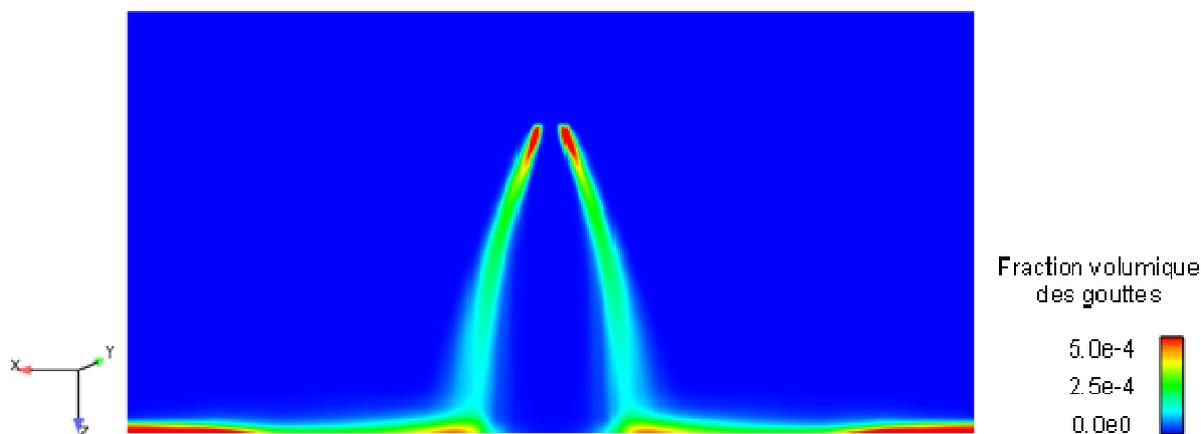


Figure 117. Vue en coupe de la fraction volumique occupée par les gouttes

Des mesures expérimentales de concentrations volumiques en liquide ont été menées à l'aide du PDI. Comme expliqué précédemment, cet appareil n'est pas idéal pour quantifier cette grandeur, comme le montrent les barres d'erreur conséquentes visibles sur la Figure 118. Néanmoins, cela permet d'identifier où se trouve la majorité des gouttes en volume.

La Figure 118 donne les profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport à leur maximum. On note un léger décalage du maximum vers l'axe du spray. Ce décalage peut être expliqué par le fait qu'il n'y a pas ici de gouttes plus grandes que $300 \mu\text{m}$ de diamètre, qui pourraient avoir des trajectoires plus rectilignes. Comme il a été montré dans le chapitre 5.3.4.4 sur la relation entre la taille et la vitesse des gouttes, les gouttes de $300 \mu\text{m}$ de diamètre ont un nombre de Stokes caractéristique qui n'est plus très grand devant l'unité. Ainsi, dans le cas monodispersé, le spray atteindra plus rapidement son enveloppe de taille maximale.

La Figure 119 donne les profils de vitesses axiale et radiale des gouttes. Même si la décélération des gouttes est en partie bien calculée, les profils obtenus numériquement à chaque hauteur ne correspondent pas aux résultats expérimentaux. La mauvaise prévision des vitesses peut alors accentuer ce décalage du maximum de la fraction volumique vers le centre du spray décrit précédemment. Il sera ici intéressant de voir si l'approche polydispersée permet de mieux reproduire ces observations expérimentales. Enfin, les approximations faites à l'injection (un seul diamètre et une seule vitesse), à $z = 20 \text{ cm}$, sont à l'origine d'imprécisions qui se propagent dans le nuage de gouttes.

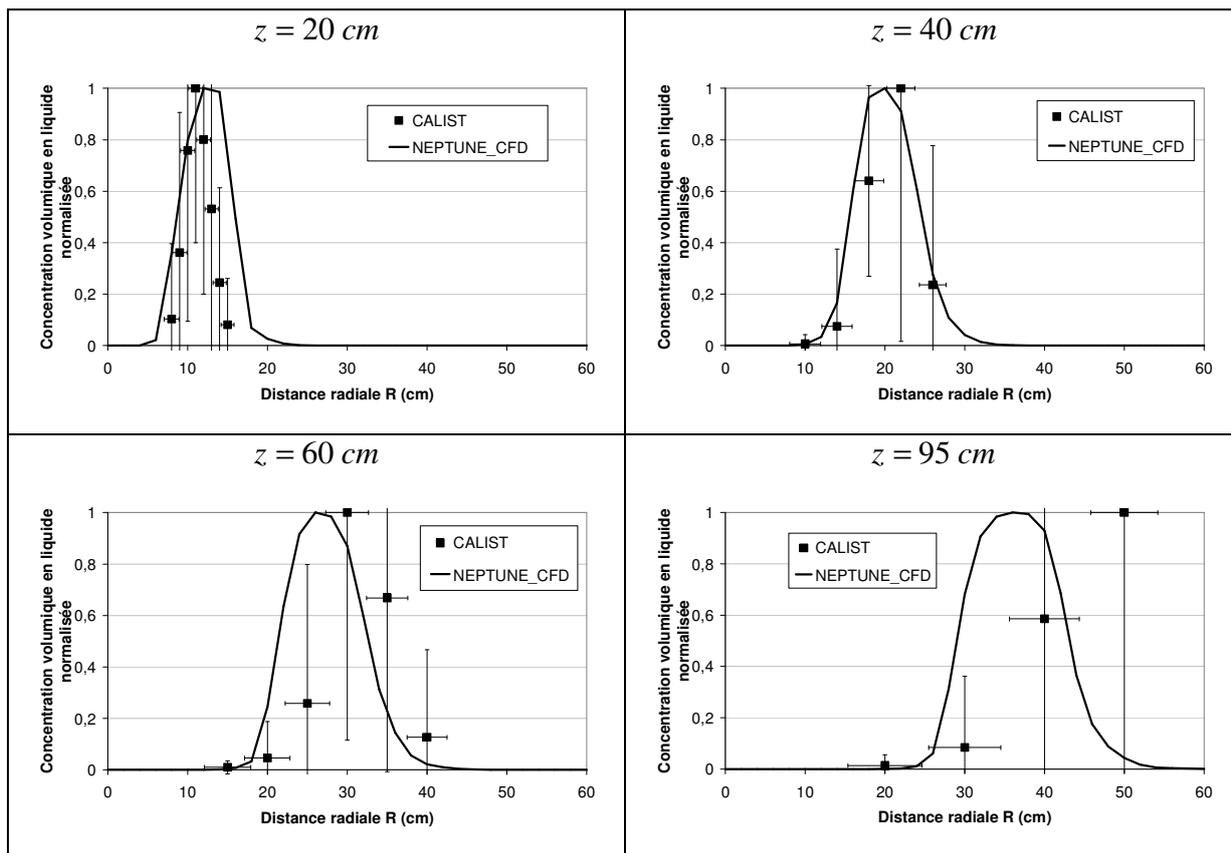


Figure 118. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

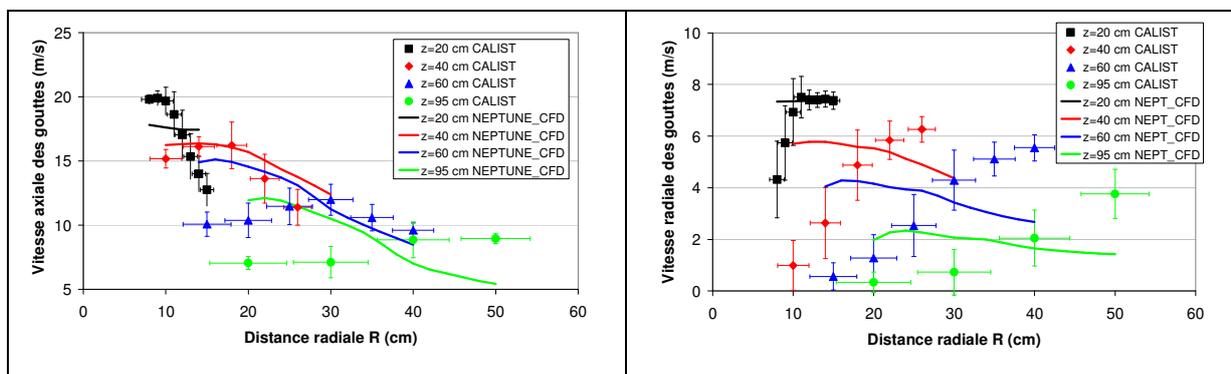


Figure 119. Comparaisons de profils de vitesses axiale et radiale des gouttes, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'entraînement de l'air généré par le spray. Les points expérimentaux présentés sur la Figure 120 et sur la Figure 121 correspondent à la vitesse des gouttes des brumisateurs du banc CALIST qui, comme nous l'avons montré dans le chapitre 5.1.2, peut être assimilée à la vitesse de l'air. Afin de s'en persuader, nous avons comparé les résultats numériques obtenus sur la prédiction par le code NEPTUNE_CFD de la vitesse de l'air et de celle des gouttes des brumisateurs. Très peu de différences existent entre les deux cas : les vitesses axiales

peuvent être considérées comme identiques, tandis que la vitesse radiale numérique de l'air est légèrement sous-estimée par rapport à la vitesse radiale numérique des gouttes des brumisateurs. Ainsi, pour la suite, nous ne représenterons que les résultats numériques de l'air que nous comparerons aux résultats expérimentaux obtenus sur CALIST.

Dans la région extérieure du spray, là où les résultats expérimentaux sont disponibles, les vitesses de l'air ou des gouttes des brumisateurs sont correctement estimées par le code NEPTUNE_CFD. Il est intéressant de remarquer que, sur le premier mètre depuis la buse d'aspersion, les caractéristiques en vitesse de l'air à l'extérieur du spray ne dépendent que faiblement de la hauteur. Le point expérimental placé à une distance radiale nulle correspond à la vitesse des plus petites gouttes. Cette vitesse ne peut pas être directement liée à celle du gaz car la vitesse des gouttes à l'injection peut avoir un effet, et la vitesse des gouttes peut alors devenir plus grande que celle du gaz. Néanmoins, on remarque un bon accord entre la vitesse de ces gouttes et la vitesse du gaz calculée.

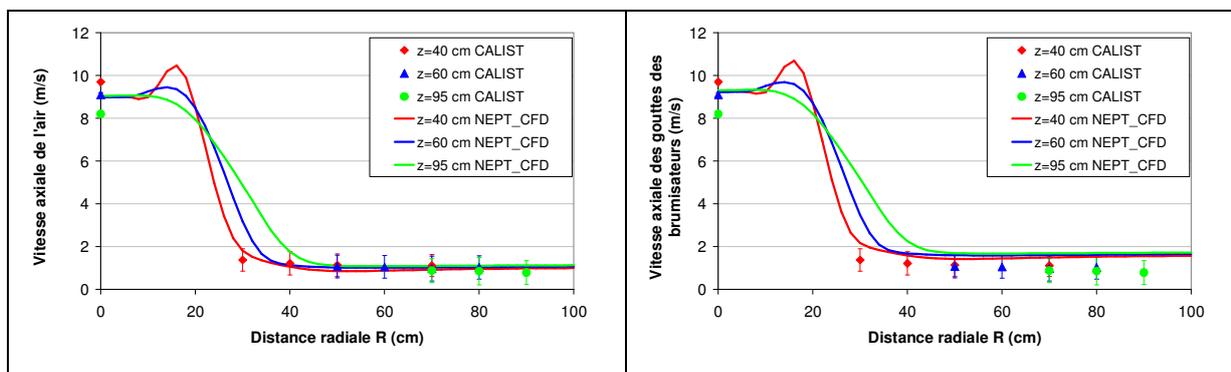


Figure 120. Comparaisons de profils de vitesse axiale de l'air et des gouttes issues des brumisateurs, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

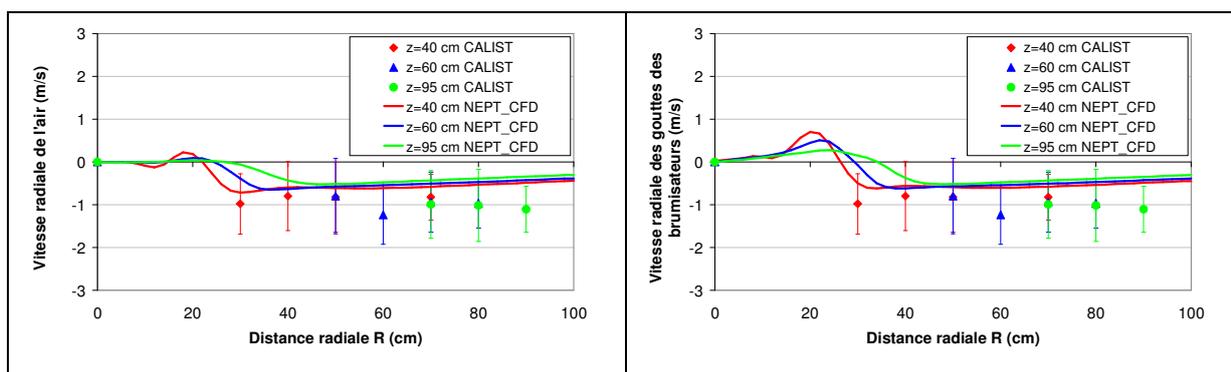


Figure 121. Comparaisons de profils de vitesse radiale de l'air et des gouttes issues des brumisateurs, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en monodispersé avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

En conclusion, l'approche monodispersée permet de retrouver de bons résultats sur les caractéristiques de l'air à l'extérieur du spray, même si des résultats sur l'enveloppe du spray

seraient plus pertinents pour conclure sur l'entraînement d'air, ce qui nécessiterait un post-traitement complémentaire des données expérimentales, voire de nouvelles mesures spécifiques. Par ailleurs, cette approche s'éloigne localement des résultats expérimentaux lorsque l'on s'intéresse aux caractéristiques des gouttes. La prochaine partie s'intéressera donc à l'apport que peut représenter une description polydispersée du jet de gouttes d'un tel spray.

6.2.2 SIMULATION NUMERIQUE AVEC L'APPROCHE POLYDISPERSEE ET COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Comme indiqué précédemment, la méthode des sections a été utilisée pour décrire la polydispersion en taille et en vitesses des gouttes. Les calculs ont été réalisés sur le maillage standard. Des profils de grandeurs moyennées ont pu être tracés, et des comparaisons entre les prédictions numériques et des grandeurs locales ont également pu être effectuées.

6.2.2.1 Profils de grandeurs moyennées

6.2.2.1.1 Concentrations volumiques en gouttes

La Figure 122 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques, normalisés par rapport à leur maximum, et ceci pour différentes distances à la buse.

Les résultats numériques correspondent, dans l'ensemble, aux résultats expérimentaux. On peut notamment mettre en évidence, tout comme dans l'approche monodispersée, un léger décalage du maximum de présence volumique des gouttes vers le centre du spray. Si les maxima de concentration volumique sont décalés vers l'axe du spray, cela signifie que le cône est plus fermé que ce qu'il devrait être. Or, c'est la vitesse radiale qui détermine l'angle d'ouverture du cône. C'est donc l'étude de cette grandeur qui permettra en partie d'expliquer cet écart.

6.2.2.1.2 Diamètres moyens

La modélisation de la polydispersion en taille des gouttes doit permettre de bien prédire les diamètres moyens, notamment le diamètre géométrique moyen d_{10} et le diamètre de Sauter d_{32} . Les comparaisons entre le d_{10} et le d_{32} obtenus expérimentalement et ceux obtenus numériquement sont présentées sur la Figure 123, pour différentes distances à la buse. On peut noter que les profils numériques obtenus à 40 ou à 60 cm de la buse d'aspersion présentent quelques différences avec les résultats expérimentaux. Toutefois, les diamètres moyens sont bien estimés pour de faibles distances radiales. La tendance est conservée pour les grandes distances radiales, mais les valeurs sont légèrement sous-estimées. Il se peut que trop de petites gouttes soient présentes sur la périphérie du spray. Les résultats obtenus à 95 cm de la buse sont eux très proches des résultats expérimentaux.

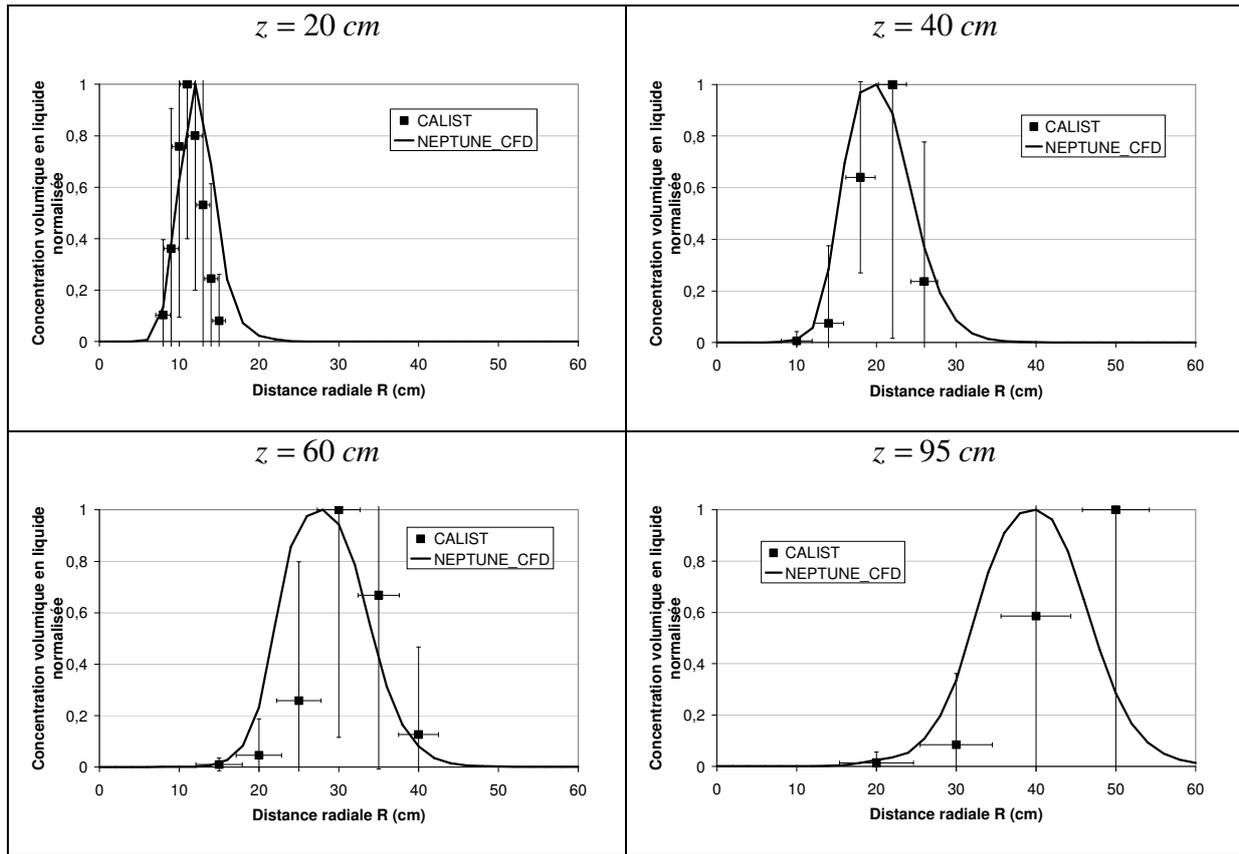


Figure 122. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.

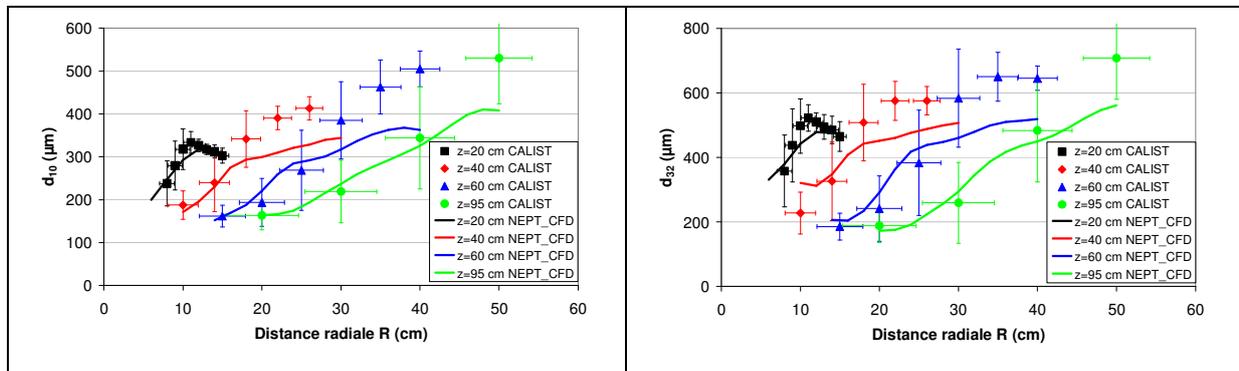


Figure 123. Comparaisons de profils de diamètre moyen géométrique d_{10} et de diamètre de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

Comment expliquer le fait que les diamètres moyens augmentent avec la distance radiale R ? Il se produit en réalité un tri entre les grosses gouttes, ayant une forte inertie, et les petites gouttes, qui vont avoir tendance à être entraînées par l'air qui les entoure. Comme décrit dans le chapitre 2.1.2, un spray engendre des circulations d'air vers son axe. Cet écoulement d'air va entraîner avec lui les plus petites gouttes qui sont les plus sensibles à la force de traînée

(Figure 124). Le temps de réponse des grosses gouttes est beaucoup plus grand, de sorte que leurs trajectoires seront plus rectilignes (Figure 125). Ainsi, les petites gouttes vont se retrouver au niveau de l'axe du spray, tandis que les grosses gouttes se trouveront sur la périphérie. Cela permet alors d'expliquer le fait que les diamètres moyens augmentent avec la distance radiale.

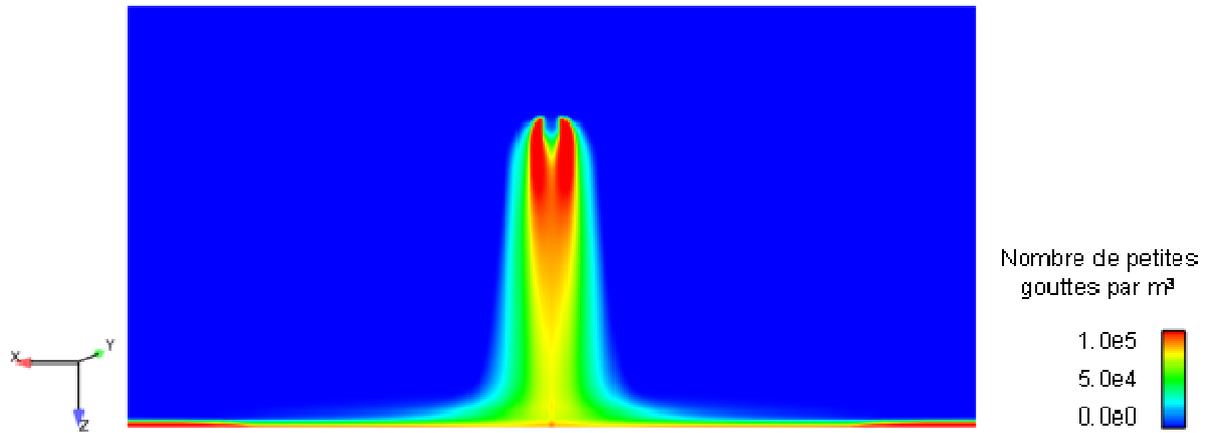


Figure 124. Vue en coupe du nombre de petites gouttes ($d=55 \mu\text{m}$) par unité de volume

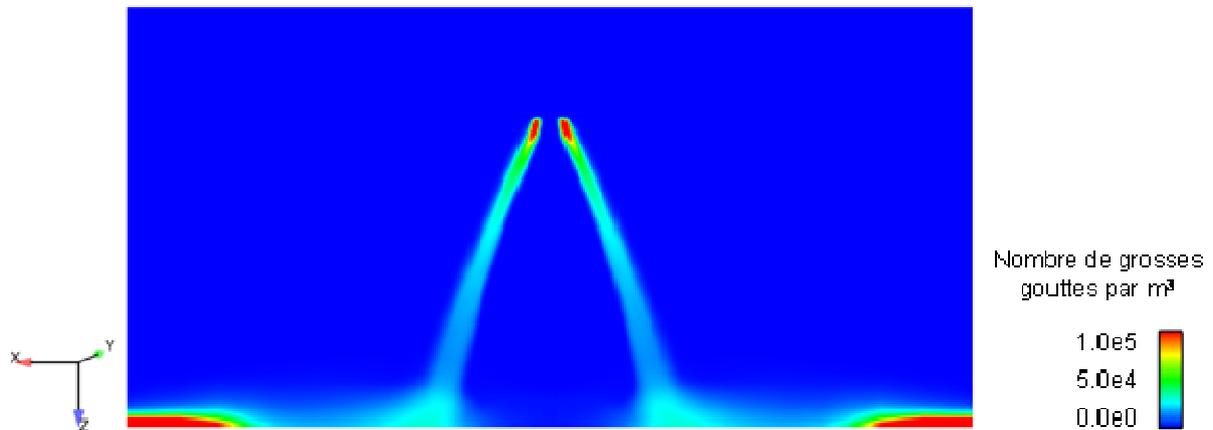


Figure 125. Vue en coupe du nombre de grosses gouttes ($d=944 \mu\text{m}$) par unité de volume

6.2.2.1.3 Vitesses moyennes

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux vitesses axiale et radiale moyennées en nombre de gouttes (Figure 126). On retrouve numériquement les tendances observées expérimentalement. L'ordre de grandeur de la vitesse est bien estimé, mais on peut toutefois noter quelques différences. Pour de faibles distances radiales, il semble que la vitesse axiale moyenne soit surestimée, tandis qu'elle devient sous-estimée pour les plus grandes distances radiales. Ces différences seront mises en évidence plus loin, avec l'étude des relations taille-vitesse axiale pour diverses positions. Cela permettra de savoir quelles classes de goutte sont responsables de ces observations.

