

## Sorbonne Université

Ecole doctorale n°391

Sciences mécanique, acoustique, électronique et robotique de Paris

*Iristea / GPAN*

# **Modélisation d'un écoulement diphasique évaporatif le long d'une paroi chauffée**

**Par Fabien RAOULT**

Thèse de doctorat de génie des procédés

Dirigée par Laurence FOURNAISON et Anthony DELAHAYE

Encadrée par Stéphanie LACOUR et François TRINQUET

Présentée et soutenue publiquement le 31 janvier 2019

Devant un jury composé de :

M. Bertrand CARISSIMO	Maitre de conférence, ENPC – EDF R&D	Invité
M. Anthony DELAHAYE	Directeur de recherche, Iristea	Examinateur
Mme Laurence FOURNAISON	Directrice de recherche, Iristea	Examinatrice
M. Philippe GUIBERT	Professeur, Sorbonne Universités	Président
M. Michel GRADECK	Professeur, Université de Lorraine, LEMTA	Rapporteur
Mme Stéphanie LACOUR	Chargée de recherche, Iristea	Examinatrice
M. Marc MASSOT	Professeur, École Polytechnique, CMAP	Rapporteur
M. François TRINQUET	Ingénieur de recherche, Iristea	Examinateur

Irstea

Institut national de recherche en sciences et  
technologie pour l'environnement et l'agriculture

Génie des procédés frigorifiques d'Antony

1, rue Pierre-Gilles de Gennes

CS 10030

92761 Antony cedex

Sorbonne Universités

Ecole doctorale SMAER (ED 391)

Sciences mécaniques acoustiques  
électroniques et robotiques de Paris

4, place Jussieu

BC 270

75252 Paris cedex 05



## Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Laurence Fournaison de m'avoir proposé ce sujet de thèse, d'avoir dirigé ces recherches, d'avoir contribué à amender le manuscrit et surtout pour son écoute et sa bienveillance tout au long de la thèse. Je remercie Anthony Delahaye d'avoir accepté d'être co-directeur et pour ses remarques toujours pertinentes et avisées. Je remercie également Stéphanie Lacour et François Trinquet qui m'ont encadré pendant ces trois ans, pour les conseils qu'ils m'ont apportés et pour leur professionnalisme et rigueur scientifique qu'ils m'ont transmis.

J'exprime toute ma gratitude à Mr Michel Gradeck, professeur au LEMTA-Université de Lorraine, et Mr Marc Massot, professeur au CMAP-École polytechnique, pour avoir accepté de rapporter cette thèse, ainsi que Mr Philippe Guibert, Professeur à l'institut Jean le Rond d'Alembert de Saint-Cyr l'école, pour avoir présidé mon jury de thèse. Je remercie également Mr Bertrand Carissimo, maître de conférence et ingénieur chercheur au CEREAs de ENPC-EDF R&D, pour avoir examiné mon travail de thèse, et pour les discussions très intéressantes sur Code\_Saturne.

Je remercie l'ensemble de l'unité GPAN d'Irstea, au sein de laquelle les travaux présentés dans cette thèse ont été réalisés, pour leur accueil très chaleureux et leurs parties de tarot qui m'ont permis de m'intégrer très facilement. Je remercie tout particulièrement Minh Hoang, qui m'a encadré pendant mon stage de fin d'étude à Irstea, pour sa grande disponibilité, sa gentillesse, et pour avoir continué de veiller sur moi durant la thèse, et Véronique Osswald, pour ses conseils et qui est toujours présente pour remonter le moral. Je remercie l'ensemble de l'équipe technique pour leur disponibilité et leur bonne humeur. Je remercie également Ange Ndjaka, que j'ai encadré pour son stage de Master, pour son travail, sa rigueur, son aide sur le dispositif expérimental et surtout pour sa jovialité.

Je tiens également à remercier tous mes collègues doctorants. Thomas et PE pour leur accueil convivial, leur soutien, leur bonne humeur, les discussions diverses et variées, et les batailles d'élastiques où je me retrouvais souvent en dommage collatéral. Amokrane et Ronia, que j'ai appris à connaître et apprécier dès le stage, pour leur soutien pendant le stage et tout au long de la thèse, pour leur gentillesse, leur générosité et leur bonne humeur communicative. Violette, Anh Thu, Mahdjouba et Véronique pour leurs conseils, leur soutien, leurs encouragements. Nattawut et Victor pour leur gentillesse, leur jovialité et toutes les discussions me permettant d'améliorer

mon anglais. Je remercie Mouna, que j'ai appris à connaître et apprécier au fur et à mesure de ces trois années de thèse, pour sa générosité, son naturel, sa bienveillance, sa confiance et son soutien très précieux et pour toutes les discussions que l'on a eues au cours de nos marches.

Je souhaite également remercier mes amis et plus particulièrement Alexis, Stéphane et Simion toujours présents pour me soutenir et m'encourager. Et enfin, je ne pourrais jamais assez remercier ma famille, mes parents, ma sœur, mon frère et mes grands-parents qui m'ont toujours fait confiance et m'ont soutenu durant la thèse mais également tout au long de ma vie.

# Modélisation d'un écoulement diphasique évaporatif le long d'une paroi chauffée

## Résumé

La brumisation en amont d'un échangeur à air permet d'intensifier les échanges de chaleur entre l'air et les parois de l'échangeur. La simulation de l'écoulement au sein d'un échangeur est complexe à cause des interactions avec les parois chauffées. Peu d'études traitent de la simulation de l'interaction spray/paroi d'un échangeur à l'aide d'un code CFD. Ces travaux de thèse sont donc une contribution au développement d'un outil numérique permettant de simuler l'effet d'un spray sur une plaque chauffée.

Le code CFD 3D Code\_Saturne, développé par EDF, est utilisé. Pour des topographies complexes, comme un réseau de parois, l'approche eulérienne est pressentie comme une alternative aux approches lagrangiennes plus coûteuses en temps de calcul et choisie pour simuler la phase dispersée. Le modèle de spray développé couple un modèle 0D de formation de spray et un modèle CFD 3D simulant la dispersion et l'évaporation de gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. L'approche de la partie dispersion a été comparée et validée à l'aide de mesures expérimentales. Une analyse paramétrique est réalisée et les résultats obtenus sont conformes à ceux de la littérature. Cette analyse a également permis de montrer que la majorité de l'évaporation est réalisée lors de la formation du spray. Le bon refroidissement d'une cible est obtenu pour une cinétique d'évaporation rapide couplée à une surface de spray proche de la surface cible.

L'interaction du nuage de gouttes avec la paroi est également abordée. Un nouveau dispositif expérimental est mis en œuvre afin d'étudier l'interaction spray + paroi avec des flux massiques d'eau faibles. Une plaque chauffée par un flux imposé est positionnée dans un écoulement d'air dans lequel un spray est injecté. Le flux massique de gouttes impactant la paroi est déterminé numériquement à partir de la vitesse normale à la paroi. La formulation des conditions de dépôt des gouttes et des conditions thermiques sur la paroi est un travail original. Les résultats numériques et expérimentaux sont confrontés. Les premiers résultats numériques obtenus sur le refroidissement de la plaque chauffée sont très encourageants pour l'obtention d'un outil numérique simulant un écoulement diphasique au sein d'un échangeur.

**Mots-clés :** spray d'eau, modélisation, CFD, écoulement diphasique, évaporation, dispersion, échange pariétal.

# Evaporative two-phase flow modelling along a heated wall

## Abstract

The application of water sprays can boost air cooling capacity and improve the heat exchange between the air and the heat exchanger wall. Computational Fluid Dynamics (CFD) models are widely used to investigate the thermal system performance. However, a simple and accurate CFD model for two-phase flow studies with complex 3D geometries such as in heat exchangers remains challenging. This study is therefore carried out to fill this gap by developing a numerical tool to investigate the effects of the water spray on the heat exchanger efficiency.

A spray model was developed in this study to simulate droplet dispersion and evaporation. This model couples a 0D spray formation model with a 3D-CFD model. The Code\_Saturne software developed by EDF is used and based on the Eulerian approach which requires less computer resources compared to Lagrangian one. The global model was compared with experimental results for the validation. Through parametric analysis, the obtained results were consistent with the literature. Based on this analysis, it was also observed that droplets evaporate more during spray formation compared to the dispersion. Moreover, the optimum target cooling can be achieved when the spray surface is close to the target surface together with fast droplet evaporation rate.

The effect of water sprays on a heated plate was also studied experimentally and numerically. An experiment was performed to study spray/wall interaction by using a heated plate located in a two-phase flow. For the numerical study, the water mass flow rate was determined by the normal velocity component to the wall. The formulation of boundary condition for droplet deposit and heat exchange on the wall is then obtained. The numerical and experimental results were compared and showed good agreement. Therefore, the spray model developed in this study on the heated plate is very promising.

**Keywords:** water spray, modeling, CFD, two-phase flow, evaporation, dispersion, heated wall.

# Table des matières

Remerciements .....	iii
Liste des figures .....	xi
Liste des tableaux .....	xv
Nomenclature .....	xvii
<b>Introduction générale.....</b>	<b>2</b>
Contexte .....	3
Problématique.....	6
Objectifs .....	9
Démarche .....	9
<b>Chapitre I. État de l'art .....</b>	<b>14</b>
I.1. Introduction.....	15
I.2. Caractérisation des phénomènes physiques mis en jeu lors dans la brumisation sur une paroi chauffée.....	16
I.2.1. Propriétés thermo-physiques de l'air humide.....	16
I.2.1.1. Températures de l'air humide.....	16
I.2.1.2. Humidités .....	18
I.2.1.3. Pressions.....	19
I.2.1.4. Enthalpie spécifique .....	20
I.2.1.5. Volume spécifique.....	21
I.2.1.6. Variables thermodynamiques du modèle de spray .....	22
I.2.1.7. Conclusion sur les propriétés thermo-physiques de l'air humide.....	23
I.2.2. Caractérisation du spray .....	25
I.2.2.1. Distribution de Rosin-Rammler .....	28
I.2.2.2. Distribution lognormale.....	30
I.2.2.3. Comparaison des lois lognormale et de Rosin-Rammler .....	32
I.2.3. Échanges thermiques et massiques air-eau/paroi .....	36
I.2.3.1. Introduction .....	36
I.2.3.2. Transferts de chaleur sans spray .....	36
I.2.3.3. Transferts de chaleur avec spray .....	40
I.2.3.4. Conclusion.....	50
I.3. Modélisation des phénomènes physiques mis en jeu dans la brumisation sur une paroi chauffée.....	51
I.3.1. Introduction .....	51

I.3.2.	Modélisation de la phase continue .....	52
I.3.2.1.	Approche DNS .....	53
I.3.2.2.	Approche LES .....	53
I.3.2.3.	Approche RANS.....	54
I.3.3.	Modélisation de la phase dispersée .....	57
I.3.3.1.	Approche lagrangienne.....	59
I.3.3.2.	Approche eulérienne.....	60
I.3.4.	Modélisation des échanges thermiques lors de la brumisation d'une paroi chauffée (régime à une phase) .....	64
I.3.4.1.	Flux surfacique impactant ou taux de collection .....	65
I.3.4.2.	Débit d'évaporation .....	67
I.3.4.3.	Coefficient d'échange convectif $h_a$ .....	70
I.3.4.4.	Températures : $T_p$ , $T_{film}$ , $T_g$ , $T_a$ .....	71
I.3.4.5.	Modèles de dépôt.....	75
I.3.5.	Conclusion.....	76
I.4.	Conclusion du chapitre I .....	78
<b>Chapitre II.</b>	<b>Modèle de spray .....</b>	<b>80</b>
II.1.	Introduction .....	81
II.2.	Modèle 0D de formation du spray .....	83
II.2.1.	Balistique d'une goutte d'eau.....	83
II.2.2.	Modèle d'évaporation .....	87
II.3.	Modèle CFD 3D de dispersion du spray .....	90
II.3.1.	Équations de conservation de l'énergie et de la masse d'eau .....	91
II.3.2.	Équation de la concentration en nombre de gouttes.....	92
II.3.2.1.	Le terme source pour l'évaporation.....	93
II.3.2.2.	Le terme source de la sédimentation .....	94
II.3.3.	Conditions limites .....	96
II.3.3.1.	Conditions limites standard .....	96
II.3.3.2.	Conditions limites liées au spray.....	99
II.3.3.3.	Détermination de la température de plaque.....	103
II.4.	Conclusion du chapitre II.....	106
<b>Chapitre III.</b>	<b>Évaporation et dispersion des gouttelettes en amont d'un échangeur de chaleur .....</b>	<b>108</b>
III.1.	Introduction .....	109
III.2.	Comparaison du modèle d'évaporation .....	110

III.2.1. État d'équilibre .....	112
III.2.2. Cinétique .....	114
III.3. Étude de la dispersion et de l'évaporation d'un spray .....	117
III.3.1. Dispositif expérimental de la veine fermée .....	117
III.3.2. Simulation numérique des expériences .....	121
III.3.2.1. Domaine de calcul .....	121
III.3.2.2. Maillage .....	122
III.3.2.3. Conditions initiales .....	124
III.3.2.4. Conditions limites .....	125
III.3.2.5. Autres paramètres d'entrée .....	126
III.3.3. Résultats .....	127
III.3.3.1. Champs de vitesse et de température .....	127
III.3.3.2. Validation du modèle .....	129
III.3.3.3. Analyse de sensibilité .....	132
III.3.3.4. Conclusion de l'analyse de sensibilité .....	142
III.4. Conclusion du chapitre III.....	143
<b>Chapitre IV. Étude des échanges pariétaux.....</b>	<b>146</b>
IV.1. Introduction.....	147
IV.2. Dispositif expérimental de la veine ouverte.....	148
IV.2.1. Matériel .....	148
IV.2.1.1. Veine.....	148
IV.2.1.2. Système de pulvérisation .....	149
IV.2.1.3. Plaque .....	150
IV.2.2. Instrumentation.....	151
IV.2.3. Protocole expérimental.....	152
IV.2.4. Détermination des coefficients d'échange .....	155
IV.3. Résultats expérimentaux .....	156
IV.3.1. Flux massiques d'eau .....	156
IV.3.2. Refroidissement de la plaque .....	157
IV.3.3. Coefficients d'échange thermique.....	158
IV.4. Simulation numérique de la veine ouverte.....	162
IV.4.1. Domaine de calcul.....	162
IV.4.2. Maillage.....	163
IV.4.3. Conditions initiales.....	164

IV.4.4. Conditions limites .....	166
IV.5. Résultats numériques .....	167
IV.5.1. Champs CFD .....	168
IV.5.1.1. Champ de vitesse .....	168
IV.5.1.2. Champs des variables transportées : $\theta_L, q_w, N_c$ .....	170
IV.5.1.3. Champs des variables diagnostiques : $q_L, T_a$ .....	173
IV.5.2. Comparaison des températures impactant la plaque .....	174
IV.5.3. Comparaison des températures de plaque sèches et humides .....	176
IV.6. Conclusion du chapitre IV .....	179
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>182</b>
<b>Annexes .....</b>	<b>190</b>
Annexe A : Modélisation de la turbulence : modèles du 1 <sup>er</sup> et 2 <sup>nd</sup> ordre .....	191
Modèles du premier ordre .....	191
Modèles du second ordre .....	195
Annexe B : Modélisation du dépôt .....	198
La courbe de dépôt .....	198
Mécanismes de dépôt .....	200
Modèles empiriques .....	204
<i>Régime de diffusion</i> .....	205
<i>Régime intermédiaire</i> .....	206
<i>Régime vol libre</i> .....	207
Modèles eulériens .....	208
<i>Modèles à gradient de diffusion</i> .....	208
<i>Modèles de vol libre</i> .....	210
Conclusion sur les modèles de dépôt .....	211
Annexe C : Modèle d'évaporation d'une goutte d'Abramzon et Sirignano [119] .....	213
Annexe D : Plateforme Salome .....	215
<b>Références .....</b>	<b>216</b>

## Liste des figures

Figure 0.1 : Schéma de la brumisation de gouttelettes d'eau en amont d'un échangeur de chaleur	3
Figure I.2.1 : Températures de l'air humide.....	17
Figure I.2.2 : Transformations liées à la brumisation de gouttelettes d'eau dans l'air .....	24
Figure I.2.3: Mode, médiane et moyenne d'une distribution lognormale .....	31
Figure I.2.4: Comparaison des distributions obtenues : à partir des mesures (noir), la loi lognormale à 1, 2 et 3 familles (respectivement en bleu, jaune et vert) et de la loi de Rosin-Rammler (en rouge) pour : (a) la représentation de la distribution en nombre ; (b) la représentation de la distribution en volume. ....	33
Figure I.2.5: Couches limites : (a) dynamique ; (b) thermique [32] .....	38
Figure I.2.6: Interprétation physique de l'évolution du coefficient de transfert de chaleur pour une surface mouillée par un spray [36].....	41
Figure I.2.7: Écoulement diphasique (air-eau) à travers un échangeur tubulaire [36].....	42
Figure I.2.8: Les différents régimes lors de l'impact de gouttes sur une paroi chauffée [37] .....	43
Figure I.3.1: Trajectoires des gouttes en amont et autour d'un cylindre [91].....	65
Figure I.3.2: Relation entre $S_{eff,évap}/S$ et $\phi_{imp}$ [36].....	68
Figure I.3.3: Schéma des résistances thermiques utilisé par Jahangeer [94] .....	71
Figure I.3.4: Évolution du flux thermique en fonction de la température de paroi pour le cas d'un cylindre de diamètre 25 mm et avec un débit d'eau capté constant égal à 7,5 mg.s <sup>-1</sup> et une température d'air de 10 °C .....	74
Figure II.1.1: Schéma du modèle de spray.....	82
Figure II.2.1: Mécanisme de la désintégration [111] .....	83
Figure II.2.2: Schéma de la formation du spray .....	85
Figure II.2.3: Comparaison de deux vitesses d'air $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$ pour : (a) l'évolution de la vitesse des gouttes et (b) de la distance parcourue en fonction de la distance entre les gouttes et la buse.....	86

Figure II.3.1: Représentation de l'impact de l'évaporation sur la distribution lognormale. ....	93
Figure II.3.2: Régions de la face d'entrée du domaine de calcul .....	100
Figure II.3.3: Maille hexaédrique adjacente à la frontière du domaine de calcul .....	103
Figure III.2.1: Évolution de la température de mélange air/eau au cours du temps.....	111
Figure III.2.2: Température d'équilibre : (a) humidité ambiante ; (b) température ambiante ; (c) débit d'eau injecté ; (d) rayon médian.....	113
Figure III.2.3: Temps pour atteindre d'équilibre : (a) humidité ambiante ; (b) température ambiante ; (c) débit d'eau injecté ; (d) rayon médian .....	114
Figure III.3.1: Schéma du dispositif expérimental développé par Tissot [17].....	118
Figure III.3.2: Distribution en taille de goutte discrétisée en 25 classes (Tissot [17]) et loi lognormale ajustée.....	120
Figure III.3.3: Schéma du domaine numérique simulé afin de représenter la veine expérimentale développé par Tissot [17].....	121
Figure III.3.4: Évolution de la température de l'air pour deux points de contrôle : (a) $x^{\text{II}} = 0,1 \text{ m}$ , $y = 0 \text{ m}$ et $z = 0 \text{ m}$ ; (b) $x^{\text{II}} = 1,4 \text{ m}$ , $y = 0 \text{ m}$ et $z = 0 \text{ m}$ . ....	123
Figure III.3.5: Maillage hexaédrique du domaine avec une dimension des mailles de $2 \times 2 \times 1.6 \text{ cm}^3$ .....	124
Figure III.3.6: Champ de vitesse dans le plan (x0z) : (a) Composante x ; (b) Composante y ; (c) Composante z ; pour $ma = 0,1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , $T_a = 297,2 \text{ K}$ , $\text{HR} = 35 \%$ , $mL = 1,12 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$ , $\beta_{\text{spray}} = 39^\circ$ , $r_{\text{med}} = 9 \mu\text{m}$ et $\sigma_c = 0,42$ .....	128
Figure III.3.7: Champ de température : (a) $y=0\text{m}$ ; (b) $x^{\text{II}}=0,5\text{m}$ ; (c) $x^{\text{II}}=1\text{m}$ ; (d) $x^{\text{II}}=1,5\text{m}$ .....	129
Figure III.3.8: Comparaison de la distribution de la température de l'air en fonction de la distance au centre du spray : (a) cas 1 à $x^{\text{I}} = 0.05 \text{ m}$ ; (b) cas 1 à $x^{\text{I}} = 0.20 \text{ m}$ ; (c) cas 2 à $x^{\text{I}} = 0.05 \text{ m}$ ; (d) cas 2 à $x^{\text{I}} = 0.20 \text{ m}$ ; (e) cas 3 à $x^{\text{I}} = 0.05 \text{ m}$ ; (f) cas 3 à $x^{\text{I}} = 0.20 \text{ m}$ .....	130
Figure III.3.9: Effet de l'humidité relative : (a) rapport de quantité d'eau liquide $r_w$ (%); (b) refroidissement de la cible ( $^\circ\text{C}$ ).....	134

Figure III.3.10: Effet de l'angle du spray : (a) rapport de quantité d'eau liquide $r_w$ (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ ).....	136
Figure III.3.11: Effet du débit injecté : (a) rapport de quantité d'eau liquide $r_w$ (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ ).....	138
Figure III.3.12: Distribution en taille de gouttes : (a) Scénario 1; (b) Scénario 2.....	139
Figure III.3.13: Effet de la distribution en taille de gouttes : Scénario 1 :(a) rapport de quantité d'eau liquide $r_w$ (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ ) ; Scenarion 2 : (c) rapport de quantité d'eau liquide $r_w$ (%); (d) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ ).....	141
Figure IV.2.1: Dispositif expérimental de la veine ouverte .....	148
Figure IV.2.2: Photos de la plaque de cuivre et des fils chauffants .....	150
Figure IV.2.3: Schéma de la mesure de la quantité d'eau collectée en position verticale .....	151
Figure IV.2.4: Repère considéré pour définir la position de la plaque par rapport à la buse.....	153
Figure IV.2.5: Détermination du coefficient d'échange « sec » : (a) évolution de la puissance ; (b) évolution des températures de plaque et de l'air ambiant .....	154
Figure IV.2.6: Détermination du coefficient d'échange « humide » : (a) évolution de la puissance ; (b) évolution des températures de plaque et de l'air ambiant.....	154
Figure IV.3.1: Évolution de la température de plaque mouillée en fonction de la température de plaque sèche selon l'orientation de la plaque et l'emplacement du dispositif .....	157
Figure IV.3.2: Évolution des coefficients d'échange thermique en fonction du flux massique de gouttes d'eau .....	161
Figure IV.4.1: Schéma du domaine numérique simulé afin d'étudier l'impact d'un spray sur une paroi chauffée.....	162
Figure IV.4.2: Domaine de simulation : (a) Géométrie par blocs ; (b) Maillage hexaédrique ....	163
Figure IV.5.1: Champ de vitesse de la composante x : (a) Plan (x0z) ; (b) Plan (x0y) .....	169
Figure IV.5.2: Champ de concentration en nombre de gouttelettes : (a) Plan (x0z) ; (b) Plan (x0y) .....	170
Figure IV.5.3: Champ de température potentielle : (a) Plan (x0z) ; (b) Plan (x0y) .....	171

Figure IV.5.4: Champ de l'humidité spécifique totale : (a) Plan (x0z) ; (b) Plan (x0y) .....	172
Figure IV.5.5: (a) Champ de l'humidité spécifique en eau liquide dans le plan (x0z) ; (b) Champ de la température de l'air dans le plan (x0z) .....	173
Figure IV.5.6: Comparaison des températures de plaque sèche et humide expérimentale et numérique :(a) V1 ; (b) V2 ; (c) V3 ; (d) V4.....	177
Figure B.1: Synthèse des résultats expérimentaux de la vitesse de dépôt dans une conduite verticale issus de Papavergos et Hedley [99] .....	199
Figure B.2: Influence de la thermophorèse sur la vitesse de dépôt pour différents gradients de température [124] .....	202

## Liste des tableaux

Tableau I.2.1. Diamètres caractéristiques moyens [26] .....	26
Tableau II.2.1. Équations nécessaires et signification des grandeurs utiles du modèle de formation du spray à la définition des conditions limites .....	89
Tableau II.3.1. Valeur du coefficient de glissement, $C_c$ en fonction du diamètre des gouttes (en $\mu\text{m}$ ) [117] .....	95
Tableau II.3.2. Grandeurs et équations nécessaires à la définition des conditions limites de la région 2.....	101
Tableau III.2.1. Valeurs des paramètres utilisés pour comparer les modèles d'évaporation d'Abramzon [118] et de Bouzereau [14].....	111
Tableau III.3.1. Liste des appareils de mesure utilisés dans le dispositif de Tissot [17] avec leur domaine de validité, leur précision après étalonnage et valeur de la dispersion des mesures .....	119
Tableau III.3.2. Conditions expérimentales de la campagne de mesures [17].....	119
Tableau III.3.3. Maillages utilisés dans l'analyse de sensibilité et leurs principales caractéristiques .....	122
Tableau III.3.4. Valeur des données de simulation utilisées pour la comparaison .....	124
Tableau III.3.5. Valeur des variables transportées dans la zone I du mélange air/spray pour la première campagne de mesure de Tissot [17].....	125
Tableau III.3.6. Valeur de référence des données de simulation pour l'analyse de sensibilité....	133
Tableau III.3.7. Résultats de l'analyse de sensibilité sur HR à la fin de la formation du spray ..	133
Tableau III.3.8. Résultats de l'analyse de sensibilité sur $\beta_{\text{spray}}$ à la fin de la formation du spray	135
Tableau III.3.9. Résultats de l'analyse de sensibilité sur $mL$ à la fin de la formation du spray ..	137
Tableau III.3.10. Résultats de l'analyse sensibilité sur la distribution en taille à la fin de la formation du spray .....	140
Tableau IV.2.1. Caractéristiques de la buse à cône creux Lechler.....	149
Tableau IV.3.1. Ensemble des essais expérimentaux réalisés.....	156

Tableau IV.3.2. Valeurs des coefficients d'échange sec et humide .....	159
Tableau IV.4.1. Valeurs des conditions ambiantes pour les quatre positions de plaque verticale : V1 (76 mL.h <sup>-1</sup> ), V1 (36 mL.h <sup>-1</sup> ), V1 (11 mL.h <sup>-1</sup> ), V1 (2 mL.h <sup>-1</sup> ).....	165
Tableau IV.4.2. Valeurs de <b><i>mL</i></b> et $\beta_{\text{spray}}$ pour l'obtention des débits massiques d'eau impactant expérimentaux .....	166
Tableau IV.4.3. Valeurs des de $d_{\text{spray}}$ , $\theta_{L,\text{spray}}$ , $q_{w,\text{spray}}$ et $N_{c,\text{spray}}$ calculées par le modèle de formation de spray pour les quatre positions de plaque .....	167
Tableau IV.5.1. Valeurs des paramètres d'entrée .....	168
Tableau IV.5.2. Valeurs des de $T_{wb}$ , $T_{a,\text{spray}}$ , $T_{pl,\text{exp}}$ pour les quatre positions de plaque .....	175
Tableau A.1. Longueur de mélange dans le cas d'écoulements bidimensionnels .....	192
Tableau B.1. Valeurs de $k_1$ pour l'équation (B.8).....	205
Tableau B.2. Valeurs de $k_2$ pour l'équation (B.9).....	206
Tableau B.3. Valeurs de $k_3$ pour l'équation (B.10).....	207

# Nomenclature

## Alphabet latin

C	Concentration massique	$\text{kg.m}^{-3}$
$C_c$	Facteur de correction pour le glissement	-
$C_f$	Coefficient de frottement	$\text{kg.m}^{-3}$
$C_p$	Capacité thermique massique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
CHF	Flux de chaleur Critique	$\text{W.m}^{-1}$
$\bar{d}$	Diamètre représentatif du spray	m
d	Diamètre	m
$D_B$	Coefficient de diffusion Brownien	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$d_{eq}$	Distance parcourue pendant formation du spray	m
$D_H$	Diamètre hydraulique	m
$D_v$	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau.	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
F	Facteur d'intensification	-
f	Coefficient de friction de Fanning	-
g	Accélération de la pesanteur	$\text{m.s}^{-2}$
G	Flux massique d'eau impactant la paroi	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
h	Coefficient d'échange convectif	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
H	Enthalpie	J
$h_s$	Enthalpie spécifique	$\text{J.kg}_{as}^{-1}$

HR	Humidité relative	%
$\bar{I}F$	Distance entre la paroi et le centre de la cellule $I$	m
$I_t$	Intensité turbulente	%
J	Flux de particule se déposant sur la paroi	$\text{kg}_e \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
k	Énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
$k_p$	Vitesse de dépôt	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$L_c$	Longueur caractéristique	m
$L_{\text{evap}}$	Chaleur latente de vaporisation	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$L_m$	Longueur de mélange	m
L	Longueur	m
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Débit massique	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
M	Masse molaire	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
n	Nombre de gouttes	-
$N_c$	Concentration en nombre de goutte	$\text{m}^{-3}$
P	Pression	Pa
$p_v$	Pression partielle	Pa
$Q_{\text{elec}}$	Puissance électrique	W
$q_{ib}$	Flux de la variable Y à la face $f_b$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$

$q_L$	Humidité spécifique liquide	$\text{kg}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$
$q_v$	Humidité spécifique vapeur	$\text{kg}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$
$q_w$	Humidité spécifique totale (vapeur + liquide)	$\text{kg}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$
$r$	Rayon	m
$R_v$	Constante des gaz spécifique pour la vapeur d'eau	$\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$r_w$	Ratio de quantité d'eau liquide	-
$S$	Surface	$\text{m}^2$
$S_r$	Ratio de surface	-
$S_t$	Coefficient de Soret	$\text{K}^{-1}$
$T^*$	Température adimensionnelle	-
$t$	Temps	s
$t_{\text{eq}}$	Temps formation du spray	s
$u_a$	Vitesse de l'air	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
$u^*$	Vitesse de friction	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
$v_p$	Vitesse particule	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
$V$	Volume	$\text{m}^3$
$v_s$	Volume spécifique	$\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$
$x_{\text{eq}}$	Position entre buse et fin formation du spray	m
$y^+$	Distance à la paroi adimensionnée	-

$y_v$  Humidité absolue  $\text{kg}_e.\text{kg}_{\text{gas}}^{-1}$

### Alphabet grec

$\alpha$	Angle d'inclinaison de la buse	$^\circ$
$\beta_{\text{spray}}$	Angle du spray	$^\circ$
$\Delta$	Variation	-
$\delta$	Épaisseur de la couche limite	m
$\varepsilon$	Dissipation turbulente	$\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\theta$	Température potentielle	K
$\theta_L$	température potentielle liquide	K
$\kappa$	Constante de Karman	-
$\lambda$	Conductivité thermique	$\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\lambda_m$	Libre parcours moyen	m
$\mu$	Viscosité dynamique	$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\nu$	Viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\xi_p$	Diffusion turbulente de la particule	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
$\sigma_c$	Écart type logarithmique	-
$\tau_{\text{col}}$	Taux de collection	-
$\tau_{\text{paroi}}$	Tenseur de contrainte	$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-2}$

$\Phi$  Flux de chaleur

W

## **Indice**

a Air

aéro Aérodynamique

as Air sec

cal Calculé

cible Cible

col Collecté

cool Refroidissement

conv Convectif

crit Critique

eau Eau

equi Équilibre

evap Evaporation

exp Expérimental

f Frontal

f Fluide

film Film

g Goutte

H	Hydraulique
h	Humide
humide	Humide
hole	Orifice de sortie de la buse
i	Indice incrémental
I	Cellule adjacente à la paroi
imp	Impacté
inj	Injecté
inlet	Entrée du domaine de simulation
L	Liquide
lim	Limite
med	Médian
mel	Mélange
mode	Mode
moy	Moyen
P	Particule
paroi	Paroi
pl	Plaque
r	Rosée

s	Sec
sat	Saturation
sec	Sec
sed	Sédimentation
spray	Spray
tot	Total
v	Vapeur
wb	Bulbe humide
x	Projection sur l'axe $x$
y	Projection sur l'axe $y$
z	Projection sur l'axe $z$
0	Référence
10	Linéique
20	Surfacique
30	Volumique
32	Sauter

## **Nombres sans dimension**

Nombre de Knudsen  $K_n = \frac{\lambda_m}{r_p}$

Nombre de Nusselt  $Nu = \frac{h.L}{\lambda_a}$

Nombre de Prandtl  $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$

Nombre de Reynolds  $Re = \frac{U.L_c}{\nu}$

Nombre de Schmidt  $S_c = \frac{\nu_f}{D_b}$



# **Introduction générale**

## Contexte

La brumisation de fines gouttelettes d'eau en amont d'un condenseur est une technologie intéressante car elle améliore les performances des systèmes frigorifiques. Cette technique consiste à produire et disperser de fines gouttelettes d'eau dans l'air à l'aide de buses (également appelées atomiseurs). La Figure 0.1 présente l'influence de la brumisation sur un échangeur de chaleur.