Les mêmes remarques peuvent être faites pour la vitesse radiale moyenne. Les différences sont plus marquées, notamment pour des distances à la buse de 40 et 60 cm. A 95 cm de la buse, les différences s'atténuent, tout comme pour les diamètres moyens. La non-adéquation entre les résultats expérimentaux et numériques dans les premiers centimètres de l'injection peut expliquer l'effet de décalage observé sur la concentration volumique (Figure 122). En effet, on remarque sur la Figure 126 que, pour chaque hauteur, la vitesse radiale moyenne est sous-estimée par le calcul pour les plus grandes distances radiales. Or, on a vu sur la Figure 123, que les plus grosses gouttes se trouvaient dans cette zone. Les grosses gouttes sont celles qui contribuent le plus à la concentration volumique ($Volume \propto d^3$). Si la vitesse radiale des grosses gouttes n'est pas correctement prédite, alors il en sera de même pour la concentration volumique. Il est délicat d'expliquer pourquoi la vitesse radiale est mal estimée par le calcul réalisé ici avec le code NEPTUNE_CFD. Cela peut provenir d'une surestimation de la force de traînée, ou bien d'une autre force qui n'a pas été prise en compte dans le calcul. Il peut s'agir par exemple de la force de portance, ou encore l'effet Magnus. La forme des cellules du maillage peut également avoir une influence, mais aussi la turbulence.

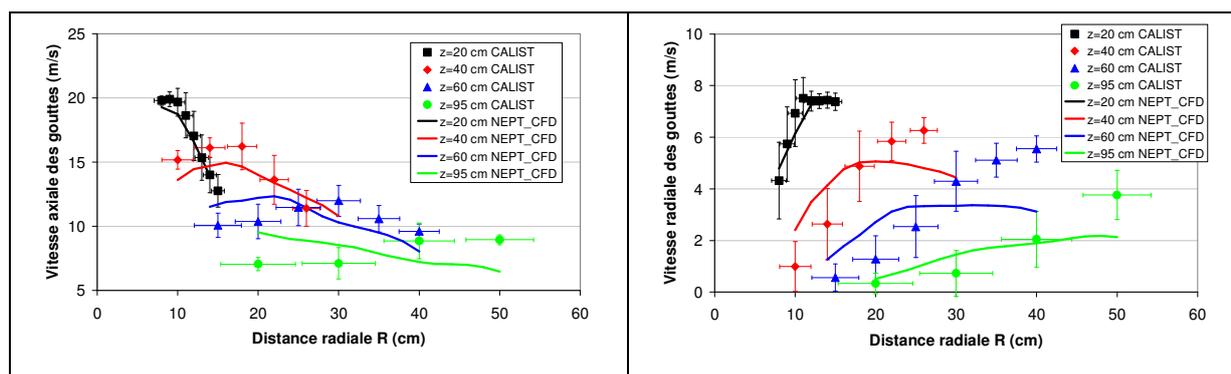


Figure 126. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiale et radiale des gouttes, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.

6.2.2.2 Grandeurs locales

Afin d'expliquer plus précisément les observations faites sur les grandeurs moyennes, des comparaisons de données locales ont été effectuées. Les distributions en taille de gouttes ont été mesurées expérimentalement sur le banc CALIST pour différentes distances radiales et pour une distance à la buse de 95 cm (Figure 127).

Les distributions en taille de gouttes obtenues numériquement avec la méthode des sections ont été tracées sur la Figure 127. D'après la Figure 123, on voit qu'à cette hauteur de 95 cm, les diamètres moyens d_{10} et d_{32} sont tous les deux correctement prédits pour de faibles distances radiales R , alors qu'ils sont légèrement sous-estimés lorsque R devient grand. On peut donc se douter que les distributions en taille de gouttes calculées numériquement seront plus en adéquation avec celles

mesurées expérimentalement à de faibles distances radiales. C'est effectivement ce qu'on remarque sur la Figure 127.

Les distributions ne tendent pas assez vers les grands diamètres lorsque la distance radiale est grande, notamment pour $R = 50 \text{ cm}$. Comment expliquer cet écart entre les résultats numériques et expérimentaux ? La grandeur considérée est une distribution. Elle permet de donner finalement la proportion en nombre de petites gouttes par rapport aux grandes. Si, comme dans notre cas, la distribution ne met pas en évidence les gouttes de grands diamètres, cela peut venir de deux causes :

- soit le nombre de grosses gouttes calculé à la position est correct, mais le nombre de petites gouttes est trop important, de sorte que proportionnellement, le nombre de petites gouttes écrase le nombre de grosses gouttes,
- soit le nombre de petites gouttes est correct, mais il n'y a pas assez de grosses gouttes.

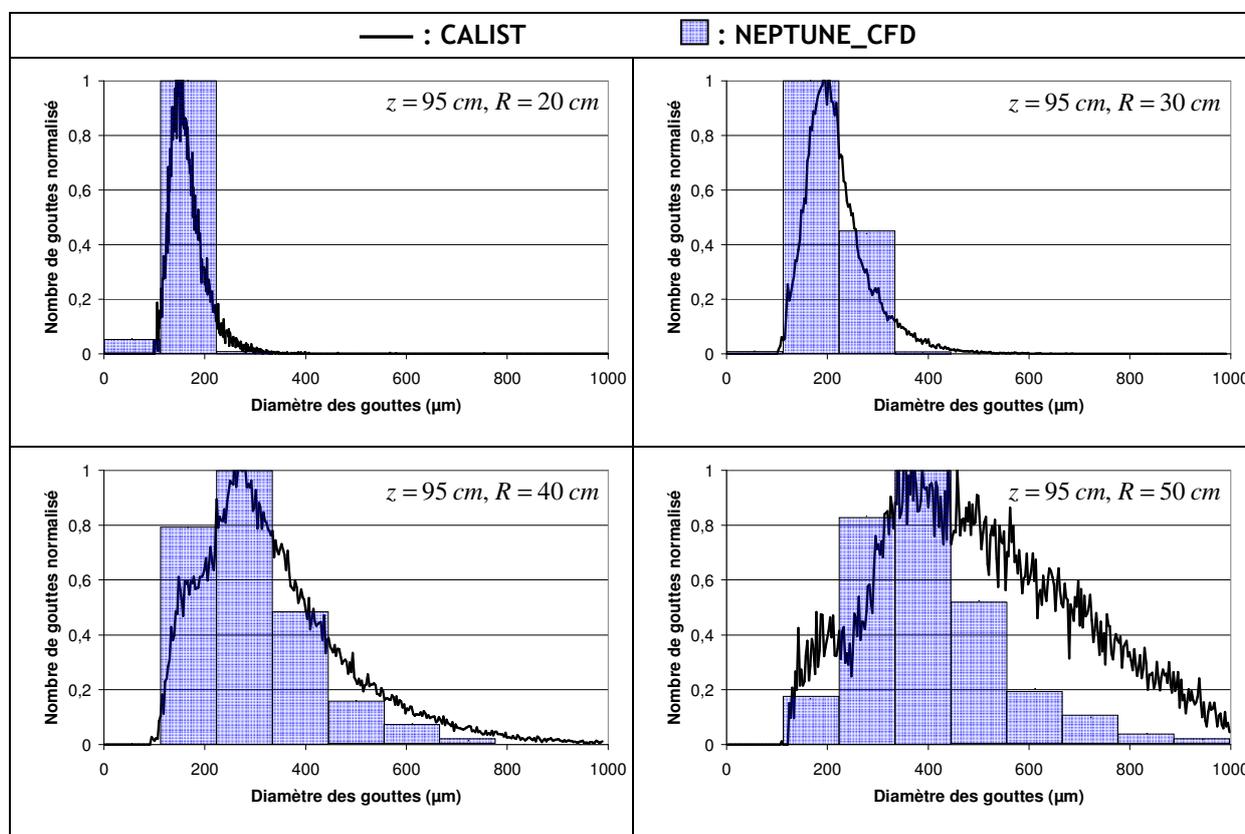


Figure 127. Comparaisons entre les distributions en taille de gouttes obtenues expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, à une hauteur de 95 cm et pour différentes distances radiales R

Il est difficile de savoir quelle cause explique nos observations. Une des causes les plus plausibles serait que les petites gouttes ne sont pas suffisamment entraînées par l'air, et donc attirées vers l'axe du spray. Les grosses gouttes, quant à elles, continuent leur chemin sur la périphérie du spray. Ainsi, vers le centre du spray, la distribution est uniquement constituée par les petites gouttes qui ont été entraînées par l'air. Puis en se rapprochant de la périphérie du spray, au lieu de n'avoir que

des grosses gouttes, la population est à la fois constituée des grosses gouttes et des petites qui n'ont pas été entraînées. La distribution est donc moins dirigée vers les gouttes de grands diamètres que ce qu'elle l'est expérimentalement. Une autre explication peut être donnée en imaginant que trop peu de grosses gouttes relativement aux petites sont déclarées à l'injection. Malheureusement, il est pour l'instant impossible de déterminer dans quelle situation nous nous trouvons. Plutôt que la forme de la distribution, il faudrait être capable de mesurer précisément sur le cas expérimental le nombre de petites et de grosses gouttes.

Toujours pour une hauteur de 95 cm, la relation taille-vitesse axiale des gouttes a été tracée à différentes distances radiales (Figure 128). Sur la Figure 126, on a vu que la vitesse axiale était légèrement surestimée pour de faibles distances radiales alors qu'elle devenait surestimée vers la périphérie du spray. L'étude de la relation taille-vitesse axiale va permettre de déterminer quelles classes de gouttes sont responsables de ces différences entre l'expérimental et le numérique. Pour $R = 20 \text{ cm}$, les résultats numériques et expérimentaux semblent bien en accord. Néanmoins, on voit sur la Figure 127 que les gouttes de la deuxième classe, ayant un diamètre de $166 \mu\text{m}$, sont prépondérantes. Or, la vitesse axiale de ces gouttes est surestimée de 3 m/s environ. Cette mauvaise prévision suffit pour surestimer la vitesse axiale moyenne comme observée sur la Figure 126. Pour $R = 30 \text{ cm}$, l'accord entre les résultats expérimentaux et numériques est excellent. A partir de $R = 40 \text{ cm}$, une coupure aux petits diamètres apparaît sur les résultats expérimentaux. Cette coupure n'existe pas sur les résultats numériques. Bien que la tendance générale de la relation taille-vitesse axiale prévue par le numérique soit bonne, ce palier qui apparaît à l'expérimental, et qui est très marqué pour $R = 50 \text{ cm}$ affectant des gouttes allant jusqu'à $400 \mu\text{m}$, engendre une valeur moyenne de la vitesse axiale sous-estimée pour le numérique.

A quoi peut être dû ce palier de vitesse observé expérimentalement ? Sur la Figure 127, il semble que la distribution en taille de gouttes expérimentale devienne bimodale à partir de $R = 40 \text{ cm}$. En effet, pour $R = 50 \text{ cm}$, un premier mode existe pour des gouttes ayant un diamètre compris entre 0 et $300 \mu\text{m}$, et un deuxième mode existe pour les gouttes ayant un diamètre supérieur à $300 \mu\text{m}$. Ces petites gouttes observées expérimentales ne proviennent peut-être pas directement du nuage de gouttes du spray. Elles pourraient avoir été créées par impact sur la surface libre du bassin ou sur les éléments du banc CALIST. Ainsi, il est impossible de les retrouver numériquement.

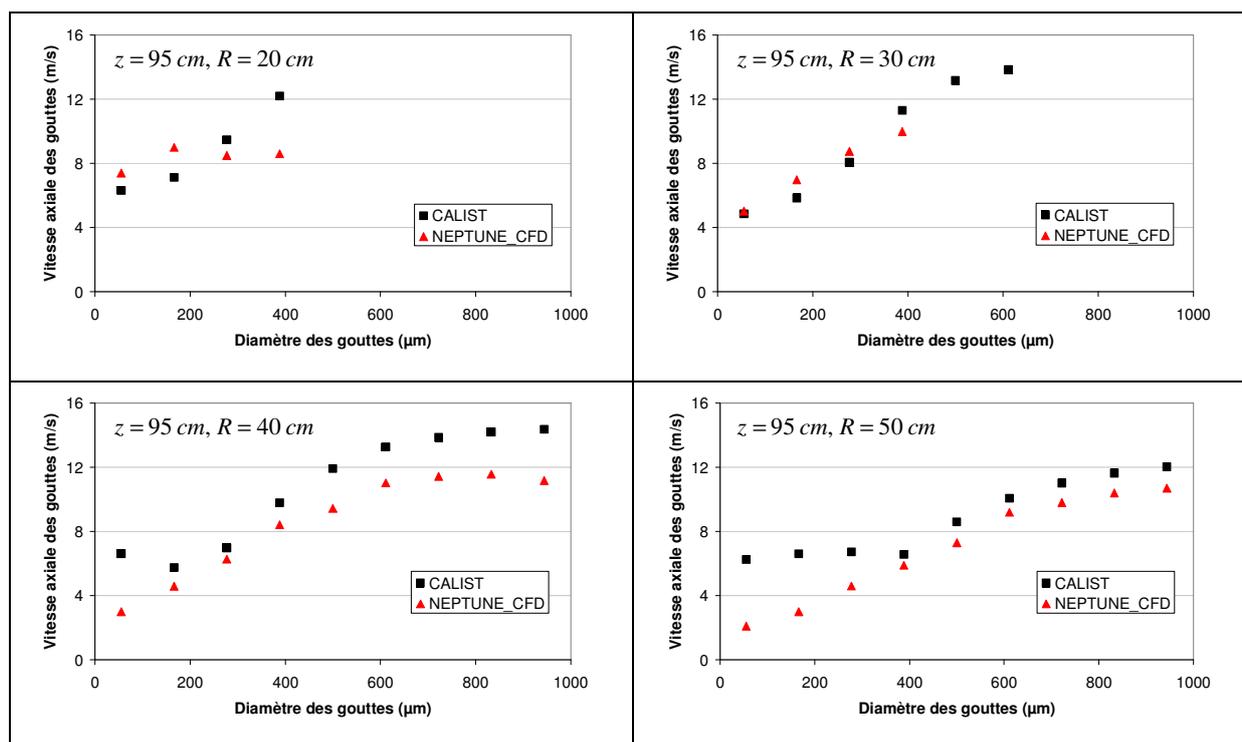


Figure 128. Comparaisons entre les relations taille-vitesse axiale moyenne de gouttes obtenues expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, à une hauteur de 95 cm et pour différentes distances radiales R

6.2.2.3 Prédiction de l'entraînement d'air

Sur le banc expérimental CALIST, l'entraînement d'air généré par une buse d'aspersion a été caractérisé grâce à l'utilisation des brumisateurs. Il a été démontré dans le chapitre 5.2.4 que la vitesse des petites gouttes ainsi créées pouvait être assimilée à celle du gaz. Numériquement, des gouttes de la taille de celles créées par les brumisateurs de CALIST ont été injectées depuis la face supérieure du domaine de calcul. La vitesse de l'air calculée sera donc comparée avec celle de ces petites gouttes afin d'estimer si l'hypothèse faite au chapitre 5.2.4 est correcte.

Sur la Figure 129 est présentée une vue en coupe du spray et du champ de vitesse de l'air. On remarque bien la circulation d'air qui s'effectue de l'extérieur du spray vers son axe, comme cela avait été mis en évidence sur la Figure 88 où l'on voit le fumigène attiré vers l'intérieur du spray.

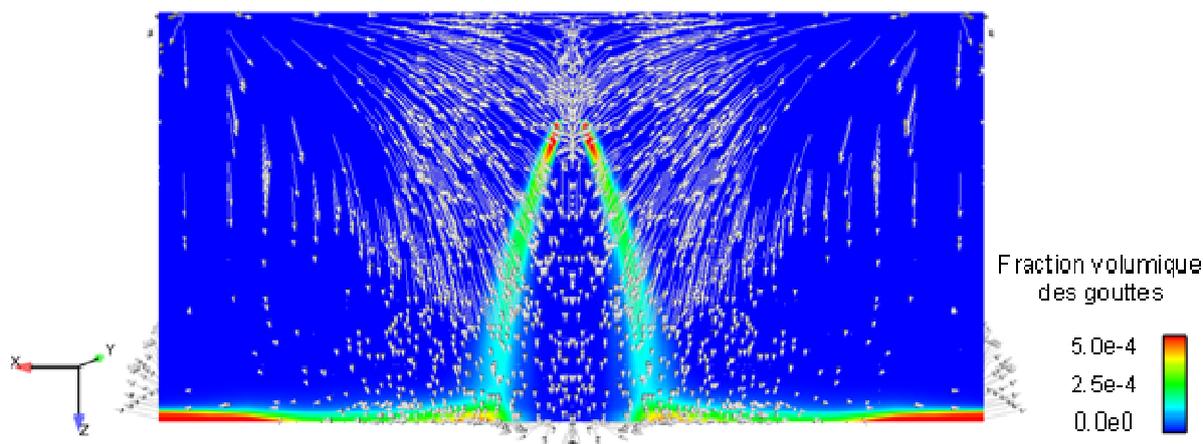


Figure 129. Vue en coupe de l'entraînement d'air généré par le spray

Sur la Figure 130 sont comparées les vitesses axiales et radiales des gouttes des brumisateurs, assimilables à celles de l'air, mesurées expérimentalement sur le banc CALIST, et les vitesses de l'air, calculées numériquement par le code NEPTUNE_CFD.

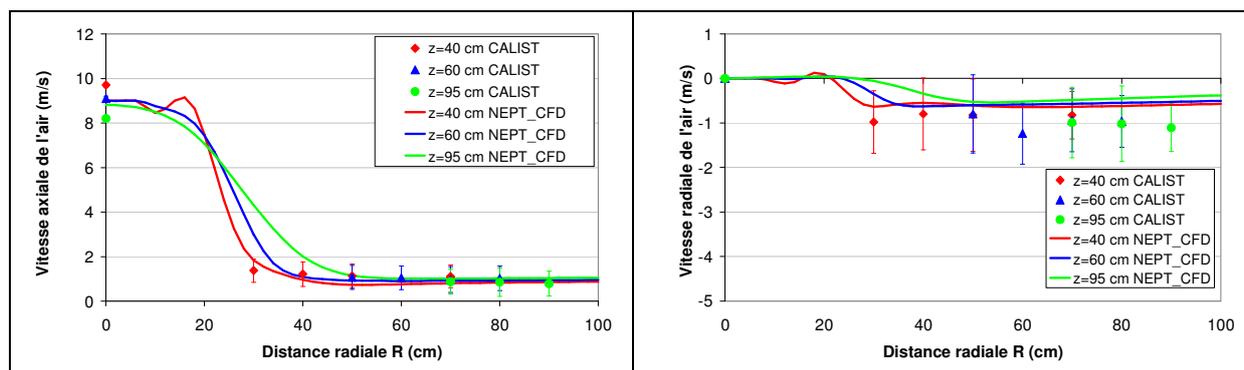


Figure 130. Comparaisons de profils de vitesses axiales et radiales de l'air, obtenus expérimentalement sur le spray de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.

En observant les résultats dans leur ensemble, on note que l'entraînement d'air est plutôt bien prédit dans la zone extérieure du spray. Expérimentalement, et dans la zone stabilisée loin du spray, c'est-à-dire pour $R = 1\text{ m}$, la norme de la vitesse des gouttes issues des brumisateurs est d'environ 1,4 m/s alors que la vitesse de l'air calculée numériquement est de 1,6 m/s.

6.2.2.4 Conclusion

Nous avons comparé dans cette partie les résultats obtenus en utilisant une approche monodispersée et polydispersée.

Nous avons montré que l'approche monodispersée, constituée de gouttes de 300 µm de diamètre, donnait les mêmes résultats que l'approche polydispersée, pour la mesure de l'entraînement d'air généré par les sprays dans la zone extérieure du spray. Dans le cadre de la sûreté nucléaire, ce résultat est important car cela permet d'apporter une certaine confiance dans les capacités du code NEPTUNE_CFD à estimer la vitesse de l'air entraîné autour du spray. D'autres validations sont néanmoins nécessaires avant d'appliquer directement ces résultats à un cas réacteur, dans lequel on cherche à bien prédire le brassage des espèces gazeuses, comme le dihydrogène. Notamment, une étude plus précise de l'entraînement d'air sur l'enveloppe du spray, dans la zone où les vitesses d'air deviennent significativement importantes, pourrait permettre d'apporter des éléments complémentaires plus discriminants.

L'apport de l'approche polydispersée réside dans la prédiction des propriétés des gouttes : diamètre et vitesse. En effet, dans le cadre d'une étude où l'aire interfaciale est importante, il est primordial de tenir compte de la distribution en taille et en vitesse des gouttes afin de bien simuler les phénomènes physiques mis en jeu. Le Tableau 27 donne les moyennes des erreurs commises par le calcul numérique sur les caractéristiques des gouttes, en comparaison avec les résultats expérimentaux. Ceci permet de se rendre compte de l'amélioration des prédictions lorsque l'on utilise l'approche polydispersée.

Tableau 27. Comparaison entre les cas monodispersé et polydispersé des moyennes des erreurs commises par la prédiction numérique par rapport aux données expérimentales dans le cas « une seule buse »

		Cas monodispersé		Cas polydispersé	
		Moyenne de l'erreur (%)	Ecart-type	Moyenne de l'erreur (%)	Ecart-type
d₁₀	z=40 cm	29,4	17,9	13,7	7
	z=60 cm	41,7	26,5	15	9,7
	z=95 cm	44	29,1	8,9	9,5
d₃₂	z=40 cm	35,2	16,6	19	12,9
	z=60 cm	44	16,8	18	4,6
	z=95 cm	42,7	20,4	12,2	6,3
Vitesse axiale moyenne des gouttes	z=40 cm	7,5	8,2	7,5	3,8
	z=60 cm	22,2	18,7	12,6	6,9
	z=95 cm	45,2	20,7	25,6	7,8
Vitesse radiale moyenne des gouttes	z=40 cm	128	197	48	56
	z=60 cm	161	212	74	69
	z=95 cm	208	250	46	40

6.3 DEUXIEME CONFIGURATION : INTERACTION DE DEUX SPRAYS ISSUS DE BUSES D'ASPERSION DE REACTEUR A EAU PRESSURISEE

La deuxième configuration étudiée consiste en l'interaction de deux sprays issus de buses d'aspersion de REP, séparées de la distance caractéristique du cas réel. On a montré dans le Tableau 3 que les buses pouvaient être placées sur une rampe tous les 38 à 68 cm. Sur le banc expérimental CALIST, les deux buses réelles ont été installées avec exactement 42 cm entre elles. La pression d'alimentation est toujours de 3,5 bar pour chaque buse, ce qui permet d'obtenir un débit de 1 l/s par buse. Des mesures expérimentales de caractérisation des gouttes ont été effectuées à différentes distances de la sortie.

La simulation de cette configuration s'est faite en utilisant le modèle de polydispersion associé au modèle de collision. Le modèle de collision n'avait pas d'influence dans le cas « une buse REP » étant donné que les interactions entre gouttes y sont estimées comme étant négligeables sur la hauteur considérée. Désormais, les gouttes, qui vont se croiser, vont pouvoir rentrer en collision (Figure 131).



Figure 131. Photo prise sur le banc expérimental CALIST de la configuration « deux sprays en interaction » et visualisation de la zone de croisement.

Il n'y a plus de symétrie cylindrique, et donc un nouveau repère, désormais cartésien, a été défini (Figure 132). Les données d'entrée sont celles présentées au chapitre 5.3.5. Dans le cas de

l'approche polydispersée, à chaque buse sont donc associées 9 classes possédant les caractéristiques du Tableau 22. Au total, 18 classes sont donc déclarées.

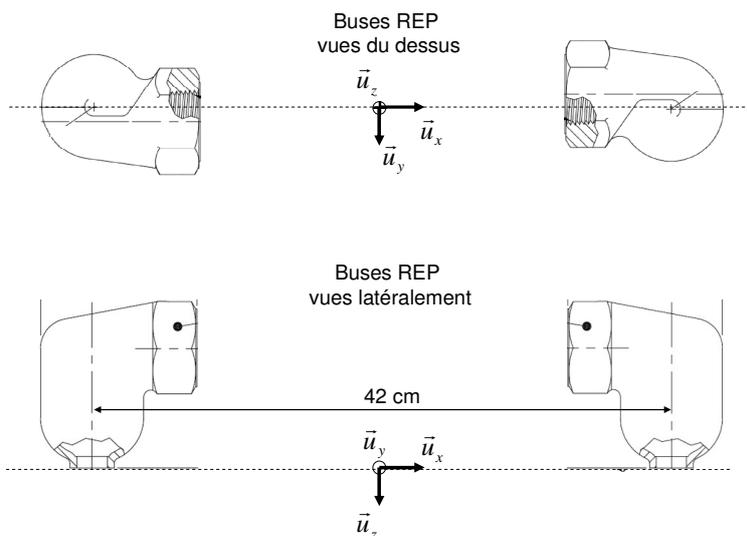


Figure 132. Repère cartésien associé à la configuration "deux buses en interaction"

Les simulations ont été réalisées sur le maillage standard présenté sur la Figure 111. Pour des soucis de gain de temps, les études paramétriques ont quant à elles été simulées avec le maillage grossier. La Figure 133 montre le domaine de calcul avec, à l'intérieur, une visualisation en 3D des deux sprays reconstruits par symétrie.

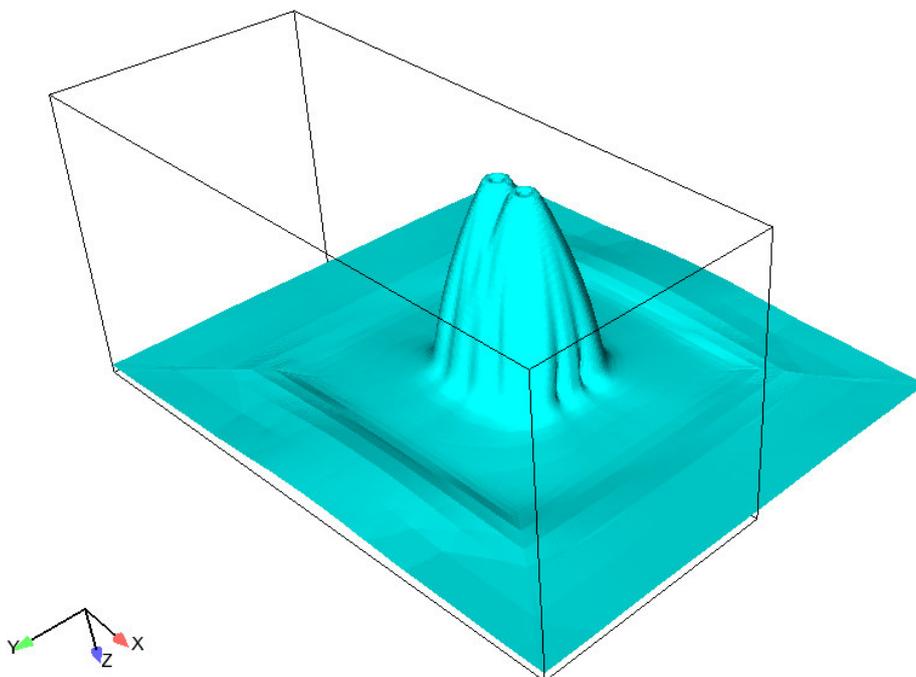


Figure 133. Représentation de l'enveloppe du jet de gouttes générées par deux buses d'aspersion REP, reconstruit dans son intégralité par symétrie, avec le domaine de calcul associé

Plusieurs études de sensibilité seront menées. La première consistera à tester l'influence de la transition vers le régime d'éclatement. En effet, cette transition est la moins connue et d'après Rabe (2009), elle s'effectue entre $We_s = 10$ et $We_s = 20$. Les résultats obtenus avec ces deux valeurs seront testés. Nous procéderons également à la désactivation totale de l'éclatement pour tester la sensibilité de ce régime. D'autre part, l'influence de la vitesse radiale des gouttes à l'injection sera étudiée. En effet, cette grandeur a été déterminée au chapitre 5.3.5 après quelques manipulations sur les données brutes du PDI. Or, la vitesse radiale intervient au carré dans le nombre de Weber et dans le calcul de la fréquence de la collision, et peut donc jouer un rôle primordial sur l'issue de la collision. Enfin, nous testerons la sensibilité des termes de transfert de quantité de mouvement dus à la collision.

6.3.1 COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES SUR LES CARACTERISTIQUES DES GOUTTES

Dans cette partie, les résultats expérimentaux obtenus sur le banc expérimental CALIST en configuration « interaction entre deux sprays » seront comparés aux résultats numériques obtenus avec le code NEPTUNE_CFD en utilisant l'approche polydispersée, avec et sans activation de la collision, et dans le cas de l'approche monodispersée sans prise en compte de la collision. Lorsque la collision est activée, la transition vers le régime d'éclatement a été fixée à $We_s = 20$, et le maillage standard a été utilisé. Toutes les grandeurs moyennées seront tracées suivant les axes X et Y (Figure 134).

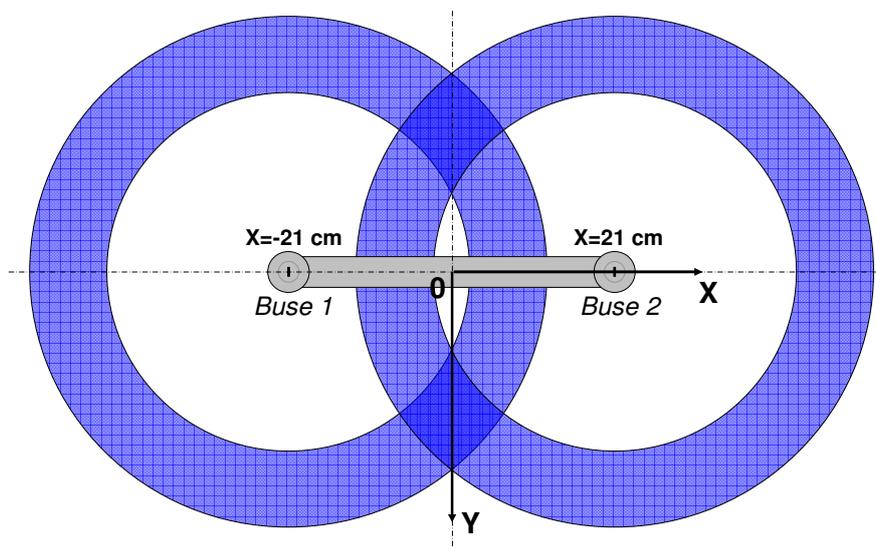


Figure 134. Vue en coupe de dessus des sprays générés dans la configuration « interaction entre deux sprays » et représentation des axes X et Y (pas à l'échelle).

La Figure 135 représente la concentration volumique normalisée dans la zone de croisement à une distance de 100 cm des buses. On remarque, à la fois sur l'expérimental et le numérique, que la

majorité de volume se croise sans interagir. Les grosses gouttes sont responsables de la majorité du volume de liquide, mais sont très peu présentes en nombre. La fréquence de collision étant proportionnelle au nombre de gouttes par unité de volume, cela signifie que les grosses gouttes auront une probabilité de rentrer en collision entre elles très faible. Par contre, elles pourront rencontrer sur leur chemin des petites gouttes, représentant peu de volume liquide, mais présentes en grand nombre. La conservation de la quantité de mouvement sera à l'origine d'une modification de la trajectoire des petites gouttes, mais pas des grosses.

Suivant l'axe Y, les mesures expérimentales n'ont pas pu être réalisées suffisamment loin de l'origine pour retrouver une concentration volumique en liquide nulle.

Numériquement, et autant dans le cas polydispersé avec collisions, sans collisions et monodispersé, on remarque que les maxima de concentration volumique de liquide sont décalés vers le centre du système par rapport à l'expérimental. Cette déviation peut être due à une erreur sur la vitesse radiale à l'injection. Une étude paramétrique sur ce paramètre sera présentée plus loin. Dans la zone de croisement des sprays, la fréquence de collision entre toutes les gouttes (Figure 136) s'élève à environ 10^9 collisions.m⁻³.s⁻¹. Cette fréquence de collision étant non nulle, on s'attend donc à ce que ces collisions aient une influence sur les diamètres et les vitesses des gouttes.

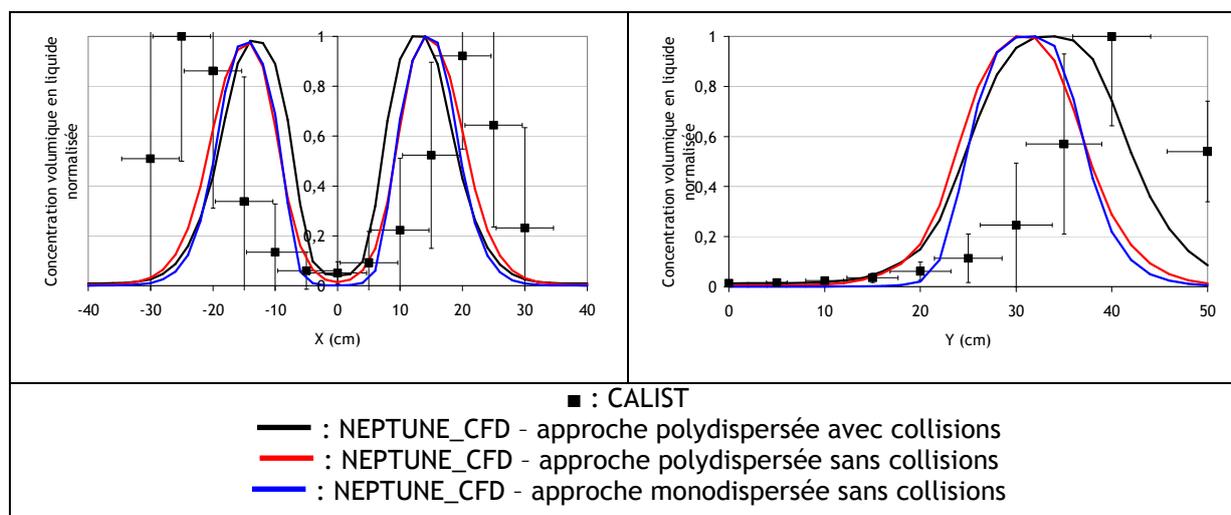


Figure 135. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de buse d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour $z = 100$ cm

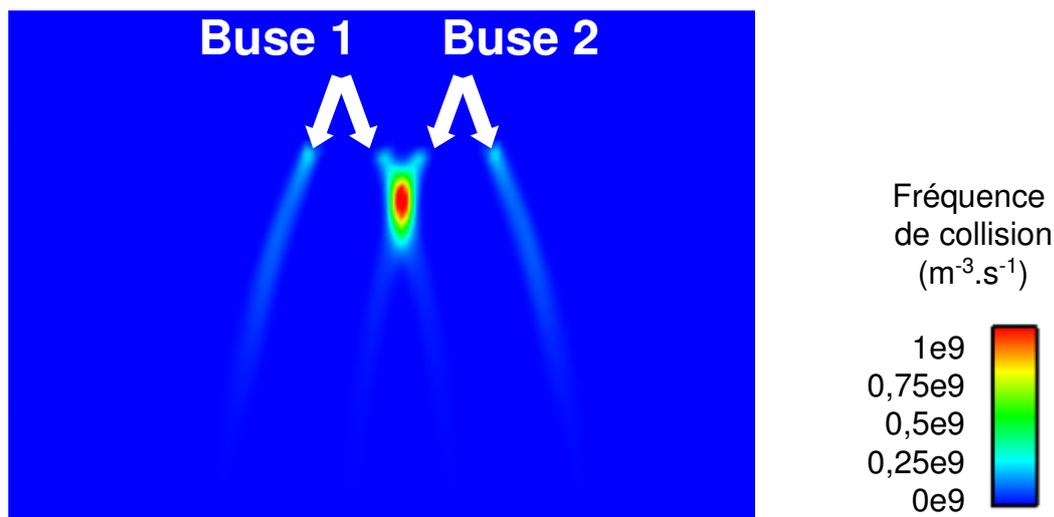


Figure 136. Visualisation de la fréquence de collision entre gouttes calculée numériquement avec le code NEPTUNE_CFD, avec le maillage standard

Les diamètres moyens d_{10} (Figure 137) et d_{32} (Figure 138) montrent que les petites gouttes se situent au centre de la zone de croisement, tandis que les plus grosses gouttes se placent en périphérie de la zone de croisement.

En effet, cette zone de croisement peut être considérée comme un nouveau spray qui va produire un entraînement d'air vers son centre. Ainsi, les petites gouttes vont suivre cette circulation d'air et se retrouver au milieu de la zone de croisement (Figure 139). Les grosses gouttes, qui seront peu entrées en collision entre elles dû à leur faible nombre, continueront leur route à cause de leur inertie encore importante, éventuellement en captant des petites gouttes sur leur passage, ce qui ne modifie pas leur trajectoire (Figure 140).

Numériquement, on retrouve bien cette population de petites gouttes au centre de la zone de croisement, et les plus grosses en périphérie. De plus, on remarque que le cas polydispersé sans collisions a tendance à prédire des diamètres moyens légèrement surestimés par rapport à l'expérimental. Or, en prenant dans la zone de croisement une vitesse relative des gouttes de l'ordre de 15 m/s et un diamètre moyen de 300 μm , on trouve un nombre de Weber symétrique de l'ordre de 20. D'après les cartographies de collision binaire établies par Rabe (2009), ce sont les régimes à fragmentation qui sont concernés dans cette gamme de nombres de Weber. Numériquement, on observe bien une diminution du diamètre lorsque la collision est activée. Néanmoins, cette diminution semble légèrement surestimée. Plusieurs explications peuvent être données. Tout d'abord, la transition vers le régime d'éclatement peut être mal fixée. En effet, cette transition a été peu étudiée, et donc une étude paramétrique devra être effectuée. Si le diamètre diminue trop, cela peut également provenir d'une fréquence de collision trop élevée. Dans le chapitre 4.4, la partie de la formule de la fréquence de collision liée à la turbulence a été

validée par comparaison avec une simulation numérique directe. La partie liée à la vitesse de glissement entre les gouttes n'a pas pu être vérifiée de la même façon.

La Figure 141, qui montre les distributions en taille de gouttes à différents endroits pour une distance aux buses de 100 cm, confirme que le nombre de grosses gouttes est sous-estimé par rapport aux petites lorsque l'on s'éloigne du centre de la zone de croisement quand la collision est activée, et inversement quand la collision n'est pas activée.

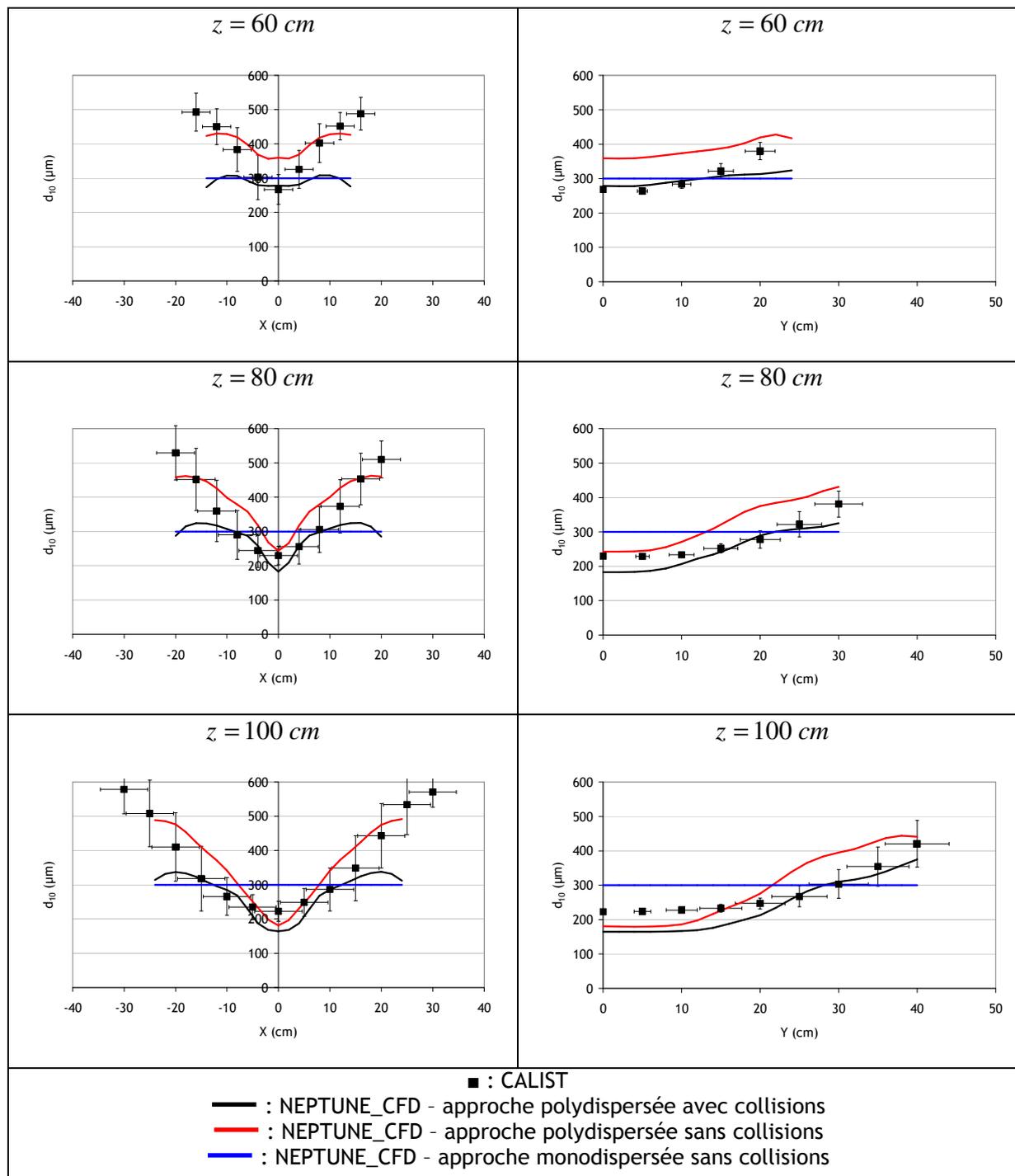


Figure 137. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

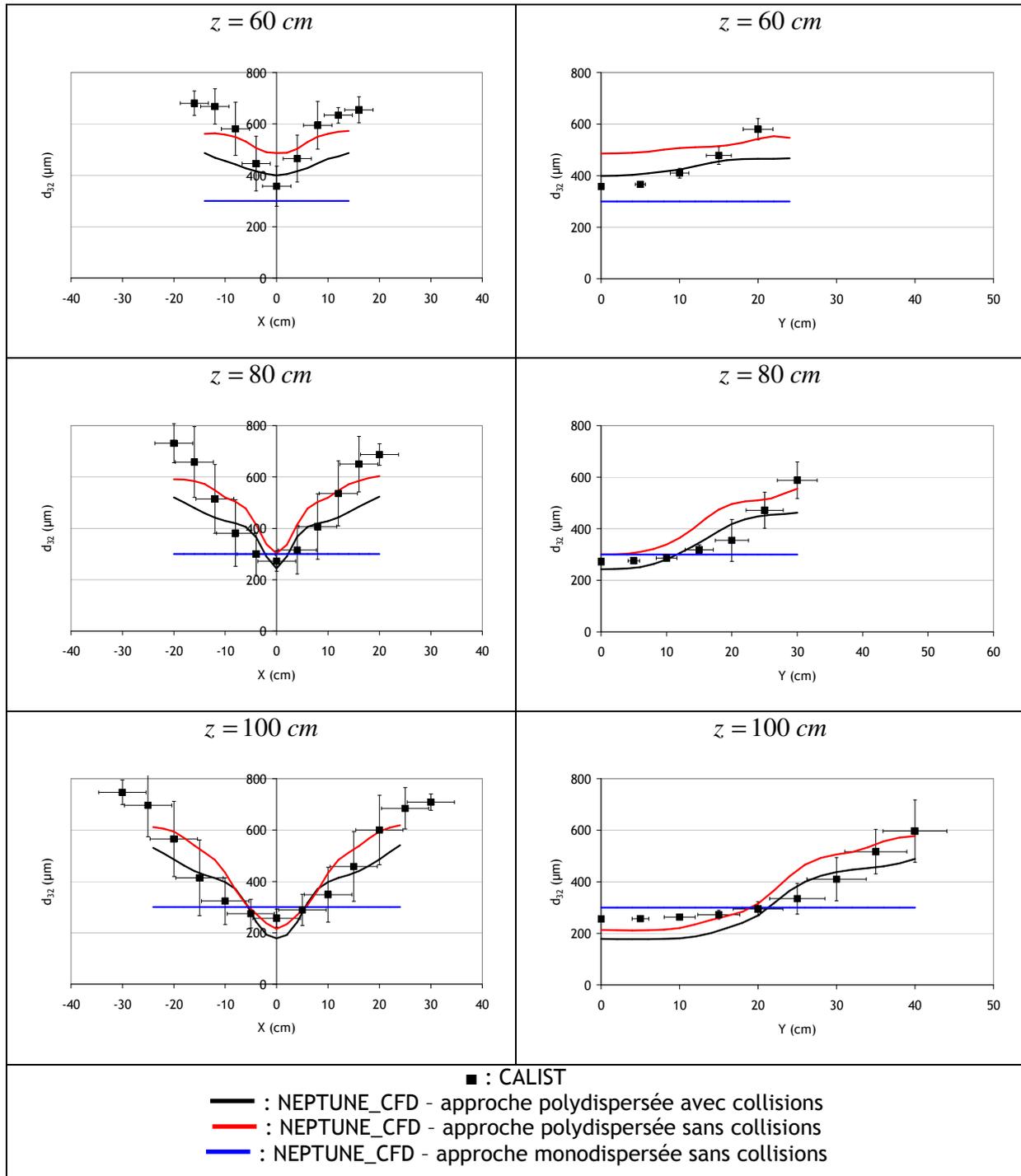


Figure 138. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

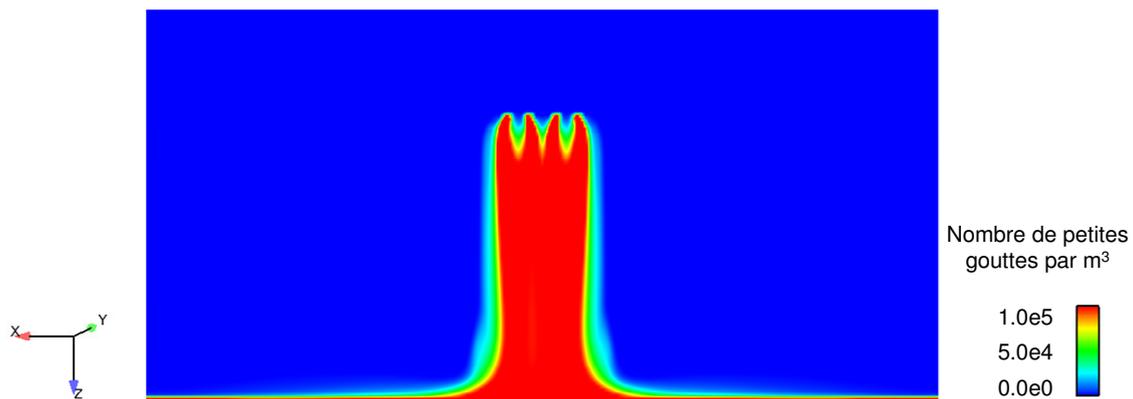


Figure 139. Vue en coupe du nombre de petites gouttes (d=55 μm) par unité de volume

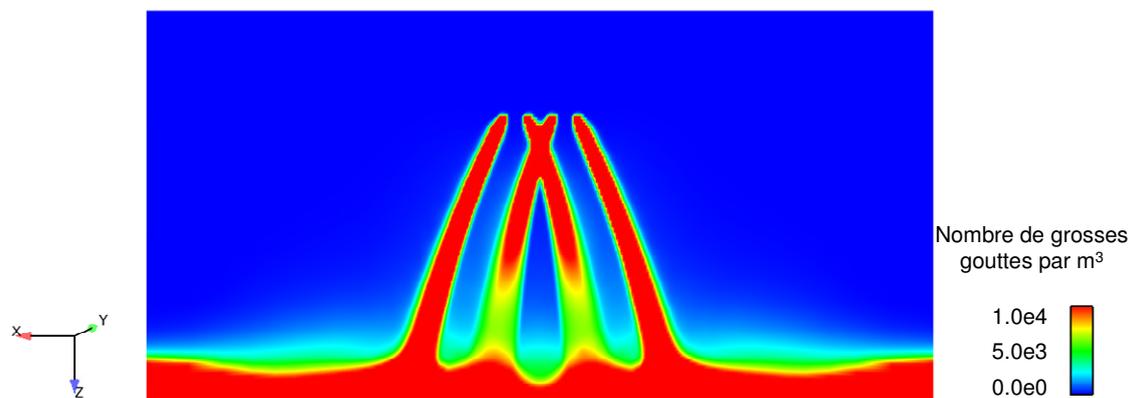


Figure 140. Vue en coupe du nombre de grosses gouttes (d=944 μm) par unité de volume