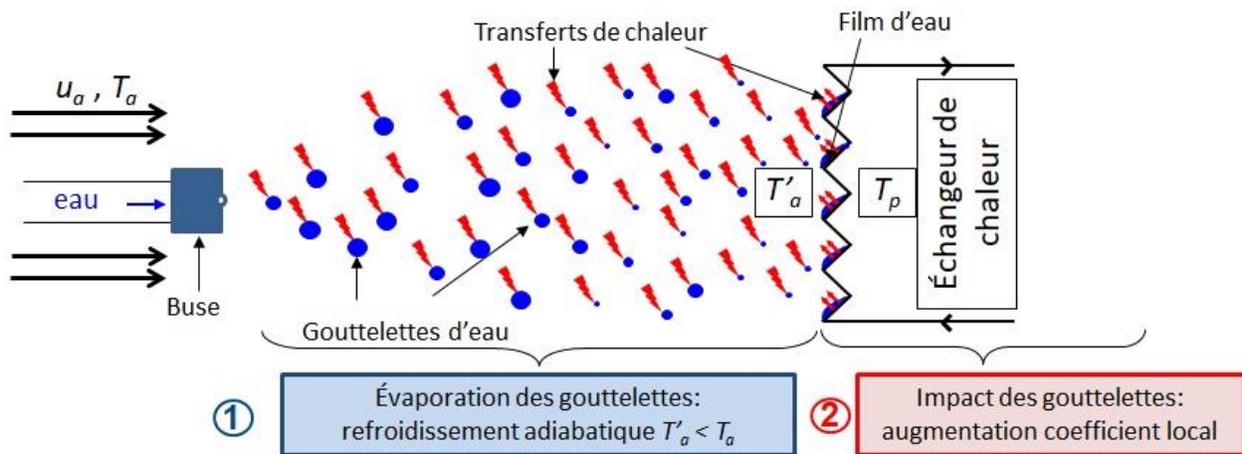


Figure 0.1 : Schéma de la brumisation de gouttelettes d'eau en amont d'un échangeur de chaleur

L'échangeur de chaleur est positionné dans un écoulement d'air qui a une certaine vitesse,  $u_a$ , et une certaine température,  $T_a$ . La buse positionnée en amont de l'échangeur injecte les gouttelettes d'eau dans l'écoulement. Ces gouttelettes d'eau s'évaporent en emmagasinant de l'énergie de l'air et en générant un refroidissement adiabatique de l'air ( $T'_a < T_a$ ) en amont de l'échangeur [1]. Le gradient thermique est ainsi augmenté entre les parois de l'échangeur,  $T_p$ , et l'air chargé de gouttelettes,  $T'_a$ . De plus, lorsque les gouttelettes impactent les parois de l'échangeur, un film d'eau se forme à sa surface pouvant également intensifier les transferts thermiques.

La brumisation permet d'utiliser de très faibles quantités d'eau tout en améliorant l'efficacité des échangeurs à air. Elle permet également d'éviter la stagnation d'eau et donc de prévenir d'une maintenance régulière propre aux condenseurs évaporatifs. La brumisation et l'utilisation de spray a déjà été utilisée avec succès dans de nombreux domaines. Dans le domaine agroalimentaire les sprays sont utilisés par exemple pour laver les fruits et les légumes, conserver la teneur en eau de certaines denrées alimentaires (asperges, carcasses de viande,...). Ces sprays peuvent également

être utilisés pour déshydrater un liquide vaporisé dans un écoulement d'air chaud (soupes en poudre, lait en poudre). Dans l'industrie manufacturière, les sprays d'eau à haute température sont utilisés pour nettoyer, dégraisser des pièces industrielles et refroidir les pièces de fonderie. Dans la protection contre la poussière, et contre les incendies, les sprays sont utilisés sous forme de rideaux d'eau empêchant les fines particules de poussière ou les effets radiatifs du feu de progresser. Enfin, depuis quelques années les sprays sont appliqués aux échangeurs à air.

Mais avant d'étudier l'impact de la brumisation sur un échangeur de chaleur, les recherches se sont avant tout consacrées à déterminer le refroidissement de l'air dû à un mélange d'air et de liquide [1]. Puis, à la fin des années 60, l'intérêt s'est plus particulièrement porté sur l'étude des transferts de chaleur entre une paroi chaude et un spray de gouttelettes d'eau. Wachters et al. [2, 3] ont étudié les transferts de chaleur provenant d'une paroi de métal chaude heurtée par un brouillard de gouttelettes par une méthode non stationnaire. Leurs résultats montrent que les gouttelettes d'eau impactant une paroi à haute température (400 °C) s'évaporent lentement à cause du phénomène de Leidenfrost. En effet, lorsqu'une fine goutte d'eau (de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ) impacte une paroi très chaude, celle-ci va rebondir sur la paroi et un film de vapeur se crée. Le transfert de chaleur dans le film vapeur se faisant principalement par conduction, le débit d'évaporation est très faible. D'autres études ont été réalisées sur les effets de l'angle et de la vitesse des gouttelettes lors de leur impact sur une paroi chauffée [4, 5].

Les premières études de brumisation sur des échangeurs de chaleur ont été réalisées au début des années 70 dans le but d'améliorer l'efficacité des condenseurs en particulier dans le domaine automobile. Il a été montré que l'utilisation de gouttes de liquide dans un écoulement de gaz servant à refroidir une surface chauffée permettait d'augmenter les transferts thermiques en formant une fine couche de liquide à la surface. L'amélioration de ces échanges de chaleur est donc liée à la surface mouillée par les gouttes. Ainsi, les études sur la géométrie à adopter pour augmenter la surface mouillée et par conséquent les transferts de chaleur se sont développées [6, 7]. Une des premières études effectuées sur des géométries de condenseur a été réalisée par Wen-Jei et al. [8]. Ils ont étudié trois géométries d'ailettes de condenseur différentes : les ailettes rectangulaires pleines, les ailettes rectangulaires perforées et les ailettes de forme trapézoïdale (« louvered » en anglais). Leurs résultats montrent que pour de petits nombres de Reynolds (entre 500 et 1000) les coefficients de transfert de chaleur en présence d'un écoulement diphasique augmentent entre 40 et 45 % par rapport à un écoulement monophasique pour les trois géométries

d'ailettes. Tandis que pour des nombres de Reynolds assez élevés (écoulement turbulent), le coefficient de transfert thermique n'augmente avec brumisation que de 12 % pour les ailettes rectangulaires pleines et rectangulaires perforées, et de 6 % pour les ailettes trapézoïdales. La plus faible augmentation des échanges de chaleur pour des Reynolds élevés est due à la rupture du film d'eau formé à la surface des ailettes. Selon les auteurs, la contribution de l'évaporation pour l'augmentation des coefficients de transfert thermique est négligeable par rapport à la contribution du film liquide.

Cette augmentation des échanges thermiques lors de la brumisation de gouttes d'eau sur les parois d'un échangeur a mené d'autres auteurs à se pencher sur la conception d'échangeurs adaptés à des écoulements diphasiques. Webb [9] présente une méthode unifiée de résolution des équations utilisées dans la conception de systèmes ayant recours à des mélanges air/eau tels que : les condenseurs, les tours aéroréfrigérantes, et les condenseurs évaporatifs. Sa méthode repose principalement sur l'introduction du coefficient appelé NUT (Nombre d'Unité de Transfert) qui correspond à une mesure de la surface de l'interface air/eau qui affecte le transfert de chaleur. Ce coefficient est calculé à partir de corrélations dans la littérature ou bien expérimentalement. Par exemple, Wataru et al. [10] ont déterminé à partir de mesures expérimentales de transfert de chaleur sur différents types de tubes (tubes lisses, tubes micro-ailetés, et tubes ailetés) des formules empiriques qui relient la surface mouillée effective du tube à plusieurs paramètres tels que la vitesse d'écoulement d'air, ou le débit de brumisation. Et à partir de ces corrélations, ils ont proposé une méthode de conception d'échangeur. Ces modèles proposés reposent sur des corrélations empiriques. La méthode de conception ne peut donc pas s'appliquer à tout type d'échangeur. En effet, la complexité des écoulements diphasiques est principalement due aux nombreux paramètres physiques qui les décrivent tels que la température, la vitesse et l'humidité relative de la phase continue, mais aussi de la taille des particules, de leur vitesse, de leur température de la phase dispersée, ou encore des interactions entre les deux phases. Ces difficultés de compréhension rendent difficile la conception d'un échangeur de chaleur.

La montée en puissance des ordinateurs de calcul ces dernières années a permis d'améliorer la connaissance de l'impact des paramètres physiques mentionnés précédemment. Notamment avec l'utilisation accrue des codes d'analyse de mécanique des fluides (CFD). En effet, la CFD est un outil très utile pour réaliser des études d'écoulements complexes tels que des écoulements diphasiques de spray d'eau. Par exemple, Montazeri et al. [11] ont réalisé une étude paramétrique

sur la performance de refroidissement d'un système par spray d'eau sous différentes conditions physiques : température, vitesse, humidité de l'air en entrée du système, et également sur la température des gouttelettes d'eau et leur distribution en taille. Leurs résultats montrent notamment qu'avec une humidité de l'air moins élevée, la performance du système augmente, et avec une température d'eau inférieure à la température de bulbe humide de l'air, le refroidissement est plus important qu'avec une température d'eau supérieure. D'autres études CFD ont été réalisées comme celle de Fiorentino et al. [12] qui consistait à modéliser l'évaporation du film d'eau formé à la surface d'un condenseur évaporatif. Ils ont montré que l'agencement des tubes du condenseur (espacement, épaisseur) jouait un rôle important. Dans la grande majorité des cas, ces études CFD utilisent une approche Lagrangienne-Eulérienne [13]. Cependant, l'approche Eulérienne-Eulérienne est également employée [14]. Chacune de ses deux approches a ses avantages et ses inconvénients.

## **Problématique**

L'un des rôles importants de la brumisation est de diminuer la température en entrée de condenseur afin d'améliorer la consommation énergétique du condenseur et par conséquent celle du système frigorifique utilisé. En effet, la température de l'air diminue grâce aux gouttes qui utilisent l'énergie de l'air ou celle délivrée par l'échangeur pour s'évaporer, une infime quantité de l'énergie pour l'évaporation de la goutte provenant de la goutte elle-même [15]. Le gradient de température entre l'air et la surface de l'échangeur augmente. Les échanges thermiques entre l'air et le fluide sont ainsi améliorés. Selon la quantité d'eau introduite et la compacité du système (buses plus ou moins proches de l'échangeur), il n'est pas toujours possible d'évaporer toute l'eau avant l'entrée dans l'échangeur. Néanmoins, la présence de gouttes d'eau dans l'échangeur et leur impact sur les parois de l'échangeur permettent également d'améliorer le coefficient d'échange thermique. La température de l'air en sortie d'échangeur est donc plus basse qu'un échangeur sans spray. Idéalement, la quantité d'eau brumisée doit être telle que toutes les gouttes injectées soient évaporées en sortie d'échangeur afin d'optimiser la quantité d'eau injectée. Expérimentalement, les quantités d'eau évaporées dans les échangeurs brumisés (de l'ordre de  $3 \text{ g}_{\text{eau}} \cdot \text{kg}^{-1}_{\text{mel}}$ ) sont très inférieures à la valeur pour atteindre la saturation (de l'ordre de  $7 \text{ g}_{\text{eau}} \cdot \text{kg}^{-1}_{\text{mel}}$ ). Le procédé pourrait voir son efficacité augmenter nettement avec une meilleure évaporation. L'efficacité du procédé

est directement liée au temps de résidence des gouttes d'eau dans le système, que l'on souhaite garder compact avec un volume contraint.

La difficulté liée à la brumisation en amont d'un échangeur vient du fait que lorsque les gouttes d'eau sont injectées dans un écoulement d'air, leur évaporation n'est pas immédiate. Il se forme localement un brouillard dont la durée de vie dans l'écoulement dépend des caractéristiques physiques et thermiques des gouttes évaporées (diamètre, concentration, température), mais également des caractéristiques thermodynamiques de l'air (humidité, température) et de son débit. Le temps de parcours des gouttes dans l'écoulement dépend aussi de la géométrie du système et influence la quantité d'eau injectable. Le moteur du processus d'évaporation est la différence d'humidité absolue entre l'air et la valeur de saturation. En effet, l'évaporation ne peut avoir lieu que lorsque l'air n'est pas saturé. Dans le cas contraire, l'évaporation des gouttes n'est pas possible. Ainsi, plus l'humidité de l'air est importante, ou plus la température de l'air est faible, et moins d'eau s'évapore. Il faut donc déterminer pour des conditions physiques données (température, humidité), la quantité d'eau optimale à injecter afin d'utiliser pleinement la brumisation.

Lorsque les champs de température ou de fraction liquide sont uniformes, l'optimisation de la quantité d'eau ne pose pas de difficulté. Cependant, la deuxième difficulté d'injecter des gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air est liée à la non uniformité de ces champs. En effet, un spray est polydispersé en taille de goutte. Les gouttes de dimension plus importante ont une plus grande inertie et ont tendance à moins suivre l'écoulement, tandis que les plus petites gouttes ont moins d'inertie et suivent plus facilement l'écoulement. Par conséquent la dispersion spatiale des gouttes d'eau est hétérogène. Afin de décrire la répartition spatiale du spray, l'utilisation de la CFD est idéale. En effet, la CFD permet de simuler des écoulements diphasiques en 3D, et ainsi obtenir les champs non uniformes.

Irstea étudie depuis quelques années l'utilisation de la brumisation en amont de condenseur à air appliquée aux systèmes frigorifiques. Les premières études ont été réalisées par Youbi-Idrissi et al. [16]. Les auteurs ont développé un modèle mathématique appliqué à une machine frigorifique avec et sans brumisation. Il est basé sur des lois de conservation d'énergie et de masse. Leurs objectifs étaient d'étudier les effets du débit du spray d'eau sur les profils de température du condenseur et de calculer les performances énergétiques d'un tel système. Ils ont montré que le

COP d'une machine frigorifique augmente lorsque le condenseur à air est brumisé. Cette augmentation peut atteindre jusqu'à 55 % en comparaison d'un COP du même système de réfrigération sans brumisation.

Tissot a continué ces études en développant un modèle Eulérien-Lagrangien [17]. Ce modèle permet de simuler la trajectoire de plusieurs gouttes d'eau dans un écoulement d'air. Ses objectifs étaient de déterminer les critères de taille des gouttelettes, et d'orientation du spray pour optimiser le refroidissement de l'air en amont d'un condenseur. Il a montré que le cas optimal correspondait à une injection de fines gouttes d'eau (diamètres compris entre 25  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$ ) à contre-courant de l'écoulement d'air. Ses sous-modèles dans lesquels il étudie l'influence de certains paramètres (température de l'air, taille des gouttes), ont été comparés et validés en considérant le comportement individuel d'une goutte d'eau dans un écoulement donné. Pour valider ces sous-modèles, il fait donc l'hypothèse que le spray d'eau n'est composé que d'une seule classe de taille de goutte. Cependant, pour comparer son modèle aux données expérimentales, il prend en compte une distribution en taille de goutte. Cette distribution est composée de 20 classes allant de 5,4  $\mu\text{m}$  à 37,2  $\mu\text{m}$ . La difficulté à déterminer cette distribution en taille de goutte ainsi que de déterminer le taux des gouttes d'eau impactant sur le condenseur n'a pas permis d'obtenir de résultats numériques satisfaisants.

Boulet et al. [18] ont développé un autre modèle permettant de calculer les transferts thermiques au sein d'un condenseur, ainsi qu'un dispositif expérimental pour confronter leurs résultats. Leurs objectifs dans ces travaux étaient de quantifier l'amélioration de l'échange de chaleur due à la brumisation. Le modèle numérique est basé sur la formulation de Youbi-Idrissi [16], et il est étendu pour des configurations de condenseurs à courants croisés. Leurs résultats ont montré que le cas le plus favorable pour brumiser de l'eau en amont d'un échangeur était un air chaud et sec. Dans ce cas-là, le refroidissement de l'air en amont du condenseur (dû à l'évaporation des gouttelettes), ainsi que l'évaporation supplémentaire des gouttes d'eau impactant le condenseur permettent d'augmenter le flux thermique échangé par un facteur de 3,5.

Ces travaux fournissent des éléments intéressants sur l'influence des conditions opératoires sur le refroidissement de l'air en amont des échangeurs. Cependant pour les échanges spray paroi, les modèles de Boulet [17] et de Tissot [13] sont basés sur les lois de conservation de l'énergie et de la masse. Ces modèles ne simulent pas l'interaction spray/paroi au sein d'un échangeur à l'aide

d'un code CFD. Ainsi, ils ne permettent pas de décrire l'écoulement diphasique à l'intérieur du condenseur. En effet, l'écoulement au sein d'un échangeur est complexe à cause des interactions avec les parois chauffées et les phénomènes tels que la thermophorèse (particules déviées vers les lignes de courant principales et traversant plus rapidement l'échangeur) ou encore les zones d'accumulation (encrassement des parois et film d'eau bouchant les ailettes engendrant de mauvais transferts thermiques) ne sont pas pris en compte.

## **Objectifs**

L'un des objectifs d'Irstea est de concevoir des outils pour dimensionner et modéliser un échangeur à air, optimisé pour des écoulements diphasiques. Pour y parvenir, la géométrie de cet échangeur doit être adaptée pour maximiser le temps de résidence des gouttes à l'intérieur de sa structure de façon à obtenir un refroidissement maximal de l'air tout en évitant les zones d'accumulation des gouttes pour minimiser les risques de drainage et d'encrassement. Cette thèse est une première contribution à ce projet en proposant de déterminer dans un premier temps une approche numérique différente de celle proposée par Tissot [13] permettant de mieux prendre en compte la distribution en taille de gouttelette et adaptée pour simuler un air chargé de gouttelettes d'eau au sein d'un échangeur de chaleur à air. L'enjeu de cette thèse est donc de développer un premier outil numérique pour être ensuite utilisé pour l'étude du design de ces échangeurs afin de dégager des principes sur l'architecture et la rugosité optimales du réseau de paroi. Le projet repose sur le développement et l'utilisation de la simulation numérique mais intègre aussi un volet expérimental pour la validation des résultats.

## **Démarche**

Afin de répondre à ces objectifs, une approche eulérienne est préférée à l'approche lagrangienne. En effet, pour des topographies complexes, comme un réseau de parois, l'approche eulérienne a été pressentie comme une approche alternative aux approches lagrangiennes plus coûteuses en temps de calcul, et a donc été choisie pour simuler la phase dispersée. Le phénomène d'évaporation des gouttes d'eau étant prépondérant, il a été pleinement étudié. L'implémentation de la sédimentation a également été réalisée. La simulation de la dispersion des gouttelettes et du refroidissement adiabatique en amont de l'échangeur a donc été effectuée. Une fois cette partie

validée, la simulation des échanges thermique et massique entre le spray et une paroi chauffée a pu être abordée.

Le manuscrit se décompose en quatre chapitres. Le premier chapitre rappelle tout d'abord quelques notions liées à l'air humide, et à la caractérisation du spray. Un état de l'art des échanges thermique et massique d'un spray impactant une paroi est présenté. Puis les différentes modèles de simulation d'écoulement diphasique sont détaillées en abordant la phase continue et la phase dispersée. La modélisation des échanges thermiques lors de la brumisation et la modélisation du dépôt de gouttelettes d'eau est finalement détaillée.

Le deuxième chapitre est entièrement consacré à la description du modèle permettant d'étudier l'impact d'un spray de gouttelettes d'eau sur une plaque chauffée. Le modèle de spray est divisé en deux étapes : la formation et la dispersion du spray. Afin de décrire la formation du spray, un modèle 0D a été développé. Ce modèle de formation du spray repose sur une analyse balistique et prend également en compte l'évaporation des gouttes d'eau. Un modèle CFD 3D a été utilisé pour simuler la dispersion des gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. La modélisation des échanges thermiques entre le spray et une plaque chauffée est également intégrée au modèle CFD.

Le troisième chapitre est dédié à l'étude de la partie dispersion et évaporation de gouttelettes d'eau en amont d'un échangeur de chaleur. Le modèle d'évaporation présenté dans le deuxième chapitre est tout d'abord comparé à un modèle lagrangien. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la dispersion et de l'évaporation d'un spray dans un tunnel. Cette étude présente tout d'abord le dispositif expérimental et les expériences utilisées dans ce projet de thèse. La simulation numérique de ces expériences ainsi que les résultats obtenus sont ensuite présentés. Une analyse de sensibilité sur plusieurs paramètres du modèle est finalement réalisée afin de déterminer leur impact sur le refroidissement adiabatique en amont d'un échangeur.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des transferts pariétaux. Le dispositif expérimental utilisé pour caractériser les échanges air/paroi est tout d'abord présenté. Les résultats expérimentaux obtenus sur la détermination des coefficients d'échange thermique et les températures de plaque pour différents flux massique d'eau sont ensuite présentés. Les simulations numériques des essais expérimentaux et les résultats obtenus sont finalement présentés.

Les résultats majeurs ainsi que les perspectives de ces travaux sont ensuite rappelés dans la conclusion générale.





# **Chapitre I. État de l'art**

## **I.1. Introduction**

Ce premier chapitre est organisé autour de deux parties principales. La première concerne la caractérisation des phénomènes physiques mis en jeu lors de la brumisation, alors que la seconde partie présentera l'état de l'art de la modélisation de ces phénomènes physiques. Ainsi la première partie présente tout d'abord les propriétés thermodynamiques qui sont utilisées tout au long du manuscrit. Ainsi les différentes températures, humidités, pressions et enthalpie spécifique sont définies. La caractérisation d'un spray à l'aide de distributions en taille de goutte est ensuite présentée et les lois de probabilité de Rosin-Rammler et lognormale sont décrites et comparées. Un état de l'art des échanges thermiques entre un air chargé de gouttelettes d'eau et une paroi chauffée est réalisé et introduit les paramètres opératoires.

La seconde partie présente les différentes approches permettant de modéliser les écoulements diphasiques ; la phase porteuse et la phase dispersée du spray. La modélisation des échanges thermique et massique entre un spray et une paroi est ensuite présentée. Puis une dernière partie expose un état de l'art de la modélisation du dépôt de particules sur une plaque.

## **I.2. Caractérisation des phénomènes physiques mis en jeu lors dans la brumisation sur une paroi chauffée**

Cette partie présente les propriétés thermo-physiques de l'air humide ainsi que la caractérisation d'un spray. Enfin, un état de l'art des échanges pariétaux entre un mélange air/eau et une paroi chauffée est exposée.

### **I.2.1. Propriétés thermo-physiques de l'air humide**

Cette partie a pour objectif d'introduire les grandeurs et les lois de comportement de l'air humide très utilisées dans la suite du manuscrit. Lors de la brumisation dans l'air, ce dernier subit des modifications. L'air ambiant contient toujours une certaine quantité d'eau. Cette quantité d'eau est généralement sous forme de vapeur, mais elle peut se retrouver sous la forme liquide (brouillard) ou même solide (neige). L'air humide est défini comme étant uniquement le mélange binaire entre de la vapeur d'eau et de l'air sec lui-même mélange de plusieurs gaz : azote, oxygène, dioxyde de carbone, hélium, argon. La quantité de vapeur d'eau est variable et peut être caractérisée par l'humidité absolue (exprimée en kg d'eau par kg d'air sec), la teneur en vapeur d'eau (exprimée en kg d'eau par kg d'air humide), l'humidité relative (exprimée en %) ou la pression partielle de la vapeur. L'air est dit saturé lorsqu'il ne peut plus contenir plus de vapeur. Il y a donc présence d'eau sous forme liquide (gouttelettes d'eau en suspension dans l'air). Cette quantité est une fonction de la pression et de la température, et elle s'exprime souvent à l'aide de la pression de vapeur saturante.

#### **I.2.1.1. Températures de l'air humide**

Différentes températures sont définies pour caractériser l'air humide (voir Figure I.2.1) : la température sèche (ou température de bulbe sec), la température de bulbe humide (ou température de saturation adiabatique), et la température de rosée.

- La température sèche, notée  $T_s$  en rouge, correspond à la température mesurée par un thermomètre ordinaire (thermomètre à mercure ou à alcool) à l'abri du rayonnement solaire.

- La température de bulbe humide, notée  $T_{wb}$ , en vert, est la température mesurée par un thermomètre dont le bulbe est entouré d'une compresse mouillée, balayé par de l'air et protégé du rayonnement solaire. L'évaporation de l'eau imbibant la compresse provoque un refroidissement du bulbe du thermomètre. Elle correspond à la température de l'air ramenée adiabatiquement à la saturation. Elle est par conséquent toujours inférieure à la température sèche.
- La température de rosée, notée  $T_r$ , en bleu, correspond à la température de l'air sec amené à saturation à une humidité absolue constante. Elle est la température à partir de laquelle la vapeur d'eau contenue dans l'air commence à se condenser.

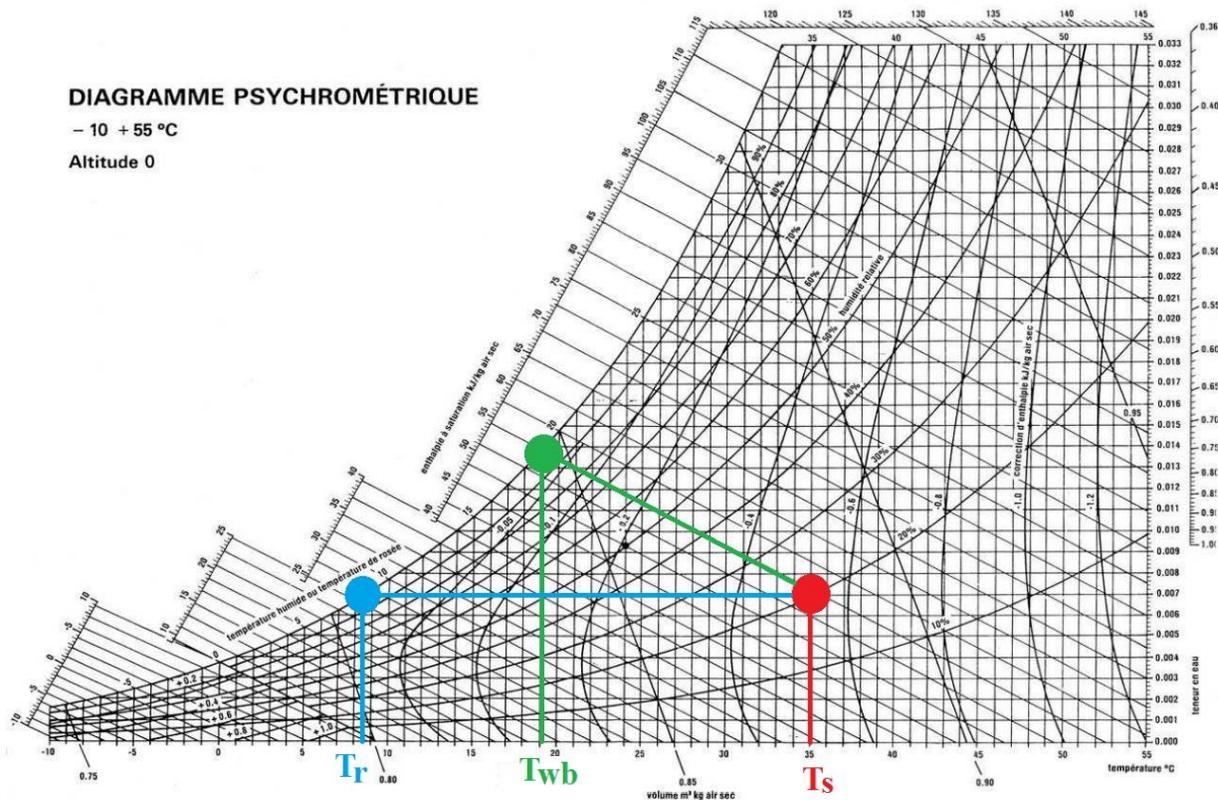


Figure I.2.1 : Températures de l'air humide

Les températures de bulbe humide et de rosée peuvent être déterminées à partir de la température sèche et de l'humidité relative. Deux formules empiriques, utilisées tout le long de ce travail sont

données ci-dessous. La formule de la température de saturation adiabatique s'écrit de la manière suivante :

$$T_{wb} = 0,2831 HR_{\%}^{0.2735} T_s + 0,0003018 HR_{\%}^2 + 0,01289 HR_{\%} - 4.0962 \quad (I.2.1)$$

Avec :  $T_{wb}$  la température de bulbe humide ( $^{\circ}\text{C}$ ),  $HR_{\%}$  l'humidité relative et  $T_s$  la température sèche ( $^{\circ}\text{C}$ ). Cette formule est valide sur le domaine suivant :  $15^{\circ}\text{C} < T_s < 35^{\circ}\text{C}$  et  $20\% < HR_{\%} < 90\%$ .

La formule de la température de rosée,  $T_r$ , se détermine avec la formule de Magnus :

$$T_r = \frac{237,7 \alpha}{17,27 - \alpha} \quad (I.2.2)$$

Avec :  $\alpha = \frac{17,27 T_s}{237,7 + T_s} + \ln(HR)$ ,  $HR = \frac{HR_{\%}}{100}$  et le domaine de validité est :  $0^{\circ}\text{C} < T_s < 60^{\circ}\text{C}$  ;

$0,01 < HR < 1$  et  $0^{\circ}\text{C} < T_r < 50^{\circ}\text{C}$ . Dans la suite de ce manuscrit, la température sèche,  $T_s$ , sera notée sans l'indice s :  $T$ .

### I.2.1.2. Humidités

Différentes humidités sont définies : l'humidité absolue, l'humidité spécifique et l'humidité relative (ou degré hygrométrique) :

- L'humidité absolue, notée  $y_v$ , est définie comme la masse de vapeur d'eau contenue dans un kilogramme d'air sec. Elle s'exprime en  $\text{kg.kg}_{\text{airsec}}^{-1}$ .
- L'humidité spécifique (souvent utilisée en météorologie), notée  $q_v$ , est définie comme la masse de vapeur d'eau contenue dans un kilogramme d'air humide. Elle s'exprime en  $\text{kg.kg}_{\text{mélange}}^{-1}$ .
- L'humidité relative correspond au rapport de la pression partielle de vapeur d'eau dans l'air sur la pression de vapeur saturante. Elle s'exprime généralement en pourcentage et se note  $HR_{\%}$ . Elle peut également s'exprimer comme un nombre compris en entre 0 et 1. Dans ce cas elle se note  $HR$ .