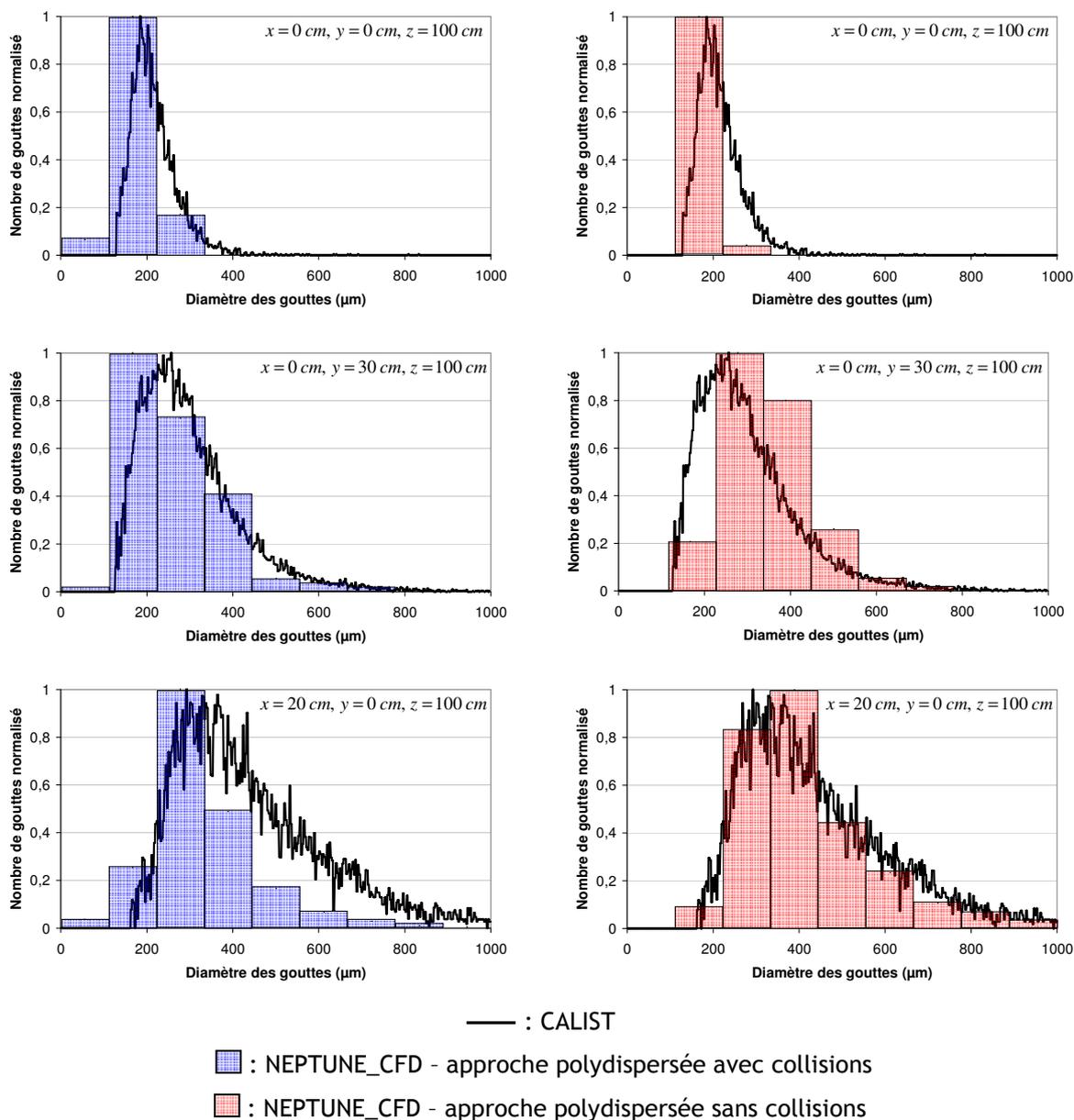


Figure 141. Comparaisons entre les distributions en taille de gouttes obtenues expérimentalement sur les sprays de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard

On s'intéresse désormais aux vitesses moyennes, axiale (Figure 142) ou dans le plan (X,Y) (Figure 134). Numériquement, la vitesse axiale est bien prédite lorsque la collision est désactivée. Toutefois, lorsque la collision est activée, la vitesse axiale est sous-estimée lorsqu'on s'éloigne de l'origine, alors qu'elle est correctement prédite au centre de la zone de croisement. Ce résultat est cohérent avec ce qu'on a pu observer en étudiant les diamètres moyens. En effet, si les grosses gouttes, possédant une forte inertie, disparaissent au profit de petites gouttes qui vont être plus rapidement ralenties à cause de la traînée, la vitesse moyenne va alors diminuer. Ces résultats sur la vitesse confirment donc que la fragmentation peut être trop importante lors du croisement des deux sprays ou que les termes de transfert de quantité de mouvement lors de la collision présentent des incertitudes. Les profils de vitesses moyennes dans le plan (X,Y) sont

correctement prédites par la simulation. Il n'existe pas de différences notables dans le cas polydispersé avec collisions et dans celui sans collisions.

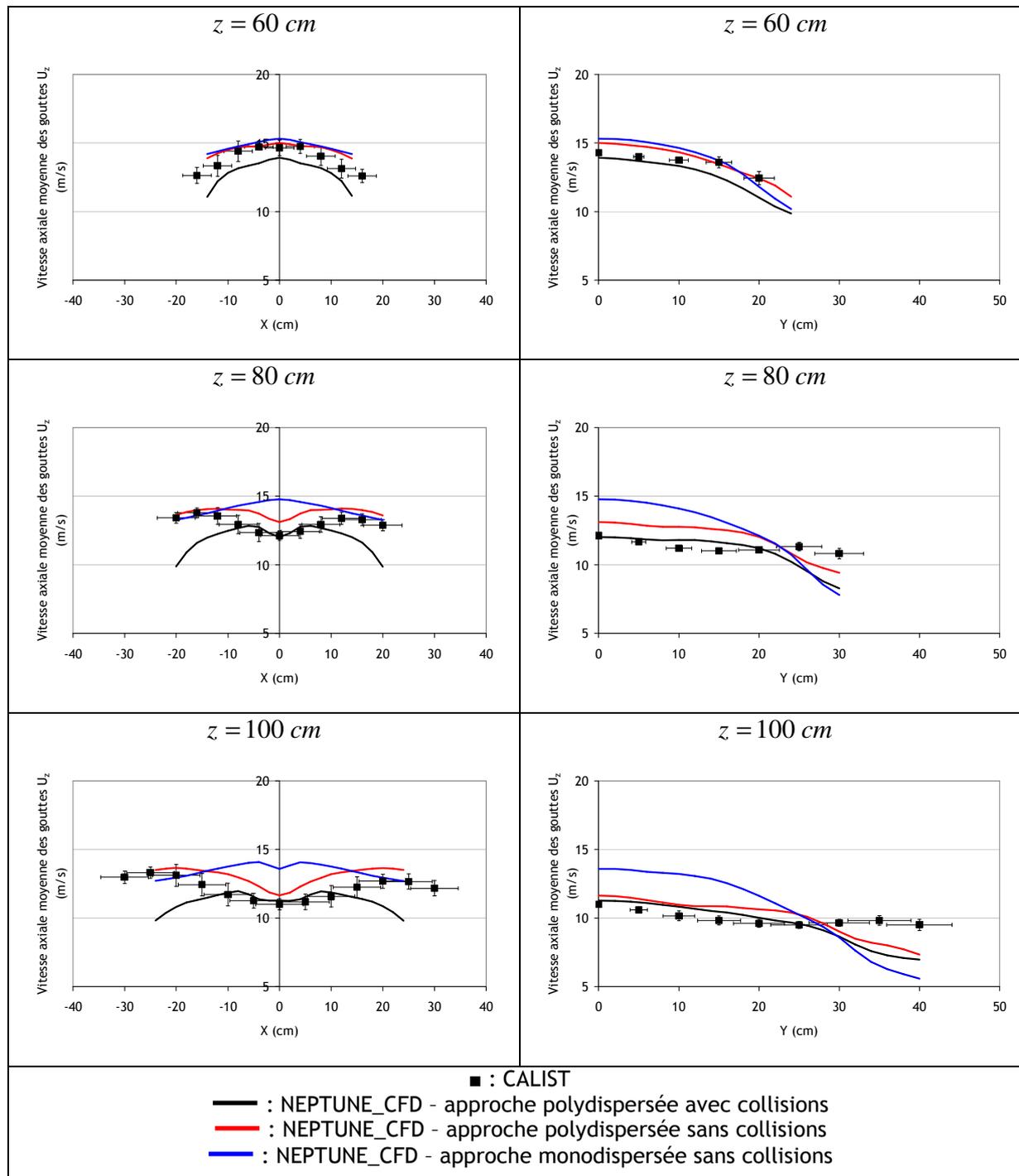


Figure 142. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD avec le maillage standard, pour différentes hauteurs.

Le cas monodisperse, quant à lui, prévoit bien la vitesse axiale loin de l'origine suivant l'axe X, mais a tendance à la surestimer au centre. Alors qu'expérimentalement ce sont des petites gouttes qui sont présentes dans cette zone centrale, ce sont ici des grosses gouttes qui peuplent cette région et

qui ne sont donc pas assez ralenties par les frottements de l'air. La vitesse axiale loin de l'origine suivant l'axe Y est sous-estimée. Concernant la vitesse dans le plan (X,Y), elle est globalement surestimée, sauf pour les grands Y, où elle est sous-estimée par rapport au cas polydispersés.

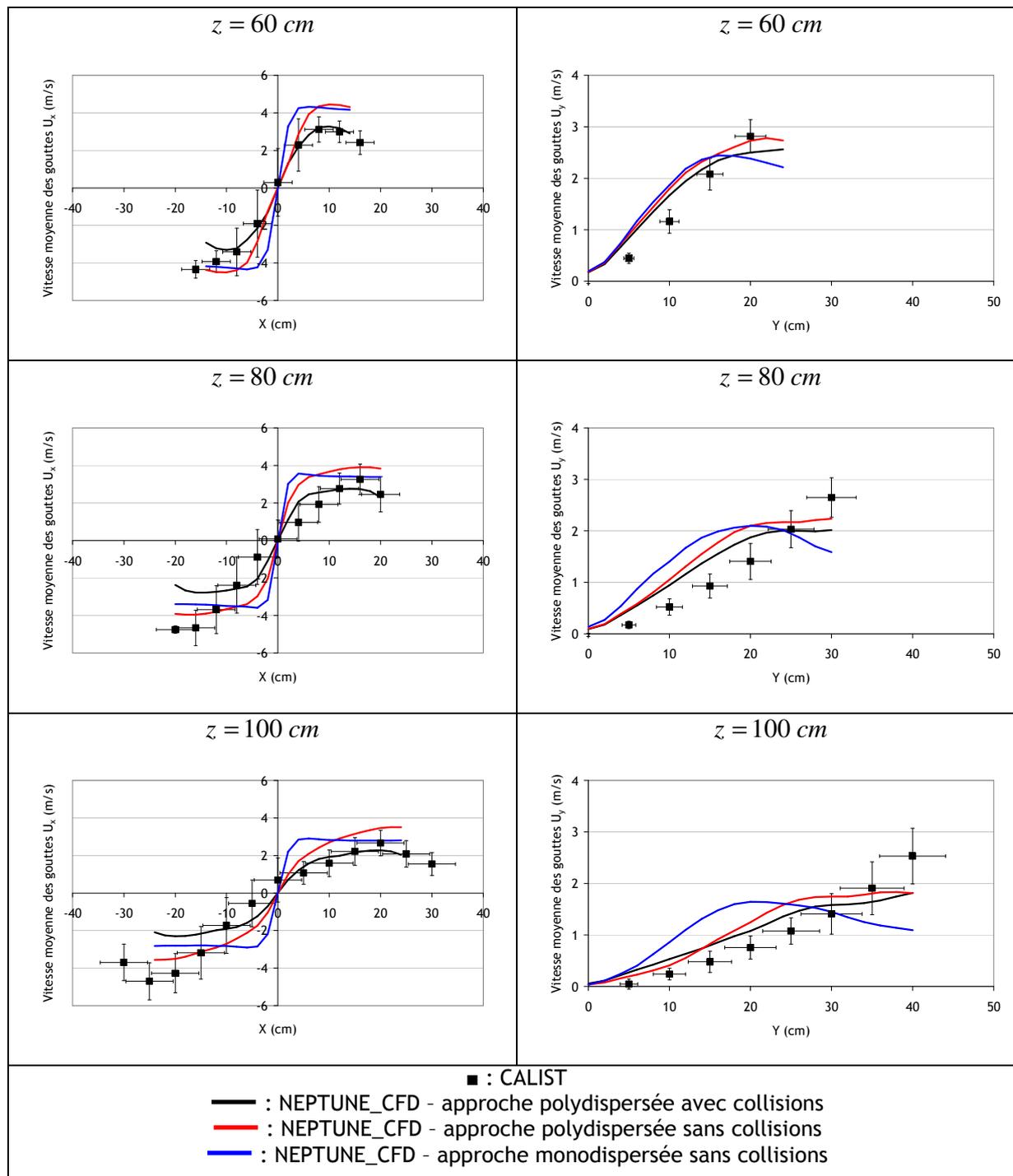


Figure 143. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées dans le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec le maillage standard, pour différentes hauteurs

Ces comparaisons entre les résultats de mesures expérimentales sur le banc CALIST et les simulations menées avec le code NEPTUNE_CFD montrent que le modèle de polydispersion associé au modèle de collision donne des résultats encourageants, et meilleurs que le cas monodispersé (Tableau 28). Les tendances des profils sont respectées et les ordres de grandeur sont corrects. Néanmoins, des efforts sur la modélisation de l'issue de la collision paraissent être nécessaires. En effet, après interprétation de ces résultats, la fragmentation semble légèrement surestimée. De plus, les termes de transferts de quantité de mouvement paraissent générer des erreurs sur la vitesse. Les études paramétriques menées par la suite pourront apporter des éléments de réponse. Seul le calcul de la fréquence de collision, qui pourrait être surestimée, ne sera pas vérifié lors de ce travail.

Néanmoins, nous avons montré ici les résultats de la modélisation complète de la collision, avec estimation de la fréquence de collision, choix d'une issue de collision, en tenant compte des régimes d'éclatement dont on peut estimer le nombre de gouttelettes générées. La prise en compte des vitesses résultantes à l'issue de la collision est aussi réalisée. Tous ces résultats peuvent encore être affinés, mais les bases de la modélisation sont posées

Tableau 28. Comparaison entre les cas monodispersé et polydispersé avec et sans collisions des moyennes des erreurs commises par la prédiction numérique par rapport aux données expérimentales dans le cas « deux buses en interaction »

	Monodispersé		Polydispersé sans collisions		Polydispersé avec collisions	
	Moyenne de l'erreur (%)	Ecart-type	Moyenne de l'erreur (%)	Ecart-type	Moyenne de l'erreur (%)	Ecart-type
d₁₀	21,6	11,3	16,4	9,7	12,4	9,5
d₃₂	22,1	16,2	13,7	11,9	16,2	10,1
Vitesse axiale des gouttes	19,1	11,4	8,9	5,2	7,6	8,5

6.3.2 ETUDES PARAMETRIQUES

Les premières comparaisons de résultats expérimentaux et numériques ont mis en évidence de bonnes prédictions, mais aussi quelques différences, qui vont pouvoir être en partie expliquées grâce à des études paramétriques de grandeurs qui semblent jouer un rôle important dans la modélisation « complète » de la collision. Il s'agit notamment de la transition vers le régime d'éclatement qui est la moins connue de toutes les transitions entre régimes de collision. Un autre paramètre important est la vitesse radiale. En effet, la fréquence de collision, ainsi que le nombre de Weber, sont proportionnels au carré de la vitesse radiale. Une mauvaise déclaration de la vitesse radiale en tant que donnée d'entrée pourrait donc avoir des conséquences non négligeables sur les résultats de simulation. Enfin, nous testerons les termes de transfert de quantité de mouvement dus à la collision. Ces études paramétriques ont été menées avec le maillage grossier, pour des raisons de gain de temps, ce qui peut expliquer quelques différences avec les résultats présentés

précédemment, qui ont quant à eux été obtenus sur maillage standard. D'autres études paramétriques sont nécessaires mais n'ont pas été réalisées dans ce travail : il s'agit de la sensibilité au nombre de sections ou encore de la définition des intervalles de diamètre des sections. Ce travail est à envisager dans les perspectives.

6.3.2.1 Influence de la transition vers le régime d'éclatement

Dans ce paragraphe, trois situations ont été testées, différenciées par leur transition vers le régime d'éclatement. En effet, seule une cartographie d'issue de collision à hauts nombres de Weber (Figure 65) a été établie par Rabe (2009). Sur celle-ci, la transition est située entre $We_s^{eclat} = 10$ et $We_s^{eclat} = 20$. Ces deux valeurs de transition seront donc étudiées. Un troisième cas sera simulé en désactivant totalement le régime d'éclatement (We_s^{eclat} tend vers $+\infty$). L'objectif est de savoir comment le régime d'éclatement influence les résultats.

La Figure 144 montre les résultats de ces simulations pour le diamètre moyen géométrique d_{10} , tandis que la Figure 145 s'intéresse au diamètre de Sauter d_{32} . On remarque tout d'abord qu'il n'existe pas de différences entre le cas $We_s^{eclat} = 10$ et $We_s^{eclat} = 20$. Cette remarque est également valable pour les vitesses des gouttes présentées sur la Figure 146 pour la vitesse axiale, et sur la Figure 147 pour les vitesses dans le plan (X,Y). La limite pour la transition vers le régime d'éclatement ne semble donc pas être un paramètre sensible dans ce cas. Qu'en est-il lorsque l'éclatement est totalement désactivé ? Là encore, peu de différences obtenues sur les résultats. Seuls les diamètres moyens sont moins sous-estimés quand l'éclatement est désactivé. Ces quelques différences confirment que des collisions à hauts nombres de Weber se produisent lors de l'interaction entre les deux sprays, et que la mauvaise modélisation de l'issue de la collision peut avoir des conséquences sur les résultats : alors que le nombre de gouttes obtenues après une collision caractérisée par l'éclatement a été estimé de façon théorique, une approximation beaucoup plus discutable a été faite sur le transfert de quantité de mouvement. En effet, on a supposé que les petites gouttes créées suite à la collision possédaient une trajectoire identique à celle des gouttes incidentes, alors que la réalité (Rabe 2009) montre toute une distribution de direction de vitesses de ces gouttes. Dans la description eulérienne utilisée, il est délicat de modéliser cette distribution de vitesses. Une seule direction peut être privilégiée, et cela limite alors la modélisation.

D'après ces résultats, le régime d'éclatement n'est pas entièrement responsable des différences observées sur la périphérie de la zone de croisement, où les diamètres sont sous-estimés. Une étude sur l'autre régime de fragmentation, qu'est la séparation par réflexion, doit être envisagée. Ce régime, bien que moins brutal que l'éclatement, puisqu'il ne crée que 3 gouttes au lieu de 20, est

toutefois présent sur une large gamme de nombres de Weber, allant de $We_s = 3$ à $We_s = 10$ ou $We_s = 20$, et peut donc jouer un rôle important. Or, nous avons supposé dans la modélisation que toutes les collisions étaient réalisées pour deux gouttes ayant des trajectoires dans un même plan. Ce n'est évidemment pas le cas dans la réalité et la prise en compte de ce paramètre diminuerait la proportion de séparation par réflexion par rapport au régime de séparation par étirement qui crée moins de petites gouttes. Les diamètres seraient alors certainement moins sous-estimés. De plus, la modélisation approximative du transfert de quantité de mouvement dans le cadre de la séparation par réflexion peut expliquer le décalage des maxima de présence volumique des gouttes vers le centre de la zone de croisement. En effet, nous avons considéré que les gouttes créées lors de ce régime allaient toutes les trois dans la direction de la vitesse moyenne des deux gouttes incidentes. Ainsi, dans notre cas, les gouttes générées auront tendance à rester au centre du domaine. L'idéal serait de déclarer pour la vitesse post-collisionnelle, une distribution de directions. C'est malheureusement délicat à réaliser dans le cadre d'une modélisation eulérienne.

D'après ces résultats, on en déduit que les collisions qui mènent à de l'éclatement sont dans notre cas sont caractérisées par un nombre de Weber symétrique supérieur à 20. La transition expérimentale approximative pour ce régime, située entre $We_s = 10$ et $We_s = 20$ n'est donc pas une limite ici.

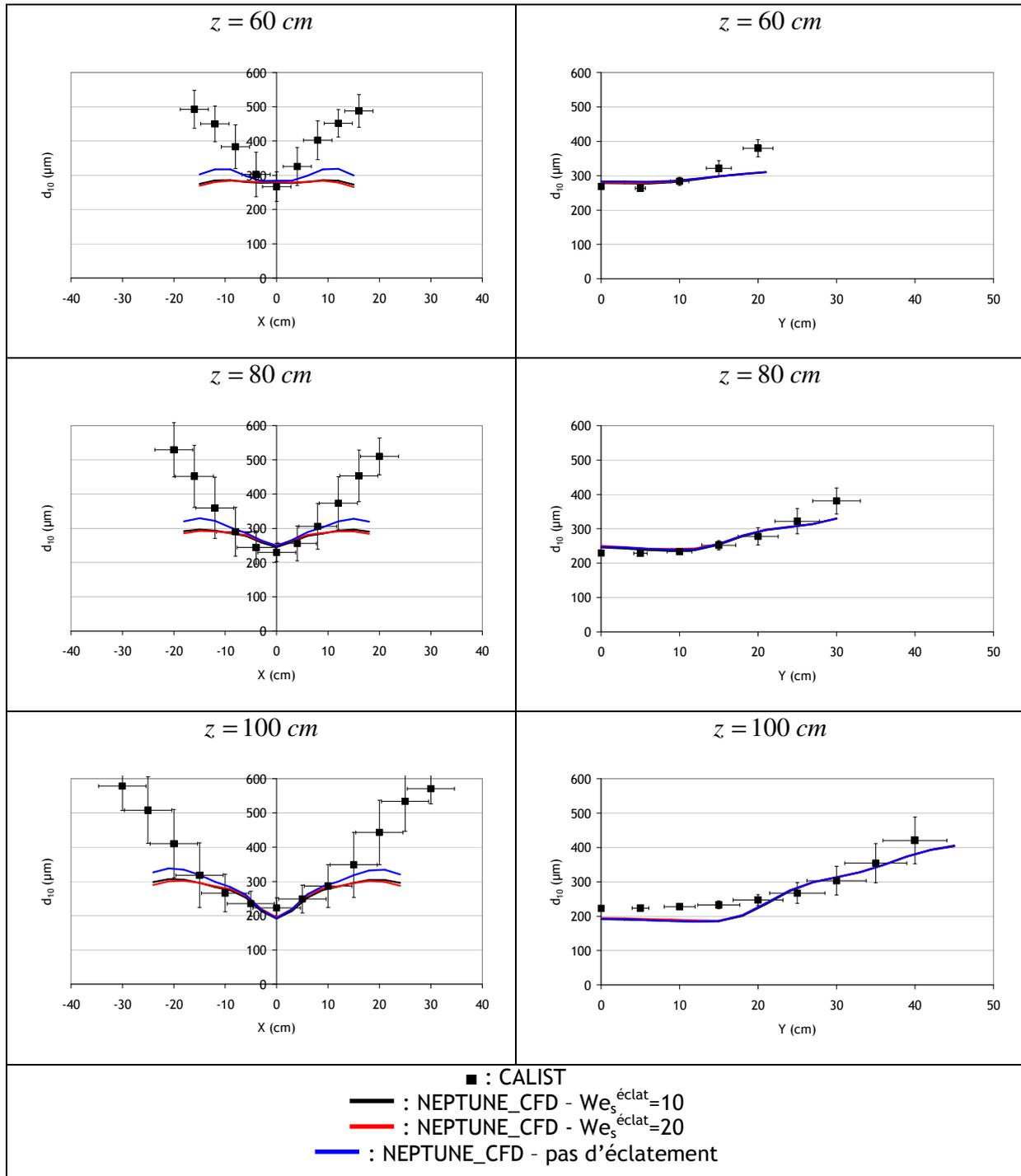


Figure 144. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.

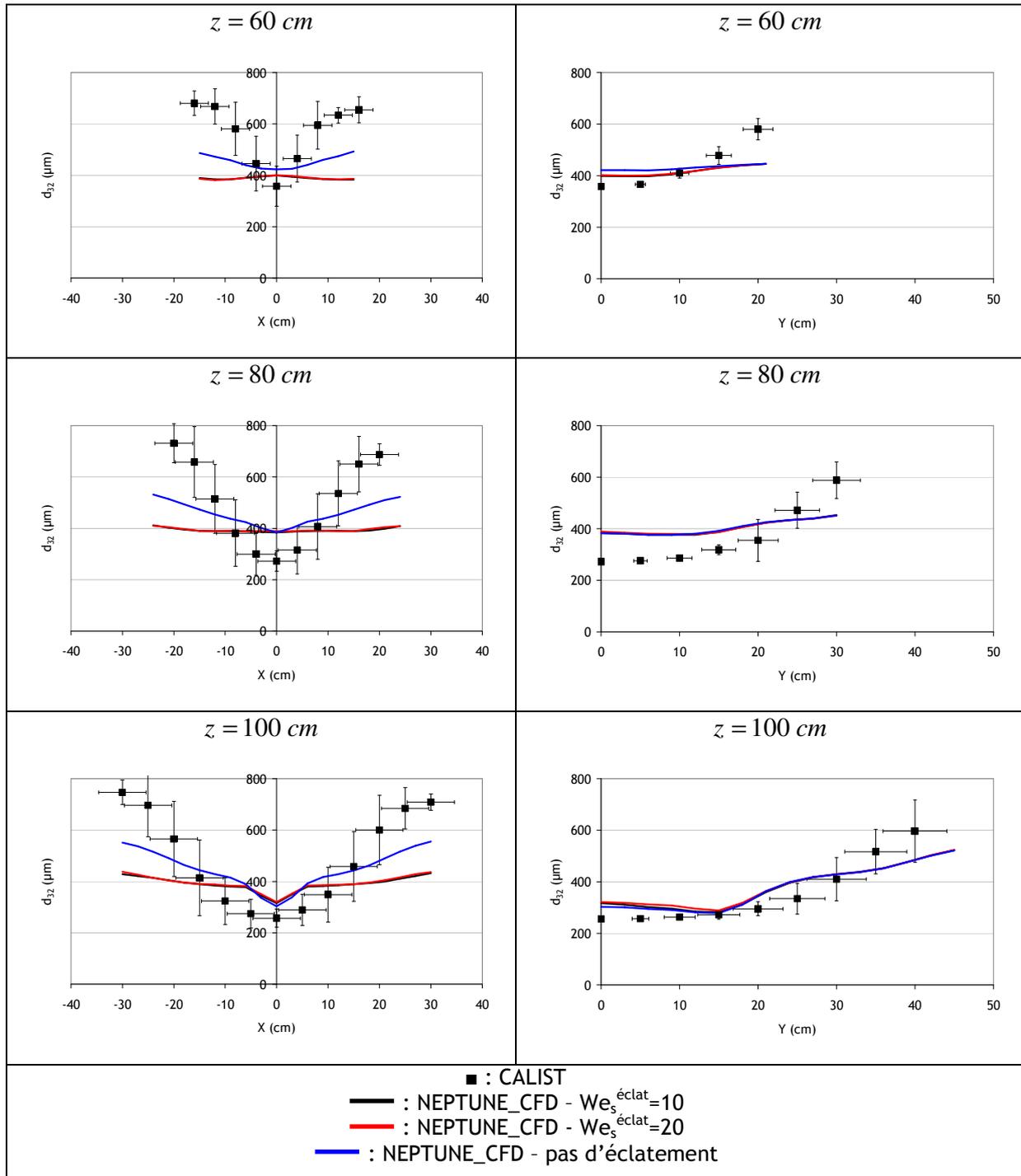


Figure 145. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.

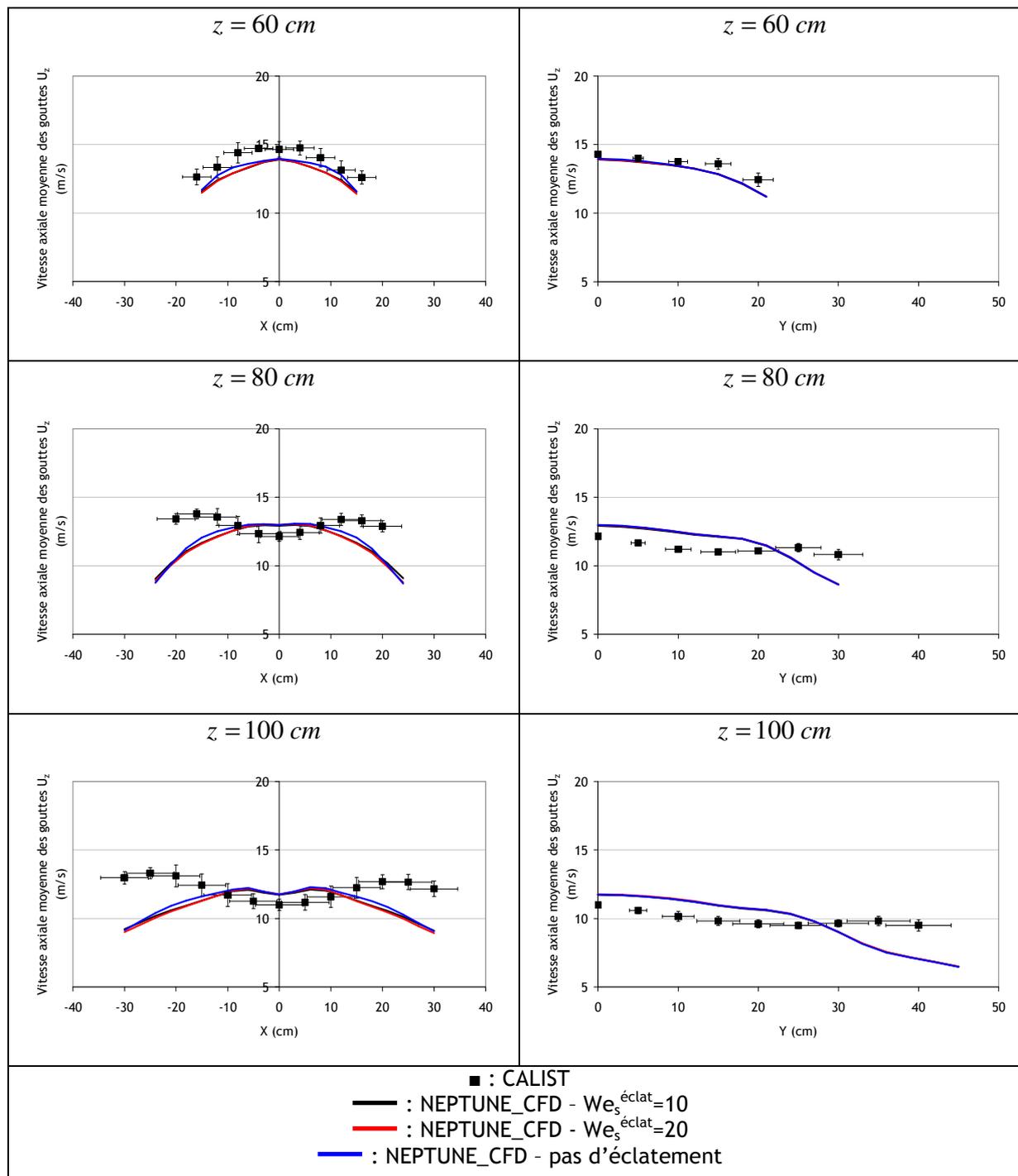


Figure 146. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.

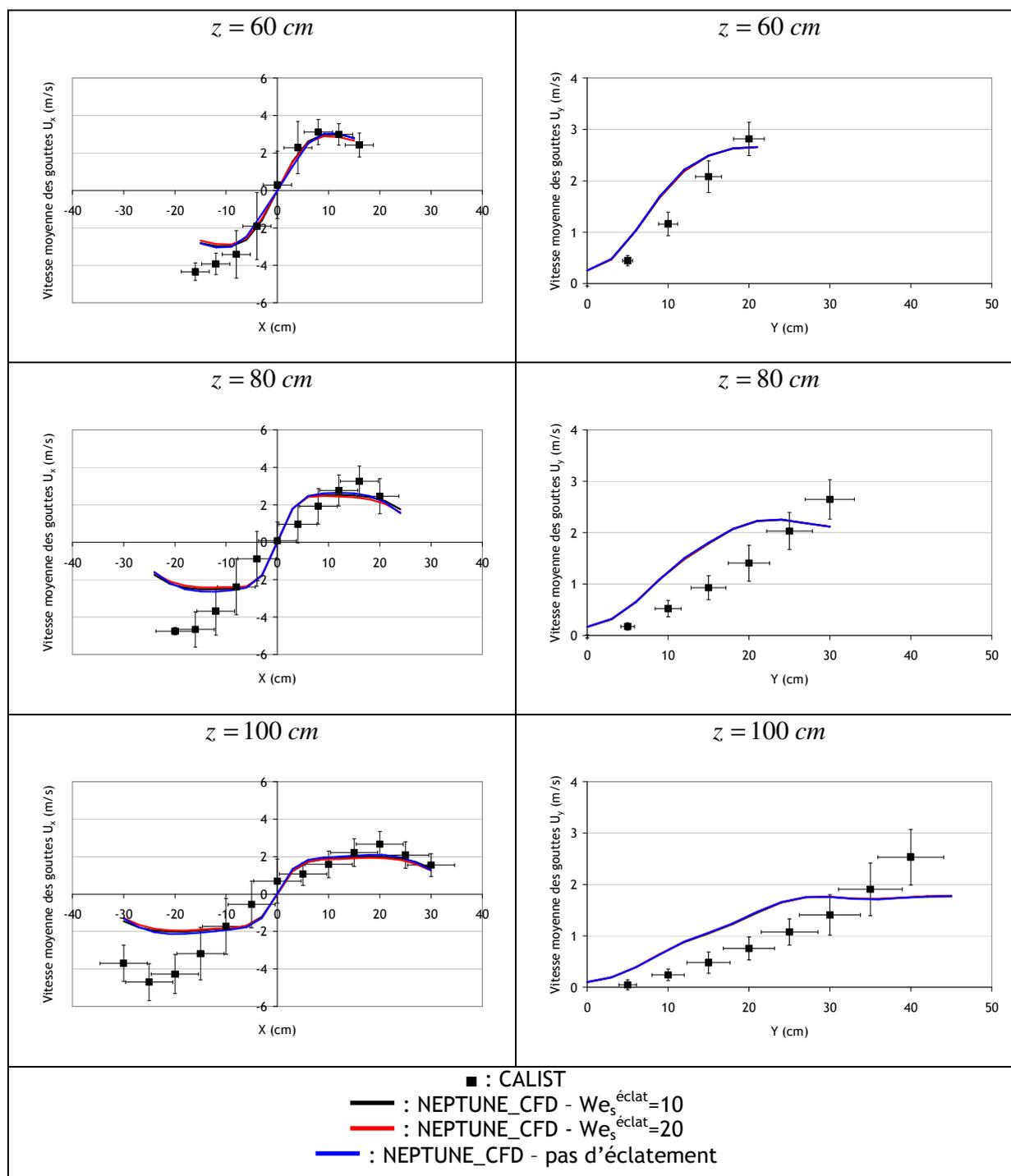


Figure 147. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées sur le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion et le modèle de collision avec étude de sensibilité à la transition vers l'éclatement, pour différentes hauteurs.

6.3.2.2 Influence de la vitesse radiale à l'injection

De toutes les données déclarées à l'injection, celles sur la vitesse radiale (Figure 103) est la seule qui n'a pas été directement mesurée par l'instrumentation du banc CALIST. Elle a en effet été déduite des composantes de la vitesse mesurées par le PDI, dont le calcul est présenté au chapitre 5.3.5. De plus, la vitesse radiale intervient au carré dans le nombre de Weber, ainsi que

dans le calcul de la fréquence de collision. Une petite variation de la vitesse radiale pourrait donc avoir certaines conséquences sur les résultats des simulations. Il a donc été décidé de tester l'influence de cette grandeur sur les résultats obtenus lors de la simulation de l'interaction entre deux sprays de buses d'aspersion, en utilisant le modèle de polydispersion associé au modèle de collision.

Plusieurs valeurs de vitesse radiale ont été testées. Pour chaque cas, c'est la valeur moyenne de la vitesse radiale à l'injection qui a été modifiée, tout en conservant la même relation taille-vitesse. Ainsi, le premier cas correspond à la vitesse radiale moyenne déterminée d'après les mesures du PDI, et qui vaut 7,6 m/s. Le deuxième cas possèdera une vitesse radiale moyenne à l'injection de 8,6 m/s, tandis que le troisième et dernier cas, aura une valeur de de 9,6 m/s. Les résultats de simulation seront comparés pour différentes hauteurs.

La première grandeur moyennée que nous avons étudiée est la concentration volumique en liquide. Nous avons vu sur la Figure 135 que les maxima de présence d'eau liquide étaient légèrement décalés vers l'origine. Une augmentation de la vitesse radiale à l'injection pourrait permettre de mieux correspondre aux résultats expérimentaux. C'est ce que l'on observe sur la Figure 148, où l'on voit que, suivant l'axe X, les profils obtenus avec des vitesses radiales moyennes à l'injection de 8,6 et 9,6 m/s sont beaucoup plus proches des données expérimentales.

En considérant que la vitesse radiale estimée par le PDI est correcte, ce qui est certainement le cas, ces différences d'angle d'ouverture du spray pourraient provenir de la non-prise en compte de la composante orthoradiale. Celle-ci, bien que presque nulle (Figure 103), peut avoir son influence pour obtenir un angle d'ouverture du spray plus important.

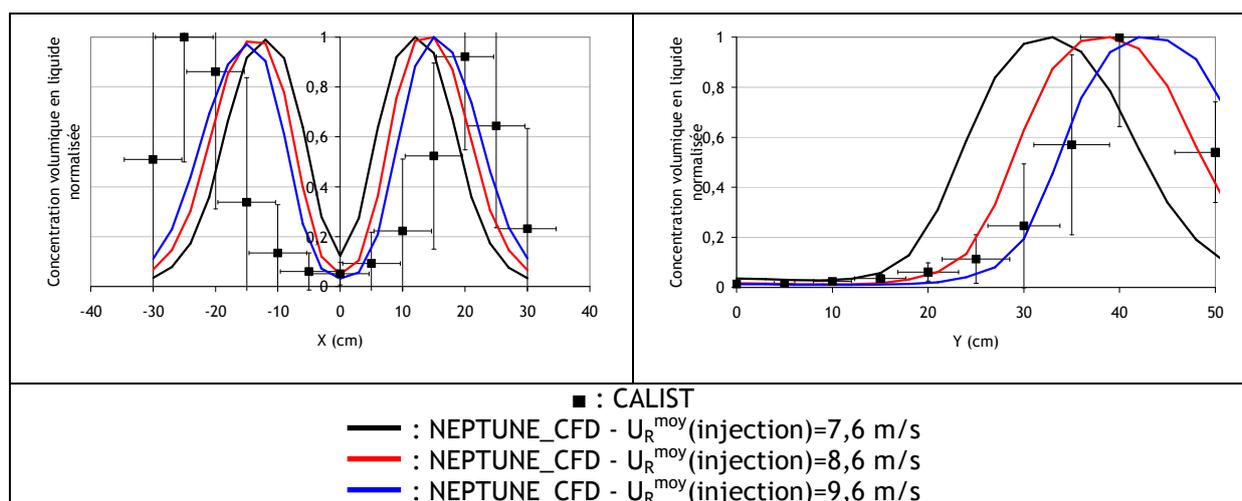


Figure 148. Comparaisons de profils de concentration volumique en liquide normalisés par rapport au maximum, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour $z = 100 \text{ cm}$.

La Figure 149 montre les profils de diamètres géométriques moyens d_{10} . On voit que le cas avec une vitesse radiale moyenne de 7,6 m/s se rapproche le plus des résultats expérimentaux. Lorsque

la vitesse radiale à l'injection augmente, les diamètres moyens dans la périphérie de la zone de croisement diminuent. Ceci s'explique par l'augmentation du nombre de Weber, qui décale les collisions vers le régime d'éclatement. Un plus grand nombre de petites gouttes sont donc formées. Il en est de même pour le diamètre de Sauter présenté sur la Figure 150.

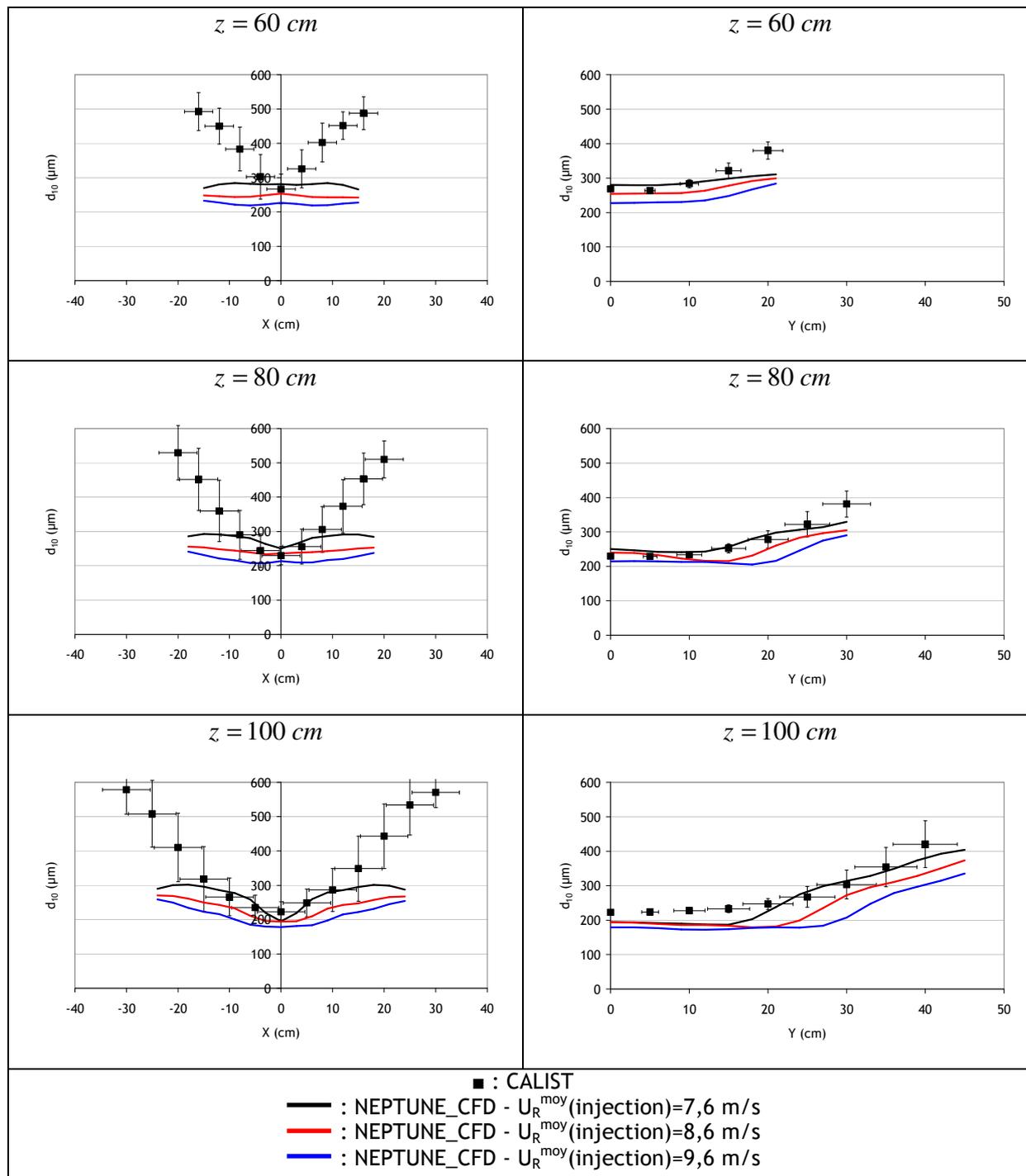


Figure 149. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.

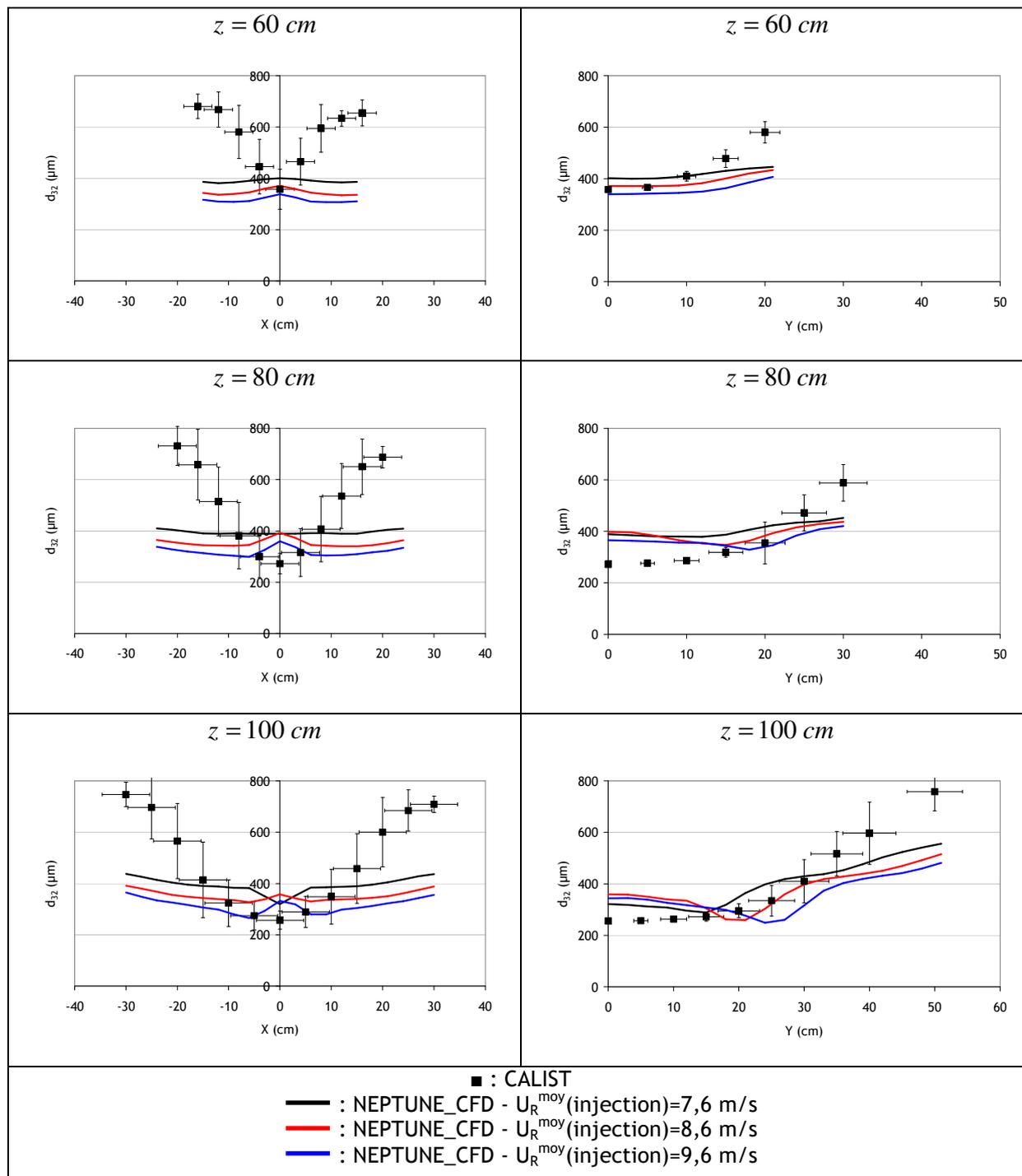


Figure 150. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.

Les résultats sur la vitesse axiale (Figure 151) et celles dans le plan (X,Y) (Figure 152) vont dans le même sens que ceux obtenus sur les diamètres moyens. En effet, si de la fragmentation se produit, des petites gouttes sont créées. Celles-ci vont subir la traînée de l'air, et vont donc être plus ralenties que les grosses gouttes. La vitesse moyenne diminue donc. Elle diminue d'autant plus que la vitesse radiale à l'injection est grande. En effet, plus la vitesse radiale est grande et plus la

fréquence de collision et le nombre de Weber sont grands, donc le nombre de petites gouttes créées par éclatement augmente aussi.