L'humidité absolue, l'humidité spécifique et l'humidité relative sont déterminées à partir de la pression, et de la température. Les formules utilisées dans la suite de ce travail sont les suivantes :

$$y_v = \frac{q_v}{1 - q_v} = \frac{0,622 P_v}{P_t - P_v} = \frac{0,622 \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T}\right) \cdot HR}{1 - \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T}\right) \cdot HR} \quad (\text{I.2.3})$$

$$q_v = \frac{y_v}{1 + y_v} = \frac{0,622 P_v}{P_t + (0,622 - 1)P_v} = \frac{0,622 \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T}\right) \cdot HR}{1 + (0,622 - 1) \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T}\right) \cdot HR} \quad (\text{I.2.4})$$

$$HR = \frac{HR_{\%}}{100} = \frac{P_v}{P_{v\text{sat}}} = \frac{y_v \cdot \exp\left(-13,7 + \frac{5120}{T}\right)}{0,622 + y_v} = \frac{q_v \cdot \exp\left(-13,7 + \frac{5120}{T}\right)}{0,622 + (1 - 0,622) \cdot q_v} \quad (\text{I.2.5})$$

Avec  $P_v$  la pression partielle de la vapeur (en Pa),  $P_{v\text{sat}}$  la pression partielle de la vapeur saturante (en Pa),  $P_t$  la pression totale de l'air (en Pa) et  $T$  la température (en K). Dans la suite de ce manuscrit, l'humidité relative exprimée en pourcentage,  $HR_{\%}$ , sera notée sans l'indice % :  $HR$ .

### I.2.1.3. Pressions

L'air humide est un mélange d'air sec et de vapeur d'eau, deux gaz qui peuvent être considérés comme des gaz parfaits. D'après la loi de Dalton, la pression atmosphérique se décompose en :

$$P_t = P_{as} + P_v \quad (\text{I.2.6})$$

Avec :  $P_{as}$  la pression partielle de l'air sec (en Pa) et  $P_v$  celle de la vapeur d'eau (en Pa). Lorsque la saturation est atteinte, la pression partielle de la vapeur d'eau maximale est atteinte. Il s'agit de la pression de vapeur saturante, notée  $P_{v\text{sat}}$ . Elle dépend principalement de la température. Les formules utilisées dans la suite de ce travail sont les suivantes :

$$P_v = HR \cdot P_{v\text{sat}} = \frac{y_v \cdot P_t}{0,622 + y_v} = \frac{q_v \cdot P_t}{0,622 + (1 - 0,622) \cdot q_v} \quad (\text{I.2.7})$$

$$P_{v,sat} = P_t \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T}\right) \quad (\text{I.2.8})$$

La pression atmosphérique  $P_t$  peut également s'écrire à partir de la loi des gaz parfaits et d'un état de référence :

$$P_t = P_0 \cdot (1 + y_v) \cdot \frac{T}{T_0} = P_0 \cdot \left(1 + \frac{q_v}{1 - q_v}\right) \cdot \frac{T}{T_0} \quad (\text{I.2.9})$$

Avec :  $T_0$  la température de référence (en K) et  $P_0$  la pression de référence (en Pa). L'état de référence est un air sec à  $T_0 = 273,15$  K et  $P_0 = 101325$  Pa.

#### I.2.1.4. Enthalpie spécifique

L'enthalpie spécifique, notée  $h_s$ , correspond à la quantité de chaleur sensible et latente contenue dans un air humide dont la masse d'air sec est de 1 kg. Elle est exprimée en  $\text{J.kg}_{\text{airsec}}^{-1}$ . L'enthalpie de l'air humide (notée  $H_s$  et exprimée en J) étant une variable extensive peut s'écrire comme la somme de l'enthalpie de l'air sec ( $H_{as}$ ) et de l'enthalpie de la vapeur d'eau ( $H_v$ ) :

$$h_s = \frac{H_s}{m_{as}} = \frac{m_{as} \cdot h_{as} + m_v \cdot h_v}{m_{as}} = h_{as} + y_v \cdot h_v \quad (\text{I.2.10})$$

Avec :  $m_{as}$  et  $m_v$  la masse de l'air sec et la masse de la vapeur d'eau respectivement (en kg), et  $h_{as}$  et  $h_v$  les enthalpies massiques de l'air sec et de la vapeur d'eau (en  $\text{J.kg}_{\text{airsec}}^{-1}$ ). L'enthalpie massique de l'air sec à la température  $T$  représente la quantité de chaleur à fournir à 1 kg d'air sec pour élever sa température de  $0^\circ\text{C}$  à  $T$  :

$$h_{as} = C_{p,as} \cdot T \quad (\text{I.2.11})$$

Avec :  $C_{p,as}$  la capacité thermique massique de l'air sec à 300 K :  $C_{p,as} = 1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . L'enthalpie massique de la vapeur d'eau à la température  $T$  représente la chaleur totale qu'il faut fournir à 1 kg d'eau liquide à  $0^\circ\text{C}$  pour le porter à la température  $T$  et le faire passer à l'état de vapeur :

$$h_v = C_{p,v} \cdot T + L_v \quad (\text{I.2.12})$$

Avec :  $C_{p,v}$  la capacité thermique massique de vapeur d'eau :  $C_{p,v} = 1854 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $L_v$  est la chaleur latente de vaporisation de l'eau :  $L_v = 2,5 \times 10^6 - 1,85 \times 10^3 \cdot T$ . L'enthalpie spécifique de l'air humide peut donc s'écrire :

$$h_s = (C_{p,as} + y_v \cdot C_{p,e}) \cdot T + y_v \cdot L_v \quad (\text{I.2.13})$$

### I.2.1.5. Volume spécifique

Le volume spécifique, noté  $v_s$ , représente le volume occupé par l'air humide dont la masse d'air sec est d'un kilogramme à la pression atmosphérique :

$$v_s = \frac{V_{humide}}{m_{as}} \quad (\text{I.2.14})$$

Avec :  $v_{humide}$  le volume de l'air humide considéré (en  $\text{m}^3$ ), et  $m_{as}$  la masse d'air sec contenu dans le volume d'air humide (en kg). Le volume spécifique peut également s'écrire dans la forme suivante :

$$v_s = \frac{1 + y_v}{\rho_h} \approx \frac{1}{\rho_h} \quad (\text{I.2.15})$$

$$\rho_h = \rho_0 \cdot \frac{M_h}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (\text{I.2.16})$$

$$M_h = M_0 \cdot \frac{1 + y_v}{1 + y_v \cdot \frac{M_0}{M_v}} \quad (\text{I.2.17})$$

Avec :  $\rho_h$  et  $M_h$  la masse volumique (en  $\text{kg.m}^{-3}$ ) et la masse molaire (en  $\text{kg.mol}^{-1}$ ) de l'air humide respectivement,  $\rho_0$ ,  $T_0$ , et  $M_0$  la masse volumique, la température et la masse molaire de l'état de référence. L'état de référence étant un air sec à  $T_0 = 273,15 \text{ K}$ ,  $\rho_0 = 1,296 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $M_0 = 29 \times 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$ .

Les variables thermodynamiques utilisées dans le modèle de spray sont ensuite présentée.

### I.2.1.6. Variables thermodynamiques du modèle de spray

Les variables thermodynamiques permettent de prendre en considération l'eau liquide dans l'air. Elles sont très utilisées dans le domaine atmosphérique. Musson-Genon [19] est le premier à proposer une modélisation massique qui utilise des variables conservatives à travers les processus de changement de phase de l'eau. Ces variables sont la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , et la fraction massique d'eau totale,  $q_w$ . Ce modèle a ensuite été repris et complété par Bouzereau [20] en considérant l'eau liquide nuageuse et l'eau de pluie.

Le contenu spécifique en vapeur d'eau (ou fraction vapeur) noté,  $q_v$ , et le contenu spécifique en eau liquide,  $q_L$ , sont définis par les relations (I.2.18) et (I.2.19) :

$$q_v = \frac{m_v}{m_t} \quad (\text{I.2.18})$$

$$q_L = \frac{m_L}{m_t} \quad (\text{I.2.19})$$

Avec  $m_v$  la masse de la vapeur d'eau,  $m_L$  la masse de l'eau liquide et  $m_t$  la masse totale d'une unité de volume d'air et qui est défini comme la somme des masses de l'air sec, de la vapeur d'eau et de l'eau liquide.

La première variable thermodynamique utilisée est le contenu spécifique en eau,  $q_w$ , qui est la somme des contenus spécifiques en vapeur d'eau et en eau liquide :

$$q_w = q_v + q_L \quad (\text{I.2.20})$$

La seconde variable est la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , qui a été définie par Betts [21]. La température potentielle liquide correspond à la température qu'aurait un volume d'air si toute l'eau liquide qu'elle contient s'évaporerait et qu'elle était ramenée adiabatiquement à la pression de référence. Sa définition mathématique provient du premier principe de la thermodynamique :

$$\theta_L = \theta \cdot \exp\left(-\frac{L_{evap}}{C_{p,a} \cdot T_a} \cdot q_L\right) \quad (\text{I.2.21})$$

Avec  $L_{evap}$  la chaleur latente de vaporisation,  $C_{p,a}$  la capacité calorifique de l'air, et  $\theta$  la température potentielle qui est définie comme la température qu'aurait un volume d'air non saturé ramené adiabatiquement à la pression de référence  $P_0$  :

$$\theta = T_a \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{p,a}} \quad (\text{I.2.22})$$

Avec  $p_0 = 101325$  Pa. En tronquant l'équation (I.2.21) au premier ordre le terme  $\frac{L_{evap}}{C_{p,a} T_a} \cdot q_L \ll 1$  et l'expression de la température potentielle liquide s'écrit :

$$\theta_L = T_a \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{p,a}} \left( 1 - \frac{L_{evap}}{C_{p,a} T_a} \cdot q_L \right) \quad (\text{I.2.23})$$

Ces deux variables thermodynamiques,  $\theta_L$  et  $q_w$ , sont très utilisées dans le domaine atmosphérique. En effet, elles sont conservatives pour les processus d'évaporation et de condensation.

### I.2.1.7. Conclusion sur les propriétés thermo-physiques de l'air humide

Cette partie a donc permis de présenter les grandeurs et les lois de comportement de l'air humide qui sont utilisées dans la suite du rapport. La Figure I.2.2 présente les deux principales transformations liées à la brumisation de gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. La transformation 1 (en rouge) correspond à un réchauffement de l'air de  $T_1$  à  $T_2$  pour une humidité absolue constante. Cette transformation peut correspondre au réchauffement de l'air par une résistance chauffante ou par convection forcée autour d'une plaque chauffée.

La transformation 2 (en bleu) correspond au refroidissement adiabatique lors de l'évaporation de gouttelettes d'eau. Cette transformation est isenthalpique. L'humidité absolue de l'air augmente tandis que la température diminue. Un ratio correspondant au rapport entre le débit d'eau injecté et le débit d'air peut être défini et noté,  $y_L$ . Deux cas sont possibles :

- Si  $y_L < (y_{wb} - y_{v,1})$  : alors la quantité d'eau injectée n'est pas suffisante pour atteindre la saturation de l'air. L'humidité absolue augmente de  $y_{v,1}$  à  $y_{v,2}$ , tandis que la température de l'air diminue de  $T_2$  à  $T_3$ . L'évaporation des gouttelettes d'eau est totale.

- Si  $y_L > (y_{wb} - y_{v,1})$  : alors la quantité d'eau injectée est suffisante pour saturer l'air. L'humidité absolue augmente jusqu'à  $y_{wb}$ , tandis que la température de l'air diminue jusqu'à  $T_{wb}$ . Lorsque l'air est saturé, l'évaporation des gouttes d'eau s'arrête. L'évaporation est partielle.

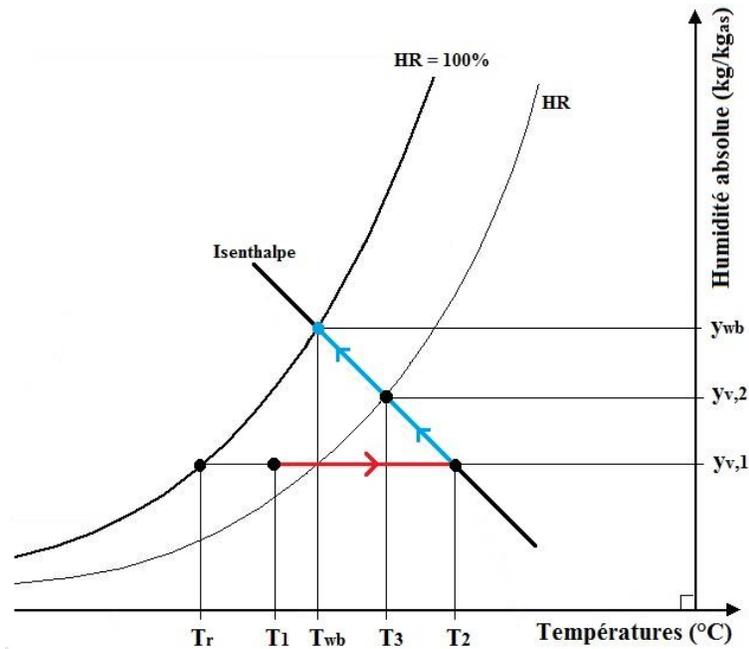


Figure I.2.2 : Transformations liées à la brumisation de gouttelettes d'eau dans l'air

Les principales caractéristiques de l'environnement qui influencent la brumisation dans un écoulement d'air sont la température, l'humidité ambiante et la vitesse d'écoulement. Concernant, l'impact de la température ambiante sur les transferts de chaleur, plusieurs études [11, 18] ont montré que l'efficacité de la brumisation augmente lorsque la température de l'air est élevée. Plusieurs études [11, 22, 23] ont également étudié l'impact de l'humidité ambiante. Chen et al. [22] ont observé que la brumisation est plus efficace pour une humidité relative de 40 % que pour 80 %. En effet, un air sec améliore l'efficacité de la brumisation.

Les propriétés de l'air humide évoluent en fonction de l'évaporation des gouttelettes d'eau injectées dans l'air. Dans notre cas, la quantité d'eau est injectée sous forme de spray dans un système et les caractéristiques du spray ont également une influence sur l'évolution des propriétés de l'air humide. Les caractéristiques des sprays sont présentées dans la partie suivante.

## I.2.2. Caractérisation du spray

Pour étudier les phénomènes physiques mis en jeu lors de la brumisation d'un air en écoulement, un ensemble de caractéristiques doivent être définies. Les propriétés de l'air humide ont déjà été présentées, mais les caractéristiques du spray, et plus précisément la distribution en taille des gouttes sont indispensables pour suivre les transformations thermodynamiques lors de l'évaporation des gouttes d'eau dans l'air.

La taille des gouttes est un des paramètres les plus étudiés. En effet, selon la taille des gouttes, la cinétique d'évaporation mais également la distribution spatiale des gouttes peuvent varier. Par exemple, Alkhedhair et al. [24] ont étudié l'influence du diamètre des gouttes en comparant trois tailles de gouttes différentes: 20, 35 et 50  $\mu\text{m}$ . ils ont remarqué que plus le diamètre de goutte est petit, et plus l'évaporation et par conséquent le refroidissement de l'air étaient importants. En effet, les petites gouttes s'évaporent plus vite puisqu'elles offrent une plus grande surface d'échange par unité de volume que les grosses gouttes. Mais les grosses gouttes ont l'avantage d'avoir une plus grande inertie. Elles sont donc moins entraînées par l'écoulement d'air permettant ainsi la formation d'un nuage de gouttelettes plus dispersé. Tissot [25] a aussi montré qu'une goutte de petite taille (diamètre inférieur à 25  $\mu\text{m}$ ) a une meilleure capacité d'évaporation. Mais dans un ensemble de gouttes, les petites ne se dispersent pas aussi bien que les grandes. L'air et les gouttes d'eau sont moins bien mélangés, ce qui conduit à une évaporation plus faible.

Montazeri et al. [11] ont également étudié à l'aide de la CFD, l'influence de la distribution en taille de gouttes sur le refroidissement d'un écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau. Ils ont montré que la réduction du diamètre moyen (de 430  $\mu\text{m}$  à 310  $\mu\text{m}$ ) permettait d'améliorer les performances de refroidissement de leur système de 110 %. Ils ont également montré qu'une distribution plus étendue permettait d'augmenter les performances thermiques.

Le processus d'atomisation d'un liquide permet de transformer un volume liquide en un spray. Pour comparer et évaluer les sprays, les tailles des gouttes peuvent être subdivisées en plusieurs classes. Chaque classe possède un nombre de gouttes dont le diamètre est compris dans l'intervalle ( $d_i - \Delta d$ ,  $d_i + \Delta d$ ). Ainsi, un histogramme de la fréquence d'occurrence peut être construit. La version continue de cet histogramme est la distribution en taille de gouttelettes. Cette distribution est la distribution en nombre. Des distributions en surface et en volume peuvent

également être construites. Dans ces cas, la surface et le volume des gouttes sont les variables d'intérêt.

Ces distributions sont des fonctions de densité de probabilité qui sont construites à l'aide de moments statistiques. Les deux moments les plus utilisés sont la moyenne et la variance. Dans le cas des sprays, la moyenne correspond à un diamètre caractéristique des gouttes,  $\bar{d}_{p,q}$ . La formule générale est la suivante :

$$\bar{d}_{p,q} = \left[ \frac{\sum_i n_i d_i^p}{\sum_i n_i d_i^q} \right]^{1/(p-q)} \quad (\text{I.2.24})$$

Avec  $n_i$  le nombre de gouttes dans la  $i^{\text{ème}}$  classe, et  $d_i$  la valeur du diamètre moyen de la  $i^{\text{ème}}$  classe. Les différents diamètres caractéristiques et leurs applications sont présentés dans le Tableau I.2.1.

**Tableau I.2.1. Diamètres caractéristiques moyens [26]**

Symbole	Nom	Applications
$\bar{d}_{10}$	Linéique	Comparaison en taille
$\bar{d}_{20}$	Surfacique	Effets de surface, contrôle de surface
$\bar{d}_{30}$	Volumique	Effets de volume, contrôle de volume
$\bar{d}_{21}$	Surface-Longueur	Absorption
$\bar{d}_{31}$	Volume-Longueur	Evaporation, Diffusion moléculaire
$\bar{d}_{32}$	Sauter (SMD)	Transferts massiques et de chaleur
$\bar{d}_{43}$	De Brouckere	Équilibre de la combustion

Selon le diamètre représentatif choisi, la représentation du spray est différente. En effet, le diamètre moyen pour la distribution en nombre est le diamètre moyen arithmétique,  $\bar{d}_{10}$ , tandis

que le diamètre moyen pour la distribution en surface est le diamètre surfacique,  $\bar{d}_{20}$ , et le diamètre moyen pour la distribution en volume est le diamètre volumique,  $\bar{d}_{30}$ .

Il existe trois méthodes différentes pour décrire la distribution en taille de goutte : une méthode basée sur la maximisation de l'entropie (MEF), une méthode utilisant une fonction de probabilité discrète (DPF), et une méthode empirique. Babinsky et al. [27] ont présenté et analysé les avantages et inconvénients de ces trois méthodes.

Les méthodes MEF et DPF sont des méthodes analytiques. La méthode MEF suppose que la distribution en taille de goutte la plus probable est celle qui maximise une fonction entropique selon un type de contraintes physiques (ex. conservation de la masse du spray, minimisation de l'énergie de surface, ...). La contrainte de cette méthode MEF est qu'elle contient des termes sources qui s'expriment à partir de diamètres caractéristiques qui s'obtiennent à partir de mesures. C'est la raison pour laquelle la méthode MEF est moins utilisée.

La méthode DPF décrit le processus de formation du spray en distinguant une section déterministe et une section non-déterministe. La partie déterministe du modèle décrit la fragmentation de la structure fluide et permet de prédire le diamètre des gouttes : un spray monodispersé est alors obtenu. La section non-déterministe du modèle global sert à établir les paramètres de dispersion en taille. Cette section non-déterministe décrit l'influence des variations des conditions initiales, des propriétés physiques du fluide utilisé, des paramètres de la buse d'injection dues à différents facteurs comme la turbulence, la rugosité de surface, ... Ensuite la méthode DPF nécessite de décrire les fonctions de densité de probabilité des paramètres d'entrée.

La méthode empirique est la plus populaire. Elle consiste à ajuster les données du spray à l'aide d'une fonction mathématique prédéterminée telle que les distributions lognormale, de Rosin-Rammler, de Nukiyama-Tanasawa, log-hyperbolique, ....

**La méthode empirique a été choisie de par sa simplicité d'implémentation** dans le modèle global. Beaucoup de fonctions mathématiques permettent de représenter la distribution en taille de goutte. Paloposki [28] a comparé les distributions en nombre et en volume de certaines d'entre elles à l'aide d'un test  $\chi^2$ . De manière générale, Paloposki a trouvé que les fonctions utilisant un nombre de paramètres à ajuster plus important permettaient de mieux représenter la distribution en taille de goutte. Leurs résultats ont montré que la distribution de Nukiyama-Tanasawa et la distribution log-hyperbolique présentent les meilleurs ajustements aux distributions en taille de

goutte. Paloposki a également étudié la stabilité mathématique des paramètres des distributions. Les distributions de Nukiyama-Tanasawa et log-hyperbolique ont des problèmes de stabilité de certains paramètres. La distribution lognormale donne de très bons résultats et les paramètres sont plus stables. Elle est généralement utilisée dans le domaine atmosphérique pour décrire la distribution en taille d'aérosols. La distribution de Rosin-Rammler et la distribution log-hyperbolique sont moins précises, mais grâce à la simplicité de mise en œuvre de la distribution de Rosin-Rammler, celle-ci est une des plus utilisées dans le domaine des sprays. Les distributions de Rosin-Rammler et lognormale sont donc présentées.

### I.2.2.1. Distribution de Rosin-Rammler

La fonction de distribution de Rosin-Rammler décrit une relation exponentielle entre la taille des gouttes,  $d$ , la fraction massique des gouttes de diamètre supérieur à  $d$ ,  $R_d$ . Elle repose sur deux paramètres d'échelle, le diamètre caractéristique,  $d'$ , et le paramètre de forme,  $n$ . Sa fonction de répartition est la suivante :

$$R_d = \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad (\text{I.2.25})$$

La fraction cumulée de la masse est donnée par  $F_3^R$  :

$$F_3^R(d) = 1 - R_d = 1 - \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad (\text{I.2.26})$$

$F_3^R$  représente la fraction massique des gouttes de diamètre inférieur ou égal à  $d$ . La densité de probabilité en volume de Rosin-Rammler est identique à la densité de probabilité de Weibull :

$$f_3^R(d) = \frac{n}{d'} \left(\frac{d}{d'}\right)^{n-1} \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad (\text{I.2.27})$$

Il est également possible de définir une densité de probabilité en nombre,  $f_I^R$ , à partir de la distribution en volume,  $f_3^R$  :

$$f_1^R(d) = \frac{\mu_3}{d_3} f_3^R(d) \quad (\text{I.2.28})$$

Avec  $\mu_3$  le troisième moment de  $f_1^R(d)$  qui est utilisé pour normaliser  $f_1^R(d)$ . Son expression est la suivante :

$$\mu_3 = \frac{1}{d'^{-3} \Gamma\left(1 - \frac{3}{n}\right)} \quad (\text{I.2.29})$$

Avec  $\Gamma$  la fonction gamma. En utilisant les relations (I.2.27) et (I.2.29), la formule (I.2.28) s'écrit :

$$f_1^R(d) = \frac{n d^{n-4}}{d'^{n-3} \Gamma\left(1 - \frac{3}{n}\right)} \cdot \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad (\text{I.2.30})$$

Le paramètre d'échelle,  $d'$ , de la distribution correspond à la taille de la particule pour laquelle la fraction massique des gouttes de diamètre supérieur à  $d$  est égal à :

$$R_{d'} = \frac{1}{e} = 0.368 \quad (\text{I.2.31})$$

Le paramètre  $d'$  n'a donc aucune signification physique. Il est plus commun d'utiliser les diamètres caractéristiques,  $\bar{d}_{p,q}$ , qui ont, eux, un sens physique. Le paramètre d'échelle,  $d'$ , est relié mathématiquement aux diamètres caractéristiques,  $\bar{d}_{p,q}$ , à l'aide de l'expression suivante :

$$\bar{d}_{p,q} = d' \cdot \left[ \frac{\Gamma\left(1 + \frac{p-3}{n}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{q-3}{n}\right)} \right]^{1/(p-q)} \quad (\text{I.2.32})$$

Avec  $p \neq q$ .

Selon les travaux de M. Alderliesten et al. [29], la fonction gamma dans l'équation (I.2.30) possède une solution uniquement si  $n > 3$ . Dans le cas opposé, la densité de probabilité en nombre  $n$  n'est pas intégrable. Par conséquent, des distributions de Rosin-Rammler avec un paramètre de variance inférieur à 3, ne permet pas d'avoir une description de la distribution en taille précise. Il s'agit d'une limitation de la distribution de Rosin-Rammler. En effet, des distributions en taille avec des paramètres de variance inférieurs à 3 existent [30, 31].

### I.2.2.2. Distribution lognormale

La distribution lognormale est très utilisée dans les applications atmosphériques. En effet, la forme de la distribution lognormale est très représentative de distribution de particules que l'on trouve dans la nature. D'un point de vue mathématique, la taille des gouttes est distribuée de façon lognormale si le logarithme de la taille des gouttes est distribué de manière normale. La densité de probabilité en nombre d'une loi normale,  $f_1^N$ , est la suivante :

$$f_1^N(d) = \frac{N_t}{\sigma^N \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(d - \mu^N)^2}{2\sigma^{N^2}}\right) \quad (\text{I.2.33})$$

Avec  $\mu^N = d_{moy}^N$  le paramètre d'échelle correspondant au diamètre moyen de la distribution en taille,  $\sigma^N$ , le paramètre de forme correspondant à l'écart type et  $N_t$  est le nombre total de gouttes. Ainsi, la densité de probabilité en nombre pour la loi lognormale,  $f_1^L$ , est la suivante :

$$f_1^L(d) = \frac{N_t}{\sqrt{2\pi} \cdot d \cdot \sigma^L} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(d) - \mu^L)^2}{2\sigma^{L^2}}\right) \quad (\text{I.2.34})$$

Avec  $\mu^L = \log(d_{med}^L)$  le paramètre d'échelle correspondant au logarithme du diamètre médian de la distribution,  $\sigma^L$  le paramètre de forme correspondant à l'écart type logarithmique. Pour la loi lognormale, la moyenne, la médiane et le mode sont différents, mais des relations existent pour relier entre eux les diamètres caractéristiques :

$$d_{moy}^L = \exp\left(\mu^L + \frac{\sigma^{L^2}}{2}\right) \quad (\text{I.2.35})$$

$$d_{med}^L = \exp(\mu^L) \quad (I.2.36)$$

$$d_{mode}^L = \exp(\mu^L - \sigma^{L^2}) \quad (I.2.37)$$

Le diamètre moyen,  $d_{moy}^L$ , correspond à la moyenne arithmétique de la distribution lognormale, tandis que le diamètre médian,  $d_{med}^L$ , correspond au diamètre en-dessous duquel la moitié des gouttes a un diamètre inférieur ou égal à  $d_{med}^L$ , et au-dessus duquel la moitié des gouttes a un diamètre supérieur ou égal à  $d_{med}^L$ ; et le diamètre du mode,  $d_{mode}^L$ , correspond au diamètre pour lequel la distribution lognormale est maximale.

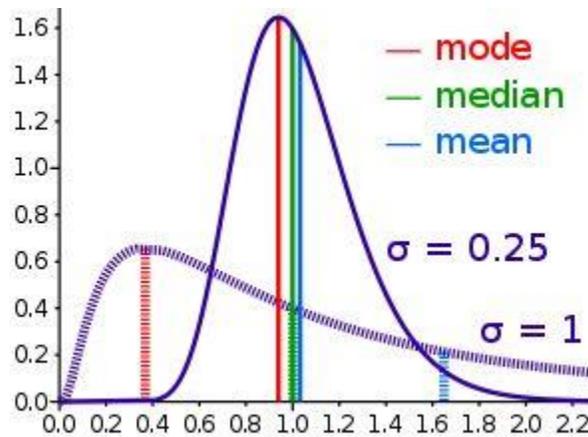


Figure I.2.3: Mode, médiane et moyenne d'une distribution lognormale

La variance, notée  $\sigma^2$ , de la distribution lognormale est:

$$\sigma^2 = \left[ (\exp(\sigma^{L^2}) - 1) \cdot \exp(2 \ln(d_{med}^L) + \sigma^{L^2}) \right]^{1/2} \quad (I.2.38)$$

La fonction cumulative de la loi lognormale peut également être exprimée :

$$F_1^L(d) = \frac{N_t}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln(d) - \mu^L}{\sigma^L \sqrt{2}} \right) \right] \quad (I.2.39)$$

Avec:  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} \cdot dt$  la fonction erreur.

Il est également possible de décrire les densités de probabilité en surface,  $f_3^L$ , et en volume,  $f_3^L$  :

$$f_2^L(d) = \pi d^2 \cdot f_1^L(d) = \frac{S_t}{\sqrt{2\pi} \cdot d \cdot \sigma^L} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(d) - \ln(d_{s,med}))^2}{2\sigma^{L^2}}\right) \quad (\text{I.2.40})$$

$$f_3^L(d) = \frac{\pi}{6} d^3 \cdot f_1^L(d) = \frac{V_t}{\sqrt{2\pi} \cdot d \cdot \sigma^L} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(d) - \ln(d_{v,med}))^2}{2\sigma^{L^2}}\right) \quad (\text{I.2.41})$$

Avec  $S_t = \pi N_t \cdot d_{med}^2 \cdot \exp(2\sigma^{L^2})$  la surface totale des gouttes,  $V_t = \frac{\pi}{6} N_t \cdot d_{med}^3 \cdot \exp\left(\frac{9}{2}\sigma^{L^2}\right)$  le volume total des gouttes,  $d_{s,med} = d_{med} \cdot \exp(2\sigma^{L^2})$  le diamètre médian surfacique, et  $d_{v,med} = d_{med} \cdot \exp(3\sigma^{L^2})$  le diamètre médian volumique.

**Un des plus intéressants avantages** d'utiliser la distribution lognormale est la simplicité de l'expression des moments,  $M_k$  :

$$M_k = N_t \cdot d_{med}^k \cdot \exp\left(\frac{k^2}{2}\sigma^{L^2}\right) \quad (\text{I.2.42})$$

Ainsi, l'expression des diamètres caractéristiques peut facilement être obtenue :

$$\bar{d}_{p,q} = \left(\frac{M_p}{M_q}\right)^{1/(p-q)} = d_{med} \cdot \exp\left((p+q)\frac{\sigma^{L^2}}{2}\right) \quad (\text{I.2.43})$$

### I.2.2.3. Comparaison des lois lognormale et de Rosin-Rammler

La loi de Rosin-Rammler est très utilisée dans le domaine des sprays. En effet, étant construite sur la représentation de la fraction volumique, elle permet une bonne représentation du volume du spray. Les surfaces sont également bien représentées. Par contre, elle ne permet pas de décrire correctement la répartition en nombre du spray. La loi lognormale est, elle, utilisée dans le domaine atmosphérique afin de décrire la dispersion d'aérosols. Elle est donc généralement utilisée pour des tailles de particules plus petites que dans les applications de spray. Elle représente très bien la distribution en nombre. Par contre la distribution en volume est moins bien caractérisée par la loi lognormale. Bien que la médiane de la distribution volumique lognormale

correspond bien aux données expérimentales, la loi lognormale a tendance à surestimer la fraction volumique contenue dans les grosses gouttes au détriment des petites. Les représentations en nombre et en volume de la loi lognormale (en bleu) et de la loi de Rosin-Rammler (en rouge) sont présentées sur les Figure I.2.4 (a)-(b).

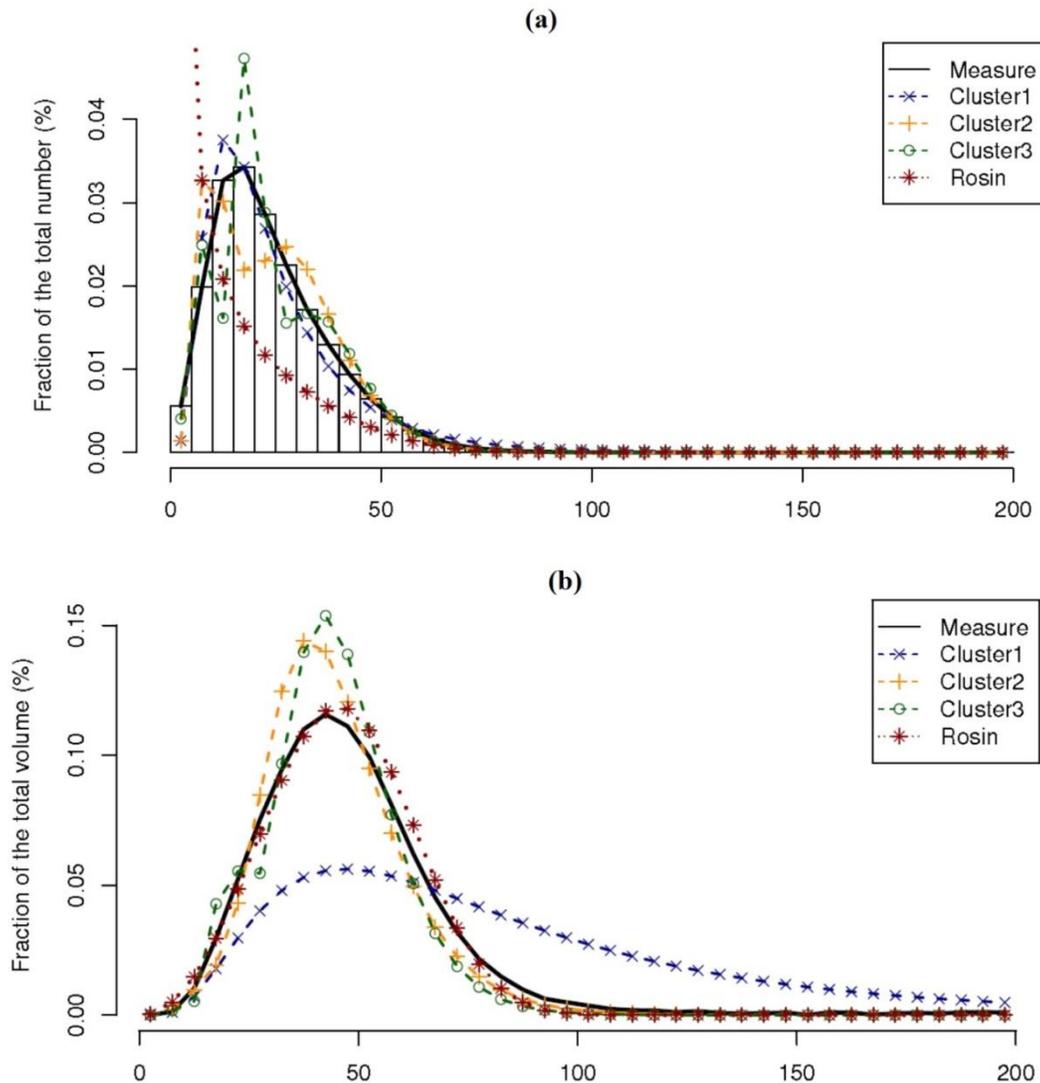


Figure I.2.4: Comparaison des distributions obtenues : à partir des mesures (noir), la loi lognormale à 1, 2 et 3 familles (respectivement en bleu, jaune et vert) et de la loi de Rosin-Rammler (en rouge) pour : (a) la représentation de la distribution en nombre ; (b) la représentation de la distribution en volume.

Chacune des deux lois représentent bien une distribution en taille de goutte. Mais l'avantage de la loi lognormale est lié à ses propriétés mathématiques. En effet, les particules qui suivent une loi lognormale en nombre peuvent également suivre une loi lognormale en surface et en volume.

Ainsi, la représentation des distributions avec une loi lognormale peut être améliorée en utilisant une approche modale. Cette approche repose sur la définition de plusieurs familles de gouttes. Chaque famille est appelée un mode, suit une loi lognormale et représente une partie de l'ensemble de la population des gouttes. La somme de toutes les lois lognormales,  $n_k$ , représente le spectre total du spray. Chacune des lois lognormales,  $n_k$ , est déterminée à partir d'une taille médiane,  $\mu_k$ , et d'un écart type,  $\sigma_k$ . Leur formule est la suivante :

$$n_k(d_i) = \frac{p_k \cdot N_t}{\sqrt{2\pi} d_i \cdot \sigma_k} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(d_i) - \mu_k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (\text{I.2.44})$$

Avec  $p_k$  la probabilité d'occurrence du mode  $k$  :  $\sum_k p_k = 1$ .

La considération de plusieurs familles est très utilisée pour les aérosols. En effet, plusieurs sources d'aérosols existent dans la nature, et chaque type d'aérosol suit une loi lognormale. Cette méthode décomposition des gouttelettes en 2 (en jaune) ou 3 (en vert) familles est présentée sur la Figure I.2.4.

En supposant que le spray est un mélange de plusieurs modes, ils ont découpé l'ensemble des gouttes mesurées en sous-ensemble distincts à l'aide d'une méthode de classification reposant sur l'algorithme espérance-maximisation (en anglais expectation-maximization algorithm « EM »). Cet algorithme permet d'identifier le mode le plus adapté pour chaque goutte du spray. Des diamètres caractéristiques tels que le diamètre en nombre  $d_{10}$ , le diamètre volumique  $d_{30}$  ou le diamètre de Sauter,  $d_{32}$ , sont définis pour chaque diamètre.

L'avantage mathématique de la loi lognormale permet d'obtenir les diamètres moyens de l'ensemble des familles en sommant les diamètres moyens de chaque mode :

$$d_{10} = \sum_k p_k \cdot \exp\left(\mu_k + \frac{1}{2}\sigma_k^2\right) \quad (\text{I.2.45})$$

$$d_{30} = \left[ \sum_k p_k \cdot \exp\left(3\mu_k + \frac{9}{2}\sigma_k^2\right) \right]^{1/3} \quad (\text{I.2.46})$$

$$d_{32} = \frac{\sum_k p_k \cdot \exp\left(3\mu_k + \frac{9}{2}\sigma_k^2\right)}{\sum_k p_k \cdot \exp(2\mu_k + 2\sigma_k^2)} \quad (\text{I.2.47})$$

Le choix de la loi lognormale pour représenter la distribution en taille de goutte en nombre et en volume semble le meilleur compromis à adopter. Sa simplicité d'un point de vue mathématique et la possibilité d'ajouter plusieurs modes la rend plus avantageuse que la loi de Rosin-Rammler.

La partie suivante présente un état de l'art des échanges thermiques et massiques air-eau/paroi.

### **I.2.3. Échanges thermiques et massiques air-eau/paroi**

#### **I.2.3.1. Introduction**

La performance énergétique d'un système diminue dès lors qu'il a des difficultés à dissiper l'énergie thermique qui est produite. En effet, les échangeurs de chaleur des systèmes de refroidissement à air sont principalement basés sur l'effet convectif (convection naturelle et forcée). Ces technologies ont des performances thermiques limitées à cause des mauvaises caractéristiques thermiques de l'air. Utiliser des systèmes de refroidissement plus performants en matière de dissipation thermique est donc intéressant. La brumisation est un des moyens permettant d'intensifier les échanges thermiques par la contribution de deux effets. Le premier effet concerne l'évaporation des gouttelettes d'eau dans l'air qui entraîne le refroidissement en amont de l'échangeur et le second par l'impact de gouttelettes d'eau en surface d'un échangeur. La pulvérisation d'un liquide sous forme de gouttelettes sur une paroi chauffée permet de la refroidir. L'évacuation de la chaleur est réalisée par l'évaporation des gouttelettes qui emmagasinent l'énergie thermique de la surface pour compenser l'énergie utilisée pour s'évaporer. Dans le cas d'un ruissellement important, l'eau liquide joue aussi le rôle de fluide caloporteur et une plus grande quantité de chaleur peut être évacuée grâce à ses bonnes propriétés thermiques.

Les échanges thermiques sur une paroi chauffée sans brumisation sont d'abord rappelés. Puis, les effets de l'ajout de la brumisation sur les échanges thermiques avec la paroi sont présentés. Cette section se termine par un état de l'art de différents paramètres influençant les échanges.

#### **I.2.3.2. Transferts de chaleur sans spray**

Il y a un transfert thermique lorsqu'un système cède de la chaleur à un autre plus froid. Il existe trois modes de transferts de chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Dans le cas d'une paroi refroidie par un écoulement d'air, le transfert de chaleur se fait essentiellement par convection forcée. Dans notre cas, la contribution du rayonnement est négligeable ( $< 3\%$ ) devant la contribution de la convection, en raison du faible écart de température entre la plaque brumisée et l'air refroidi ( $< 4\text{ °C}$ ).

La convection est un phénomène d'échange de chaleur sous l'effet du mouvement d'un fluide. Dans le cas d'une paroi chauffée dans un écoulement d'air froid, il n'y a pas de mouvement de

fluide à l'intérieur de la zone en très proche paroi et le transfert de chaleur est la conduction. Dans la zone un peu plus éloignée de la paroi, le mouvement du fluide transporte la chaleur à tout l'écoulement par advection. Le transfert de chaleur est l'advection. La convection est donc définie comme la somme des transferts de chaleur par conduction et advection. En convection, le flux de chaleur,  $\Phi$ , est caractérisé par :

$$\Phi = -\lambda_f \cdot S \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = h \cdot S \cdot (T_p - T_a) \quad (\text{I.2.48})$$

Avec  $h$  le coefficient d'échange entre la paroi et le fluide (en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $S$  la surface d'échange (en  $\text{m}^2$ ),  $T_p$  la température de la paroi (en K), et  $T_a$  la température de l'air autour de la paroi (en K). Le flux  $\Phi$  s'exprime donc en W.

Pour l'ensemble des problèmes convectifs, les échanges de chaleur en paroi sont caractérisés à l'aide du nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h \cdot L_c}{\lambda_a} \quad (\text{I.2.49})$$

Avec  $\lambda_a$  la conductivité thermique de l'air (en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) et  $L_c$  la longueur caractéristique des échanges thermiques (généralement la longueur de la plaque).

Le nombre de Prandtl,  $Pr$ , est un autre nombre adimensionné permettant de caractériser la rapidité des phénomènes hydrodynamiques par rapport aux phénomènes thermique :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{I.2.50})$$

Avec  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air (en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) et  $\alpha$  la diffusivité thermique de l'air (en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )

Deux catégories de convection forcées existent : la convection forcée interne en conduite, et la convection forcée externe sur une plaque ou autour d'obstacles. Dans le cadre de la thèse, nous nous intéressons uniquement à la convection externe.

La Figure I.2.5.(a) présente un écoulement laminaire sur plaque plane. Cet écoulement près d'une paroi peut se diviser en deux régions :

- Une région adjacente à la paroi dans laquelle les gradients de vitesse sont élevés, et la vitesse de l'air à la paroi est nulle. Cette région est appelée la couche limite dynamique. Son épaisseur est notée  $\delta$ .
- Une région un peu plus éloignée de la paroi pour laquelle la vitesse de l'écoulement est uniforme.

Pour un écoulement le long d'une paroi chauffée, il y a également une région proche de la paroi avec de forts gradients thermiques (Figure I.2.5.(b)). Cette région est appelée couche limite thermique. Son épaisseur est notée  $\delta_T$ .

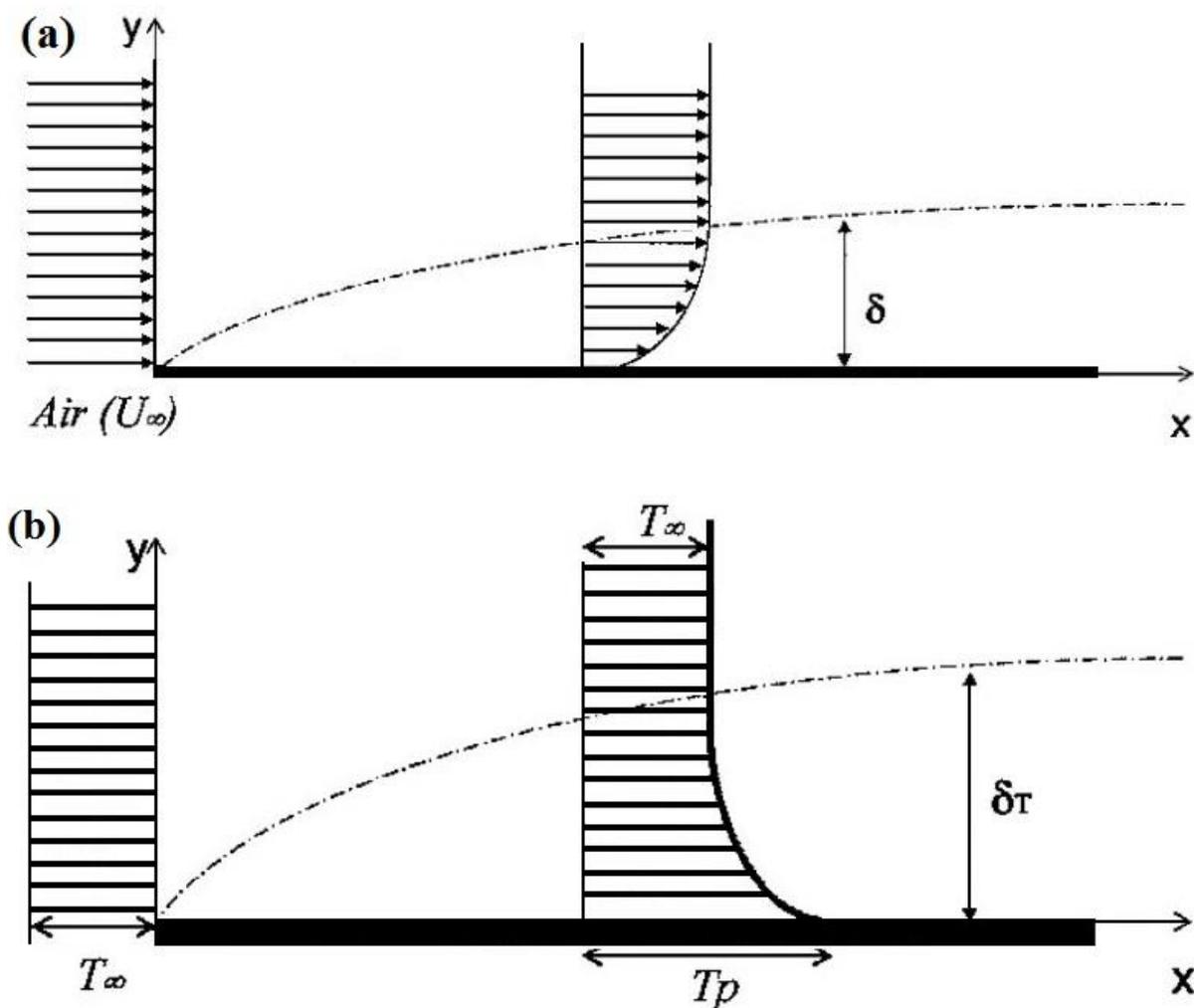


Figure I.2.5: Couches limites : (a) dynamique ; (b) thermique [32]

A l'intérieur de la couche limite dynamique une compétition entre la diffusion et la convection de quantité de mouvement (de chaleur pour la couche limite thermique) a lieu. La diffusion est l'effet dominant dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Une distance de diffusion pendant un temps  $t$  peut être définie :  $\delta = \sqrt{\nu \cdot t}$ . De la même manière une distance convective peut être définie :  $x = U_\infty \cdot t$ . En éliminant le temps dans l'expression de  $\delta$  on obtient :

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{U_\infty}} \quad (\text{I.2.51})$$

Le même raisonnement sur la couche limite thermique peut être réalisé. Pendant un temps  $t$ , la distance de diffusion est  $\delta_t = \sqrt{\alpha \cdot t}$ . Par contre la distance convective dépend de la vitesse de l'écoulement dans la couche limite thermique. Deux cas peuvent se distinguer selon la valeur du nombre de Prandtl :

- Si  $Pr < 0,1$  (cas rare : fluide de type métaux liquides), alors  $\delta < \delta_t$ . La chaleur se diffuse plus rapidement que la quantité de mouvement et  $\delta_t$  est plus grand que  $\delta$ . Dans ce cas, la distance convective s'écrit :  $x = U_\infty \cdot t$ .

$$\text{Ainsi : } \delta_t = \sqrt{\frac{\alpha \cdot x}{U_\infty}} \text{ pour } Pr < 0,1.$$

- Si  $Pr \geq 0,1$  (cas courant : air, eau, fréons, huiles), alors  $\delta > \delta_t$ . La couche limite thermique est incluse dans la couche dynamique où les vitesses varient. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement peut être estimée à  $\frac{\delta_t}{\delta} U_\infty$  et la distance convective s'écrit :  $x = \frac{\delta_t}{\delta} U_\infty \cdot t$ .

$$\text{Ainsi : } \delta_t = \frac{x^{1/2} \cdot \nu^{1/6} \cdot \alpha^{1/2}}{U_\infty^{1/2}} \text{ pour } Pr > 0,1.$$

Pour  $Re_L < 10^5$ , les expressions du nombre de Nusselt local,  $Nu_x$ , et moyen,  $Nu_L$ , sont pour ces deux cas :

- Pour  $Pr < 0,1$  :

$$Nu_x = 0,565 Re_x^{1/2} \cdot Pr^{1/2} \quad (\text{I.2.52})$$

$$Nu_L = 1,13 Re_L^{1/2} . Pr^{1/2} \quad (I.2.53)$$

- Pour  $Pr \geq 0,1$  :

$$Nu_x = 0,332 Re_x^{1/2} . Pr^{1/3} \quad (I.2.54)$$

$$Nu_L = 0,664 Re_L^{1/2} . Pr^{1/3} \quad (I.2.55)$$

Les propriétés du fluide sont calculées à la température de film :  $T_{film} = \frac{T_p + T_a}{2}$ . Ces corrélations ont été développées pour le cas d'une température de paroi constante. Dans le cas d'une plaque à flux imposé (systèmes électriques à effet Joule), les corrélations (I.2.54) et (I.2.55) du  $Nu_x$  et  $Nu_L$  pour  $Pr \geq 0,1$  deviennent :

$$Nu_x = 0,458 Re_x^{1/2} . Pr^{1/3} \quad (I.2.56)$$

$$Nu_L = 0,916 Re_L^{1/2} . Pr^{1/3} \quad (I.2.57)$$

La partie suivante présente les différents mécanismes en jeu lors de la brumisation d'une paroi chauffée.

### I.2.3.3. Transferts de chaleur avec spray

Une augmentation de la vitesse d'air permet d'intensifier les transferts de chaleur. En effet, la chaleur échangée par convection forcée augmente avec la vitesse de l'air. Mais lorsque l'air est chargé de gouttelettes d'eau, l'effet de la brumisation dépend de la vitesse de l'air et du flux de gouttes impactant la paroi. Chen et al. [22] ont comparé des vitesses d'air entre 0,8 et 5,3 m.s<sup>-1</sup> et des débits d'eau entre 1,8 et 9 kg.h<sup>-1</sup>. Ils ont notamment observé que pour de faibles débits d'eau, l'augmentation de la vitesse diminue l'effet de la brumisation. Tandis que pour des débits d'eau plus importants, la vitesse d'air a peu d'influence sur les transferts dus à la brumisation.

Lecoq et al. [33-35] ont étudié le séchage de parois d'un atelier agro-alimentaire. Ils ont développé un modèle permettant de prédire le taux d'évaporation d'eau sur une surface (inox, PVC) non chauffée en fonction des conditions ambiantes. Ils ont analysé l'influence de l'humidité, de la température, de la vitesse de l'écoulement et de la surface mouillée sur le taux d'évaporation. Ils ont notamment montré que l'humidité ambiante est le facteur le plus influant

sur le taux d'évaporation. En effet, en rajoutant un déshumidificateur d'air dans l'atelier, l'humidité relative a diminuée de 90 % à 60 %, ce qui a permis d'augmenter par un facteur 1,5 la vitesse d'évaporation. Pour réduire le temps de séchage des parois à 2 h (durée de séchage d'un atelier), ils ont estimé qu'un apport de chaleur de  $50 \text{ W.m}^{-2}$  serait suffisant.

Tissot [25] a également étudié l'impact de gouttes d'eau sur la paroi d'un condenseur avec des diamètres différents. Son objectif était d'obtenir la surface mouillée la plus grande et uniforme possible. En effet, les transferts de chaleur entre la paroi et le liquide atomisé ne sont pas uniformes sur toute la surface. Cette non-uniformité de la surface en température est un inconvénient important. En outre, pour des systèmes fragiles (comme des puces électroniques), les différences de températures en surface dues à la brumisation peuvent les endommager. Par conséquent, l'obtention d'une surface uniforme en température est un problème à étudier et un objectif à atteindre.

Il est donc primordial de mieux comprendre les échanges thermiques qui ont lieu entre un écoulement d'air chargé en gouttelettes d'eau et une paroi chauffée. Ainsi la suite de cette partie décrit les mécanismes physiques mis en jeu dans ce procédé.

Avant de présenter les différents mécanismes de transfert de chaleur lors de la brumisation, la description de la relation entre le coefficient d'échange et la différence de température,  $\Delta T$ , est donnée. Cette étape aide à la compréhension des phénomènes associés lors de la brumisation d'une surface chauffée. La Figure I.2.6 représente les trois cas existants.

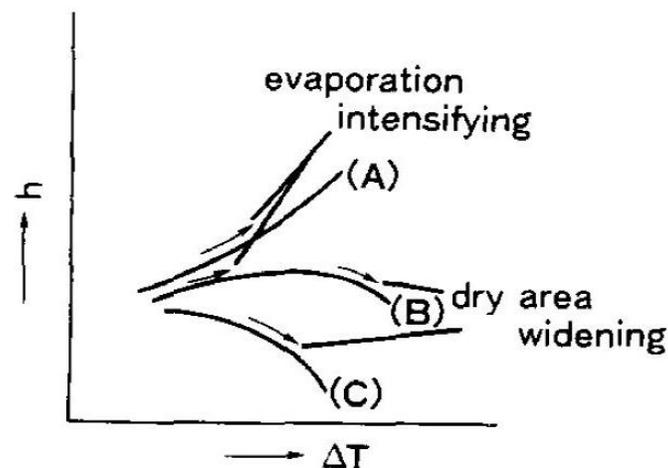


Figure I.2.6: Interprétation physique de l'évolution du coefficient de transfert de chaleur pour une surface mouillée par un spray [36]

La courbe A correspond à des cas où la surface est suffisamment mouillée. Dans ce cas, lorsque  $\Delta T$  augmente, l'évaporation est intensifiée et  $h$  est ainsi amélioré. La courbe B présente le cas où la surface est modérément mouillée. Pour de faibles  $\Delta T$ , le coefficient  $h$  augmente lorsque  $\Delta T$  augmente. Mais à partir d'un certain  $\Delta T$  critique, l'assèchement de la surface débute. Le coefficient  $h$  se stabilise tout d'abord puis diminue lorsque  $\Delta T$  augmente. La courbe C correspond au cas d'une paroi très peu mouillée. Dans ce cas, dès que  $\Delta T$  augmente, le coefficient  $h$  diminue.

Nakayama et al. [36] ont notamment observé ces différents cas pour leur échangeur tubulaire (Figure I.2.7).

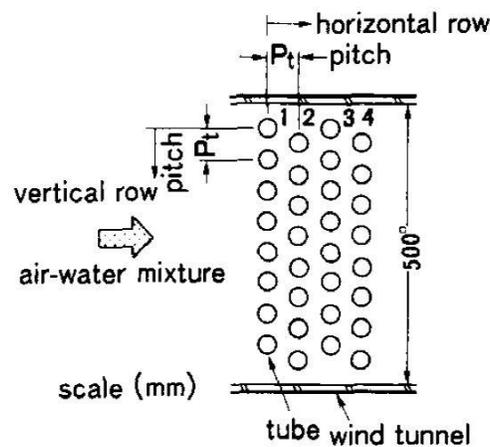


Figure I.2.7: Écoulement diphasique (air-eau) à travers un échangeur tubulaire [36]

En fonction du flux massique de gouttes d'eau reçu sur chaque tube, les auteurs ont divisé l'échangeur en quatre régions. La première région I, correspond à la première rangée de tubes. La quantité d'eau reçue par ses tubes est importante. L'évolution du coefficient,  $h$ , correspond à la courbe A. La région II est définie pour les tubes sur les deuxièmes et troisièmes rangées dans la partie haute de l'échangeur. La quantité d'eau reçue est modérée. Ainsi, pour de faibles  $\Delta T$ , le coefficient  $h$  augmente, mais pour de forts  $\Delta T$ ,  $h$  diminue. La région II correspond à la courbe B. La région III est définie pour les tubes positionnés dans la partie basse de l'échangeur. Ces tubes reçoivent en plus des gouttelettes d'eau de l'écoulement, l'eau provenant des tubes du dessus. Ainsi, les coefficients  $h$  des tubes de la région III augmentent comme sur la courbe A. Enfin, la région IV correspond aux tubes de la quatrième et dernière rangée qui ne reçoivent que très peu d'eau. Ainsi, leur coefficient  $h$  diminue lorsque  $\Delta T$  augmente (courbe C).

Lors du refroidissement par un spray d'une surface chauffée, trois régimes se distinguent (Figure I.2.8).

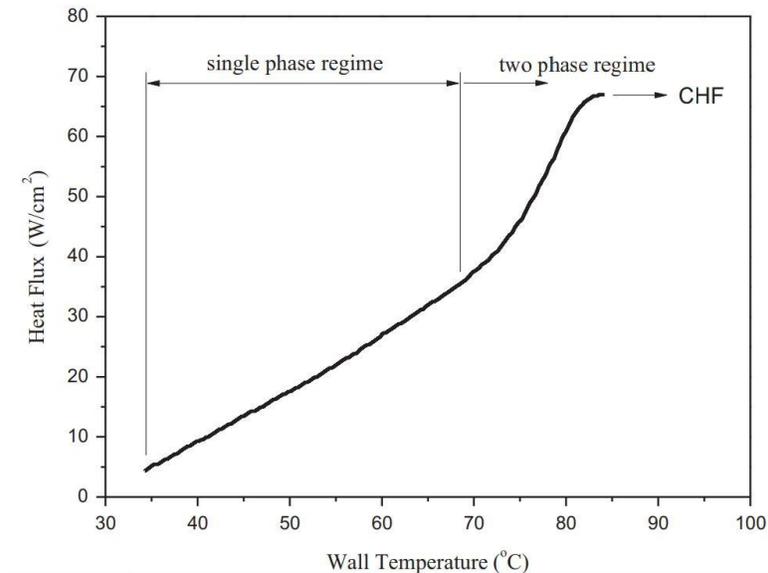


Figure I.2.8: Les différents régimes lors de l'impact de gouttes sur une paroi chauffée [37]

Quand la surface est à de faibles températures ( $< 70^{\circ}\text{C}$ ), le flux de chaleur augmente linéairement avec la température de la surface : le régime de transfert est dit à une phase (une seule phase dans le film d'eau). Lorsque des bulles de vapeur d'eau apparaissent dans le film d'eau, le régime est dit à deux phases. Le flux de chaleur augmente alors plus rapidement avec la température de surface, jusqu'à atteindre le flux de chaleur critique pour lequel le flux de chaleur est maximal. Bien que les transferts de chaleur soient moins importants pour un régime à une phase, une meilleure stabilité est obtenue. En effet, il n'y a pas de changements importants de volume ou de pression dus au changement de phase dans ce régime. L'utilisation du refroidissement par spray à une phase ou à deux phases dépend donc de l'application.

L'étude des différents paramètres influençant les transferts de chaleur est essentielle afin d'améliorer et optimiser ces transferts. Mais la combinaison des différents mécanismes de transferts thermiques et des paramètres de brumisation rendent difficile cette étude. Les facteurs influençant le refroidissement par spray d'une surface sont la température de la paroi, l'inclinaison du spray, la surface (rugosité, revêtement, géométrie), les buses (pression d'injection, types de buse, configuration à plusieurs buses,...) et le fluide pulvérisé (conductivité thermique, additifs, nanofluide). Ces différentes catégories sont détaillées ci-après.

### **I.2.3.3.1. Influence de la température de paroi**

Lorsqu'un spray est utilisé sur des surfaces dont la température est inférieure à 70 °C, la capacité de dissipation de la chaleur est limitée. Mais ce régime à une phase est plus stable et permet une distribution homogène de la dissipation thermique. Ce mode de transfert de chaleur est principalement utilisé pour des systèmes fragiles et pour des surfaces à basses températures (composants électroniques). Pour mieux comprendre les phénomènes physiques lors de l'impact de gouttelettes sur une surface chauffée, des études ont été menées afin de développer des modèles numériques et de les valider expérimentalement.

Par exemple Zhao et al. [38] ont présenté un modèle dans lequel ils expriment les transferts de chaleur (lors de la pulvérisation de liquide sur une surface) comme étant la somme de cinq mécanismes : le transfert de chaleur dû à l'impact des gouttelettes, le transfert de chaleur dans le film liquide dû à la convection et à l'évaporation, les transferts de chaleur dus à la nucléation et à la seconde nucléation, et le transfert de chaleur dû à l'environnement. Leurs travaux ont montré que les transferts de chaleur dus à la nucléation sont très faibles devant les phénomènes d'évaporation, de convection dans le film et d'impact des gouttes.

Les recherches se sont également portées vers la détermination expérimentale de l'épaisseur de film liquide [39, 40]. Mais l'analyse quantitative du film liquide est encore assez mal connue. Ceci est principalement dû à la difficulté de mesurer précisément l'épaisseur du film liquide et du ruissellement.

Lorsque des bulles (nucléation) se forment dans le film liquide, le régime devient diphasique. Le flux de chaleur dégagé augmente alors plus rapidement avec la température de la paroi : le coefficient d'échange devient très grand. Les recherches pour ce régime diphasique concernent plutôt les mécanismes d'évaporation du film et de formation de bulles [41-43].

Les bulles formées dans le film liquide apparaissent lorsque la surface atteint la température de surchauffe du liquide. Pour que la nucléation commence, des sites de nucléation (petites aspérités ou défauts à la surface) sont nécessaires. Un phénomène de nucléation secondaire peut également avoir lieu. En effet, lorsque les gouttelettes de liquide impactent la surface du film liquide, la vapeur piégée sous les gouttelettes forme de petites bulles. Ces petites bulles peuvent alors servir de sites de nucléation. Une fois les bulles formées, celles-ci grossissent proportionnellement à la quantité de chaleur absorbée. Puis, elles sortent du film sous l'effet de la pesanteur.

Le flux de chaleur critique (CHF) est le flux pour lequel la capacité de refroidissement de la surface chauffée atteint sa valeur maximale. De nombreuses études ont essayé d'obtenir le flux critique le plus grand possible afin d'explorer les limites de la pulvérisation d'un liquide sur une surface chauffée. Par exemple, Lin et al. [44] ont comparé le flux de chaleur critique atteint pour différents liquides atomisés : FC-72, FC-87 (liquides utilisés en électronique), éthanol et eau. Ils ont montré que les fluides FC-72 et FC-87 permettaient d'atteindre un CHF de  $90 \text{ W.cm}^{-2}$ , tandis que CHF pour l'éthanol et pour l'eau atteint respectivement  $490 \text{ W.cm}^{-2}$  et  $500 \text{ W.cm}^{-2}$ .