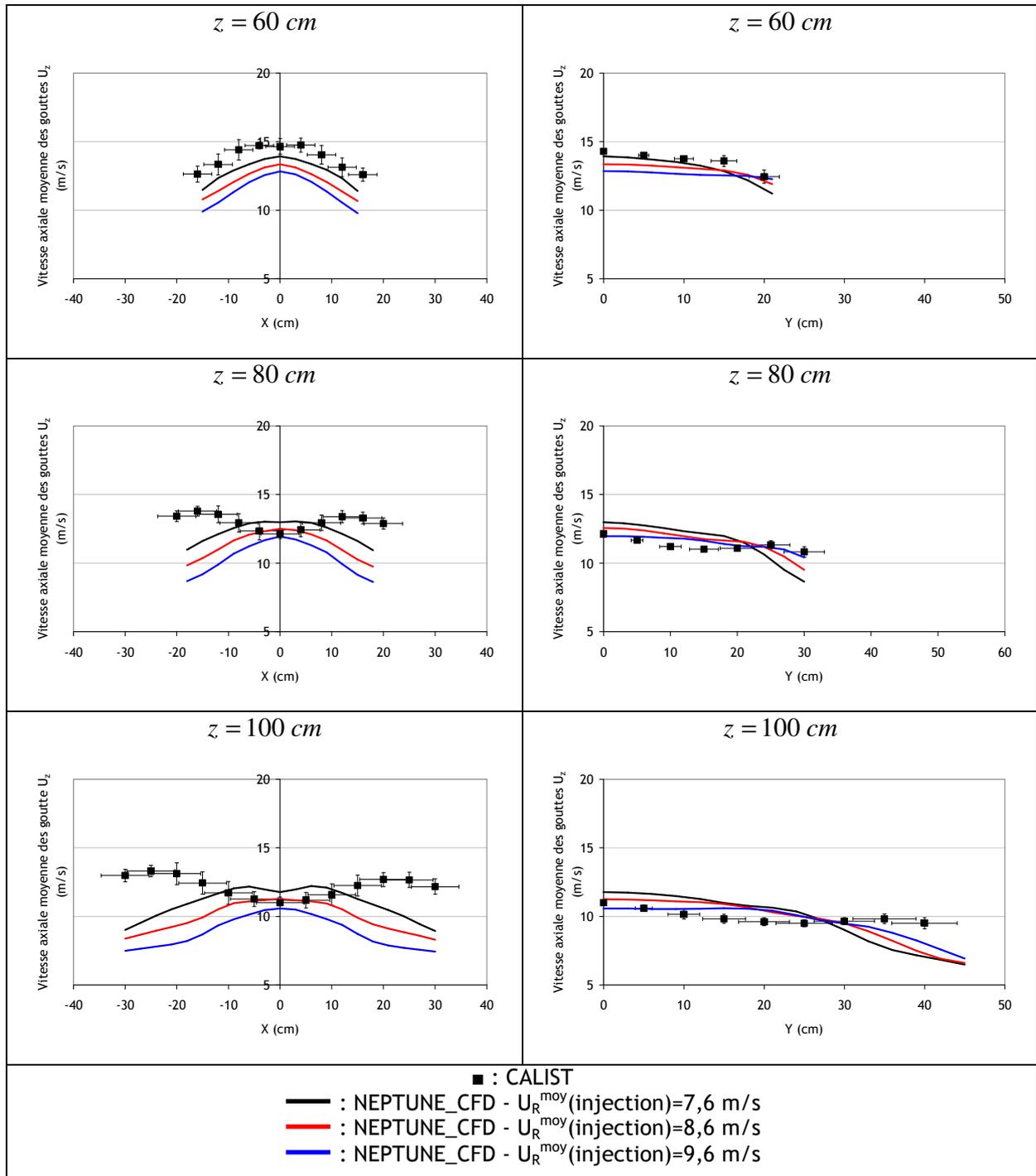


Figure 151. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.

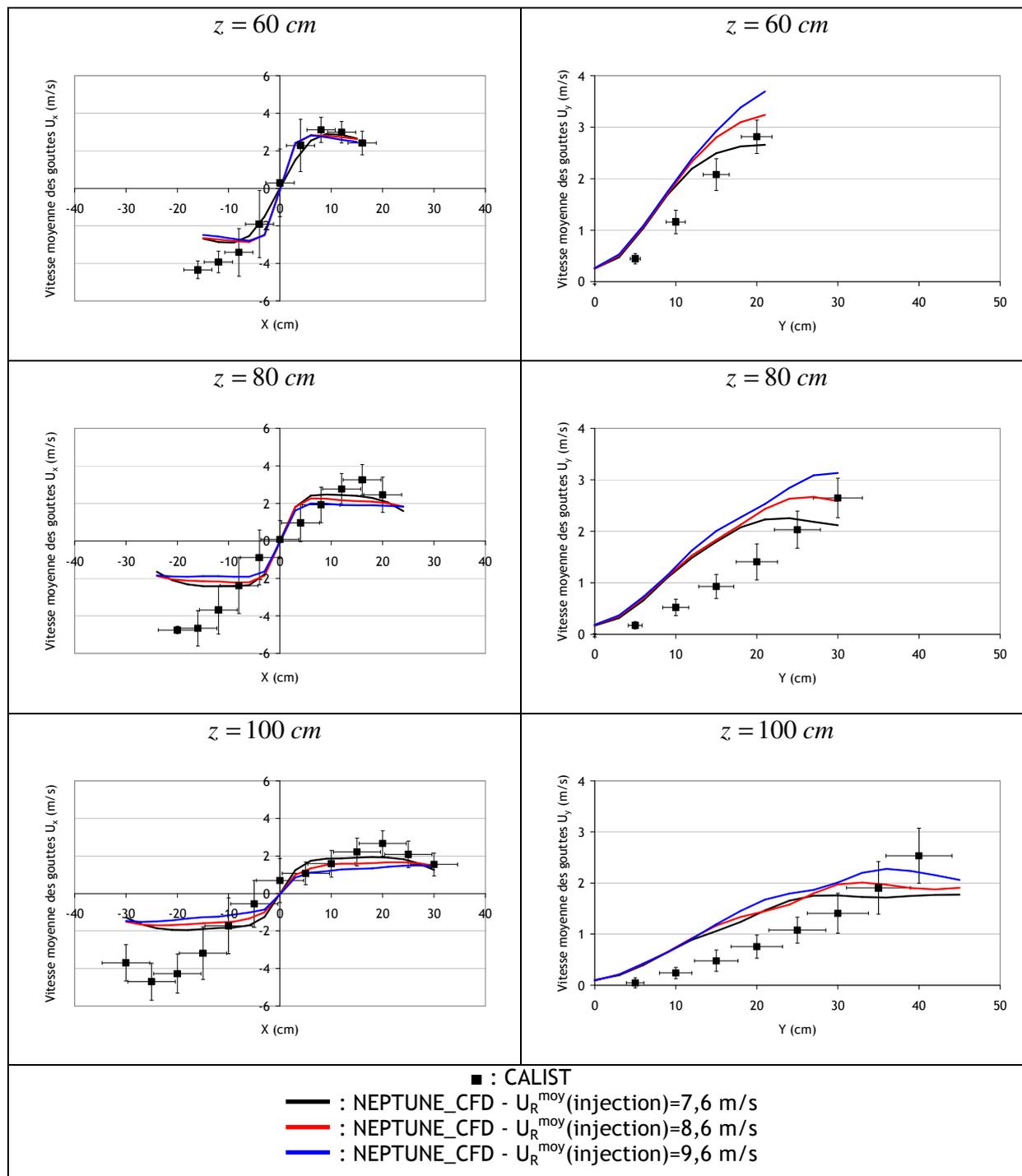


Figure 152. Comparaisons de profils de vitesses moyennes projetées sur le plan (X,Y), obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec étude de sensibilité à la vitesse radiale à l'injection, pour différentes hauteurs.

En conclusion, la valeur de la vitesse radiale à l'injection ne présente pas une influence trop importante pour le résultat du calcul. D'un point de vue concentration volumique des gouttes, il semble qu'une plus grande valeur de la vitesse radiale à l'injection permettrait de mieux correspondre aux résultats expérimentaux, mais cela engendre alors des résultats numériques pour les tailles et vitesses des gouttes moins en adéquation avec l'expérience. Néanmoins, il est

impossible de vérifier avant d'avoir optimisé la modélisation de la fragmentation qui est à l'origine de quelques écarts entre le numérique et l'expérimental. Enfin, la composante orthoradiale peut avoir un effet sur l'angle d'ouverture du spray. Cette piste devra être vérifiée.

6.3.2.3 Influence des transferts de quantité de mouvement liés à la collision

Suite aux observations faites lors des études paramétriques présentées précédemment, nous avons voulu tester l'influence des transferts de quantité de mouvement liés à la collision. Ainsi, nous comparons ici les résultats obtenus sur le maillage grossier, pour une limite d'éclatement fixée à $We_s = 20$, avec ou sans modifications de la trajectoire des gouttes qui rentrent en collision. La vitesse radiale déclarée à l'injection est celle qui a été mesurée expérimentalement, et dont la moyenne est égale à 7,6 m/s.

La Figure 153 permet de s'intéresser au diamètre moyen géométrique d_{10} . On peut noter certaines différences, notamment une amélioration de la prévision de cette grandeur lorsque l'on s'éloigne de l'origine dans le cas de la désactivation des transferts de quantité de mouvement lors de la collision (tous régimes confondus). Le diamètre de Sauter d_{32} (Figure 154) est également mieux prédit. Ces observations sur le d_{10} et le d_{32} s'expliquent par le fait que, désactiver les transferts de quantité de mouvement, a une influence principalement sur les petites gouttes. En effet, le diamètre de Sauter d_{32} n'est pas sensible aux variations du nombre de petites gouttes, mais à celles des grosses gouttes. Inversement, le diamètre moyen géométrique d_{10} évolue beaucoup avec le nombre de petites gouttes, qui sont généralement plus nombreuses que les grosses gouttes. Ces modifications sur les diamètres moyens doivent alors être accompagnées d'une évolution de la vitesse moyenne des gouttes.

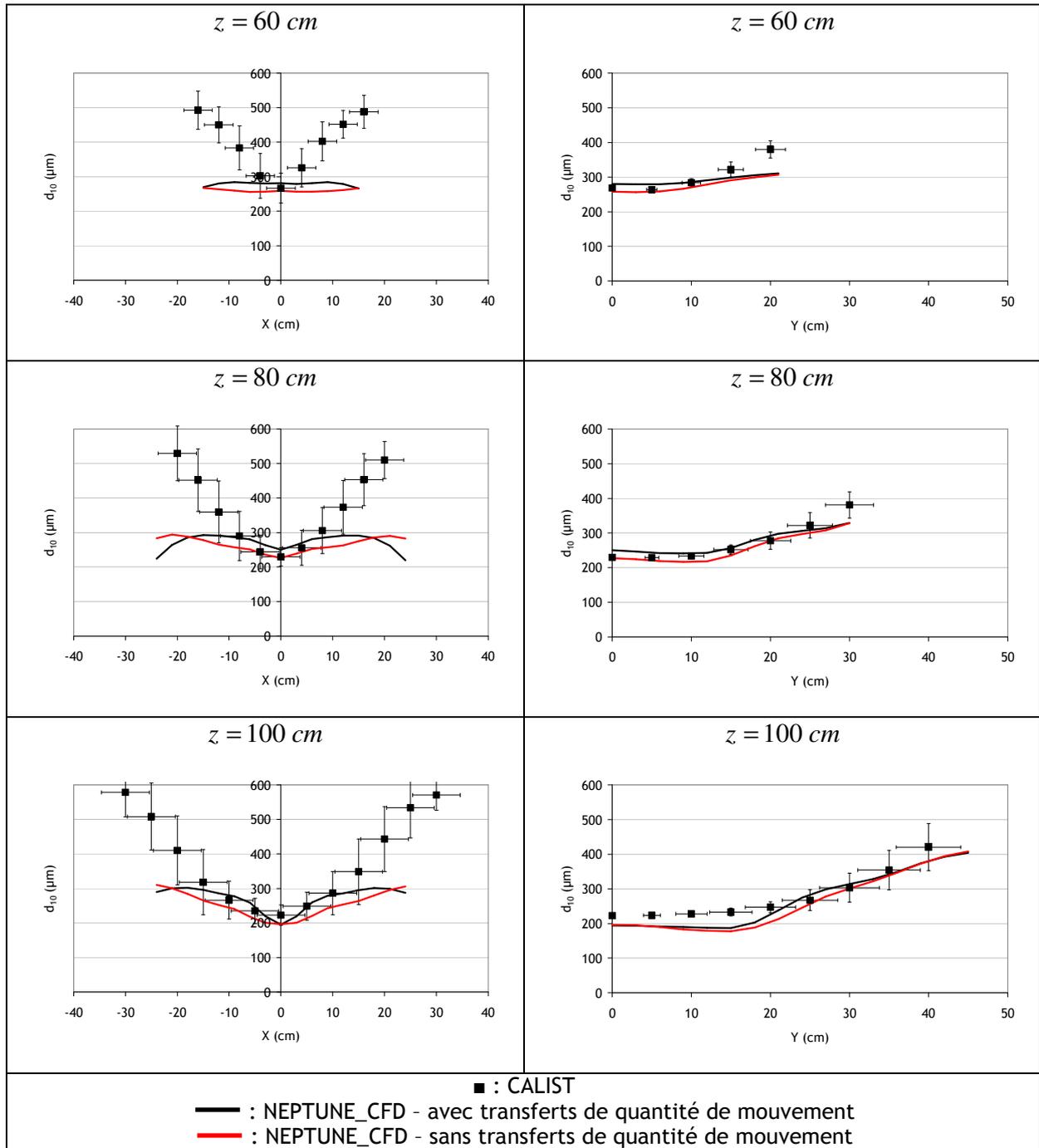


Figure 153. Comparaisons de profils de diamètres géométriques moyens d_{10} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.

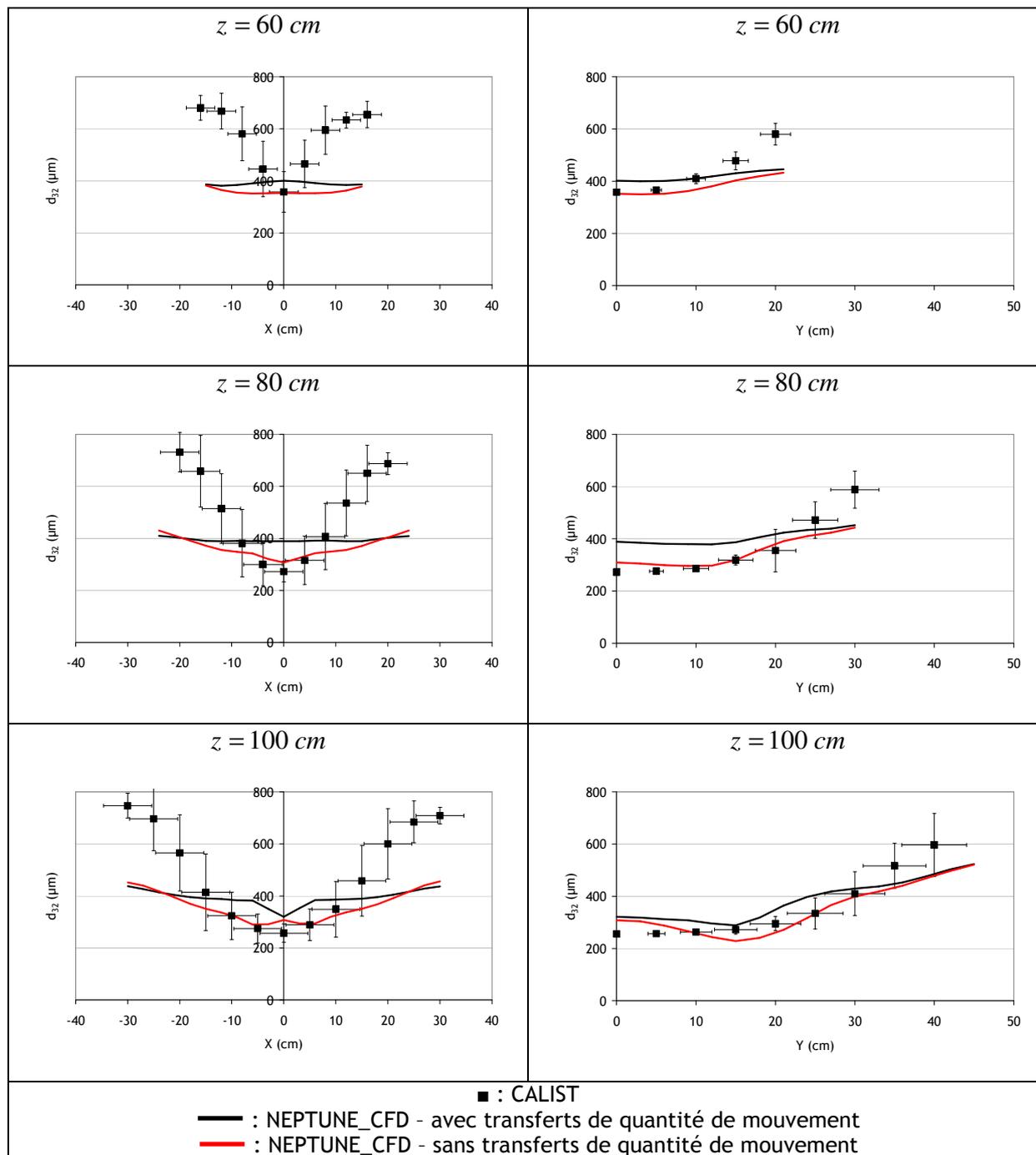


Figure 154. Comparaisons de profils de diamètres de Sauter d_{32} , obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.

La Figure 155 représente la vitesse axiale moyenne des gouttes suivant divers profils et à différentes hauteurs. On note que suivant l'axe X , le profil de vitesse axiale moyenne est mieux prédit par le cas sans transferts de quantité de mouvement. En effet, on a vu précédemment que le diamètre moyen géométrique d_{10} était, dans ce cas là, mieux prédit, et notamment qu'il se traduisait par la

présence de plus grosses gouttes loin de l'origine. Les grosses gouttes étant moins ralenties que les petites gouttes, la vitesse moyenne axiale sera alors plus élevée.

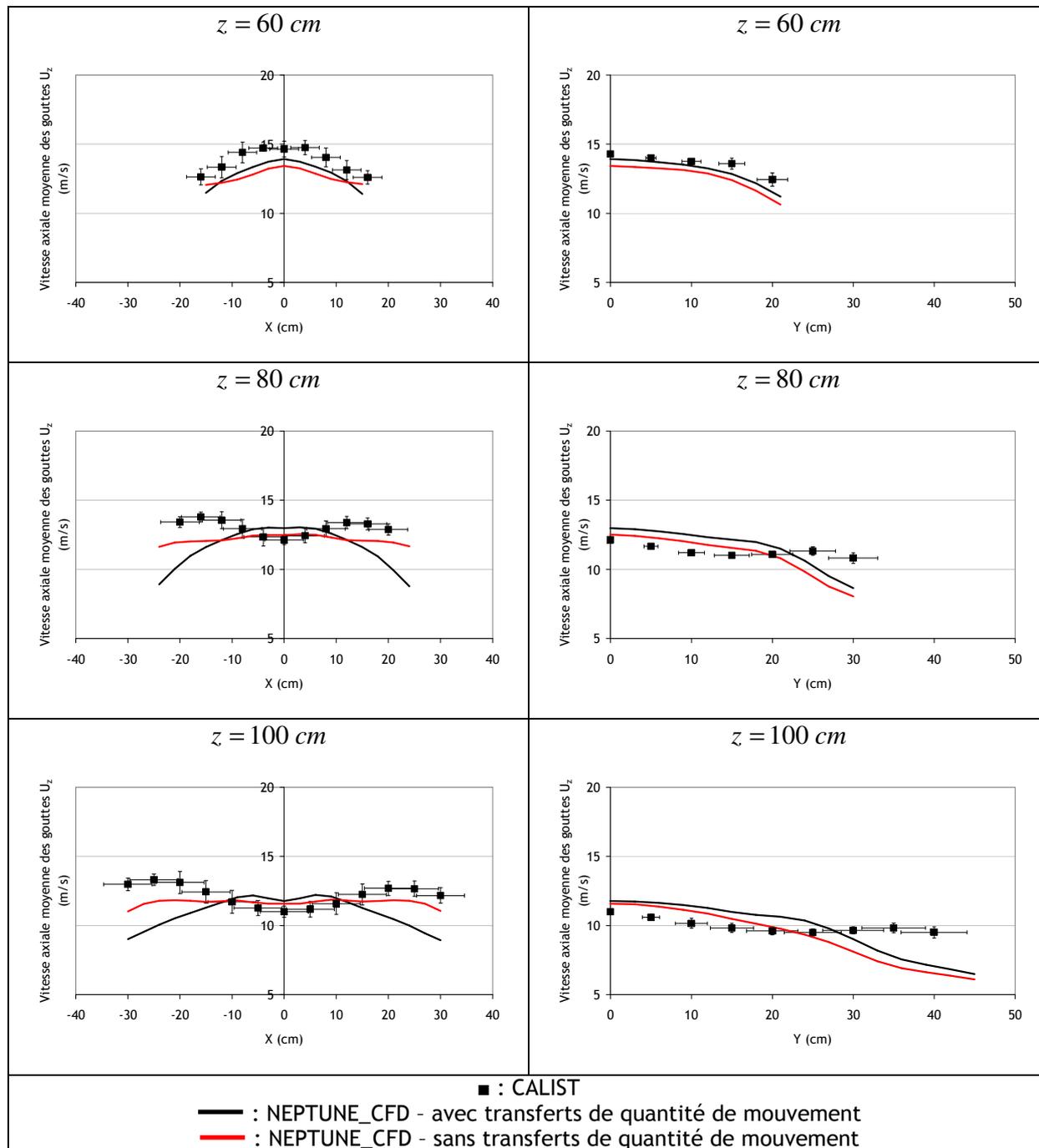


Figure 155. Comparaisons de profils de vitesses moyennes axiales, obtenus expérimentalement sur les sprays en interaction de deux buses d'aspersion REP à une pression de 3,5 bar et grâce au code NEPTUNE_CFD en utilisant le modèle de polydispersion avec collisions avec ou sans transferts de quantité de mouvement, pour différentes hauteurs.

Ces quelques comparaisons entre le cas avec transferts de quantité du mouvement, et le cas sans transferts de mouvement, permettent de confirmer qu'un effort sur la modélisation de la modification des vitesses des gouttes suite à une collision doit encore être réalisé. La description

eulérienne de la collision limite néanmoins les possibilités de cette modélisation. En effet, on ne peut choisir qu'une seule direction pour la vitesse des gouttes post-collisionnelles alors qu'on voit expérimentalement qu'on devrait définir une distribution de vitesses pour certains régimes. De plus, lorsque la fréquence de collision sera faible, les termes de transferts de quantité de mouvement seront faibles et aucun effet ne sera observé. Inversement, si la fréquence de collision est trop élevée, une seule direction sera privilégiée et l'effet sera surestimé (Figure 156).

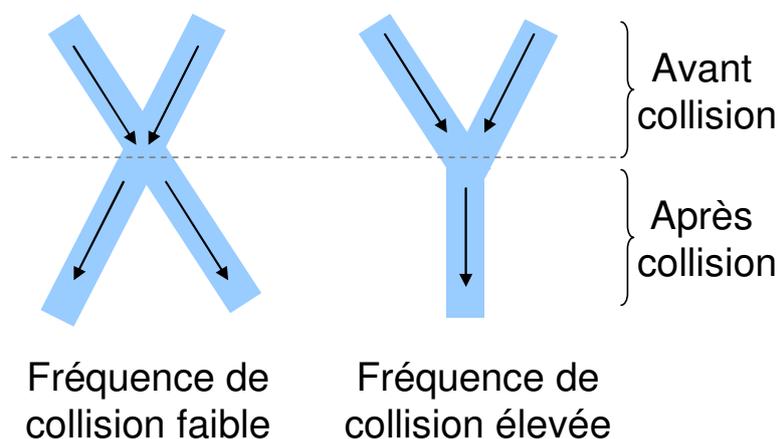


Figure 156. Trajectoires des gouttes avant et après collision à faible ou fort taux de fréquence, lorsque les transferts de quantité de mouvement sont activés

6.4 CONCLUSION SUR LA MODELISATION DE LA POLYDISPERSION ASSOCIEE AU MODELE DE COLLISION

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que le modèle de polydispersion associé au modèle de collision est capable de bien appréhender certains phénomènes physiques. L'entraînement des plus petites gouttes par l'air, lui-même mis en mouvement par le jet du spray, est notamment correctement prédit par la simulation, et permet de prévoir ainsi les distributions en taille et en vitesse des gouttes. Alors que le cas monodispersé ne tient pas compte de la polydispersion en taille, il fait également une erreur importante sur la prédiction de la vitesse des gouttes. Or, dans le cadre de la simulation d'un accident grave avec une part importante du phénomène d'évaporation/condensation, la mauvaise prédiction des diamètres et des vitesses entraîne une mauvaise estimation de la surface d'échange entre l'eau liquide et la vapeur. Cette erreur peut avoir un impact important sur le calcul de la pression et de la température, qui sont des paramètres prépondérants pour étudier le maintien de l'intégrité de l'enceinte d'un bâtiment réacteur. Nous avons également montré que le code NEPTUNE_CFD était capable de bien prédire l'entraînement d'air généré dans la zone extérieure du spray, seul endroit où ont été réalisées des mesures expérimentales. Ce résultat est important dans le cadre de l'étude du risque d'explosion dû à la possible présence de dihydrogène dans l'enceinte du bâtiment réacteur. Toutefois, d'autres validations du code sont nécessaires pour s'assurer de sa justesse, notamment par des intercomparaisons plus détaillées dans l'enveloppe du spray, siège d'une grande partie des transferts.