D'autres études expérimentales ont également été menées sur les différentes caractéristiques du spray influençant le CHF [45, 46]. Ces travaux ont permis de déterminer les paramètres permettant d'augmenter le CHF : des gouttes d'eau plus fines, des vitesses de gouttes plus élevées,... La compréhension des phénomènes physiques déclenchant l'assèchement de la surface est assez complexe. Différentes approches existent. Par exemple, une approche consiste à supposer que les fluctuations de turbulences dans le film sont très faibles. Ainsi, les bulles de vapeur ne peuvent pas s'échapper du film liquide, et l'assèchement de la paroi est atteint.

Dans notre cas d'étude, la température de paroi n'est pas assez élevée pour atteindre le régime à deux phases (Figure I.2.8). Le refroidissement de la paroi chauffée est donc uniquement à une phase. La partie suivante présente l'effet de l'inclinaison du spray.

#### **I.2.3.3.2. Inclinaison du spray**

Un autre paramètre particulièrement important est l'inclinaison du spray par rapport à la surface impactée. En effet, les industriels sont souvent confrontés à des contraintes d'espace et de poids empêchant l'utilisation d'un spray vertical (inclinaison de  $0^\circ$ ). Il est donc nécessaire de mieux comprendre les effets de l'inclinaison du spray.

Par exemple, Silk et al. [47] ont étudié l'influence de l'angle d'inclinaison sur les transferts de chaleur entre le spray et une surface chauffée. Cet angle est défini comme l'angle entre l'axe du spray et la normale à la surface chauffée. Quatre angles ont été testés :  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ , et  $45^\circ$ . L'inclinaison du spray entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$  permet d'augmenter de façon notable les transferts de chaleur par rapport à la position normale de  $0^\circ$ . Ils ont notamment montré que l'angle de  $15^\circ$  permettait d'obtenir le plus grand flux critique (égal à  $98 \text{ W.cm}^{-2}$ ) avec une amélioration de 23 % des transferts de chaleur par rapport à un angle d'inclinaison de  $0^\circ$ . Mais selon la géométrie de la surface (forme des ailettes) l'augmentation des transferts est plus ou moins importante. En effet,

selon l'orientation des ailettes, celles-ci retiennent plus ou moins bien les gouttes d'eau impactant la paroi.

Li et al. [48] ont également étudié l'influence de l'angle d'inclinaison sur les performances de refroidissement. Ils ont comparé cinq angles différents ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ) pour une distance à la surface chauffée fixe et égale à 1,4 cm. Des difficultés pour obtenir des flux de chaleur précis ont été rencontrées. La chaleur se propageait vers des modules adjacents non chauffés. Ils ont donc dû développer un modèle inverse pour pouvoir les déterminer. Ils ont observé une baisse de la capacité de refroidissement au-delà d'un angle de  $40^\circ$ . Cette baisse est due à la diminution du flux volumétrique du spray (débit d'eau impactant la surface chauffée) couplée à l'abaissement de la vitesse des gouttes lorsqu'elles impactent la paroi.

#### **I.2.3.3.3. Influence de la surface**

Les transferts de chaleur ont principalement lieu au niveau de la surface chauffée. Les caractéristiques de la surface chauffée permettent d'augmenter la surface mouillée. Deux catégories de revêtement de surface se distinguent : les revêtements à microstructures et les revêtements à macrostructures.

#### **Revêtement à microstructures**

Le revêtement à microstructures le plus étudié est le revêtement microporeux [49, 50]. Cette méthode augmente le volume de liquide capturé. En effet, les structures poreuses forment des cavités de différentes tailles et connectées entre elles, permettant ainsi de propager le film liquide plus uniformément grâce aux effets de capillarité présents entre les cavités. Ainsi la surface d'évaporation et le temps de résidence des gouttelettes augmentent, ce qui permet par conséquent d'améliorer les transferts thermiques.

Kim et al. [49] ont notamment comparé une surface lisse avec une surface possédant des cavités poreuses de taille entre  $0,1 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ . Ils ont remarqué que l'utilisation de structures microporeuses est utile uniquement lorsque le régime à deux phases est atteint, dans le cas pour des flux supérieurs à  $10 \text{ kW.m}^2$ . Ils ont également comparé quatre épaisseurs de revêtement microstructures :  $50 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$ ,  $150 \mu\text{m}$ , et  $200 \mu\text{m}$ . Le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé est obtenu pour l'épaisseur de  $100 \mu\text{m}$ . En effet, plus l'épaisseur du revêtement est grande, et plus la quantité d'eau retenue dans les cavités microporeuse est importante. Mais

lorsque l'épaisseur augmente, la résistance thermique due à la conduction dans le revêtement est également accentuée. Ainsi, lorsque cette épaisseur dépasse une certaine valeur (100  $\mu\text{m}$  dans leur cas), les transferts de chaleur se dégradent.

Sehmbey et al. [51] ont étudié un revêtement en diamant pour sa conductivité thermique élevée. Mais obtenir un contact parfait entre la paroi et le revêtement en diamant est difficile et entraîne de moins bons transferts de chaleur. [52-54] rapportent des études menées sur l'utilisation d'un revêtement en réseau de nanofibres de polymère afin de piéger les gouttelettes. De la même manière que les structures microporeuses, un réseau de nanofibres permet d'augmenter les échanges de chaleur en maximisant l'étalement et le temps de résidence du fluide injecté. Cependant, il faut faire attention à l'épaisseur de la couche de revêtement, la résistance thermique du revêtement ne contrebalance pas les effets positifs des cavités.

### **Revêtement à macrostructures**

Une surface possédant un revêtement à macrostructures peut être une surface dotée d'ailettes. Ces ailettes peuvent avoir différentes formes : droites, rectangulaires, pyramidales,... L'un des principaux avantages des ailettes est l'augmentation de la surface d'échange.

Hasan et Sirén [55] ont notamment comparé expérimentalement et numériquement les performances thermiques de deux échangeurs brumisés : un échangeur à tubes simples et un échangeur à tubes et ailettes. Leurs résultats ont montré que les transferts thermiques sont intensifiés grâce aux ailettes de 140 % pour des vitesses d'air de  $3,57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le principal avantage des ailettes est l'augmentation de la surface d'échange.

Silk et al. [47] ont comparé quatre surfaces différentes : une surface plate, une surface avec des ailettes cubiques, une surface avec des ailettes pyramidales, et une surface avec des ailettes droites. Cette dernière surface fournit les meilleures améliorations de transfert de chaleur devant les ailettes cubiques et pyramidales. Le cas optimal est une inclinaison du spray de  $30^\circ$  et une surface avec des ailettes droites. Les performances thermiques ont été améliorées de 75 % par rapport au cas de référence où la surface est plate et le spray n'est pas incliné (angle de  $0^\circ$ ). La surface avec les ailettes pyramidales possède la plus grande surface mouillée. Cependant les surfaces avec ailettes cubiques ou droites ont une efficacité d'évaporation plus importante. En effet le film liquide se comporte différemment selon la géométrie de surface. Plus le film liquide reste longtemps sur la surface chauffée et plus les échanges de chaleur augmentent.

Nakayama et al. [36] ont comparé des échangeurs à tubes lisses, à micro-ailettes (1 mm de hauteur et 0,7 mm d'espacement) et à ailettes (5 mm de hauteur, 0,5 mm d'épaisseur et 4,5 mm d'espacement). Ils ont observé que lorsque les micro-ailettes sont utilisées, leur efficacité augmente pour des  $\Delta T$  entre l'échangeur et l'air important. En effet, l'efficacité apportée par les micro-ailettes est due à l'augmentation de l'évaporation du film d'eau pour des  $\Delta T$  importants, et également grâce à l'augmentation de la surface mouillée (action capillaire).

#### **I.2.3.3.4. Influence d'une utilisation multi-buses**

Dans cette partie, les effets du nombre de buses utilisées ou de leur position sont présentés. Plusieurs études ont étudié l'utilisation de plusieurs buses afin d'augmenter la surface impactée mais également d'obtenir une surface mouillée plus homogène qui ne peut pas être obtenue avec une seule buse. Fabris et al. [56] ont étudié le refroidissement d'une plaque de 1,2 mm<sup>2</sup> pour deux configurations à une et deux buses. En raison de leur surface de plaque très petite, ils n'ont pas observé d'influence du nombre de buses mais du débit d'eau uniquement.

Lorsque la surface à refroidir est plus grande, l'utilisation d'un grand nombre de buses peut provoquer le recouvrement des sprays. Lin et al. [57] et Pautsch et Shedd [58] ont observé que la surface impactée est plus importante lors de l'utilisation de plusieurs buses, mais ils ont remarqué une diminution des transferts dans les régions où plusieurs sprays interagissent.

Par conséquent, l'utilisation de plusieurs buses nécessite de bien les positionner les unes par rapport aux autres afin de réduire le recouvrement mais en conservant l'avantage d'une surface impactée plus grande. Sadafi et al. [59] ont par ailleurs testé plusieurs configurations de disposition pour six buses. La meilleure configuration obtenue est celle où les surfaces impactées sont le moins recoupées.

Vende et al. [60] ont également étudié le positionnement et l'orientation des buses sur un échangeur à air. Comme pour les résultats numériques et expérimentaux de Tissot et al. [13], ils ont observé qu'une injection à contre-courant permet d'augmenter la surface impactée ainsi que la quantité d'eau évaporée. Par contre ils ont observé des pertes en eau importante si la buse est placée trop bas par rapport à la surface à refroidir. Ils ont également déterminé que la surface impactée est le facteur prépondérant dans l'amélioration des échanges de chaleur. Afin d'augmenter la surface impactée tout en diminuant la quantité d'eau perdue, ils ont considéré une

injection de gouttes d'eau perpendiculaire à l'écoulement et ils ont optimisé la position de leurs buses afin d'éviter les recouvrements.

#### **I.2.3.3.5. Influence du fluide pulvérisé**

Selon le système étudié, les propriétés physiques des fluides purs n'ont pas toujours d'assez bonnes capacités de refroidissement et des additifs sont utilisés afin d'améliorer ces propriétés. Les additifs se décomposent en trois catégories : les additifs tensioactifs [61, 62] (ou agents de surface) qui font diminuer la tension de surface des gouttes, les additifs solubles [61] qui augmentent la tension de surface, et les nanoparticules [62-64] qui sont des particules métalliques (entre 1 nm et 100 nm) en suspension dans le fluide.

Plus la tension de surface est faible et plus la facilité d'évaporer de fines gouttes augmente. Une tension de surface basse augmente également la mouillabilité de la surface quand les gouttes impactent la paroi. Par conséquent, les fines gouttes s'évaporent plus rapidement et leur impact sur la surface chauffée favorise ainsi le phénomène de convection entre la surface et le film liquide. Les échanges thermiques sont donc améliorés.

Une tension de surface plus importante permet d'améliorer les échanges de chaleur en stabilisant le film liquide, favorisant ainsi les transferts de chaleur lors de l'ébullition de bulles de vapeur (régime à deux phases). Ainsi, lorsque le régime est à une phase, il n'y a pas d'ébullition et le phénomène de convection dans le film liquide est le phénomène prépondérant. Les additifs d'alcool seront alors privilégiés. Lorsque le régime est à deux phases, le phénomène d'ébullition prime sur le phénomène de convection et les additifs de sels dissous seront privilégiés.

L'utilisation de nanoparticules dans un spray de gouttelettes est encore au stade préliminaire [62-64]. Les nanoparticules ont de nombreux avantages : une plus grande conductivité thermique, une surface spécifique plus large, des phénomènes de micro-convection, moins de corrosion. Toutes ces qualités rendent son utilisation très intéressante dans le refroidissement d'une surface par brumisation d'un spray. Cependant le principal inconvénient de l'utilisation de nanoparticules est qu'elles restent en suspension dans l'air une fois le liquide évaporé. Leur utilisation peut être dangereuse si elles sont inhalées.

#### **I.2.3.4. Conclusion**

Les différentes études paramétriques liées à la brumisation ont montré qu'un grand nombre de paramètres ont une influence sur les transferts de chaleur et par conséquent le refroidissement d'une paroi chauffée. Ces paramètres peuvent être classés en 5 catégories : ceux liés aux gouttes, à la surface impactée, au fluide, aux conditions ambiantes et aux buses. Notre étude a pour objectif de réduire les quantités d'eau injectée tout en conservant un refroidissement adiabatique important. En effet, nous cherchons à éviter le ruissellement d'eau qui se traduit par la perte d'une quantité d'eau évaporable. Les problèmes de sécurité sanitaire dus à la légionellose à cause d'une eau stagnante doivent également être évités.

De plus, notre approche est une première contribution au développement d'un outil numérique CFD permettant de simuler l'interaction entre un spray de gouttelettes d'eau et un échangeur de chaleur. Nous avons donc choisi de considérer des températures de paroi ne dépassant pas 60 °C et des vitesses d'air faibles, inférieures à 1 m.s<sup>-1</sup>. Pour de faibles flux massiques et de faibles vitesses d'air, le refroidissement de l'air et de la plaque dépend principalement de l'évaporation des gouttes et du film d'eau. L'état de surface, l'utilisation d'un revêtement ou d'un additif ainsi que des configurations à plusieurs buses ne seront donc pas étudiés. En effet, d'après les études présentées dans cette partie, les paramètres les plus intéressants à étudier pour notre cas d'étude sont les conditions ambiantes (température, humidité relative), la taille des gouttes et le débit d'eau.

Cette partie a permis de présenter les différents mécanismes physiques ainsi que les paramètres qui influencent les échanges thermique et massique entre un spray et une paroi chauffée. La partie suivante présente la modélisation des phénomènes physiques mis en jeu lors de la brumisation d'une paroi chauffée.

### **I.3. Modélisation des phénomènes physiques mis en jeu dans la brumisation sur une paroi chauffée**

Cette partie présente un état de l'art des différentes approches de modélisation d'écoulements diphasiques. La modélisation des échanges entre un spray et une paroi chauffée est ensuite exposée.

#### **I.3.1. Introduction**

Les écoulements diphasiques sont présents dans de nombreux domaines d'ingénierie incluant les applications aérospatiales, automobiles, biologiques, chimiques, civiles, mécaniques et nucléaires. Dans le domaine automobile ou aéronautique, le comportement des fluides est notamment étudié pour améliorer l'aérodynamique des voitures et des avions. Dans le domaine de la météorologie, l'étude de la dynamique des fluides permet de réaliser des prévisions météorologiques. Et dans le domaine de l'industrie, la mécanique des fluides est principalement utilisée pour comprendre et analyser les transferts thermiques et/ou massiques qui ont lieu dans beaucoup d'applications industrielles. Par exemple, les systèmes de combustion et d'énergie impliquent des écoulements diphasiques dilués tels que les sprays de gouttelettes à l'intérieur d'une turbine à gaz d'une chambre de combustion à grande vitesse, ou des écoulements dans des conduites de réacteurs nucléaires.

Un écoulement est multiphasique lorsque de fines particules solides ou liquides en suspension dans l'écoulement sont présentes. La présence de ces aérosols peut être négligée ou non selon l'étude réalisée. Dans le cas où l'on néglige ces particules, seul le fluide porteur est pris en considération et le fluide est alors supposé monophasique. Néanmoins, la compréhension du comportement de ces particules devient une information nécessaire dans certains domaines. Par exemple, en météorologie, la dispersion de fumées dans l'atmosphère ou la dispersion de gouttelettes d'eau dans les nuages nécessitent la prise en considération de la phase particulaire. Dans le domaine industriel, la combustion du charbon, ou la dispersion de polluants sont d'autres applications où la connaissance du comportement des particules est nécessaire. Dans le cadre de la thèse, la brumisation de fines gouttelettes d'eau étant au cœur du sujet, les comportements spatiaux et temporels de ces gouttelettes sont des informations importantes. L'écoulement est alors considéré diphasique.

La modélisation des écoulements diphasiques se compose d'une modélisation de la phase porteuse (également appelée phase fluide) et d'une modélisation pour la phase dispersée. La phase fluide est généralement traitée par une approche eulérienne (ou approche continue). Les méthodes alors utilisées pour la résolution des équations de Navier-Stokes sont les mêmes que pour les écoulements monophasiques. La prédiction de la phase dispersée peut quant à elle être effectuée dans le formalisme lagrangien ou eulérien. Actuellement, il n'existe pas un formalisme meilleur que l'autre. La résolution eulérienne décrit les particules de manière continue (ou macroscopique). La résolution lagrangienne décrit les particules au niveau discret (ou microscopiques). Elle permet de prédire avec une bonne précision toutes les zones de l'écoulement, mais elle est également plus coûteuse en temps de calcul.

Dans la suite de cette partie, ces méthodes de simulation de la phase porteuse et de la phase dispersée sont décrites.

### **I.3.2. Modélisation de la phase continue**

Tout d'abord, pour considérer le fluide environnant les gouttelettes d'eau comme un milieu continu, il faut que le libre parcours moyen des molécules du fluide soit négligeable devant la taille des gouttelettes d'eau. Or, dans notre cas d'étude, le libre parcours moyen de l'air ambiant à pression ambiante est d'environ 100 nm, et la taille des gouttelettes varie entre 10  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, l'hypothèse considérant le fluide environnant autour des gouttes comme une phase continue est vérifiée.

Dans le cadre de notre étude, la présence d'un échangeur dans l'écoulement crée de la turbulence. Pour des vitesses d'écoulement variant entre 1 et 5  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  et une longueur caractéristique d'un échangeur de 50 cm, la plage du nombre de Reynolds varie entre  $3,3 \times 10^4$  et  $1,7 \times 10^5$ . De plus la surface d'un échangeur est composée d'ailettes générant de la turbulence. Lors de la brumisation d'un échangeur de chaleur, le phénomène de bouchage de l'écoulement dû à la formation d'un film d'eau sur les ailettes a été observé par Vendé et al. [60]. Ce phénomène produit également de la turbulence. La modélisation de la turbulence doit donc être prise en compte.

La première difficulté pour simuler des écoulements diphasiques est donc la modélisation de la turbulence. En effet, l'ensemble des équations permettant de décrire les échanges de masse, de

quantité de mouvement et de chaleur d'un écoulement diphasique dépendent de la turbulence. Les différentes échelles de turbulence rendent la modélisation de la turbulence très complexe. En effet, les mouvements turbulents sont composés de beaucoup de tourbillons qui se superposent et dont le spectre de taille est très large. Selon le degré de précision souhaité dans la résolution de la turbulence, la méthode de simulation sera différente. Néanmoins, plus la précision est importante plus le coût en calcul et en mémoire est élevé.

Dans la suite, trois méthodes de résolution sont présentées : la méthode DNS (Direct Numerical Simulation), la méthode LES (Large Eddy Simulation), et la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes).

### **I.3.2.1. Approche DNS**

L'approche DNS (Direct Numerical Simulation) est une simulation qui résout directement les équations de Navier-Stokes sans aucun modèle de turbulence. En effet, l'approche DNS permet une approche de la turbulence où toutes les structures tourbillonnaires à des échelles de grandeur différentes sont calculées. Elle présente ainsi l'avantage de donner accès à toutes les quantités instantanées considérées dans l'écoulement. Par cette méthode tous les mouvements doivent être résolus. Comme la taille des tourbillons s'étend sur plusieurs ordres de grandeur, le maillage doit être plus fin que le plus petit tourbillon attendu. Ainsi toute l'énergie de la turbulence doit être représentée. Cette approche est donc très gourmande en ressources de calcul. Elle est principalement utilisée pour des cas où la géométrie est simple et pour de petits nombres de Reynolds. D'autres méthodes moins coûteuses en temps de calcul et en mémoire existent et consistent à simplifier les petites perturbations.

### **I.3.2.2. Approche LES**

L'approche LES est une méthode de simulation aux grandes échelles qui résout les équations de Navier-Stokes sur un maillage moins fin que ceux utilisés en DNS. Seuls les tourbillons de taille supérieure à la maille sont calculés, tandis que les plus petits tourbillons et l'interaction entre les petites et grandes structures sont modélisés grâce à l'introduction d'un modèle d'échelle sous maille. Le principe pour réduire les coûts est d'appliquer un filtre passe-bas aux équations de Navier-Stokes. Ce filtre peut être vu comme une moyenne spatiale et temporelle qui ne prend pas en compte les informations des petites échelles pour la résolution numérique. Ce filtre permet

d'obtenir une turbulence presque homogène et isotrope. Le filtre sépare donc les grandes échelles (simulées) des petites structures (modélisées). Pour une grandeur  $\Phi$ , la grandeur filtrée spatialement ou temporellement se note,  $\bar{\Phi}$ , et s'écrit de la manière suivante :

$$\bar{\Phi} = \int G(x-r).\Phi(x).dr \quad (\text{I.3.1})$$

Avec  $G(x-r)$  le filtre utilisé. Plusieurs types de filtres existent : le filtre boîte, le filtre gaussien ou le filtre « sharp spectral ».

L'approche LES permet donc de considérer uniquement les tourbillons de grandes tailles qui n'ont pas été filtrés. Les temps de calcul par rapport à l'approche DNS sont donc réduits. Mais la simulation des grandes échelles reste très délicate. En effet, ces échelles ont un comportement anisotrope. Elles sont également sujettes à des effets d'histoire, et elles dépendent fortement du type d'écoulement et de ses conditions limites.

### I.3.2.3. Approche RANS

L'approche RANS est la simulation la plus utilisée pour la modélisation d'un écoulement fluide. Cette méthode consiste à moyennner les équations de Navier- Stokes. Ainsi elle décrit uniquement le comportement de l'écoulement moyen. Les structures tourbillonnaires sont décrites à l'aide de grandeurs turbulentes telles que la viscosité turbulente. Pour moyennner ces équations, la décomposition de Reynolds est utilisée. Celle-ci décompose une quantité instantanée comme la somme d'une quantité moyennnée sur le temps et une quantité fluctuante. Pour une grandeur  $\Phi$ , la [65]:

$$\Phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{I.3.2})$$

Avec :  $\bar{\phi}$  la valeur moyenne de  $\Phi$ , et  $\phi'$  sa valeur fluctuante. En utilisant cette décomposition, les équations de continuité et de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = Y \quad (\text{I.3.3})$$

$$\rho \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = \rho \cdot F_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -P \cdot \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \right] \quad (\text{I.3.4})$$

Avec :  $U_i$  et  $U_j$  les vitesses moyennées du fluide,  $u_i'$  et  $u_j'$  ses vitesses fluctuantes,  $Y$  un terme source ou un terme puits,  $F_i$  la somme des forces extérieures,  $P$  la pression moyennée du fluide,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide, et  $\overline{u_i' \cdot u_j'} = R_{ij}$  est le tenseur de Reynolds. Ainsi, pour fermer le système d'équations, l'objectif principal des modèles RANS est de représenter empiriquement le tenseur de Reynolds apparaissant dans les équations de Navier-Stokes. Pour y parvenir un modèle de turbulence est introduit. Les modèles de turbulence sont généralement séparés entre les modèles du premier ordre et les modèles du second ordre.

Les modèles de turbulence de premier ordre nécessitent la modélisation de la viscosité turbulente,  $\nu_t$ , et leur principe est basé sur l'observation que le transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent est fortement dominé par le mélange des grosses structures. Les modèles de viscosité turbulente sont généralement classés par rapport au nombre d'équations de transport qui doivent être résolues en plus de celles de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

**Le modèle à deux équations le plus couramment utilisé est le modèle  $k$ - $\varepsilon$ .** Pour prédire la viscosité turbulente, ce modèle de turbulence considère l'énergie cinétique turbulente,  $k$ , comme première équation de transport et considère pour seconde variable **le taux de dissipation turbulent,  $\varepsilon$** . La viscosité cinématique turbulente peut alors s'écrire :

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{I.3.5})$$

Avec :  $C_\mu$  une constante égale à 0,09, et  $k$  et  $\varepsilon$  estimés par leur équation de transport (respectivement (I.3.6) et (I.3.7)) :

$$\frac{\partial \rho \cdot k}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho \cdot k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \cdot \varepsilon \quad (\text{I.3.6})$$

$$\frac{\partial \rho \cdot \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho \cdot \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} \cdot P_k - C_{2\varepsilon} \cdot \rho \cdot \varepsilon) \quad (\text{I.3.7})$$

Avec :  $\sigma_k = 1$  le nombre de Prandtl turbulent,  $P_k$  qui caractérise la génération d'énergie cinétique turbulente issue du gradient de vitesse moyenne, et des effets de la pesanteur,  $C_{1\varepsilon} = 1,44$ ,  $C_{2\varepsilon} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1$  et  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  des constantes du modèle  $k-\varepsilon$ .

D'autres modèles à deux équations ont également été développés : le modèle  $k-\varepsilon$ -RNG qui est obtenu à partir de l'équation instantanée de Navier-Stokes en utilisant une technique mathématique nommée « groupe de renormalisation » (RNG). Le modèle  $k-\omega$  est un autre modèle qui repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons :  $\omega = \varepsilon/k$ . La viscosité cinématique turbulente est donnée par la relation suivante :  $\nu_t = \alpha \cdot k/\omega$  avec  $\alpha$  un coefficient correctif permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente.

Les modèles du premier ordre, basés sur l'utilisation de la viscosité cinématique turbulente reposent sur certaines hypothèses simplificatrices de l'écoulement et de sa turbulence. Par exemple, la réponse de la turbulence à une variation du champ moyen est instantanée. L'histoire de la turbulence n'est donc pas prise en compte. De plus, la production de turbulence est surestimée.

Les modèles du second ordre proposent de résoudre l'équation de transport du tenseur de Reynolds et l'équation de transport du taux de dissipation turbulent,  $\varepsilon$ , ou du taux de la dissipation spécifique,  $\omega$ . Cette dernière équation permet d'approximer la longueur caractéristique de turbulence. Ainsi, à l'inverse des méthodes du premier ordre qui modélisent le tenseur de Reynolds, les modèles du deuxième ordre le calculent. Ces modèles ont donc été développés pour modéliser plus précisément la turbulence. Plus d'informations sur les modèles du 1<sup>er</sup> et 2<sup>nd</sup> ordre sont disponible en annexe A.

Cette partie a permis de présenter les trois méthodes généralement utilisées pour prendre en considération la turbulence dans la phase continue. L'approche DNS résout directement les équations de Navier-Stokes sans avoir à modéliser la turbulence. Cette approche permet d'obtenir toutes les quantités instantanées considérées dans l'écoulement. Mais cette approche est la plus gourmande en temps de calcul. Elle est donc utilisée uniquement pour des géométries simples et de faible nombre de Reynolds. L'approche LES consiste à appliquer un filtre passe-bas aux

équations de Navier-Stokes. Ainsi, seules les grandes échelles de turbulence sont simulées. Les petites structures doivent être modélisées. Malgré le gain en ressource de calcul, la simulation des grandes échelles reste délicate (comportement anisotropes, dépendance vis-à-vis du type d'écoulement et de ses conditions limites). Enfin, l'approche RANS utilise la décomposition de Reynolds pour moyenniser les équations de Navier-Stokes. Cette méthode consiste donc à décrire uniquement le comportement de l'écoulement moyen. Le principal inconvénient de l'approche RANS est la nécessité de réaliser des hypothèses de fermeture du système d'équations obtenu.

La DNS et la LES sont très prometteuses puisqu'elles permettent de perdre très peu d'informations. Cependant, le temps de calcul est inversement proportionnel à la précision obtenue. Pour cette raison, dans le cadre de la thèse, **l'approche considérée pour simuler la phase continue est la méthode RANS et le modèle de turbulence choisi est le modèle du 1<sup>er</sup> ordre à deux équations : le modèle  $k-\varepsilon$**  en raison de sa robustesse et de son utilisation prépondérante dans les applications ingénieries. La partie suivante présente les différentes méthodes de simulation de la phase dispersée.

### **I.3.3. Modélisation de la phase dispersée**

Pour simuler des écoulements diphasiques, il existe deux niveaux de descriptions. Le premier est basé sur une approche microscopique qui résout les échanges thermiques et massiques de la phase dispersée, ainsi que la dynamique de l'interface entre les deux phases (liquide/vapeur ou liquide/solide). La localisation de l'interface est nécessaire pour définir deux régions (une pour chaque phase) et pour appliquer les équations de Navier-Stokes pour chacune des régions. Pour suivre la dynamique de l'interface, plusieurs techniques existent : la VOF (volume of fluids), les méthodes lagrangiennes, les méthodes « level set » [66-68]. Ces approches sont efficaces mais difficilement applicables pour des topographies d'écoulement complexes. Or, l'objet de la thèse est de développer un outil numérique permettant de simuler un écoulement diphasique au sein d'un échangeur. Ces différentes méthodes n'ont donc pas été choisies dans le cadre de la thèse.

La deuxième manière de décrire la phase dispersée est l'approche macroscopique. Le mouvement global du nuage de particule est considéré au lieu des mouvements des différentes particules. Une description statistique du nuage de particules est généralement utilisée dans cette approche [14, 69-71]. Les détails du comportement de l'interface ne sont pas déterminés. Une fonction de densité en nombre (notée NDF ou également appelée fonction de distribution) est utilisée afin de

représenter l'information statistique des variables internes de la phase dispersée : la taille, la vitesse, et la température.

La représentation complète de cette fonction de probabilité s'écrit :

$$\text{NDF} = f(t, x, \Phi_\alpha, u, T) dx. d(\Phi_\alpha). du. dT \quad (\text{I.3.8})$$

Elle désigne le nombre probable de gouttes au temps  $t$  se trouvant dans un espace de taille  $dx$  autour de  $x$  ayant une vitesse  $u$  à  $du$  près, ayant une température  $T$  à  $dT$  près et possédant une géométrie  $\Phi_\alpha$  à  $d(\Phi_\alpha)$  près. Cette géométrie  $\Phi_\alpha$  est une variable proportionnelle à une puissance du rayon  $r$  de la goutte :  $\Phi_\alpha = a. r^\alpha$ . Ainsi,  $\Phi_\alpha$  peut correspondre au périmètre ( $\phi_\alpha = n = 2\pi.R$ ), à la surface ( $\phi_\alpha = s = \pi.R^2$ ), ou au volume ( $\phi_\alpha = v = \frac{4}{3}\pi.R^3$ ). Les variables internes (température, taille, vitesse) sont utilisées pour caractériser le spray. Par exemple, dans le cas d'un écoulement monodispersé, toutes les particules ont le même diamètre. La fonction de distribution en taille de particule (NDF) correspond alors à une fonction Dirac en tout point de l'espace. A l'inverse, si l'écoulement est polydispersé, la NDF correspondra à une distribution en taille qui suit une loi de probabilité (normale, lognormale,...). Plus le nombre de variables internes considérées est grand, plus la description des particules sera détaillée. La NDF satisfait l'équation de type Boltzmann appelée l'équation de Williams-Boltzmann (WB) [25]. Cette équation de transport est basée sur la théorie de la cinétique des gaz. Elle décrit l'évolution temporelle et spatiale de la fonction de distribution du spray, (NDF), due à l'évaporation, les forces de frottement de l'air sur les gouttes, le réchauffement des particules par le gaz porteur, les interactions goutte/goutte (coalescence). L'équation de transport de Williams-Boltzmann pour une seule espèce chimique est la suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x \cdot (\vec{v}. f) + \nabla_v \cdot (F. f) = -\frac{\partial}{\partial r}(R. f) - \frac{\partial}{\partial r}(E. f) + Q + \Gamma \quad (\text{I.3.9})$$

Avec  $F = \frac{d\vec{v}}{dt}$  la force par unité de masse (accélération des particules),  $R = \frac{dr}{dt}$  la variation de la taille des particules,  $E = \frac{dT}{dt}$  la variation de la température,  $Q$  est la variation de la fonction de probabilité due à la nucléation, et  $\Gamma$  est la variation de la fonction de probabilité due aux collisions entre particules.

Cette équation est ensuite couplée aux équations eulériennes de la phase porteuse. Cette équation peut être résolue par une approche Lagrangienne ou Eulérienne.

### **I.3.3.1. Approche lagrangienne**

L'approche lagrangienne est naturellement utilisée en mécanique du point pour décrire différentes quantités physiques associées à une masse ponctuelle telle que la position, la vitesse, la température ou la pression. En mécanique des fluides, la description lagrangienne est très régulièrement utilisée pour simuler des écoulements diphasiques. L'approche lagrangienne est régie par plusieurs équations permettant de déterminer les caractéristiques de la particule. Ainsi plusieurs bilans doivent être effectués : un bilan massique, un bilan thermique et un bilan des forces qui s'exercent sur une particule. Ainsi, chaque particule est suivie tout au long de sa trajectoire au cours du temps. En prenant par exemple une course de voitures, l'approche lagrangienne consiste à placer une caméra sur chaque voiture et à filmer leur trajectoire au cours du temps.

Le formalisme lagrangien est généralement considéré comme étant plus précis que le formalisme eulérien. Certaines études ont comparé les approches lagrangiennes et eulériennes [72-75]. Mostafa et al. [75] ont comparé ces deux approches à des données expérimentales obtenues pour des sprays dilués et injectés dans un milieu au repos. Les deux approches ont réussi à prédire avec assez de précision les principales caractéristiques de ce type d'écoulement. Mais le formalisme eulérien n'a pas permis d'obtenir des informations précises pour les régions proches de la buse d'injection où les gradients de vitesses entre le gaz et les particules sont importants. La modélisation lagrangienne permet de mieux prédire la phase particulaire dans toutes les zones de l'écoulement.

La fonction de densité de probabilité NDF peut être approximée par un échantillon de particules numériques discrètes de différentes tailles à l'aide de la méthode lagrangienne de Monte-Carlo [76, 77]. Cette méthode stochastique consiste à calculer une valeur approchée en utilisant des techniques probabilistes. Les particules simulées sont divisées en plusieurs échantillons de taille constante. La quantité physique d'intérêt ainsi que la variance associée sont estimées pour chaque échantillon. Cette méthode est très largement utilisée car elle nécessite peu d'approximations.

Cependant, pour des cas polydispersés instationnaires et des topographies d'écoulements complexes, un très grand nombre de particules est nécessaire afin d'atteindre des valeurs statistiques fiables. Cela requiert énormément de temps de calcul et de mémoire. Adenji-Fashola et al. [26] ont trouvé que le profil de vitesse des particules pour l'approche lagrangienne présentait des oscillations. En effet, le nombre de particules qu'ils ont considérées (1500) était trop petit pour obtenir un profil lisse. Ce résultat est en désaccord avec ceux obtenus par Durst et al. [27] pour lesquels des profils lisses avaient été obtenus avec seulement 140 particules. Mais cette différence peut être expliquée par le fait que les effets de la dispersion turbulente des particules sont négligés dans modèle de Durst.

Si les effets des particules sur le fluide doivent pris en compte (two-way coupling), le formalisme lagrangien rencontre des difficultés pour coupler précisément la phase dispersée et la phase porteuse qui est généralement décrite à l'aide de l'approche eulérienne. Lors de la brumisation de gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air, celle-ci s'évaporent et affectent la température de l'air. La densité de l'air et ainsi l'écoulement sont modifiés. De plus, la nécessité d'un grand nombre de particules rend l'approche lagrangienne moins adaptée pour des topographies d'écoulement complexes. Par conséquent, **les méthodes eulériennes sont préférées dans le cadre de la thèse.**

### **I.3.3.2. Approche eulérienne**

L'approche eulérienne pour la phase dispersée traite de la même manière l'approche eulérienne pour la phase porteuse. La phase dispersée est donc considérée comme un milieu continu, ce qui signifie que les particules sont évaluées dans leur ensemble. En reprenant l'exemple d'une course de voitures, l'approche lagrangienne consistait à mettre une caméra sur chaque voiture pour filmer toutes les trajectoires au cours du temps. Tandis que l'approche eulérienne consiste à positionner les caméras à plusieurs endroits de la course pour filmer toutes les voitures à un instant donné.

Au lieu de résoudre l'équation WB à l'aide de la NDF, les méthodes eulériennes utilisent un nombre fini de moments en taille, température et vitesse de la NDF. Ces moments ont un sens physique en tout point de l'espace, contrairement à l'approche lagrangienne qui décrit la phase dispersée à l'aide d'un vecteur d'état, valable uniquement pour chaque particule. L'évolution de

ces moments est possible grâce à la résolution d'équations aux dérivées partielles écrites pour ces moments. Ces équations sont obtenues par simple similitude avec l'équation WB.

La NDF est régulièrement décrite à la fois par une distribution en taille de goutte et une distribution en vitesse. Généralement des hypothèses sont réalisées sur la distribution en vitesse (distribution Gaussienne, vitesse caractéristique,...) afin de découpler la taille de la vitesse. Pour résoudre la distribution en taille, trois méthodes existent : la méthode multi-fluide (ou sectionnelle), la méthode de quadrature des moments (QMOM) et la méthode de reconstruction de la NDF.

#### **I.3.3.2.1. Méthode eulérienne multi-fluide**

La première méthode est connue comme la méthode sectionnelle ou encore la méthode multi-fluide eulérienne [78]. Cette méthode considère la phase dispersée comme un ensemble de milieux continus appelés fluides. Pour chaque fluide, une moyenne statistique est réalisée entre deux tailles de gouttes fixes, appelées section. L'espace est donc discrétisé selon la taille des gouttes. Une équation de conservation doit être résolue pour chaque fluide considéré. Cette méthode a tout d'abord été développée et proposée par Tambour et al. [79, 80] pour des cas principalement monodimensionnels. Ils considéraient uniquement un moment (nombre, surface, ou volume) dans chaque section. Ainsi, le nombre d'équations de conservation était égal au nombre de fluides considérés. Ce modèle était seulement adapté pour de très petites particules comme les suies puisque leur modèle de coalescence (regroupement de plusieurs particules pour former un seul amas de particules) ne prenait pas en considération la vitesse relative lors de la collision des particules.

Laurent et al. [81] puis Massot et al. [82] ont étendu l'approche sectionnelle de Tambour en l'adaptant pour des sprays denses pour lesquels la coalescence est présente. Ils ont tout d'abord fait l'hypothèse de l'existence d'une vitesse caractéristique pour un temps, une position et une goutte donnés. Puis ils ont considéré une distribution gaussienne de la vitesse avec un coefficient de dispersion uniforme. Afin de préserver un niveau d'information suffisant sur la distribution en taille, ils ont utilisé une technique des volumes finis pour discrétiser les équations de conservation selon la taille des gouttes. Cependant, les temps de calcul pour obtenir une bonne information sur la distribution en taille sont comparables à ceux des approches lagrangiennes.

#### **I.3.3.2.2. Méthode de quadrature des moments**

La deuxième méthode utilisée pour résoudre la distribution en taille des gouttes est la méthode de quadrature des moments (« Quadrature Method Of Moments » en anglais ou QMOM) [83, 84]. Cette méthode utilise une méthode de quadrature pour approximer la NDF en une somme de fonctions Dirac qui évoluent conjointement. Pour chaque fonction Dirac, un poids et une abscisse sont définis. Les poids correspondent aux coefficients de quadrature qui définissent la probabilité de trouver chaque particule à la valeur de leur abscisse. Ces poids et abscisses sont utilisés pour construire les moments qui sont solutions d'équations aux dérivées partielles.

D'autres méthodes de quadrature existent. Par exemple, la méthode de quadrature directe des moments (« Direct Quadrature Method Of Moments » en anglais ou DQMOM) [85, 86] est une méthode qui simplifie de façon mathématique la méthode QMOM. Au lieu de résoudre les équations des moments comme le fait la méthode QMOM, la méthode DQMOM fait apparaître directement les poids et les abscisses dans les équations de transport. L'avantage de cette méthode est que le processus d'inversion utilisé dans la méthode QMOM pour obtenir les moments à partir des abscisses et poids des particules n'est plus nécessaire.

Fox et al. [87] ont comparé l'approche multi-fluide et DQMOM pour un spray polydispersé avec évaporation et coalescence. Leurs résultats ont montré que ces modèles rencontraient des difficultés à déterminer le flux continu de la disparition des gouttelettes due au phénomène d'évaporation. Pour résoudre ce problème, Kah et al. [88] ont proposé une méthode hybride entre l'approche multi-fluide et l'approche des moments. Ils ont choisi de reconstruire la NDF en utilisant la méthode de maximisation de l'entropie. En considérant une description continue de la NDF, ils ont réussi à évaluer le flux d'évaporation.

#### **I.3.3.2.3. Méthode de reconstruction de la NDF**

La dernière méthode est également une méthode des moments basée sur la reconstruction de la NDF. Un nombre limité de moments est utilisé pour reconstruire la NDF. Une équation de William-Boltzmann est résolue pour chaque moment. Cette approche a très souvent été utilisée pour des applications atmosphériques [14, 89, 90]. Whitby et al. [90] ont été parmi les premiers à utiliser cette méthode aussi appelée approche dynamique modale dans le domaine atmosphérique. Cette méthode permet de représenter les aérosols présents dans l'atmosphère sous forme de multiple populations d'aérosols, indépendantes les unes des autres, et appelées modes. Chaque

mode est représenté par une fonction de distribution en taille de particules. Généralement, le nombre de modes est limité à deux ou trois. En utilisant plus de modes, la précision gagnée ne compense pas les efforts numériques demandés.

Le nombre d'équations de moment peut différer. Les modèles les plus simples décrivent la distribution en taille de goutte avec un seul moment, généralement la fraction massique de l'eau liquide. Ces modèles sont appelés modèles massiques ou modèles de type Kessler. Mais bien que les coûts de calcul soient faibles, décrire la distribution en taille par un seul paramètre peut être une erreur. Par exemple, si seule la fraction massique d'eau liquide est considérée, alors la taille des gouttes n'est pas décrite. Des modèles plus rigoureux ont été développés en utilisant la quantité d'eau totale (vapeur = liquide) et la concentration totale en nombre de goutte. Pour ces modèles le paramètre de variance est considéré constant. Bouzereau et al. [14] ont utilisé cette approche afin de décrire l'évolution du spectre des gouttes de nuages chauds produits par des tours aéroréfrigérantes. La nucléation, la sédimentation la condensation et l'évaporation ont été implémentées dans l'équation de la concentration totale en nombre de gouttes sous la forme de terme source. La comparaison de leurs résultats de simulation avec 15 situations de mesures différentes réalisées sur le site de Bogey est très satisfaisante.

Parmi les trois catégories d'approches eulériennes, la méthode **de reconstruction de la NDF a été choisie**. En effet, contrairement à l'approche sectionnelle et l'approche de quadrature des moments, celle-ci est moins lourde en temps de calcul, et plus facile d'implémentation. Elle ne présente également pas de difficulté pour prendre en compte les phénomènes physiques tels que l'évaporation ou la sédimentation.

La partie suivante présente l'état de l'art de la modélisation des échanges entre un spray et une paroi chauffée.

### I.3.4. Modélisation des échanges thermiques lors de la brumisation d'une paroi chauffée (régime à une phase)

A la surface d'une paroi brumisée, les échanges thermiques sont dus à plusieurs contributions. Plusieurs études [13, 16, 18, 36, 91] ont défini ces contributions à partir du bilan de flux suivant:

$$\Phi_{tot} = \Phi_{\acute{e}vap} + \Phi_{conv} + \Phi_{imp} \quad (\text{I.3.10})$$

Le flux de chaleur total à la surface de la paroi,  $\Phi_{tot}$ , est la somme du flux de chaleur dû à l'évaporation du film d'eau,  $\Phi_{\acute{e}vap}$ , du flux de chaleur convectif,  $\Phi_{conv}$ , et du flux de chaleur dû au réchauffement des gouttelettes d'eau impactant la paroi. Ces trois flux s'écrivent :

$$\Phi_{\acute{e}vap} = \dot{m}_{\acute{e}vap} \cdot L_{\acute{e}vap} \quad (\text{I.3.11})$$

$$\Phi_{conv} = h_a \cdot S_{tot} \cdot (T_{film,int} - T_a) \quad (\text{I.3.12})$$

$$\Phi_{imp} = \varphi_{imp} \cdot S_{imp} \cdot c_{p,L} (T_p - T_g) \quad (\text{I.3.13})$$

Avec  $\dot{m}_{\acute{e}vap}$  le débit d'évaporation (en  $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $L_{\acute{e}vap}$  la chaleur latente d'évaporation (en  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$ ),  $h_a$  le coefficient de convection entre l'air et la paroi (en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ),  $S_{tot}$  la surface totale de la paroi (en  $\text{m}^2$ ),  $T_{film,int}$  la température du film d'eau à l'interface air-eau (en K),  $T_p$  la température de la paroi (en K),  $T_a$  température de l'air (en K),  $\varphi_{imp}$  le flux (en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de gouttes arrivant sur la surface  $S_{imp}$  qui est la surface impactée par les gouttelettes (en  $\text{m}^2$ ),  $c_{p,L}$  la capacité calorifique de l'eau liquide (en  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) et  $T_g$  la température des gouttes lors de leur impact (en K).

Parmi ces trois équations, plusieurs paramètres sont difficiles à calculer analytiquement : le flux surfacique de gouttes arrivant sur la paroi,  $\varphi_{imp}$ , le débit d'évaporation,  $\dot{m}_{\acute{e}vap}$ , la surface impactée par les gouttelettes,  $S_{imp}$ , les températures de paroi,  $T_p$ , d'air,  $T_a$ , et de gouttes  $T_g$ , et le coefficient de convection entre la paroi et l'air,  $h_a$ . Selon les modèles, différentes hypothèses peuvent être réalisées. Dans la suite de cette partie, les hypothèses généralement réalisées sont présentées.

### I.3.4.1. Flux surfacique impactant ou taux de collection

Une façon très physique d'exprimer le flux de surface de dépôt est celle utilisée par Nakayama et al. [36] :

$$\varphi_{imp} = \frac{\dot{m}_L}{S_f} \quad (\text{I.3.14})$$

Ils ont considéré que le flux de dépôt correspond au débit d'eau divisé par la surface frontale de la paroi,  $S_f$ , qui est la surface perpendiculaire à l'écoulement. En réalisant cette hypothèse, ils supposent que les gouttes qui, en amont de la paroi sont dans la surface frontale, impactent toutes la paroi. Or, le comportement aérodynamique des gouttelettes à l'approche d'un obstacle ne permet pas d'affirmer cette hypothèse. En effet, la présence d'un obstacle dans l'écoulement fait dévier la trajectoire des gouttelettes. La Figure I.3.1 représente les trajectoires des gouttelettes en amont et autour d'un cylindre. Leurs trajectoires correspondent aux lignes de courant de l'écoulement loin de l'obstacle et lorsque la vitesse des gouttes est proche de celle de l'écoulement.

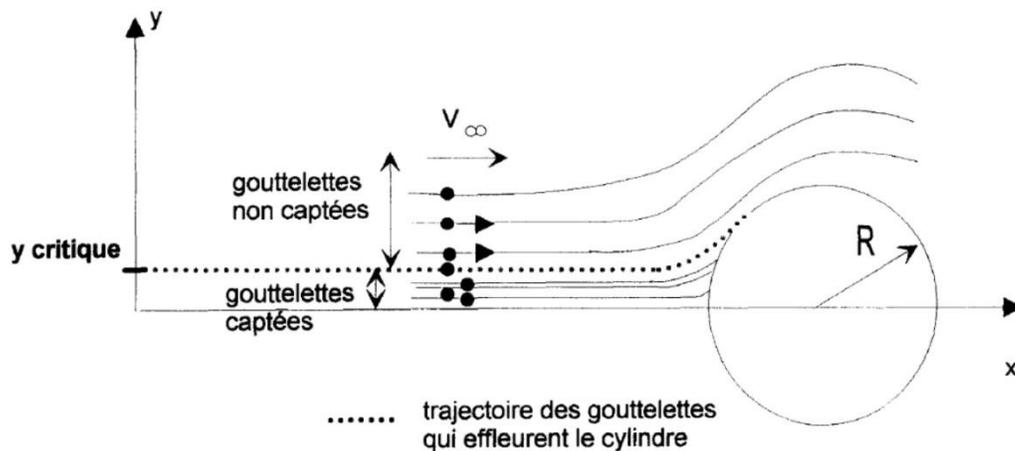


Figure I.3.1: Trajectoires des gouttes en amont et autour d'un cylindre [91]

Un taux de collection,  $\tau_{col}$ , peut donc être défini comme le rapport entre le débit d'eau collecté par la paroi sur le débit d'eau injecté :

$$\tau_{col} = \frac{\dot{m}_{col}}{\dot{m}_L} \quad (\text{I.3.15})$$

Ce taux de collection dépend de plusieurs facteurs tels que le diamètre des gouttes, le débit et la vitesse des gouttes, ou de la géométrie et température de la paroi. Des corrélations permettant d'évaluer ce taux de collection existent mais ont généralement été développées pour des géométries très simples [91, 92]. Allais et al. [91] ont développé une corrélation pour un cylindre lisse :

$$\tau_{col} = 0,168 Stk^{0.581} \quad (\text{I.3.16})$$

Avec  $Stk$  le nombre de Stokes défini par la relation suivante :

$$Stk = \frac{\rho_L \cdot d_p^2 \cdot U_\infty}{18\mu_a \cdot R} \quad (\text{I.3.17})$$

Avec  $\rho_L$  et  $d_p$  la masse volumique et le diamètre des gouttes,  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement et  $R$  le rayon de l'obstacle.

Boulet et al. [18] puis Tissot et al. [15] ont étudié des condenseurs à air et à ailettes. Aucune corrélation ne correspondait à leur géométrie d'échangeur. Boulet et al. [18] ont estimé expérimentalement le taux de collection pour une passe d'échangeur à 30 %, et Tissot et al. [15] ont estimé ce taux de captation à 51 % pour deux passes.

Cette quantité collectée à la paroi s'évapore partiellement ou totalement. La quantité d'eau qui ne s'évapore pas ruisselle le long de l'échangeur. Généralement, cette eau qui ruisselle est supposée être à la même température que la paroi. Le débit de ruissellement,  $\dot{m}_{rui}$ , peut s'écrire :

$$\dot{m}_{rui} = \dot{m}_{col} - \dot{m}_{\text{évap}} \quad (\text{I.3.18})$$

Certaines études [15, 18] travaillant à de faibles débits d'eau, ont supposé que toute la quantité d'eau collectée à la surface de l'échangeur s'évapore. Ainsi, le débit de ruissellement est nul.

D'autres approches reposant sur une analyse plus physique ont été développées. Certains modèles de dépôt sont présentés dans la partie I.3.4.5 et de manière plus détaillée dans l'Annexe B .

### I.3.4.2. Débit d'évaporation

Dès que le nombre de gouttelettes d'eau impactant la paroi est assez important, un film d'eau se forme à la surface de la paroi. Une partie de ce film s'évapore. La détermination du débit d'évaporation dépend notamment de l'humidité de l'air. L'approche couramment utilisée [13, 16, 18, 36] détermine un débit d'évaporation maximal :

$$\dot{m}_{\text{évap,max}} = h_m \cdot S_{\text{imp}} \cdot \rho_a \left( y_{v,\text{sat}}(T_p) - y_v(T_a) \right) \quad (\text{I.3.19})$$

Avec  $h_m$  le coefficient de transfert massique (en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $y_{v,\text{sat}}(T_p)$  l'humidité absolue de l'air saturé à la température de la paroi et  $y_v(T_a)$  l'humidité absolue de l'air à la température de l'air (en  $\text{kg}_e\cdot\text{kg}_a^{-1}$ ). L'écriture de ce débit d'évaporation maximale suppose que l'évaporation est proportionnelle à la différence d'humidité absolue entre le film d'eau qui est à  $T_p$  et l'air à l'interface qui est supposé saturé en vapeur d'eau.

Le coefficient de transfert massique,  $h_m$ , est calculé en appliquant l'analogie entre chaleur-matière de Chilton-Colburn :

$$\frac{Sh}{Nu} \cdot \frac{Pr}{Sc} \cdot \left( \frac{Sc}{Pr} \right)^{2/3} = 1 \quad (\text{I.3.20})$$

Une fois les nombres adimensionnels  $Sh$ ,  $Pr$ ,  $Nu$ ,  $Sc$  explicités, l'équation (I.3.20) devient :

$$\frac{\frac{h_m \cdot L_c}{D} \cdot \frac{C_{p,a} \cdot \mu_a}{\lambda_a}}{\frac{h_a \cdot L_c}{\lambda_a} \cdot \frac{\mu_a}{\rho_a \cdot D}} \cdot \left( \frac{Sc}{Pr} \right)^{2/3} = 1 \quad (\text{I.3.21})$$

Pour un mélange air/vapeur le rapport  $\left( \frac{Sc}{Pr} \right)$  est proche de 1. Le coefficient de transfert massique peut ainsi s'écrire :

$$h_m = \frac{h_a}{\rho_a \cdot C_{p,a}} \quad (\text{I.3.22})$$

La formule du débit d'évaporation maximale peut alors s'écrire :

$$\dot{m}_{\text{évap,max}} = \frac{h_a}{C_{p,a}} \cdot S_{\text{imp}} \left( y_{v,\text{sat}}(T_p) - y_{v,\text{sat}}(T_a) \right) \quad (\text{I.3.23})$$

Lors de la brumisation d'un échangeur, sa surface externe n'est jamais totalement mouillée, en particulier à cause des forces de tension de surface et du dépôt des gouttes qui ne sont pas homogène sur toute la surface de l'échangeur. Généralement, des hypothèses ou des corrélations empiriques sont utilisées afin de déterminer cette surface impactée par les gouttelettes. Ainsi, Allais et al. [91] ont considéré une surface mouillée égale à la moitié de la surface totale. Tandis que Youbi-Idrissi et al. [16] ont utilisé la corrélation développée par Nakayama et al. [36] pour un tube à ailettes.

Nakayama et al. [36] ont défini une surface effective pour l'évaporation qui correspond à la surface impactée,  $S_{\text{imp}}$  dans l'équation (I.3.23). A partir de mesures expérimentales, ils ont tracé l'évolution de cette surface effective pour l'évaporation, adimensionnée par la surface totale  $S_{\text{tot}}$ , en fonction du flux d'eau impactant la paroi  $\phi_{\text{imp}}$ . La Figure I.3.2 a ainsi été obtenue pour des tubes lisses, une vitesse d'écoulement de  $2 \text{ m.s}^{-1}$  et deux écarts de température ( $\Delta T = 20 \text{ K}$  et  $\Delta T = 40 \text{ K}$ ).

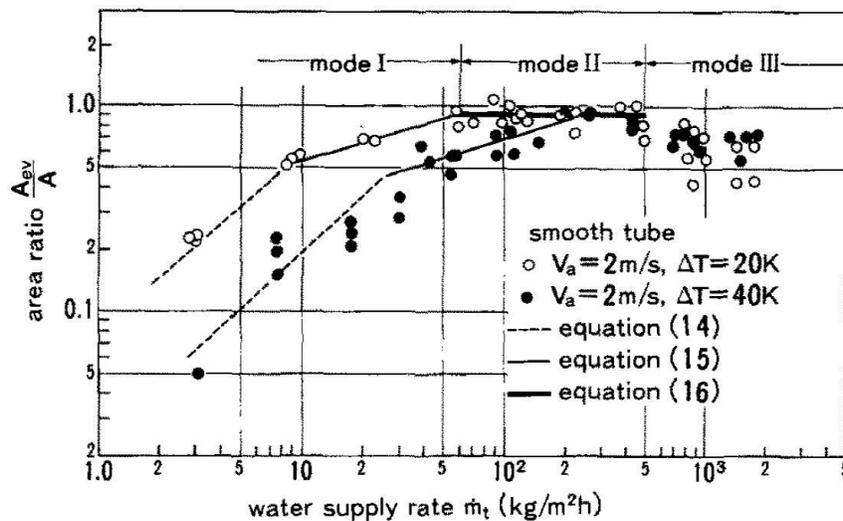


Figure I.3.2: Relation entre  $S_{\text{eff,évap}}/S$  et  $\phi_{\text{imp}}$  [36]

Ils ont distingué trois modes de contribution de la surface mouillée aux transferts de chaleur représentés sur la Figure I.3.2 pour le cas  $\Delta T = 20 \text{ K}$  :

- Pour le mode I, le débit d'eau arrivant sur le tube est relativement faible, et  $S_{imp}$  s'élargit lorsque  $\varphi_{imp}$  augmente.
- Pour le mode II, la surface du tube est largement recouverte par un film d'eau et  $S_{imp}$  n'augmente plus avec  $\varphi_{imp}$ . L'épaisseur du film d'eau sur la paroi augmente, mais n'a aucune influence sur l'évaporation.
- Pour le mode III, l'épaisseur du film d'eau devient très importante, et à partir d'un certain flux d'eau reçu, la résistance thermique due à l'épaisseur de la couche augmente. Par conséquent, la surface,  $S_{imp}$ , diminue lorsque le flux d'eau augmente. Les transferts thermiques décroissent et correspondent aux configurations de condenseur à eau.

Pour chaque mode, Nakayama et al. [36] ont défini des corrélations et à partir de ces corrélations, le débit d'évaporation maximale peut être déterminé.

Deux possibilités doivent être considérées selon la quantité de gouttelettes d'eau collectée afin de calculer le débit d'évaporation réel :

- Si  $\dot{m}_{col} > \dot{m}_{\text{évap,max}}$  : le débit de gouttelettes impactant la surface est supérieur au débit maximal d'évaporation. Dans ce cas, le débit d'évaporation réel,  $\dot{m}_{\text{évap}}$ , correspond au débit d'évaporation maximale :  $\dot{m}_{\text{évap}} = \dot{m}_{\text{évap,max}}$ .
- Si  $\dot{m}_{col} < \dot{m}_{\text{évap,max}}$  : le débit de gouttelettes impactant la surface est plus petit que le débit maximal d'évaporation. Dans ce cas, le débit d'évaporation réel,  $\dot{m}_{\text{évap}}$ , correspond au débit collecté,  $\dot{m}_{\text{évap}} = \dot{m}_{col}$ .

Youbi-Idrissi et al. [16] ont également pris en compte l'évaporation des gouttelettes d'eau en amont de l'échangeur, ce que n'avait pas considéré Nakayama. Pour cela, ils définissent une fraction liquide,  $y_L$ , qui est le rapport entre le débit d'eau injecté et le débit d'air. Dans le cas où cette fraction liquide initiale  $y_{L,0}$  est inférieure à la quantité d'eau évaporable qui correspond à la différence  $(y_{v,sat,0} - y_{v,0})$ , ils font l'hypothèse que toutes les gouttelettes qui ont été injectées s'évaporent avant d'impacter les parois de l'échangeur. Dans le cas où  $y_{L,0}$  est supérieure à la différence  $(y_{v,sat,0} - y_{v,0})$ , les gouttes qui ne se sont pas évaporées impactent la surface de l'échangeur et l'air autour de l'échangeur est considéré. Cette approche considère une cinétique d'évaporation des gouttelettes presque immédiate. Ce n'est pas le cas dans la réalité comme

peuvent le montrer les résultats expérimentaux de Tissot et al. [25] qui constatent que l'évaporation des gouttes n'est pas totale en amont de l'échangeur. En effet, pour une orientation de buse à contre-courant de l'écoulement seulement 50 % de l'eau injectée est évaporée à 40 cm du point d'injection ( $T_a = 298,2$  K et  $HR = 35$  %).

### I.3.4.3. Coefficient d'échange convectif $h_a$

La détermination du coefficient d'échange convectif dépend des températures du film d'eau et d'air considérées. Une grande partie des études mesurent le coefficient d'échange en absence de brumisation [91], ou utilisent des corrélations du nombre de Nusselt développées pour un écoulement monophasique (sans spray) [16, 18, 25, 36, 93]. Les corrélations présentées dans la partie I.2.3.2 peuvent donc être utilisées. Allais et al. [91] ont utilisé une corrélation qui dépend du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl mais également en fonction de l'intensité turbulente  $I_t$  (rapport entre la vitesse fluctuante et la vitesse moyenne et exprimée en %) :

$$Nu = 0,93 Re^{0,58} \cdot I_t^{0,38} \cdot Pr^{0,33} \quad (\text{I.3.24})$$

Pour les études cherchant à déterminer l'évolution ainsi que la distribution en température dans le film d'eau [93, 94], les échanges thermiques au sein du film d'eau doivent être considérés. Le coefficient de transfert global,  $U$ , est alors défini selon la relation suivante :

$$\frac{1}{U} = R_t = \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_o} + \frac{1}{h_{tot}} \quad (\text{I.3.25})$$

Avec  $h_i$  le coefficient d'échange convectif entre la température de la paroi et la température de film, et  $h_o$  le coefficient d'échange convectif entre la température de film et la température du film à l'interface, et  $h_{tot}$  le coefficient de transfert de total à l'interface entre l'air et le film d'eau. Jahangeer [94], ont défini ce coefficient de transfert,  $h_{tot}$ , selon la relation suivante :

$$h_{tot}(T_{film,int} - T_a) = h_a(T_{film,int} - T_a) + \dot{m}_{\text{évap}} \cdot L_{\text{évap}} \quad (\text{I.3.26})$$

Oliphant et al. [95] et Oosthuizen et al. [96] ont estimé ce coefficient de transfert global. Ils l'ont tous les deux exprimé en fonction du flux massique de gouttes impactant la surface. Oliphant et al [95] ont développé une corrélation pour des flux massiques élevés compris entre 1 et 30  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

D'après leur expérience, ils ont observé que le coefficient de transfert thermique augmente avec le flux massique d'eau suivant une loi quasi-exponentielle :

$$h_{tot} = 32,5 \frac{\lambda_a}{L_c} \left( \frac{\varphi_{imp} \cdot \sqrt{S_{imp}}}{\mu_a} \right)^{0,51} \quad (I.3.27)$$

Avec  $L_c$  la longueur caractéristique de l'obstacle.

#### I.3.4.4. Températures : $T_p$ , $T_{film}$ , $T_g$ , $T_a$

Les températures de la paroi,  $T_p$ , du film d'eau,  $T_{film}$ , des gouttes  $T_g$ , et de l'air,  $T_a$ , sont difficiles à déterminer. Des hypothèses sont généralement posées afin de simplifier le modèle. Dans la plupart des modèles [13, 16, 18, 36, 91], la température du film d'eau est supposée être la même température que la paroi. Cette hypothèse permet notamment de ne pas considérer les transferts convectifs dans le film d'eau. Elle reste valable pour des faibles épaisseurs de film d'eau.

Cependant, pour des applications de refroidissement par « inondation » pour lesquels un écoulement d'eau est déversé sur l'obstacle à refroidir, l'épaisseur du film de goutte n'est plus négligeable. L'évolution temporelle de la température du film d'eau doit être déterminée. Jahangeer [94] ont utilisé la relation du coefficient d'échange global de l'équation (I.3.25). La Figure I.3.3 correspond à leur schéma des résistances thermiques.

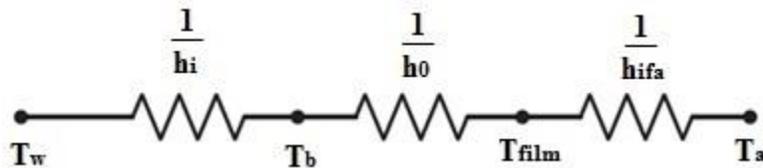


Figure I.3.3: Schéma des résistances thermiques utilisé par Jahangeer [94]

Avec  $T_w$  la température de la paroi,  $T_b$  la température moyenne du film d'eau,  $T_{film}$  la température du film à l'interface air-eau, et  $T_a$  la température de l'air. Dans leur modèle, la connaissance de la température du film d'eau initiale est nécessaire. Ils ont donc supposé que la température du film est égale à la température de la paroi à l'instant initial. De plus, la température du film à l'interface,  $T_{film}$ , doit être obtenue par itération.