Dans le cas du croisement de sprays, les résultats sont encourageants, mais des efforts de modélisation des régimes doivent encore être menés, notamment sur les transferts de quantité de mouvement. La description eulérienne choisie pour cette étude a nécessité des approximations pour établir la vitesse post-collision qui semblent avoir un impact important sur la simulation de cette configuration. D'autre part, les régimes de fragmentation sont responsables de la création d'un trop grand nombre de petites gouttes. Il est alors important de continuer à travailler sur ces régimes, qui sont peu abordés dans la littérature.

Un des plus grands inconvénients de la méthode des sections associé au modèle de collision est le temps de calcul qui en découle. La parallélisation massive s'avère nécessaire. Dans la configuration « une seule buse REP », (Tableau 29), le passage du monodispersé, soit 3 phases (gaz, gouttes brumisateurs) au polydispersé, soit 10 phases (gaz, 9 sections de gouttes), multiplie par 6 le temps de calcul quel que soit le maillage. Dans la configuration « deux sprays en interaction » (Tableau 30), les temps de calcul sont multipliés par environ 10. Cette augmentation du temps de calcul est cohérent avec l'ajout de classes lorsque l'on traite le cas en polydispersé. Dans la configuration « deux sprays en interaction », la prise en compte de la collision par le biais des termes de transfert de masse multiplie par 13 le temps de calcul par rapport au temps de calcul en polydispersé sans collisions. Enfin, si l'on tient compte en plus des transferts de quantité de mouvement dus à la collision, cela double encore le temps de calcul.

Néanmoins, ces temps de calcul qui augmentent beaucoup lors de la prise en compte de la collision peuvent certainement être diminués en optimisant le codage des modèles. Cette méthode de polydispersion pourrait donc devenir très performante, notamment grâce à l'évolution rapide des moyens informatiques.

Tableau 29. Evolution des temps de calcul nécessaires pour la simulation avec le code NEPTUNE_CFD d'une seconde avec un processeur du cas « une seule buse REP »

	Maillage grossier	Maillage standard
3 classes (gaz, gouttes, brumisateurs)	t=40000 s (11 heures)	t'=150000 s (1,7 jours)
10 classes sans collision (gaz, 9 classes de gouttes)	$t_1 = 6t$	$t'_1 = 6t'$

Tableau 30. Evolution des temps de calcul nécessaires pour la simulation avec le code NEPTUNE_CFD d'une seconde avec un processeur du cas « deux sprays en interaction »

	Maillage grossier	Maillage standard
3 classes sans collisions (gaz, 2 classes de gouttes)	$t=160000$ s (2 jours)	$t'=600000$ s (7 jours)
19 classes sans collisions (gaz, 2x9 classes de gouttes)	$t_1 = 10t$	$t'_1=13t'$
19 classes avec transfert de masse dû à la collision	$t_2 = 13t_1 = 130t$	$t'_2 = 12t'_1 = 160t'$
19 classes avec transferts de masse et de quantité de mouvement dus à la collision	$t_3 = 2,5t_2 = 30t_1 = 300t$	$t'_3 = 2,4t'_2 = 29t'_1 = 380t'$

CONCLUSION ET EXTRAPOLATION AU CAS REACTEUR

Ce travail a été initialement motivé par la nécessité de modéliser plus précisément les différents phénomènes physiques dans les codes de simulation numérique du comportement de centrales nucléaires en situation accidentelle. La récente actualité au Japon a confirmé que cette démarche de l'amélioration constante de la sûreté était nécessaire, afin d'éviter de nouvelles catastrophes de ce genre.

Le dispositif de sauvegarde auquel on s'est intéressé ici est le système d'aspersion équipant les enceintes de confinement des réacteurs nucléaires français. Les caractéristiques des buses constituant le système d'aspersion étaient peu connues. Cette absence d'informations nous a notamment poussés à construire le banc expérimental CALIST, afin de caractériser expérimentalement les sprays générés par les buses d'aspersion de réacteurs à eau pressurisée. L'instrumentation de CALIST permet de mesurer les tailles et les vitesses de gouttes en plusieurs endroits, mais aussi d'estimer la vitesse de l'air entraîné autour du spray. Ce banc expérimental met donc à disposition de nombreuses données sur les nuages de gouttes produits par des sprays à grande échelle. Désormais, nous disposons d'une description complète, à pression atmosphérique et température ambiante, des caractéristiques de la buse d'aspersion généralement utilisée dans les REP français. Mais d'autres types de buses peuvent également être testés sur ce banc, comme les sprinklers à incendie. Ces données pourront alors alimenter des benchmarks entre codes de simulation numérique.

Dans ce travail, deux configurations ont été étudiées sur le banc CALIST.

La première configuration mettait en jeu une seule buse REP. Les collisions entre gouttes sont dans ce cas là estimés négligeables sur la hauteur considérée. Les évolutions des distributions en taille et en vitesse des gouttes ne sont dues qu'à la force de traînée et à la relaxation des gouttes. Un entraînement d'air généré par le spray a été mis en évidence. Ainsi, les plus petites gouttes, les moins inertielles, sont entraînées par l'air vers le centre du spray, tandis que les grosses gouttes, plus inertielles, montrent des trajectoires plus rectilignes.

La deuxième configuration était constituée de deux buses d'aspersion REP, placées de telle façon que les enveloppes des deux jets ainsi créés se croisent. Des collisions entre les gouttes peuvent donc avoir lieu. En plus de l'influence de la force de traînée, ces collisions sont responsables d'une évolution de la taille et de la vitesse des gouttes. L'objectif de ce travail a donc été de modéliser la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes au sein des nuages de gouttes générés par les buses du système d'aspersion, et d'évaluer l'influence que pouvait avoir la collision entre gouttes sur les grandeurs caractéristiques du spray.

Pour cela, une étude expérimentale a tout d'abord été menée sur le banc COLLGATE, afin de modéliser la collision binaire entre deux gouttes d'eau. Des cartographies de régime de collision ont pu être tracées, en fonction de paramètres adimensionnels proposés par la littérature. Les améliorations apportées à ce banc ont permis d'obtenir des résultats précis, incluant un calcul d'incertitude permettant de sélectionner les meilleures acquisitions de données. Les résultats de la littérature ont été retrouvés dans le cas de la collision de gouttes d'eau dans des conditions atmosphériques. De plus, dans ces conditions, le régime de rebond a pour la première fois été délimité de façon plus précise pour l'eau, permettant la validation du modèle d'Estrade et al. (1999) pour ce régime. Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence, sur les régimes de collision binaire, des conditions ambiantes caractéristiques de l'enceinte d'un réacteur nucléaire suite à un accident. Les effets d'une augmentation de la pression et d'une modification de la composition gazeuse ayant déjà été étudiés auparavant, nous avons porté notre attention sur la présence de particules solides, solubles et insolubles, pouvant être captées par les gouttes lors de leur trajet dans le bâtiment réacteur. Pour les concentrations testées, caractéristiques des conditions d'un accident grave, les effets observés sont faibles, le plus souvent inclus dans l'incertitude inhérente du banc expérimental. Ceci permet donc de conclure que les modèles d'issue de collision (notamment ceux de Rabe et al. 2010) développés en eau pure, peuvent être utilisés avec une relative confiance pour les applications réacteur, où l'eau est chargée d'impuretés. Pour être exhaustif, il faudrait encore tester de plus fortes concentrations d'aérosols insolubles, ainsi que l'influence du bore et de la soude, additifs ajoutés à l'eau d'aspersion dans les REP

Pour ce faire, des essais à plus fortes concentrations d'aérosols insolubles pourraient compléter ce travail, mais l'utilisation du banc COLLGATE s'avère impossible dans ces conditions, et une nouvelle installation devrait alors être pensée. Toutefois, il semble que l'influence de la présence de particules dépende de la nature chimique de celles-ci. A partir de la littérature et de nos résultats, nous n'avons pas pu généraliser le comportement observé en fonction du type de particule choisi. Des études fondamentales paraissent alors nécessaires pour expliquer les résultats expérimentaux.

D'autre part, de l'acide borique et de la soude sont dissouts dans l'eau injectée par le système d'aspersion. Leur présence en faible concentration ne permet pas de modifier les propriétés physiques du liquide. Toutefois, étant donné que le comportement lors de la collision semble différent pour chaque soluté testé, il serait intéressant de mener une étude de collision binaire en présence d'acide borique et de soude.

Compte tenu de nos résultats expérimentaux, nous avons choisi d'utiliser les résultats obtenus en eau pure sous conditions atmosphériques, dont les transitions entre les régimes sont bien décrites, afin d'alimenter les modèles de collision que nous avons développés.

L'étude de l'influence de la collision de gouttes à l'échelle du nuage passe par la modélisation de la probabilité que deux gouttes se rencontrent. Des expressions théoriques existent dans la littérature, permettant d'estimer la fréquence de collision au sein d'un nuage de gouttes dont les propriétés de nombre, vitesse, et grandeurs turbulentes sont connues. Un modèle de collision, couplant le calcul de cette fréquence de collision aux résultats de l'issue de collision obtenus après étude expérimentale sur le banc COLLGATE, a alors été développé. Pour cela, des approximations ont été nécessaires, notamment sur la modélisation de l'issue de la collision, en particulier les régimes d'éclatement. Néanmoins, cela a permis de prendre en compte dans les calculs tous les régimes de collision.

En effet, concernant les régimes d'éclatement, un intérêt doit encore être porté à l'étude de ces régimes de collision caractérisés par un grand nombre de Weber. En effet, ces régimes peuvent avoir une influence importante dans l'évolution des distributions en taille et en vitesse des gouttes par collision, puisqu'ils résultent par la création de nombreuses petites gouttes à partir de deux gouttes indécises. Or, la transition vers ces régimes est peu connue. Un modèle permettant d'estimer le nombre de gouttes créées par de tels régimes a été mis au point dans ce travail, mais une validation expérimentale doit être réalisée. Des efforts supplémentaires sont donc nécessaires.

Un travail sur la modélisation des termes de collision doit encore être réalisé, notamment afin d'effectuer le calcul exact des termes de transfert de masse, de quantité de mouvement et d'agitation entre les classes, et ceci pour tous les régimes de collision. Les approximations réalisées dans ce travail ont toutefois permis de poser les bases d'une modélisation rigoureuse.

Ce modèle de collision a ensuite été couplé à un modèle de polydispersion en taille et en vitesse des gouttes. Nous avons pour cela choisi la méthode des sections. Cela consiste à diviser la population de gouttes en sous-populations, chacune possédant une taille définie, et évoluant indépendamment des autres sections. Chaque section a donc sa propre vitesse et cela constitue un atout du modèle. Ces modèles ont été implémentés dans le code NEPTUNE_CFD développé par EDF, et les résultats numériques ont été comparés avec ceux obtenus sur le banc CALIST dans les différentes configurations étudiées avec les buses d'aspersion REP.

Le modèle de polydispersion associé au modèle de collision s'est révélé bien adapté pour ce type de spray, où il a été possible de mettre en évidence, expérimentalement, une relation bien définie entre la taille et la vitesse.

Dans la première configuration « une seule buse REP », des accords très satisfaisants avec les résultats expérimentaux ont été mis en évidence lors de la simulation de l'entraînement d'air généré par le spray, autour de son enveloppe, là où les mesures expérimentales ont été menées. Les caractéristiques en taille et en vitesse des gouttes sont également bien prédites par le code. Des validations supplémentaires sont toutefois nécessaires pour s'assurer que le code NEPTUNE_CFD prédit correctement l'entraînement d'air, notamment dans la zone d'enveloppe du spray, siège

d'importants transferts. Dans le cadre de la sûreté nucléaire, il est important de calculer de façon juste ces écoulements de gaz, afin de pouvoir étudier le brassage d'espèces gazeuses explosives comme le dihydrogène.

Dans la deuxième configuration mettant en jeu deux buses REP en interaction, les effets des collisions entre les gouttes ont pu être mis en évidence. Dans la zone de croisement, les régimes de fragmentation sont prépondérants, et entraînent donc une diminution de la taille des gouttes. Un bon accord a été mis en évidence entre nos résultats expérimentaux et nos simulations numériques, mais la description eulérienne choisie ici a limité de façon inhérente la modélisation des termes de transfert de quantité de mouvements liés à la collision, se traduisant par quelques incertitudes sur la prévision de la vitesse des gouttes. Néanmoins, l'approche polydispersée a montré, dans les deux configurations, un apport important dans la simulation de ce genre de sprays. Être capable de tenir compte des différentes tailles et vitesses des gouttes est primordial dans l'étude du système d'aspersion. En effet, l'efficacité du dispositif pour faire diminuer la pression et la température dans l'enceinte dépend de la surface d'échange entre les gouttes d'eau et le gaz environnant. La prise en compte de la polydispersion permet alors une estimation plus juste des transferts de masse et de chaleur qui auront lieu dans l'enceinte du bâtiment réacteur. Il faudra d'ailleurs prochainement coupler le modèle de polydispersion que nous avons développé à un modèle de condensation/évaporation. Pour ce faire, et dans l'objectif d'aboutir à un calcul intégral d'aspersion en conditions représentatives d'un accident grave, les effets de température et de pression, tant sur l'atomisation des gouttes en sortie des buses REP, que sur les propriétés physiques influant sur la collision (augmentation de la température du gaz et des gouttes) devront être au minimum appréhendés.

A partir de là, cette modélisation de la polydispersion, prenant en compte la collision entre gouttes et la condensation/évaporation, pourrait donc bientôt aboutir à la simulation d'un accident grave de réacteur nucléaire dans son intégralité. De telles simulations numériques permettraient d'estimer plus précisément les efficacités d'aspersion (efficacité de mélange de gaz, de dépressurisation, de refroidissement) dans différents scénarios accidentels typiques. Ces connaissances peuvent être également intéressantes pour l'optimisation de l'utilisation de moyens mobiles d'intervention d'urgence mettant en œuvre des lances d'aspersion dans des conditions typiques d'un accident grave.

Enfin, pour ouvrir sur l'actualité, suite aux événements catastrophiques de Mars 2011, au Japon, qui ont touché la centrale nucléaire de Fukushima, la question s'est posée de savoir si les centrales nucléaires françaises, et même européennes, étaient capables de résister à de telles situations. Les Autorités de Sûreté Nucléaire ont en effet demandé à l'exploitant de réévaluer l'état de sûreté des installations. Plusieurs thèmes ont été abordés comme le séisme, l'inondation, la perte des sources électriques, la perte des sources de refroidissement, ou encore l'accident grave. Les résultats, dévoilés par l'exploitant, montrent que le parc est sûr et qu'il bénéficie d'un bon niveau de résistance face aux différents aléas, mais qu'il est important d'étudier ce genre de scénario

extrême. La perte des alimentations en eau et en électricité qui en découle est une situation qui doit être notamment considérée avec précaution. En effet, il est nécessaire dans ce cas-là de renforcer les moyens de chaque centrale pour retrouver rapidement un dispositif d'alimentation. On voit donc l'obligation de continuer à placer des investissements dans la recherche de la sûreté, pour penser à des systèmes plus robustes, des installations plus sûres, afin de protéger les populations voisines des conséquences de tels accidents.

RÉFÉRENCES

ABRAHAMSON, J., *Collision rates of small particles in a vigorously turbulent fluid*, Chemical Engineering Science, vol. 30, pp. 1371-1379 (1975).

ALENGRY, J., FOISSAC, A., RABE, C., MALET, J., *Manuel d'utilisation du banc expérimental COLLGATE*, Rapport IRSN/DSU/SERAC/LEMAC/09-20 (2009).

ARAI, M., SAITO, M., *Atomization characteristics of jet-to-jet and spray-to-spray impingement systems*, Atomization and Sprays, vol. 9, pp. 399-417 (1999).

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).

ASHGRIZ, N., POO, J.Y., *Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops*, Journal of Fluids Mechanics, vol. 221, pp. 183-204 (1990).

AUSSILLOUS, P., QUERE, D., *Properties of liquid marbles*, Proceedings of the royal society A, vol. 462, pp. 973-999 (2006).

AUTON, T.R., HUNT, J.C.R., PRUD'HOMME, M., *The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 197, pp. 241-257 (1988).

BACHALO, W.D., HOUSER, M.J., *Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions*, Opt. Eng. vol. 23, pp. 583-590 (1984).

BELT, R., SIMONIN, O., *Quadrature method of moments for the pdf modelling of droplet coalescence in turbulent two-phase flows*, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vail, Colorado, USA (2009).

BILLARAND, Y., COREAU, J.B., DUCRET, D., VENDEL, J., *Mise au point et premières qualifications d'ACACIA*, Rapport CEA n° SERAC/LPMC/97-04, IPSN/DPEA/SERAC (1997).

BINGHAM, E., JACKSON, R., *Standard substances for the calibration of viscometers*, Journal of the Franklin Institute, vol. 283, pp. 229-230 (1917).

BINKS., B.P., *Particles as surfactants-similarities and differences*, Current Opinion in Colloid & Interface Science, vol. 7, pp. 21-41 (2002).

BOLTZMANN, L., *Lectures on gas theory*, University of California Press, Berkeley (1964).

BRAZIER-SMITH, P.R., JENNINGS, S.G., LATHAM, J., *The interaction of falling water droplets: coalescence*, Proc. Roy. Soc. Lond., A, vol. 326, pp. 393-408 (1972).

BRENN, G., KOLOBARIC, V., *Satellite droplet formation by unstable binary drop collisions*, Physics of Fluids, vol. 18 (2006).

BUTLER ELLIS, M.C., TUCK, C.R., MILLER, P.C.H., *How surface tension of surfactant solutions influences the characteristics of sprays produced by hydraulic nozzles used for pesticide application*, Colloids and Surfaces, vol. 180, pp. 267-276 (2001).

CHEN, R.H., PHUOC, T.X., MARTELLO, D., *Surface tension of evaporating nanofluid droplets*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 54, pp. 2459-2466 (2011).

CHIBA, T., SAITO, M., AMAGAI, K., ARAI, M., *Inter-spray impingement of two diesel sprays*, Proceedings of ICLASS, CA, USA (2000).

CHIGUIER, N., REITZ, RD., *Regimes of jet breakup and breakup mechanisms (physical aspects)*, Recent advances in spray combustion: spray atomization and drop burning phenomena, Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 1, chap. 4, 166 (1996).

CLIFT, R., GRACE, J.R., WEBER, M.E., *Bubbles, drops and particles*, Academic Press, New-York (1978).

COPPOLANI, P., HASSENBOEHLER, N., JOSEPH, J., PETETROT, J.F., *La chaudière des réacteurs à eau sous pression*, EDP science, Collection Génie Atomique (2004).

COSSALI, G.E., *An integral model for gas entrainment into full cone sprays*, J. Fluids Mechanics, vol. 439, pp. 353-366 (2001).

DE CHAISEMARTIN, S., *Modèles eulériens et simulation numérique de la dispersion turbulente de brouillards qui s'évaporent*, Thèse de l'Ecole Centrale Paris (2005).

DELHAYE, J.M., GIOT, M., RIETHMULLER, M.L., *Thermal-hydraulics of two phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Hemisphere and McGraw Hill (1981).

DOISNEAU, F., LAURENT, F., MURRONE, A., DUPAYS, J., MASSOT, M., *Eulerian Multi-Fluid models for the simulation of dynamics and coalescence of particles in solid propellant combustion*, Journal of Computational Physics, soumis (2011).

DUCRET, D., VENDEL, J., VIGLA, D., *Etude préliminaire de l'aspersion*, rapport IPSN/DSU/SERAC/LECEV 93/22 (1993).

DUFOUR, G., *Modélisation multi-fluide eulérienne pour les écoulements diphasiques à inclusions dispersées*, Thèse de l'Université Paul Sabatier - Toulouse III (2005).

DUMOUCHEL, C., *On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams*, Experiments in Fluids, vol. 45, pp. 371-422 (2008).

EINSTEIN, A., *Investigations on the theory of the Brownian movement (corrections, Ann. Phys., 1911, vol. 34, p. 311)*, traduction de A.D. Cowper, 1926, Annalen der Physik, vol. 19, p. 289 (1906).

Electricité de France, *Dossier de Système Élémentaire*, Palier 900 MWe, Aspersion - Recirculation de l'aspersion, EAS, Chapitre IV - Description - Définition des matériels.

Electricité de France, *Rapport Définitif de Sûreté*, Palier 900 MWe, Volume II Chapitre 4 Section 2.3.

ESTRADE, J.P., CARENTZ, H., LAVERGNE, G., BISCOS, Y., *Experimental investigation of dynamic binary collision of ethanol droplets - a model for droplet coalescence and bouncing*, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 20, pp. 486-491 (1999).

FLINT, O., *Surface tension by pendant drop technique*, Journal of Nuclear Materials, vol. 16, pp. 260-270 (1965).

FOISSAC, A., MALET, J., MIMOUNI, S., FEUILLEBOIS, F., *Binary water droplet collision study in presence of solid aerosols in air*, Proceedings of the 7th International Conference on Multiphase Flow, Tampa, Florida, USA (2010).

FOISSAC, A., MALET, J., VETRANO, R.M., BUCHLIN, J.M., MIMOUNI, S., FEUILLEBOIS, F., SIMONIN, O., *Experimental measurements of droplet size and velocity distributions at the outlet of a pressurized water reactor containment swirling spray nozzle*, Proceedings of XCFD4NRS-3, Washington DC, USA (2010).

FOISSAC, A., SESTIER-CARLIN, R., MALET, J., *Dimensionnement du banc CALIST*, Rapport IRSN/DSU/SERAC/LEMAC/10-28 (2010).

FOISSAC, A., ALENGRY, J., MALET, J., MIMOUNI, S., FEUILLEBOIS, F., *Etude de la collision binaire de gouttes d'eau en présence d'aérosols*, Congrès Français sur les Aérosols, Paris, France (2011).

FOISSAC, A., MALET, J., VETRANO, R.M., BUCHLIN, J.M., MIMOUNI, S., FEUILLEBOIS, F., SIMONIN, O., *Droplet size and velocity measurements at the outlet of a hollow cone spray nozzle*, Atomization and Sprays, soumis (2012).

FOX, R.O., LAURENT, F., MASSOT, M., *Numerical simulation of spray coalescence in an Eulerian framework: Direct quadrature method of moments and multi-fluid method*, Journal of Computational Physics, vol. 227, pp. 3058-3088 (2008).

GOTAAS, C., HAVELKA, P., JAKOBSEN, H.A., SVENDSEN, H., HASE, M., ROTH, N., WEIGAND, B., *Effect of viscosity on dropet-droplet collision outcome: Experimental study and numerical comparison*, Physics of Fluids, vol. 19, 102106 (2007).

GOURDEL, C., *Modélisation et simulation de mélanges binaires de particules en interaction avec un champ fluide turbulent pour l'application aux lits fluidisés circulants*, Thèse, Université de Compiègne (1999).

GREENBERG, J.B., SILVERMAN, I., TAMBOUR, Y., *On the origin of spray sectional conservation equations*, Combustion and Flame, vol. 93, pp. 90-96 (1993).

GUELFY, A., BESTION, D., BOUCKER, M., BOUDIER, P., FILLION, P., GRANDOTTO, M., HERARD, J.M., HERVIEU, E., PETURAUD, P., *NEPTUNE: a new software platform for advanced nuclear thermal hydraulics*, Nuclear Science and Engineering, vol. 156, pp. 281-324 (2007).

HODGSON, T.D., WOODS, D.R., *The effect of surfactant on the coalescence of a drop at an interface*, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 30, n° 4, pp. 429-446 (1969).

HYLKEMA, J., *Modélisation cinétique et simulation numérique d'un brouillard dense de gouttelettes : application aux propulseurs à poudre*, Thèse de l'ENSAE (1999).

ISHII, M., *Thermo-fluid dynamic, theory of two phase*, Eyrolles, Collection de la directions des Etudes et Recherches d'Electricité de France (1975).