Liu et al. [93] ont également développé un modèle 1D permettant de suivre l'évolution d'un film de fuel chauffé par le gaz (plus chaud que la paroi) et s'évaporant. Ils ont considéré les transferts

convectifs entre le film et l'air et la conduction entre le film et la paroi. Mais l'inconvénient de leur modèle est la nécessité de connaître l'épaisseur du film au temps initial, ainsi que la température de la paroi.

Concernant la température des gouttes,  $T_g$ , celles-ci sont généralement considérées être à la température de saturation adiabatique de l'air,  $T_{wb}$  [13, 18, 36, 91]. Pour la température de l'air, deux choix sont généralement considérés. Si l'évaporation des gouttes en amont de la paroi est considérée, l'air est supposé être à la température de saturation adiabatique,  $T_{wb}$  [91]. Dans le cas contraire où l'évaporation des gouttes est négligée, la température de l'air correspond à la température de bulbe sec [16]. La cinétique d'évaporation des gouttes d'eau est rarement utilisée et modélisée. Tissot et al. [13] ont considéré les conditions ambiantes mesurées juste devant leur condenseur à air. De cette manière, ils ont été capables de prendre en compte le refroidissement de l'air et l'augmentation de l'humidité absolue dus à l'évaporation des gouttes en amont de la paroi.

Concernant la température de la paroi, plusieurs configurations existent. Tout d'abord, dans beaucoup d'approches, la température de paroi est un paramètre d'entrée du modèle [36, 93, 94]. Pour d'autres configurations, la température de paroi est calculée à partir de la température du réfrigérant circulant dans l'échangeur,  $T_r$ , le coefficient de convection,  $h_r$ , entre le réfrigérant et la paroi et la surface intérieure de l'échangeur,  $S_{int}$  [13, 16, 18] :

$$T_p = T_r + \frac{\dot{Q}}{h_r \cdot S_{int}} \quad (\text{I.3.28})$$

Avec  $\dot{Q}$  le flux de chaleur qui est déterminé à partir du coefficient global entre la température du réfrigérant et la température de l'air :

$$\dot{Q} = K \cdot S \cdot (T_r - T_a) \quad (\text{I.3.29})$$

Dans le cas d'un échangeur tubulaire avec  $d_{int}$  le diamètre interne,  $d_{ext}$ , le diamètre externe,  $S_{int}$  et  $S_{ext}$  la surface interne et externe du tube et  $\lambda_{paroi}$  la conductivité thermique de l'échangeur, le coefficient  $K.S$  peut s'écrire :

$$\frac{1}{K.S} = \frac{1}{h_r.S_{int}} + \frac{d_{ext} - d_{int}}{2\lambda_{paroi}.S_{ext}} + \frac{1}{h_{tot}.S_{ext}} \quad (I.3.30)$$

En connaissant les températures  $T_r$  et  $T_a$ , ainsi que les coefficients d'échanges obtenus à partir de corrélations, la température de la paroi peut être obtenue.

Dans les applications électroniques, au lieu de considérer la température de paroi comme paramètre d'entrée, le flux thermique dû à la résistance électrique,  $\dot{q}_p$ , est considéré comme paramètre d'entrée. La connaissance de la température de la paroi n'est alors plus nécessaire.

Très peu d'études travaillent en flux thermique imposé. Song et al. [97] ont développé un modèle 2D permettant de calculer les transferts thermiques et massiques dans un échangeur à ailettes. Le flux électrique constant appliqué en paroi,  $\dot{q}_p$ , est tout d'abord transféré au film d'eau, puis est finalement transféré à l'écoulement sous forme de chaleur sensible et de chaleur latente dus à l'évaporation. Après avoir adimensionné leurs variables à l'aide du flux électrique,  $\dot{q}_p$ , les solutions exactes de leurs équations peuvent être obtenues. Ils déterminent finalement le coefficient d'échange,  $h_a$ , et le nombre de Nusselt grâce à leur approche sans connaître la température de la paroi.

Dans certaines approches, le flux thermique dans l'équation (I.3.13) dû au réchauffement des gouttes impactant la paroi n'est pas pris en compte. En effet, ils considèrent ce terme négligeable en raison du faible flux de particules impactant la paroi.

Allais et al. [91] ont tracé sur la Figure I.3.4 les contributions de chaque flux de chaleur en faisant varier la température de paroi, pour une température d'air de 10 °C et un débit d'eau impactant la paroi constant de 7,5 mg.s<sup>-1</sup>.

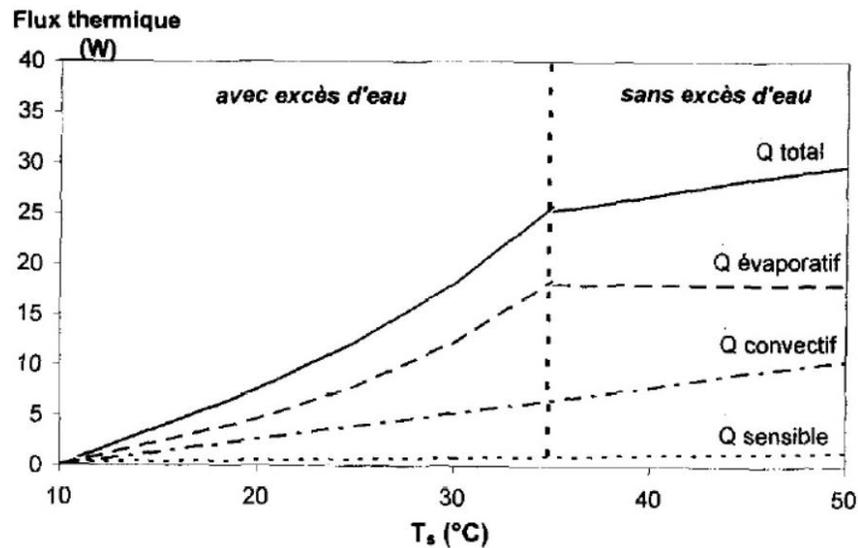


Figure I.3.4: Évolution du flux thermique en fonction de la température de paroi pour le cas d'un cylindre de diamètre 25 mm et avec un débit d'eau capté constant égal à  $7,5 \text{ mg.s}^{-1}$  et une température d'air de  $10$  °C

Lorsque la différence de température entre la paroi et l'air est faible ( $< 35$  °C), le régime d'excès d'eau est atteint. Dans ce cas, le débit d'eau évaporée est inférieur au débit d'eau collecté. Tandis que dans le cas où la différence de température est grande ( $> 35$  °C), le débit d'évaporation est égal au débit collecté et le régime sans excès d'eau est obtenu. La Figure I.3.4 permet de montrer que le flux thermique dû à l'évaporation est prépondérant. Par exemple, à la limite entre les deux régimes de transfert lorsque le flux thermique est maximal sans excès d'eau, la part d'évaporation représente 72 %, celle de l'échange convectif représente 24 % et celle du réchauffement des gouttes correspond à 4 % du flux thermique total.

Le flux de chaleur dû au réchauffement des gouttes peut donc être supposé négligeable. Ainsi, les échanges entre l'air et la paroi sont dus uniquement à l'évaporation des gouttes dans le film d'eau, et à la convection entre la paroi et l'air.

Zhao et al. [38] ont proposé un modèle qui se décompose en quatre mécanismes dans le cas d'un régime à une seule phase : l'impact des gouttes sur le film, les transferts convectifs entre la paroi chauffée et le film d'eau, les transferts convectifs entre l'air et le film, les effets radiatifs. Leur modèle permet également de considérer le cas d'un régime à deux phases, en prenant en compte l'ébullition nucléée, la formation et le mouvement du film, ainsi que l'interaction entre les bulles de vapeur et les gouttelettes d'eau dans le film d'eau.

Leur approche de modélisation de l'impact des gouttes sur le film d'eau est légèrement différente de l'approche de Boulet et Tissot [13, 18]. Ils considèrent que lors de l'impact d'une goutte sur une paroi mouillée, le flux de chaleur dû à l'impact de la goutte se décompose entre un flux thermique dû à la goutte qui traverse tout d'abord le film, puis au flux thermique dû lors de son impact sur la paroi. Leur modèle permet de prendre en compte plus de phénomènes physiques, mais ces phénomènes sont modélisés à partir de corrélations empiriques des différents nombre de Nusselt.

Cette partie a permis d'avoir une vision globale des travaux de modélisation des échanges thermiques entre un air chargé de gouttelettes d'eau et une paroi chauffée. Parmi les modèles présentés, la modélisation du flux massique impactant la paroi repose sur des valeurs empiriques obtenues soit par mesure soit repris dans la littérature. D'autres modèles de dépôt existent et sont présentés dans la partie suivante.

#### **I.3.4.5. Modèles de dépôt**

Les modèles de dépôt de particules dans un écoulement turbulent peuvent se diviser en trois catégories : ceux reposant sur des équations empiriques obtenues à l'aide de données expérimentales ou numériques ; les modèles eulériens ; et les modèles lagrangiens.

Les modèles empiriques [98-100] sont les plus simples d'implémentation mais leurs équations sont généralement ajustées aux données expérimentales. Elles permettent donc de bien représenter la réalité. Mais ces équations empiriques peuvent ne pas avoir de fondement théorique ou ne pas pouvoir prédire le dépôt de particule pour des conditions opératoires différentes de celles utilisées pour ajuster les équations.

Les modèles eulériens et lagrangiens sont des approches plus théoriques. Elles nécessitent la connaissance du champ turbulent de l'écoulement. Pour rappel, nous avons choisi de simuler l'écoulement diphasique à l'aide d'une approche entièrement eulérienne. Les modèles de dépôt lagrangien ne seront donc pas décrits dans cette partie.

Les modèles eulériens peuvent se diviser en trois catégories : les modèles à gradient de diffusion [101-103] les modèles de vol libre [104-106], et les modèles turbophorétiques [107, 108]. Les modèles à gradient de diffusion considèrent la diffusion turbulente et la diffusion brownienne comme les deux seuls mécanismes à intervenir dans le transport de particules. Le phénomène de

thermophorèse, responsable du transport des particules des régions froides vers les régions plus chaudes, peut également être implémenté. Le transport des particules s'arrête lorsque la distance entre la paroi et la particule est égale à son rayon.

La théorie de dépôt de vol libre est basée sur l'idée que les particules sont tout d'abord transportées par une combinaison de diffusions turbulente et brownienne du cœur de l'écoulement jusqu'à la région quasi-laminaire adjacente à la paroi. Puis, les particules sont capables de se déposer sur la paroi en traversant cette région par vol libre.

Les modèles turbophorétiques considèrent le transport de particules provenant des phénomènes diffusifs et turbophorétiques (gradients de turbulence). Ils offrent une explication avec plus de sens physique que les modèles de vol libre en incluant l'équation de quantité de mouvement des particules. Mais la prise en compte de l'équation de quantité de mouvement dans le modèle nécessite de réaliser des hypothèses simplificatrices. Ces hypothèses n'ont généralement pas de sens physique. Plus d'informations sur ces modèles dépôt sont disponible en annexe B.

Parmi ces modèles de dépôt, le modèle de type gradient semble le mieux correspondre à notre approche eulérienne et est le plus attractif en raison de sa simplicité d'implémentation et la possibilité d'ajouter le phénomène de thermophorèse.

### **I.3.5. Conclusion**

Les différentes approches numériques pour simuler un écoulement diphasique ont été présentées. Dans la suite, la phase continue sera modélisée à l'aide de l'approche RANS et d'un modèle de second ordre. Concernant la simulation de la phase dispersée, l'approche lagrangienne est plus précise dans toutes les zones de l'écoulement et reste la méthode de référence pour simuler des écoulements diphasiques. Mais elle est également plus coûteuse en temps de calcul.

L'approche eulérienne est moins précise dans les régions à forts gradients de vitesse, mais est très prometteuse et permet de réduire considérablement les temps de calcul notamment pour simuler l'écoulement diphasique à topographies complexes rencontrées au sein d'un échangeur de chaleur. Parmi les trois catégories d'approches eulériennes, la méthode de reconstruction de la NDF a été choisie. En effet, contrairement à l'approche sectionnelle et l'approche de quadrature des moments, celle-ci est moins lourde en temps de calcul, et plus facile d'implémentation. Elle

ne présente également pas de difficulté pour prendre en compte les phénomènes physiques tels que l'évaporation ou la sédimentation.

Concernant la modélisation des échanges pariétaux entre un spray et une surface chauffée, beaucoup d'études ont été développées à l'aide de modèle 1D. Le taux de collection est soit déterminé à l'aide de corrélations sur des géométries simples, soit mesuré directement. Un débit d'évaporation maximale peut être défini. Ce débit est proportionnel à la surface impactée et à la différence d'humidité absolue entre le film d'eau à l'interface air-eau et l'air. En fonction du débit de gouttes collectées à la paroi, le débit d'évaporation sera limité ou non par ce débit de collection.

Les coefficients d'échange sont généralement déterminés à l'aide de corrélation. Le choix de la corrélation à utiliser dépend de si les contributions sensible et latente du côté air sont différenciées ou non. Dans le premier cas, le coefficient de convection traduit uniquement le transfert de chaleur par convection entre la paroi et l'air. Un flux thermique d'évaporation doit ainsi être considéré dans le bilan d'énergie. Dans le cas où les contributions ne sont pas différenciées, le coefficient d'échange considère l'échange sensible et latent en même temps. Les corrélations utilisées dans ce cas dépendent principalement du flux d'eau arrivant sur la paroi.

Des modèles 2D existent également, et permettent d'avoir plus d'information sur les transferts thermiques et massiques. Mais les analyses 2D sont encore limitées à des structures simples comme une plaque. Les hypothèses réalisées sont les mêmes que pour les modèles 1D.

L'approche CFD permettant de calculer plus facilement le flux de particules (ou taux de collection) impactant la paroi, plusieurs modèles de dépôt ont été présentés. Le modèle de type gradient semble le mieux correspondre à notre approche CFD eulérienne.

A notre connaissance, il existe peu de modèles CFD 3D traitant de l'interaction d'un spray sur une paroi chauffée. Le développement d'une formulation des conditions limites en paroi chauffée est alors une approche originale dans un code CFD. Cette approche pourra notamment s'appuyer sur les hypothèses réalisées dans les modèles présentées dans cette partie.

## I.4. Conclusion du chapitre I

Ce chapitre s'est décomposé en deux parties principales. La première section a présenté les mécanismes physiques lors de la brumisation en amont d'un échangeur et lors de l'impact des gouttelettes d'eau sur une paroi chauffée. La seconde section a présenté les différentes approches de modélisation d'un écoulement diphasique évaporatif impactant une paroi chauffée.

La première partie de ce chapitre a permis de présenter les grandeurs et les lois de comportement de l'air humide utilisées dans le présent manuscrit. Les principales variables qui seront utilisées par la suite sont la température sèche et la température de bulbe humide, ainsi que l'humidité absolue et l'humidité spécifique. Les variables thermodynamiques utilisées dans le modèle ont également été présentées.

Puis la caractérisation du spray par une distribution en taille de goutte a été détaillée. Une loi lognormale a été préférée à la loi de Rosin-Rammler pour représenter la distribution en raison de ses outils mathématiques qui la rendent plus simple d'utilisation.

Ensuite les paramètres influençant les échanges thermiques lors de la brumisation d'une plaque chauffée tels que la température de la paroi, l'inclinaison du spray, la géométrie de la surface (ailettes) ou encore la position des buses afin d'améliorer la surface impactée ont été présentés.

La seconde partie s'est intéressée à la modélisation de l'écoulement lors de la formation et dispersion du spray, suivie des échanges thermiques et dépôt sur une paroi. Pour la simulation de la phase continue (ou phase fluide), la méthode RANS est préférée aux méthodes DNS et LES qui sont plus coûteuses en stockage de mémoire et en temps de calcul. Pour la simulation de la phase dispersée, l'approche lagrangienne reste l'approche de référence. Cependant pour des cas polydispersés instationnaires et lorsque la topographie de l'écoulement se complexifie (comme à l'intérieur d'un échangeur), le nombre de particules à lancer pour obtenir une valeur statistique fiable est plus important et le coût de calcul augmente. Au contraire, l'approche eulérienne décrit les particules de manière continue et nécessite de résoudre une équation pour chaque moment considéré (environ 3). Par conséquent, l'approche eulérienne est pressentie comme une approche alternative aux approches lagrangiennes et a donc été choisie pour simuler la phase dispersée. Néanmoins, les approches eulériennes présentent des difficultés pour simuler avec précision les régions à fort gradient de vitesse. Pour pallier ces difficultés, **un modèle de formation de spray a été couplé à l'approche eulérienne.**

Trois approches eulériennes ont ensuite été détaillées : l'approche multi-fluide (ou sectionnelle), l'approche de quadrature des moments et l'approche de reconstruction de la NDF. Les deux premières approches sont plus lourdes en temps de calcul et plus difficiles à implémenter. Elles rencontrent également des difficultés à prendre en compte l'évaporation. **La méthode de reconstruction de la NDF a donc été choisie.**

Un état de l'art des différents modèles d'échanges thermiques lors de la brumisation d'une paroi chauffée a ensuite été exposé. Ces modèles reposent tous sur des hypothèses simplificatrices et des corrélations empiriques notamment pour la détermination du débit de gouttes collectées, de la surface impactée et des coefficients convectifs. Les modèles présentés sont principalement des modèles 1D ainsi que quelques modèles 2D. Ces derniers sont limités à des structures simples et reposent sur les mêmes hypothèses que les modèles 1D.

Afin de modéliser le flux de gouttelettes d'eau impactant une paroi autrement qu'à partir de corrélations empiriques, les modèles de dépôt empiriques et eulériens ont été détaillés. Les modèles empiriques sont très simples d'utilisation mais reposent sur des données expérimentales qui ont un certain domaine d'application. De plus, les équations sur lesquelles reposent ces modèles manquent généralement de sens physique. Parmi les modèles eulériens présentés, les modèles à gradient de diffusion sont les plus intéressants en raison de leur simplicité de d'implémentation, leur sens physique ainsi qu'une intégration sans difficulté du phénomène de thermophorèse.

Pour conclure, très peu d'études traitent de la simulation de l'interaction spray / paroi d'un échangeur à l'aide d'un code CFD. La simulation CFD permet la prise en compte de la dispersion des gouttelettes d'eau et une analyse paramétrique simple et peu coûteuse. Par conséquent, il est intéressant de contribuer au **développement d'un outil numérique CFD permettant de simuler l'impact d'un spray sur une plaque chauffée.**

## **Chapitre II. Modèle de spray**

## II.1. Introduction

Le premier chapitre a permis de déterminer l'approche la mieux adaptée pour simuler des écoulements diphasiques avec échanges pariétaux non isothermes. Ainsi ce deuxième chapitre présente le modèle de spray permettant de simuler la dispersion de gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air et leur impact sur une paroi chauffée. Ce modèle de spray s'appuie sur les travaux de Lacour et al. [109] qui ont récemment développé un modèle analytique de type gaussien permettant d'évaluer la surface mouillée d'un échangeur de chaleur exposé à un spray de gouttelettes d'eau. Leur modèle est décomposé en deux étapes : la formation du spray et la dispersion du spray. La partie microphysique de leur modèle repose sur des bilans d'énergie et de masse sur l'eau et l'air et un rayon moyen est considéré. Leurs résultats ont montré que la surface mouillée est très sensible au taux d'évaporation et à la taille des gouttes.

Afin d'étendre ce modèle, une distribution en taille de goutte est utilisée afin de mieux prendre en compte l'effet de la taille des gouttes. En effet, le chapitre I a montré que la taille des gouttes a une influence sur les phénomènes comme l'évaporation, la dispersion, la sédimentation ou encore le dépôt. L'importance de considérer une distribution en taille de goutte permet de mieux représenter la granulométrie du spray et donc les hétérogénéités dues aux différentes tailles de gouttes. Pour représenter la distribution en taille de goutte, la loi lognormale a été choisie.

Les travaux de Lacour [109] ont également été enrichis à la fois sur la phase formation du spray en ajoutant l'évaporation des gouttes d'eau et à la fois sur la phase de dispersion en utilisant un modèle CFD de transport et d'advection à la place d'une dispersion gaussienne. La partie microphysique a également été modifiée et s'appuie désormais sur la microphysique du modèle de Bouzereau et al. [14] qui repose sur l'utilisation de trois variables transportées : la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , l'humidité spécifique totale (vapeur + liquide),  $q_w$ , toutes les deux conservatives pour le processus d'évaporation et de la concentration en nombre de goutte,  $N_c$ , afin de suivre l'évolution du spectre du spray.

Le modèle de spray est décrit (Figure II.1.1). Il se décompose en deux étapes : la formation du spray et la dispersion du spray. La modélisation de la formation du spray est basée sur une approche balistique et l'évaporation des gouttes est considérée à l'aide de l'équation de décroissance d'une goutte. La seconde étape du modèle de spray est la dispersion du spray qui est

simulée à l'aide de Code\_Saturne. Les équations de chacune des variables transportées sont présentées. Une approche de terme source est utilisée afin d'implémenter les phénomènes d'évaporation et de sédimentation dans les équations transportées. Enfin, la dernière partie du modèle de spray concerne l'interaction entre le spray de gouttelettes d'eau et la paroi chauffée qui est pris en compte lors de la définition des conditions limites à la plaque.

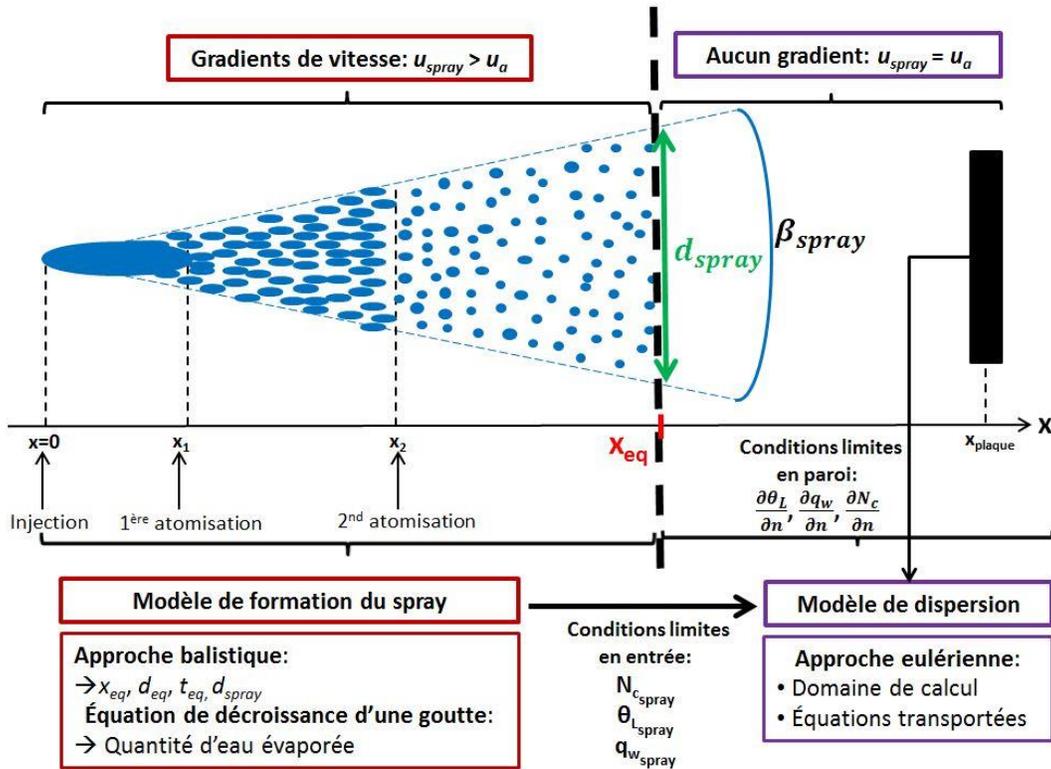


Figure II.1.1: Schéma du modèle de spray

## II.2. Modèle 0D de formation du spray

La formation du spray débute sous la forme d'un corps liquide en sortie de la buse qui est en expansion (Figure II.2.1). Son épaisseur diminue et des ligaments se forment en plusieurs endroits du jet. Ces ligaments de diamètres variables se décomposent une première fois en plusieurs gouttes d'eau. Cette première atomisation (également appelée fragmentation primaire) est due aux instabilités de surface du corps liquide. Puis des forces aérodynamiques induites par la vitesse relative entre les gouttes et l'air environnant sont responsables de l'éclatement des gouttes en plusieurs gouttelettes de plus petites tailles. Il s'agit de la seconde atomisation (ou fragmentation secondaire). Entre la première et la deuxième atomisation, l'expansion du spray est linéaire avec le temps d'après les travaux de Kolakaluri et al. [110] qui ont modélisé avec succès la première et la seconde atomisation pour des sprays dans les moteurs. Afin de prendre en compte la formation du spray dans le modèle de spray, une approche balistique d'une goutte est utilisée. Cette approche balistique permet notamment de déterminer la position pour laquelle les gouttelettes atteignent la vitesse de l'air, ainsi que la taille du spray en cette position.

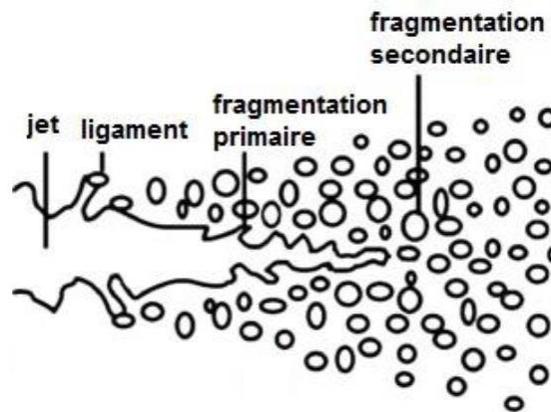


Figure II.2.1: Mécanisme de la désintégration [111]

### II.2.1. Balistique d'une goutte d'eau

Une goutte isolée est injectée par une buse avec la vitesse initiale,  $v_{p,0}$ , dans un écoulement supposé uniforme à la vitesse,  $u_a$ . Elle est soumise à son poids et aux frottements avec l'air. L'équation de l'accélération d'une goutte est la suivante :

$$m_p \cdot \vec{a}_p = \vec{P} + \vec{F}_{aéro} \quad (\text{II.2.1})$$

En supposant que la force aérodynamique,  $\vec{F}_{aéro}$ , varie linéairement avec la vitesse et se répartit également dans les directions  $x$  et  $z$ ,  $F_{aéro,x}$  et  $F_{aéro,z}$  s'écrivent :

$$F_{aéro,x} = \frac{3\mu_a \cdot d_p}{2} (u_a - v_{x,p}) \quad (\text{II.2.2})$$

$$F_{aéro,z} = -\frac{3\mu_a \cdot d_p}{2} \cdot v_{z,p} \quad (\text{II.2.3})$$

Après projection de l'équation (II.2.1) sur l'axe  $x$  et  $z$  et une intégration du système à deux équations, les équations (II.2.4) et (II.2.5) des vitesses des particules projetées sur chaque axe  $v_x$  et  $v_z$  sont obtenues :

$$v_{x,p} = u_a + (v_{p,0} \cdot \cos \alpha - u_a) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (\text{II.2.4})$$

$$v_{z,p} = \frac{g}{\lambda} + (v_{p,0} \cdot \sin \alpha - \frac{g}{\lambda}) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (\text{II.2.5})$$

Avec  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $v_{p,0}$  est la vitesse de la goutte à la sortie de la buse d'injection. La vitesse d'éjection est liée à des caractéristiques de la buse : le diamètre de l'orifice de sortie de la buse,  $d_{hole}$ , et le débit massique,  $\dot{m}_L$  :

$$v_{p,0} = \frac{4 \cdot \dot{m}_L}{\rho_L \cdot \pi \cdot d_{hole}^2} \quad (\text{II.2.6})$$

Et  $\lambda = 9 \cdot \mu_a / (\rho_L \cdot \bar{d}^2)$  avec  $\mu_a$  la viscosité dynamique de l'air et  $\bar{d}$  un diamètre représentatif du spray. Le diamètre moyen généralement considéré dans le domaine des sprays est le diamètre moyen de Sauter (SDM). En effet, le SDM est très utilisé dans des applications pour lesquelles la surface active est très importante.

En intégrant les équations (II.2.4) et (II.2.5), les trajectoires de la particule isolée au cours du temps obtenus sont :

$$x_p = u_a \cdot t - \frac{1}{\lambda} (v_{p,0} \cdot \cos \alpha - u_a) \cdot (\exp(-\lambda \cdot t) - 1) \quad (\text{II.2.7})$$

$$z_p = \frac{g \cdot t}{\lambda} - \frac{1}{\lambda} \left( v_{p,0} \cdot \sin \alpha - \frac{g}{\lambda} \right) \cdot (\exp(-\lambda \cdot t) - 1) \quad (\text{II.2.8})$$

La position entre la buse d'injection et la fin de la formation du spray, notée  $x_{eq}$ , et le temps,  $t_{eq}$ , pris par les gouttelettes pour atteindre la vitesse de l'air,  $u_a$ , sont déduits de ces équations. Dans le cas d'une injection des gouttelettes d'eau à contre-courant de l'écoulement, la position  $x_{eq}$  est négative, tandis qu'elle est positive pour une injection à co-courant. En utilisant  $t_{eq}$  et l'équation (II.2.7), la distance parcourue par les gouttelettes lors de la formation du spray,  $d_{eq}$ , est calculée. La Figure II.2.2 présente un schéma de la formation du spray dans un écoulement d'air.

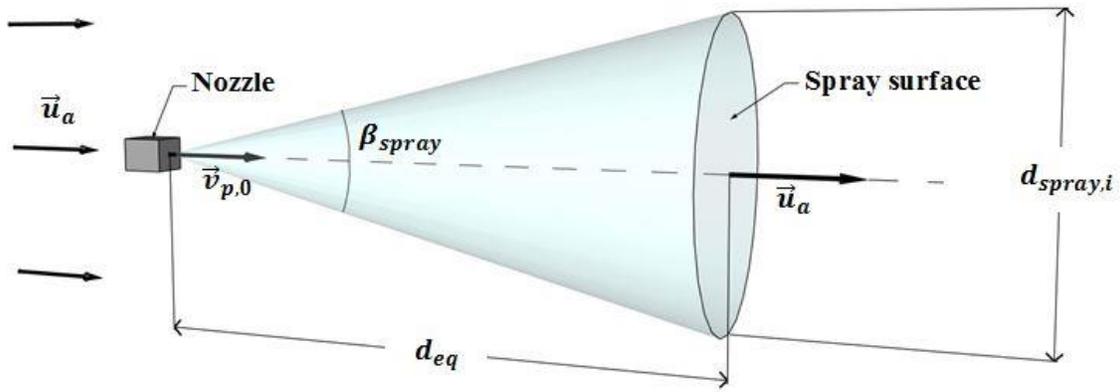


Figure II.2.2: Schéma de la formation du spray

Le diamètre du spray,  $d_{spray,i}$ , à la position  $x_{eq}$  est déduit à partir de l'angle du spray,  $\beta_{spray}$ , et de la distance parcourue,  $d_{eq}$  grâce à la relation suivante :

$$d_{spray,i} = 2 d_{eq} \cdot \tan \frac{\beta_{spray}}{2} \quad (\text{II.2.9})$$

L'angle du spray,  $\beta_{spray}$ , est une caractéristique de la buse d'injection. Elle est généralement donnée par le constructeur, ou bien obtenue expérimentalement.

La position  $x_{eq}$ , le temps  $t_{eq}$  et la distance  $d_{eq}$  fluctuent selon les paramètres de simulation ( $u_a$ ,  $\dot{m}_L$ ,  $d_{32}, \dots$ ). Ces fluctuations peuvent par exemple être observées sur la Figure II.2.3 pour deux vitesses d'écoulement différentes. La vitesse des gouttes et la distance parcourue à partir de l'injection des gouttes d'eau dans le cas d'une injection à contre-courant de l'écoulement

( $\alpha = 180^\circ$ ) sont présentées. Deux vitesses d'écoulement sont comparées :  $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$ .