JACQUEMAIN, D., BOURDON, S., DE BREMAECKER, A., BARRACHIN, M., *FPT1 final report*, IRSN Report, IPSN PH-PF IP/00/479, (2000).

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).

KAH, D., *Prise en compte des aspects polydispersés pour la modélisation d'un jet de carburant dans les moteurs à combustion interne*, Thèse de l'Ecole Centrale Paris (2010).

KISSANE, M.P., *On the nature of aerosols produced during a severe accident of a water-cooled nuclear reactor*, Nuclear Engineering and Design, vol. 238, pp. 2792-2800 (2008).

KO, G.H., RYOU, H.S., *Droplet collision processes in an inter-spray impingement system*, Journal of Aerosol Science, vol. 36, pp. 1300-1321 (2005).

KURT, O., FRITSCHING, U., SCHULTE, G., *Secondary droplet formation during binary suspension droplet collisions*, Atomization and Sprays, vol. 19(5), pp. 457-472 (2009).

KUSCHEL, M., SOMMERFELD, M., *Experimental investigation of droplet collisions with higher viscosity*, Proceedings of ILASS, Europe (2010).

LAURENT, F., *Modélisation mathématique et numérique de la combustion de brouillards de gouttes polydispersés*, Thèse de l'Université Claude Bernard - Lyon I (2002).

LAURENT, F., MASSOT, M., *Multi-fluid modelling of laminar polydisperse spray flames: origin, assumptions and comparison of sectional and sampling methods*, Combustion theory modelling, vol. 5, pp. 537-572 (2001).

LAURENT, F., MASSOT, M., FOX, R.O., *Numerical simulation of polydisperse dense liquid sprays in an Eulerian framework : direct quadrature method of moments and multi-fluid method*, Journal of Computational Physics, vol. 227, n° 6, pp. 3058-3088 (2008).

LAURENT, F., MASSOT, M., VILLEDIEU, P., *Eulerian multi-fluid modeling for the numerical simulation of coalescence in polydisperse dense liquid sprays*, Journal of Computational Physics, vol. 194, pp. 505-543 (2004a).

LAURENT, F., SANTORO, V., NOSKOV, M., SMOOKE, M.D., GOMEZ, A., MASSOT, M., *Accurate treatment of size distribution effects in polydisperse spray diffusion flames: multi-fluid modelling, computations and experiments*, Combustion Theory and Modelling, vol. 8, issue 2, pp. 385-412 (2004b).

LAVIEVILLE, J., DEUTSCH, E., SIMONIN, O., *Large eddy simulation of interaction between colliding particles and a homogeneous isotropic turbulence field*, 6th Int. Symp. on gas-solid flows, FEDSM, vol. 228, pp. 347-357 (1995).

LEFEBVRE, A.H., *Atomization and sprays*, Taylor & Francis (1989).

LEROUX, S., *Stabilité d'un jet cylindrique. Influence de fortes pressions ambiantes*, Thèse, Université de Rouen (1996).

LI, D., *Coalescence between Two Small Bubbles or Drops*, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 163, pp. 108-119 (1994).

LIN, SP., REITZ, RD., *Drop and spray formation from a liquid jet*, Annu. Rev. Fluid Mechanics, vol. 30, pp. 85-105 (1998).

LUN, C.K.K., SAVAGE, S.B., *The effects of an impact velocity dependent coefficient of restitution on stresses developed by sheared granular materials*, Acta Mechanica, vol. 63, pp. 539-559 (1986).

LUXAT, J., *Fukushima lessons learned: progression of accidents*, Proceedings of the 14th NURETH, Toronto, Canada (2011).

MALET, J., BLUMENFELD, L., ARNDT, S., BABIC, M., BENTAIB, A., DABBENE, F., KOSTKA, P., MIMOUNI, S., MOVAHED, M., PACI, S., PARDUBA, Z., TRAVIS, J., URBONAVICIUS, E., *Sprays in containment: final results of the SARNET spray benchmark*, Nuclear Engineering and Design, vol. 241, pp. 2162-2171 (2011).

MALET, J., GELAIN, T., MIMOUNI, S., MANZINI, G., ARNDT, S., KLEIN-HESSLING, W., XU, Z., POVILAITIS, M., KUBISOVA, L., PARDUBA, Z., PACI, S., SICCAMI, A., STEMPNIEWICZ, M., *Spray model validation on single droplet heat and mass transfer for containment applications - SARNET-2 Benchmark*, Proceedings of the 14th NURETH, Toronto, Ontario, Canada (2011).

MANSOUR, A., CHIGUIER, N., *Disintegration of liquid sheets*, Physics of Fluids, vol. 2, pp. 706-719 (1990).

MANSOORI, G.A., CARNAHAN, N.F., STARLING, K.E., LELAND, T.W., *Equilibrium thermodynamic properties of the mixture of hard sphere*, J. Chem Phys., vol. 54, pp. 1523-1525 (1971).

MARCHISIO, D.L., FOX, R.O., *Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments*, Journal of Aerosol Science, vol. 36, pp. 43-95 (2005).

MASSOT, M., VILLEDIEU, P., *Modélisation multi-fluide eulérienne pour la simulation de brouillards denses polydispersés*, C.R. Acad. Sci. Paris, t. 332, Série I, pp. 869-874 (2001).

MC CARTHY, M.J., MOLLOY, N.A., *Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design*, Chem. Eng., vol. 7, pp. 1-20 (1974).

MILLERO, F.J., LEUNG, W.H., *The thermodynamics of seawater at one atmosphere*, American Journal of Science, vol. 276, pp. 1035-1077 (1976).

MIMOUNI, S., LAMY, J.S., LAVIEVILLE, J., GUIEU, S., MARTIN, M., *Modelling of sprays in containment applications with a CMFD code*, Nuclear Engineering and Design, vol. 240, pp. 2260-2270 (2010).

MOSTAFA, A.A., MONGIA, H.C., *On the modelling of turbulent evaporating sprays: Eulerian versus Lagrangian approaches*, International Journal of Heat and Mass transfer, vol. 30, pp. 2583-2593 (1987).

NIETZ, A.H., LAMBERT, R.H., *Effect of some factors on the ring method for determining surface tension*, Journal of the Franklin Institute, vol. 208, pp. 681-682 (1929).

NUKIYAMA, S., TANASAWA, Y., *Experiments on the atomization of liquids in air stream*, Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, vol. 5, 18, pp. 62-67 (1939).

OKUBO, T., *Surface tension of Structured Colloidal Suspensions of Polystyrene and Silica Spheres at the Air-Water Interface*, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 171, pp 55-62 (1995).

PAN, K.L., CHOU, P.C., TSENG, Y.J., *Binary droplet collision at high Weber number*, Physical review E, vol. 80, 036301 (2009).

PATINO-PALACIOS, G., *Modélisation numérique eulérienne des écoulements gaz-solide avec plusieurs espèces de particules*, Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse (2007).

PIGEONNEAU, F., *Modélisation numérique des collisions de gouttes en écoulements laminaires et turbulents*, Thèse, Université Paris VI (1998).

PLANCHETTE, C., *Collisions de gouttes asymétriques*, Thèse, Université Paris-Est (2011).

PLUMECOQ, W., *Etude de l'interaction d'un système d'aspersion liquide avec l'atmosphère environnante*, Thèse, Université de Provence (1997).

POST, S.L., ABRAHAM, J., *Modeling the outcome of drop-drop collisions in diesel sprays*, International Journal of Multiphase Flow, vol. 28, pp. 997-1019 (2002).

POWERS, D.A., BURSON, S.B., *A simplified model of aerosol removal by containment sprays*, NUREG/CR-5966, SAND92-2689 (1993).

PRIGOGINE, I., DEFAY, R., *Chemical thermodynamics*, Longmans, Green (1954).

PROSPERI, B., *Analyse de l'entraînement induit par le développement instationnaire d'un spray conique creux. Application à l'injection directe d'essence*, Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse (2008).

QIAN, J., LAW, C.K., *Regimes of coalescence and separation in droplet collision*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 331, pp. 59-80 (1997).

RABE, C., *Etude de la coalescence dans les rampes de spray : application au système d'aspersion des Réacteurs à Eau Pressurisée*, Thèse, Université Paris VI (2009).

RABE, C., BERTHOUMIEUX, P., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., *Binary water droplet collision under various gaseous conditions typical for nuclear reactor*, Proceedings of ILASS, Europe (2008).

RABE, C., FOISSAC, A., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., *On the influence of droplet coalescence in sprays systems for containment safety*, Nuclear Engineering and Design, accepté (2011).

RABE, C., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., *Experimental investigation of water droplet binary collisions and description of outcomes with a symmetric Weber number*, Physics of Fluids, vol. 22, 047101 (2010).

RANGE, K., FEUILLEBOIS, F., *Influence of surface roughness on liquid drop impact*, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 203, pp. 16-30 (1998).

ROSIN, P., RAMMLER, E., *The laws governing the fineness of powdered coal*, Journal of the Institute Fuel, vol. 7, pp. 29-36 (1933).

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, Turquie (2007).

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).

SCHILLER, L., NAUMANN, A., *A drag coefficient correlation*, VDI Zeitung, vol. 77, pp. 318-320 (1935).

SIMONIN, O., *Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets*, 4th International Symposium on Gas-Solid Flows, ASME FED, vol. 121, pp. 197-206 (1991).

SIMONIN, O., *Combustion and Turbulence in two-phase flows*, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture series 1996-02 (1996).

SINDAYIHEBURA, D., DUMOUCHEL, C., *Pressure atomizer: hole break-up of the sheet*, Journal of Visualization, vol. 4, number 1, 5 (1991).

VILLEDIEU, P., HYLKEMA, J., *Une méthode particulière aléatoire reposant sur une équation cinétique pour la simulation numérique des sprays denses de gouttelettes liquides*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris, vol. 325, Série I, pp. 323-328 (1997).

VILLEDIEU, P., SIMONIN, O., *Modeling of coalescence in turbulent gas-droplet flows*, Comm. Maths Sci., Supplement Issue, n°1, pp. 13-33 (2004).

WUNSCH, D., *Theoretical and numerical study of collision and coalescence - Statistical modelling approaches in gas-droplet turbulent flows*, Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse (2009).

WUNSCH, D., BELT, R., FEDE, P., SIMONIN, O., *DNS/DPS of inertial droplet coalescence in homogeneous isotropic turbulence and comparison with pdf model predictions using the direct quadrature method of moments*, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vail, Colorado, USA (2009).

ZAICHIK, L.I., SIMONIN, O., ALIPCHENKOV, V.M., *Two statistical models for predicting collision rates of inertial particles in homogeneous isotropic turbulence*, Physics of Fluids, vol. 15, pp. 2995-3005 (2003).

ANNEXE 1 : CALCUL DU PARAMETRE D'IMPACT

Les paramètres géométriques nécessaires au calcul du paramètre d'impact sont illustrés sur la Figure 157.

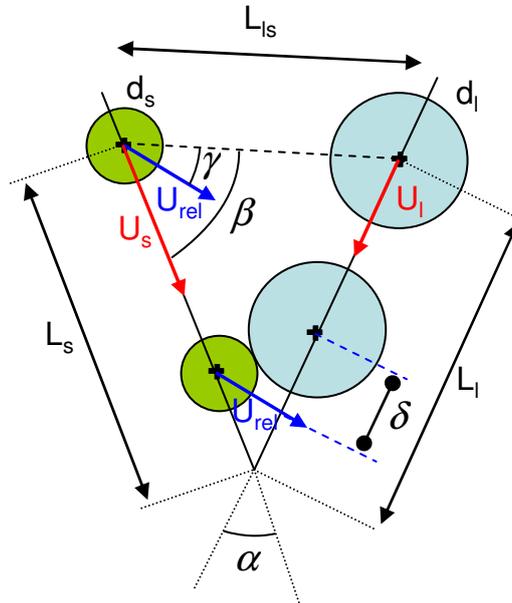


Figure 157. Description des paramètres géométriques utilisés dans le calcul du paramètre d'impact

D'après le théorème d'Al-Kashi, on a :

$$L_{ls} = \sqrt{L_s^2 + L_l^2 - 2L_s L_l \cos \alpha} \quad (1.1)$$

avec α l'angle entre les deux trains de gouttes, L_s la distance du centre de la petite goutte au point de collision, L_l la distance du centre de la grosse goutte au point de collision, et L_{ls} la distance entre les centres des gouttes.

Par la formule des tangentes, on a :

$$\frac{L_s - L_{ls}}{L_s + L_{ls}} = \frac{\tan\left(\frac{\beta - \gamma}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\beta + \gamma}{2}\right)} \quad \text{avec } \gamma = \pi - (\alpha + \beta) \quad (1.2)$$

On obtient alors :

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{L_s - L_{ls}}{L_s + L_{ls}} \tan^{-1} \frac{\alpha}{2}\right) \quad (1.3)$$

On peut alors calculer le paramètre d'impact adimensionnel caractérisant la collision entre deux gouttes :

$$b = \frac{2L_l \sin|\beta - \gamma|}{d_s + d_l} \text{ avec } \gamma = \sin^{-1}\left(\frac{U_l}{U_{rel}} \sin \alpha\right) \text{ et } U_{rel} = \sqrt{U_s^2 + U_l^2 - 2U_s U_l \cos \alpha} \quad (1.4)$$

ANNEXE 2 : SENSIBILITE AUX REGLAGES DU PDI

Il s'agit ici de déterminer les biais induits par l'anémomètre laser à phase Doppler. Plusieurs types de réglages sont nécessaires pour obtenir une mesure fiable :

- les réglages optiques : le récepteur doit focaliser au point de croisement des lasers, et ce point de croisement ne doit pas être coupé par l'ouverture,
- les réglages électriques : il s'agit principalement du gain appliqué au récepteur.

Sensibilité aux réglages optiques du PDI

Concernant les réglages optiques, après mise au point par l'opérateur, on vérifie que cette action a été réalisée de façon optimale en observant le taux de validation de l'appareil ou le taux de données. Cela permet de déterminer combien de signaux ont été exploités pour obtenir le résultat de la mesure.

Le laser du PDI a été pointé au sein du spray. Afin d'évaluer les conséquences d'un mauvais réglage optique, le récepteur a volontairement été réglé de façon à mal focaliser vers le point de croisement des lasers et une mesure a été effectuée. Une mesure a ensuite été réalisée, exactement au même endroit, et désormais, avec un réglage correct. Les résultats sont présentés dans le Tableau 31. Le taux de données chute si la focalisation sur le point de croisement des lasers est mauvaise, ou bien, si l'image de ce point de croisement est coupée par l'ouverture. Ainsi, les résultats obtenus sur les diamètres et les vitesses présentent de grandes différences avec ceux d'une mesure convenable.

Tableau 31. Sensibilité des résultats aux réglages de focalisation optique du PDI

	Mauvaise focalisation	Bonne focalisation
Taux de données (Hz)	74	1864
d_{10} (μm)	395	319
d_{32} (μm)	470	458
Vitesse axiale moyenne (m/s)	20,5	18,6

Toujours au même point de mesure, des séquences ont été acquises en faisant varier l'ouverture optique du récepteur, tous les autres paramètres étant fixes. L'ouverture permet de diminuer le volume de détection sur lequel s'effectue la mesure. Pour les sprays denses, la taille de l'ouverture doit être faible pour augmenter la probabilité de n'avoir qu'une seule goutte à la fois dans le volume de détection. Ceci permet de faciliter les calculs pour retrouver les caractéristiques des gouttes. Le logiciel de post-traitement des résultats possède une fonction permettant de déterminer l'ouverture optimale à choisir. Pour notre spray de buse REP, l'ouverture optimale annoncée est de 250 μm . Les résultats sont présentés dans le Tableau 32.

Tableau 32. Sensibilité des résultats aux réglages d'ouverture du récepteur du PDI

Largeur d'ouverture	50 μm	100 μm	250 μm	500 μm
Taux de données (Hz)	405	795	1864	3298
d_{10} (μm)	397	355	319	309
d_{32} (μm)	508	483	458	448
Vitesse axiale moyenne (m/s)	19,1	18,8	18,6	18,8

On remarque que le taux de données augmente lorsque l'ouverture augmente. Ceci est normal puisqu'on augmente le volume de mesure, et donc, la probabilité de trouver une goutte dans celui-ci. Le diamètre moyen diminue lorsque l'ouverture augmente, tandis que la vitesse mesurée reste à peu près constante.

Sensibilité aux réglages électriques du PDI

Après avoir réglé correctement la partie optique du PDI, un réglage important restant est celui du gain appliqué au récepteur. Celui-ci permet d'amplifier les signaux électriques résultant du signal de lumière diffusée par la goutte. Un gain élevé permettra de mieux détecter les petites gouttes, mais le signal peut alors saturer pour les grosses gouttes et le post-traitement peut les éliminer. Inversement, si le gain est trop faible, les petites gouttes seront moins bien détectées. Les résultats sur la taille des gouttes peuvent alors être influencés par ce réglage. Le logiciel de post-traitement donne, comme pour l'ouverture, une valeur optimale à fixer pour le gain, qui est pour notre spray d'environ 300 V. Malgré cette aide, le réglage reste délicat à quelques dizaines de Volts près de la valeur adéquate. Le Tableau 33 montre que le taux de données augmente lorsque le gain augmente. Ceci est normal puisque l'on va ainsi détecter plus de petites gouttes, tout en continuant à mesurer la plupart des grosses. Le diamètre moyen diminue donc, et de façon négligeable. Ce paramètre doit donc être réglé au mieux afin d'obtenir une mesure fiable du PDI.

Tableau 33. Sensibilité des résultats aux réglages de focalisation optique du PDI

Gain (V)	250 (gain faible)	300 (gain optimal)	350 (gain élevé)
Taux de données (Hz)	1795	1864	2602
d_{10} (μm)	326	319	284
d_{32} (μm)	465	458	446
Vitesse axiale moyenne (m/s)	18,6	18,6	17,9

ANNEXE 3 : DONNEES D'ENTREE DE LA SIMULATION DU JET DE GOUTTES D'UNE BUSE D'ASPERSION REP EN UTILISANT LA METHODE DES SECTIONS A 9 CLASSES

Les tableaux suivants donnent les caractéristiques des gouttes déclarées en entrée de la simulation numérique utilisant la méthode des sections avec 9 classes, et pour différentes valeurs de R .

Tableau 34. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 8,5 cm et 9,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes normalisé	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,019	0,000	16,8	5,0
2	166	1,000	0,005	18,4	5,5
3	277	0,810	0,022	20,0	5,9
4	388	0,360	0,028	20,7	6,1
5	500	0,152	0,026	21,1	6,3
6	611	0,066	0,020	21,3	6,3
7	722	0,028	0,015	21,4	6,3
8	833	0,013	0,010	21,5	6,4
9	944	0,007	0,008	21,5	6,4
Total ou Moyenne	$d_{10}=279$ $d_{32}=425$	/	0,13	19,6	5,8

Tableau 35. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 9,5 cm et 10,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes normalisé	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,013	0,000	16,0	5,8
2	166	0,927	0,005	17,8	6,5
3	277	1,000	0,028	19,4	7,1
4	388	0,544	0,044	20,1	7,3
5	500	0,265	0,046	20,5	7,5
6	611	0,120	0,039	20,7	7,5
7	722	0,055	0,030	20,7	7,6
8	833	0,025	0,021	20,8	7,6
9	944	0,013	0,015	20,8	7,6
Total ou Moyenne	$d_{10}=311$ $d_{32}=464$	/	0,23	19,2	7,0

Tableau 36. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 10,5 et 11,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,010	0,000	14,0	6,0
2	166	0,860	0,005	15,8	6,8
3	277	1,000	0,028	17,9	7,7
4	388	0,599	0,048	18,7	8,0
5	500	0,305	0,054	19,1	8,2
6	611	0,147	0,047	19,3	8,3
7	722	0,068	0,037	19,5	8,4
8	833	0,031	0,025	19,4	8,3
9	944	0,015	0,018	19,5	8,4
Total ou Moyenne	d ₁₀ =324 d ₃₂ =479	/	0,26	17,7	7,6

Tableau 37. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 11,5 cm et 12,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes normalisé	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,015	0,000	12,0	5,7
2	166	0,944	0,004	13,8	6,5
3	277	1,000	0,023	16,2	7,6
4	388	0,578	0,039	17,2	8,1
5	500	0,297	0,044	17,7	8,3
6	611	0,141	0,038	17,9	8,4
7	722	0,064	0,029	18,1	8,5
8	833	0,029	0,020	18,1	8,5
9	944	0,014	0,015	18,1	8,5
Total ou Moyenne	d ₁₀ =317 d ₃₂ =474	/	0,21	15,9	7,5

Tableau 38. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 12,5 cm et 13,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,012	0,000	10,0	5,2
2	166	1,000	0,002	12,1	6,3
3	277	0,970	0,014	14,7	7,7
4	388	0,528	0,022	16,0	8,3
5	500	0,276	0,026	16,5	8,6
6	611	0,132	0,023	16,8	8,8
7	722	0,059	0,017	16,9	8,8
8	833	0,027	0,012	17,0	8,9
9	944	0,012	0,008	17,0	8,9
Total ou Moyenne	d ₁₀ =310 d ₃₂ =468	/	0,12	14,4	7,5

Tableau 39. Données d'entrée des gouttes pour la simulation numérique à 9 sections, pour une distance radiale comprise entre 13,5 cm et 14,5 cm

Section	Diamètre (µm)	Nombre de gouttes	Débit (kg/s)	Vitesse axiale (m/s)	Vitesse radiale (m/s)
1	55	0,005	0,000	8,0	4,6
2	166	1,000	0,001	10,6	6,1
3	277	0,898	0,006	13,4	7,8
4	388	0,468	0,009	14,8	8,6
5	500	0,250	0,011	15,5	9,0
6	611	0,122	0,010	15,8	9,1
7	722	0,051	0,007	16,1	9,3
8	833	0,024	0,005	16,2	9,3
9	944	0,010	0,003	16,3	9,4
Total ou Moyenne	d ₁₀ =305 d ₃₂ =463	/	0,05	13,0	7,5

Modélisation des interactions entre gouttes en environnement hostile

Résumé

Dans la situation accidentelle d'une perte de refroidissement d'un réacteur nucléaire, l'enceinte de confinement est amenée à monter en pression par rejet de vapeur, de gaz issus de produits de fission et aussi de gaz explosifs, comme le dihydrogène, issus de réactions chimiques dans le circuit primaire. La procédure prévoit la mise en route du système d'aspersion, constitué de centaines de buses d'injection, destiné à faire diminuer la pression et la température, rabattre les aérosols radioactifs et brasser le mélange gazeux pour éviter des surconcentrations locales d'hydrogène pouvant mener à une explosion. L'efficacité du système d'aspersion peut dépendre de la taille et de la vitesse des gouttes provenant de ces buses. Or, l'évolution de ces paramètres dépend des collisions entre gouttes (les enveloppes des jets peuvent se croiser). Ce travail modélise la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes et son évolution due aux collisions, puis implémente ces modèles dans le code eulérien NEPTUNE_CFD. La méthode des sections est choisie, et la collision est modélisée à partir des résultats obtenus sur un banc expérimental permettant l'étude de la collision binaire de gouttes dans les conditions typiques d'un accident grave de réacteur nucléaire. La simulation des sprays générés par le système d'aspersion a ensuite été menée, et comparée avec les résultats expérimentaux issus d'un banc destiné à la caractérisation des nuages de gouttes à grande échelle. Un bon accord est observé. Ces résultats constituent donc une première étape dans la simulation complète du mélange gazeux dans le bâtiment réacteur en situation d'aspersion.

Mots clés :

REP, aspersion, spray, goutte, collision, entraînement, polydispersion, méthode des sections, simulation eulérienne.

Modelling the droplet interaction in a hostile environment

Abstract

During the situation of a nuclear reactor cooling loss, the pressure of the containment building may increase due to a release of steam, of gas coming from fission products and also of explosive gas, like dihydrogene, created by chemical reaction in the primary cooling system. The procedure plan consists in using the spray system, constituted by hundreds of nozzles, in order to decrease pressure and temperature, to wash out fission products and to enhance gas mixing to avoid explosive gas local accumulation. The efficiency of the spray system may depend on the size and the velocity of the spray droplets. These parameters can be modified by collisions, occurring as soon as the spray envelopes overlap. This work models the droplet size and velocity polydispersion, and its evolution due to the collisions, then, implements these models in the eulerian NEPTUNE_CFD code. The sectional method is chosen, and the collision is modeled from the results obtained on an experimental facility for the study of the droplet binary collision under typical conditions of a reactor severe accident. The numerical simulation of the spray system has then been performed, and compared to the experimental results on a large scale bench for characterizing large industrial sprays. A good agreement is obtained. These results provide a first step toward a comprehensive simulation of a whole scenario of a reactor vessel under severe accident conditions with spray activation.

Keywords:

PWR, spray system, droplet, collision, entrainment, polydisperse flow, sectional method, eulerian simulation.