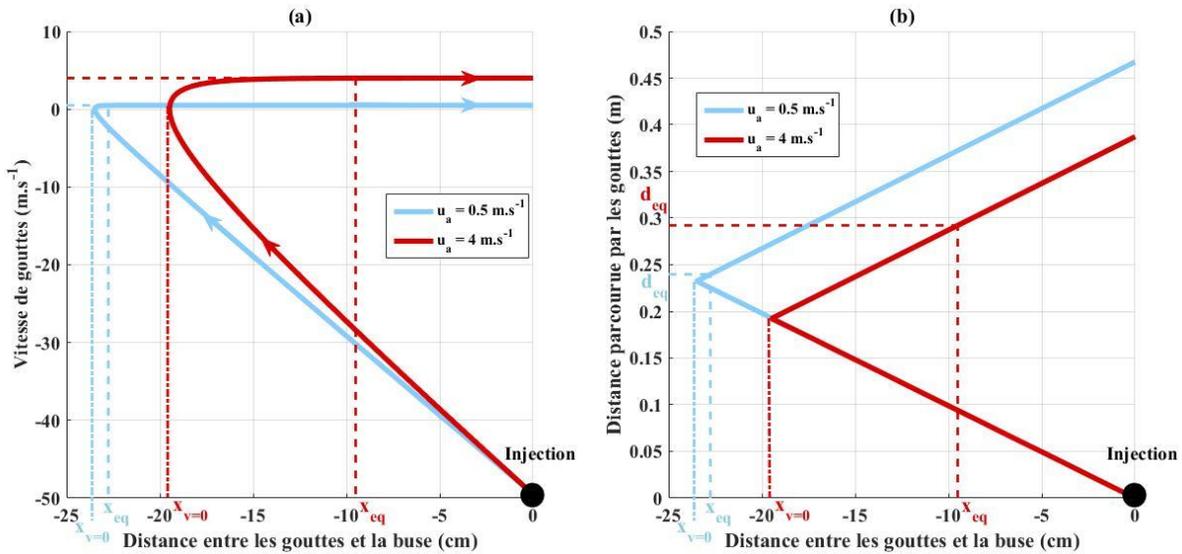


Figure II.2.3: Comparaison de deux vitesses d'air  $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$  pour : (a) l'évolution de la vitesse des gouttes et (b) de la distance parcourue en fonction de la distance entre les gouttes et la buse.

Pour une injection à contre-courant, deux phases se distinguent. La première phase est caractérisée par une vitesse  $v_x$  négative, tandis que la seconde est caractérisée par une vitesse  $v_x$  positive. En effet, lorsque des gouttes sont injectées à contre-courant, elles remontent tout d'abord l'écoulement jusqu'à ce que leur vitesse s'annule du fait des frottements avec l'air. Plus la vitesse de l'écoulement est grande, plus la force de traînée est importante et plus la vitesse des gouttes s'annule rapidement. Par exemple, pour  $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $v_x$  s'annule à la position  $x_{v=0} = -19 \text{ cm}$ , tandis que pour  $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $v_x$  s'annule à  $x_{v=0} = -23 \text{ cm}$ . Par conséquent, pendant la première phase les gouttes parcourent une plus petite distance lorsque la vitesse de l'écoulement est élevée. La Figure II.2.3 permet d'observer que la distance parcourue par les gouttelettes, notée  $d_{eq}$ , est égale à  $d_{eq} = 0,24 \text{ m}$  pour  $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ , tandis que pour  $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$  la distance parcourue diminue de 4 cm ( $d_{eq} = 0,20 \text{ m}$ ).

Au début de la seconde phase, les gouttelettes commencent à voler dans la même direction que l'air ( $v_x > 0$ ). En effet, grâce à leur faible inertie, elles sont emportées par l'écoulement. Dans cette zone de croisement des gouttes, entre celles qui remontent l'écoulement ( $v_x < 0$ ) et celles qui sont ré-emportées par l'écoulement ( $v_x > 0$ ), aucune collision ou perturbation dans la trajectoire

des gouttes est supposée. Lorsque les gouttelettes d'eau atteignent la position,  $x_{eq}$ , leur vitesse est égale à celle de l'air. La distance parcourue durant cette seconde étape dépend de l'inertie des gouttes et également de la vitesse de l'air. Par exemple, pour  $u_a = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ , la distance parcourue entre  $v_x = 0$  et  $v_x = u_a$  est inférieure à 1 cm, tandis que pour  $u_a = 4 \text{ m.s}^{-1}$ , les gouttelettes parcourent 10 cm pour atteindre la vitesse de l'air. La position  $x_{eq}$  est alors plus proche de la position de la buse d'injection, et la distance totale parcourue durant les deux phases est un peu plus grande lorsque la vitesse de l'écoulement est élevée. Ainsi, selon l'équation (II.2.9), le diamètre du spray,  $d_{spray}$ , est plus grand pour des vitesses d'écoulement élevées.

L'approche balistique permet donc de calculer la position  $x_{eq}$  et la distance parcourue  $d_{eq}$  pendant la formation du spray. La taille du spray,  $d_{spray,i}$ , est ensuite déduite de l'équation (II.2.9). Le temps de la formation du spray, notée  $t_{eq}$ , est également calculé à partir de la vitesse des gouttes,  $v_x$ , et de la distance parcourue,  $d_{eq}$ . La partie suivante présente l'intégration de l'évaporation dans l'étape de formation du spray.

## II.2.2. Modèle d'évaporation

Pour calculer la quantité d'eau qui s'évapore durant la formation du spray, l'équation de la décroissance d'une goutte développée par Pruppacher et al. [112] est utilisée :

$$r \frac{dr}{dt} = A_3 \cdot s \quad (\text{II.2.10})$$

Où  $r$  est le rayon de la goutte, et  $A_3$  et  $s$  sont définis par les équations (II.2.11) et (II.2.12) :

$$A_3 = \left[ \frac{\rho_L \cdot R_v \cdot T_a}{p_{v,sat} \cdot D_v} + \frac{L_{evap} \cdot \rho_v}{\lambda_a \cdot T_a} \left( \frac{L_{evap}}{T_a \cdot R_v} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.2.11})$$

$$s = \frac{p_v}{p_{v,sat}} - 1 \quad (\text{II.2.12})$$

Avec  $\rho_L$  et  $\rho_v$  les masses volumiques de l'eau liquide et de la vapeur d'eau respectivement,  $R_v$  la constante des gaz spécifique pour la vapeur d'eau,  $p_v$  et  $p_{v,sat}$  les pressions partielle et de vapeur saturante,  $L_{evap}$  la chaleur latente de vaporisation,  $\lambda_a$  la conductivité thermique de l'air sec et  $D_v$  est le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau.

Lorsque l'air est saturé ( $p_v \geq p_{v,sat}$ ), la valeur de  $s$  est positive, et le processus de condensation a lieu. La vapeur se condense en eau liquide sur les gouttelettes. Ainsi la taille des gouttes augmente. A l'inverse, lorsque  $s$  est négatif, l'air n'est pas saturé en vapeur d'eau et l'évaporation a lieu. L'eau liquide provenant des gouttes d'eau est transformée en vapeur d'eau. Les paramètres  $A_3$  et  $s$  varient très peu avec le temps. Comme les temps de formation du spray,  $t_{eq}$ , sont petits ( $< 0,1$  s), l'équation (II.2.10) est ainsi intégrée afin de déterminer la diminution du rayon médian de la distribution de la loi lognormale :

$$\int_{r_{med}(t=0)}^{r_{med}(t_{eq})} r \cdot dr = A_3 \cdot s \cdot \int_{t=0}^{t_{eq}} dt \quad (\text{II.2.13})$$

Le rayon médian de la distribution en taille de goutte au début de régime de dispersion est obtenu. Comme  $t_{eq}$  est très petit ( $< 0,1$  s), le nombre total de gouttes est supposé constant durant tout le processus de formation du spray. La fraction liquide,  $q_L$ , est obtenue à partir de la relation qui relie  $q_L$  à la taille des gouttes,  $r_{med}$ , et au nombre total des gouttes,  $N_c$  :

$$\rho_a \cdot q_L = \frac{4}{3} \pi \cdot r_3^3 \cdot \rho_L \cdot N_c \quad (\text{II.2.14})$$

Avec  $r_3 = r_{med} \cdot \exp\left(\frac{3}{2} \sigma_c^2\right)$  le rayon volumique moyen.

La fraction liquide ( $\Delta q_L$ ) varie à l'opposé de la fraction vapeur, ( $\Delta q_v$ ). En supposant que le refroidissement de l'air dû à l'évaporation est isenthalpique, la température de l'air à l'intérieur de la région du spray ( $d_{spray}$ ), notée  $T_{a,spray}$ , est calculée à partir de l'équation (II.2.15):

$$T_{a,spray} = T_a - \frac{L_{evap}}{C_{p,a}} \cdot \Delta q_v \quad (\text{II.2.15})$$

Une température adimensionnelle,  $T^*$  peut également être définie (Halasz [113]) à partir de la température de bulbe humide,  $T_{wb}$  :

$$T^* = \frac{(T_a - T_{a,spray})}{(T_a - T_{wb})} \quad (\text{II.2.16})$$

Dans le cas où  $T^* = 1$ , l'évaporation des gouttes d'eau durant la formation du spray permet d'atteindre la température de saturation adiabatique  $T_{wb}$  dans la région de formation du spray. Dans le cas où aucune goutte ne s'évapore, la température  $T_{a,spray}$  à l'intérieur de la surface du spray est la même que la température ambiante  $T_a$ , et  $T^* = 0$ . Les grandeurs utiles ainsi que les équations nécessaires pour les obtenir sont rappelées dans le Tableau II.2.1.

**Tableau II.2.1. Équations nécessaires et signification des grandeurs utiles du modèle de formation du spray à la définition des conditions limites**

Notations	Équations	Signification
$x_{eq}, t_{eq}, d_{eq}$	(II.2.4) et (II.2.7)	Position de la fin de la formation du spray, temps et distance parcourus par les gouttes pendant le modèle de formation
$d_{spray,i}$	(II.2.9)	Diamètre du spray à la fin de la formation du spray
$r_{med}(t_{eq})$	(II.2.13)	Rayon médian des gouttes à la fin de la formation du spray
$T^*$	(II.2.15) et (II.2.16)	Température adimensionnelle permettant de savoir si le mélange air/eau est proche ou non de la saturation de l'air

Ce modèle 0D de formation de spray est utilisé pour déterminer les conditions limites du modèle CFD 3D de dispersion de spray. Une analyse de sensibilité de plusieurs paramètres est réalisée dans le chapitre III. Cette analyse montre l'impact de la prise en compte de l'évaporation durant la phase de formation du spray.

### II.3. Modèle CFD 3D de dispersion du spray

Code\_Saturne est un logiciel libre de simulation numérique. Il est développé par EDF depuis 1997. Il est basé sur l'approche des volumes finis, et permet donc d'utiliser tout type de maillage : structuré, non-structuré, par bloc, hybride,... et tout type d'éléments : tétraèdres, hexaèdres, polyèdres quelconques. Plusieurs types d'écoulement peuvent être modélisés à l'aide de Code\_Saturne : 2D, 3D, stationnaires ou instationnaires, incompressibles, dilatables, isothermes ou non, en régime laminaire ou turbulent. Des modules ont été développés pour des physiques particulières telles que la combustion de gaz, charbon ou fuel lourd, le transfert radiatif dans les milieux semi-transparents, le suivi de particules à l'aide de la modélisation lagrangienne, les écoulements atmosphériques.

Le système d'équations résolu par Code\_Saturne est constitué des équations de Navier-Stokes, des équations du modèle de turbulence, ainsi que des équations de transport des variables scalaires. Les formules générales de ces équations sont présentées en détail dans le guide théorique de Code\_Saturne [114].

La dispersion des gouttelettes d'eau débute lorsque leur vitesse est égale à la vitesse de l'écoulement d'air. Elle est gouvernée par les équations de quantité de mouvement pour des écoulements turbulents. Concernant le modèle de turbulence, Montazeri et al. [115] ont étudié l'impact de 5 modèles de turbulence dont les modèles de premier ordre  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ , et le modèle de second ordre RSM (Reynolds Stress Model). Ils n'ont pas observé d'influence significative entre les différents modèles de turbulence sur leurs résultats. Le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  a été choisi pour sa robustesse. Les équations de Navier-Stokes et du modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  sont résolues dans Code\_Saturne et ont déjà été présentées dans la partie I.3.2.3, elles ne seront donc pas détaillées de nouveau dans cette partie.

Dans Code\_Saturne, des équations de transport de variables scalaires peuvent être ajoutées dans le système d'équation. Les deux variables thermodynamiques présentées dans la partie I.2.6, à savoir la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , et l'humidité spécifique de l'eau totale,  $q_w$ , ont été ajoutées comme variable scalaire. La concentration en nombre de goutte,  $N_c$ , a également été ajoutée afin de suivre le spectre en taille du spray. Les équations de ces trois variables scalaires sont présentées dans la suite de cette partie.

### II.3.1. Équations de conservation de l'énergie et de la masse d'eau

Usuellement, l'équation de l'énergie résolue dans les modèles CFD est l'équation pour la température ou l'enthalpie spécifique. L'équation de l'énergie peut s'écrire en température potentielle :

$$\rho_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) \theta = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right] - \rho_a \frac{L_{evap}}{C_{p,a}} \frac{\theta}{T_a} \left[ \left( \frac{\partial q_L}{\partial t} \right)_{E/C} + \left( \frac{\partial q_L}{\partial t} \right)_S \right] \quad (\text{II.3.1})$$

Avec  $\rho_a$  la masse volumique de l'air humide,  $\lambda_a$  la conductivité thermique,  $\mu_t = \rho_a \nu_t$  la viscosité dynamique turbulente,  $\sigma_t$  le nombre de Prandtl turbulent considéré égal à 1,  $C_{p,a}$  la capacité calorifique massique de l'air et  $u_i$  la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse de l'écoulement.

Les deux derniers termes correspondent respectivement au terme source ou puit dû à l'évaporation ou la condensation entre l'eau liquide et la vapeur d'eau et au terme dû à la sédimentation des gouttes. A l'aide des équations (I.2.22) et (I.2.23) l'équation de l'énergie peut s'écrire en fonction de la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , qui est conservative pour les processus d'évaporation/condensation. Le terme source dû à l'évaporation/condensation n'est donc plus présent dans l'équation de l'énergie écrite en température potentielle liquide :

$$\rho_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) \theta_L = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \theta_L}{\partial x_i} \right] - \rho_a \frac{L_{evap}}{C_{p,a}} \frac{\theta}{T_a} \left( \frac{\partial q_L}{\partial t} \right)_S \quad (\text{II.3.2})$$

Les équations de transport du contenu spécifique en vapeur d'eau,  $q_v$ , et en eau liquide,  $q_L$  s'écrivent :

$$\rho_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) q_v = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial q_v}{\partial x_i} \right] + \rho_a \left( \frac{\partial q_v}{\partial t} \right)_{E/C} \quad (\text{II.3.3})$$

$$\rho_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) q_L = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial q_L}{\partial x_i} \right] + \rho_a \left( \frac{\partial q_L}{\partial t} \right)_{E/C} + \rho_a \left( \frac{\partial q_L}{\partial t} \right)_S \quad (\text{II.3.4})$$

La totalité de la quantité d'eau liquide qui s'évapore étant transformée en vapeur d'eau, la variation de la quantité de vapeur d'eau est l'opposée de la variation de l'eau liquide :

$$\left(\frac{\partial q_v}{\partial t}\right)_{E/D} = -\left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_{E/C} \quad (\text{II.3.5})$$

Le terme  $\left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_S$  dans l'équation (II.3.4) est le terme de sédimentation. Ce dernier n'intervient que dans l'équation de l'humidité spécifique de l'eau liquide puisque la sédimentation n'influence que les gouttelettes d'eau. Ainsi, en sommant les équations (II.3.3) et (II.3.4), l'équation de transport de la quantité totale en eau liquide est :

$$\rho_a \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i}\right) q_w = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial q_w}{\partial x_i} \right] + \rho_a \left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_S \quad (\text{II.3.6})$$

L'utilisation de  $\theta_L$  et  $q_w$  a donc permis d'éliminer les termes de changement de phase dans les équations de transport.

### II.3.2. Équation de la concentration en nombre de gouttes

L'évolution du spectre de gouttes a été implémentée en utilisant l'approche semi-spectrale développée par Caro [116] et étendue par Bouzereau [20]. Leur approche de termes sources est très facile d'implémentation et correspond à de faibles coûts de calcul. L'équation de transport pour le nombre de gouttes,  $N_c$  s'écrit :

$$\rho_a \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i}\right) N_c = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda_a}{C_{p,a}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial N_c}{\partial x_i} \right] + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{E/C} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_N + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_S \quad (\text{II.3.7})$$

Les trois derniers termes de l'équation représentent respectivement les termes sources/puits de l'évaporation/condensation, de la nucléation et de la sédimentation.

La nucléation décrit l'activation des aérosols capables de servir de noyaux de condensation pour la formation de gouttelettes d'eau. Ce phénomène de nucléation est négligé. Cela revient à supposer que la condensation est réalisée sur les gouttelettes d'eau déjà présentes. Ainsi la condensation n'a pas d'effet sur  $N_c$  et le terme de nucléation dans l'équation (II.3.7) est nul :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_N = 0 \quad (\text{II.3.8})$$

Il reste donc à modéliser les termes d'évaporation et de sédimentation.

### II.3.2.1. Le terme source pour l'évaporation

Pour modéliser le terme source dû à l'évaporation, l'approche de Chaumerliac et al. [117] a été utilisée. Cette approche consiste à évaporer totalement les gouttes dont le rayon est inférieur à un rayon critique,  $r_{crit}$ . En utilisant l'équation (II.2.10) de décroissance d'une goutte utilisée dans la zone de formation du spray et en intégrant cette équation sur le pas de temps de simulation,  $\Delta t$ , la valeur de ce rayon critique est obtenue en intégrant l'équation (II.2.10) de décroissance d'une goutte :

$$r_{crit} = \sqrt{-2 \cdot A_3 \cdot s \cdot \Delta t} \quad (\text{II.3.9})$$

Avec  $A_3$  et  $s$  définis dans les équations (II.2.11) et (II.2.12) respectivement. Le paramètre  $s$  étant toujours négatif lorsque l'évaporation des gouttes est possible, l'équation (II.3.9) est toujours définie. Le terme source dû à l'évaporation s'écrit donc :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_E = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{r_{crit}} \frac{N_c}{\sqrt{2\pi} \cdot r \cdot \sigma_c} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2 \cdot \sigma_c^2} \left(\ln \frac{r}{r_{med}}\right)^2\right) \cdot dr \quad (\text{II.3.10})$$

La part de la distribution lognormale qui s'évapore pendant le temps  $dt$  est représentée sur la Figure II.3.1 (zone hachurée en vert).

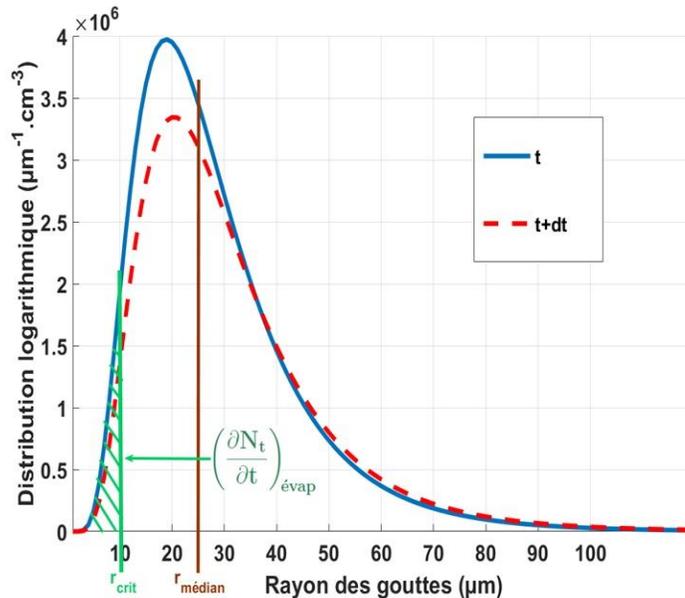


Figure II.3.1: Représentation de l'impact de l'évaporation sur la distribution lognormale.

En considérant que la quantité d'eau évaporée ne dépend pas de la taille des gouttes, (c'est-à-dire que la même quantité d'eau s'évapore pour les gouttes de petites tailles que les gouttes de grandes tailles) cela suppose que le rayon médian des gouttes et l'écart type logarithmique sont constants. La quantité d'eau qui s'évapore est alors retranchée au nombre de gouttes et le spectre des gouttes est recalculé au temps  $t + dt$  (courbe en pointillés rouges).

### II.3.2.2. Le terme source de la sédimentation

La sédimentation des gouttelettes d'eau est le phénomène responsable de la chute des gouttelettes d'eau due à la pesanteur. Les gouttelettes d'eau ont une masse et sont donc sensibles à la gravité. Le phénomène de sédimentation est donc d'autant plus important que la taille des gouttes est grande. Une vitesse de sédimentation est définie. Cette vitesse est une vitesse verticale de chute pour les gouttes d'eau et dépend du rayon des gouttes,  $r$  :

$$v_s(r) = \frac{C_c \cdot \rho_L \cdot g \cdot (2 \cdot r)^2}{18 \rho_a \cdot \nu_a} \quad (\text{II.3.11})$$

Avec  $g$  l'accélération de la pesanteur (en  $\text{m.s}^{-2}$ ) et  $C_c$  le facteur de correction pour le glissement qui a pour expression :

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \left[ 1,257 + 0,4 \exp\left(-\frac{1,1 d_p}{2\lambda}\right) \right] \quad (\text{II.3.12})$$

Avec  $\lambda$  le libre parcours moyen de l'air qui est considéré égale à 65 nm pour une pression de 1 atm et une température de 298 K. Le Tableau II.3.1 présente les valeurs de  $C_c$  pour différents diamètres [118] :

Ce facteur de glissement est généralement considéré égal à 1 pour des diamètres de gouttes supérieurs à 10  $\mu\text{m}$ . L'erreur relative sur le coefficient de diffusion Brownien,  $D_B$ , reste inférieure à 2 % pour des diamètres de goutte supérieurs à 10  $\mu\text{m}$ . Pour des tailles de gouttes de 30  $\mu\text{m}$ , la vitesse des gouttes est relativement faible, de l'ordre de quelques  $\text{cm.s}^{-1}$ .

**Tableau II.3.1. Valeur du coefficient de glissement,  $C_c$  en fonction du diamètre des gouttes (en  $\mu\text{m}$ )**  
[118]

Diamètres (en $\mu\text{m}$ )	$C_c$
0,1	2,850
0,2	1,865
0,5	1,326
1,0	1,164
2,0	1,082
5,0	1,032
10	1,016
20	1,008
50	1,003
100	1,0016

Afin de prendre en compte la sédimentation dans l'équation de la concentration en nombre de goutte, le gradient vertical du flux de sédimentation est le suivant :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_s = \frac{\partial}{\partial z} \left( \int v_s(r) \cdot n_c(r) \cdot dr \right) \quad (\text{II.3.13})$$

La vitesse de sédimentation s'écrivant  $v_s(r) = Cte \times r^2$ , et la distribution en taille de gouttes étant lognormale, l'équation (II.3.13) s'écrit :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_s = \frac{\partial}{\partial z} (N_c \cdot v_s(r_3) \cdot e^{-\sigma_c^2}) \quad (\text{II.3.14})$$

Dans les équations de  $\theta_L$  (II.3.3) et de  $q_w$  (II.3.4), le terme de sédimentation s'écrit en fonction de  $\left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_s$  qui est défini par la relation suivante :

$$\left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_s = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} \left( \int \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot \rho_L \cdot v_s(r) \cdot n_c(r) \cdot dr \right) \quad (\text{II.3.15})$$

Et qui se simplifie grâce à la loi lognormale :

$$\left(\frac{\partial q_L}{\partial t}\right)_s = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a \cdot q_L \cdot v_s(r_3) \cdot e^{5\sigma_c^2}) \quad (\text{II.3.16})$$

La partie suivante présente l'expression des conditions aux limites pour les équations de  $\theta_L$ ,  $q_w$  et  $N_c$ .

### II.3.3. Conditions limites

Dans Code\_Saturne, plusieurs conditions aux limites de référence sont définies. Ces conditions aux limites ne sont utilisées que dans les configurations simples, telles que l'échange convectif entre un écoulement d'air et une paroi chauffée. Lorsqu'un spray de gouttelettes d'eau est utilisé pour refroidir une plaque chauffée, les conditions aux limites sont plus complexes. Dans la suite de cette partie, les conditions aux limites présentées dans Code\_Saturne sont tout d'abord décrites. Puis les conditions aux limites propres à l'utilisation d'un spray sur une plaque chauffée sont présentées.

#### II.3.3.1. Conditions limites standard

Les conditions aux limites imposées aux différentes faces du domaine sont de deux types : les conditions de type Neumann pour lesquelles un flux est imposé ; et les conditions de type Dirichlet pour lesquelles la valeur de la variable est imposée.

##### II.3.3.1.1. Faces de type entrée du domaine :

Pour les faces d'entrée du domaine, une condition de type Dirichlet est utilisée. Ainsi, pour chaque variable transportée, une valeur doit être imposée. Pour le champ de pression, une condition de Neumann homogène est utilisée.

##### II.3.3.1.2. Faces de type sortie du domaine

Pour les faces de sortie du domaine, une condition de Neumann homogène est utilisée pour chaque variable transportée. Pour le champ de pression une condition de type Dirichlet est imposée de sorte que le profil de pression ne varie pas dans la direction normale de la face de sortie. Le champ de pression est défini à partir d'une constante qui est fixée à la pression de référence,  $P_0$ .

##### II.3.3.1.3. Faces de type symétrie du domaine

Pour les faces de type symétrie, une condition de Neumann homogène est utilisée pour tous les champs scalaires (par exemple pour le champ de pression ou le champ de température). Pour les vecteurs tels que les champs de vitesse, une condition de Dirichlet est utilisée pour imposer une valeur nulle à la composante normale de la vitesse à la face de symétrie, tandis qu'une condition de Neumann homogène est imposée pour les composantes tangentielles.

### II.3.3.1.4. Faces de type paroi du domaine

Pour la condition limite pour le champ de pression, une condition de Neumann homogène est utilisée. Pour la vitesse, le but est de transformer la condition de Dirichlet (vitesse égale à zéro à la paroi ou égale à la vitesse de la paroi si celle-ci est en mouvement) en une condition de Neumann pour laquelle le tenseur de contrainte à la paroi est imposé en fonction de la vitesse de l'écoulement local et des caractéristiques turbulentes. Les lois de parois usuelles sont utilisées. Celles-ci sont notamment utilisées pour modéliser les régions voisines des parois en substituant la condition de Dirichlet sur la vitesse de l'écoulement par une condition de type Robin qui lie le tenseur de contrainte à la vitesse du fluide. L'objectif des fonctions de paroi est d'augmenter le coefficient d'échange pour refléter le niveau de mélange plus élevé prenant place effectivement dans la région proche paroi due à la turbulence et les gradients de vitesse plus importants. En effet, une correction doit être apportée au profil linéaire supposé dans chaque maille par la discrétisation en volumes finis. La correction apportée par les lois de paroi résulte de l'utilisation de profils de vitesse non-linéaire plus proches de la réalité. Les lois de paroi sont définies à partir de la vitesse,  $u^+$ , et de la distance à la paroi,  $y^+$ , adimensionnées :

$$u^+ = \frac{u_{a,I}}{u^*} \quad (\text{II.3.17})$$

$$y^+ = \frac{y_I \cdot u^*}{\nu} \quad (\text{II.3.18})$$

Avec  $u_{a,I}$  et  $y_I$  respectivement la vitesse et la distance entre la plaque et la maille adjacente à la paroi, et  $u^*$  la vitesse de friction définie qui peut être s'écrire en fonction du coefficient de frottement,  $C_f$ , ou à partir du tenseur de contrainte,  $\tau_{paroi}$ :

$$u^* = u_{a,I} \cdot \sqrt{\frac{C_f}{\rho}} \quad (\text{II.3.19})$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_{paroi}}{\rho}} \quad (\text{II.3.20})$$

La solution de Blasius en couche limite dynamique est utilisée comme corrélation pour le coefficient de frottement local :

$$C_{f,x} = 0,664 . Re_x^{-1/2} \quad (\text{II.3.21})$$

Le coefficient de frottement global s'écrit :

$$C_{f,L} = 2 \times 0,664 . Re_L^{-1/2} \quad (\text{II.3.22})$$

Avec :  $Re_L = \frac{u_a . L_c}{\nu_a}$  et  $L_c$  la longueur caractéristique de la plaque considérée comme la racine carrée de la longueur multipliée par la largeur de la plaque.

Lorsque le maillage est assez fin pour capturer toutes les petites variations des variables à la paroi, les lois de paroi ne sont plus nécessaires. Dans ce cas, une simple condition de Dirichlet est utilisée. Cependant pour des modèles de turbulence basiques tels que le modèle  $k-\varepsilon$  ou le modèle des tenseurs de Reynolds, la diminution de l'effet de la turbulence lorsque l'on se rapproche de la paroi n'est pas automatique. Les lois de parois sont donc préférées pour ces types de modèle de turbulence.

Les lois de parois sont obtenues à partir du bilan de quantité de mouvement simplifié dans la première maille adjacente à la paroi :

$$(\mu + \mu_t) . \frac{\partial u}{\partial y} = \tau_{paroi} \quad (\text{II.3.23})$$

En utilisant  $u^+$  et  $y^+$ , le bilan (II.3.23) est adimensionné :

$$\left(1 + \frac{\mu_t}{\mu}\right) . \frac{\partial u^+}{\partial y^+} = 1 \quad (\text{II.3.24})$$

Deux zones peuvent alors être considérées. La première est appelée sous-couche visqueuse et le rapport  $\mu_t/\mu \ll 1$  dans l'équation (II.3.24). Dans ce cas, le profil de vitesse est linéaire :

$$u^+ = y^+ \quad (\text{II.3.25})$$

La deuxième zone est définie pour un rapport  $\mu_t/\mu \gg 1$ . Or, le modèle de longueur de mélange établit la relation suivante à proximité de la paroi :

$$v_t = L_m \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{II.3.26})$$

Avec  $L_m$  la longueur de mélange. Selon le modèle de Prandtl, la longueur de mélange est proportionnelle à la distance à la paroi  $y$  :

$$L_m = \kappa \cdot y \quad (\text{II.3.27})$$

Avec  $\kappa = 0,42$  la constante de Karman. Le profil de vitesse dans la deuxième zone est logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(y^+) + 5,2 \quad (\text{II.3.28})$$

L'équation (II.3.25) est valide pour  $y^+ < 5$  tandis que l'équation (II.3.28) est valide pour  $y^+ > 30$ . La région entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique est appelée zone tampon. Quelques modèles plus sophistiqués permettant de prendre en compte cette zone tampon existent mais ne seront pas détaillés dans ce manuscrit. Au lieu d'utiliser ces modèles, une valeur adimensionnelle critique,  $y^+_{lim}$ , est définie pour séparer la sous-couche visqueuse de la zone logarithmique. Pour assurer la continuité du gradient de vitesse entre les équations (II.3.25) et (II.3.28),  $y^+_{lim} = 1 / \kappa$ .

### II.3.3.2. Conditions limites liées au spray

Les conditions limites liées au spray peuvent se diviser en deux types : pour la face d'entrée du domaine, et pour les faces de la plaque.

#### II.3.3.2.1. Conditions limites sur la face d'entrée

L'impact du spray sur les conditions limites influence la face d'entrée du domaine de calcul ainsi que les échanges thermique et massique à la paroi. Pour la face d'entrée, le modèle de formation du spray permet d'obtenir deux régions représentées sur la Figure II.3.2.

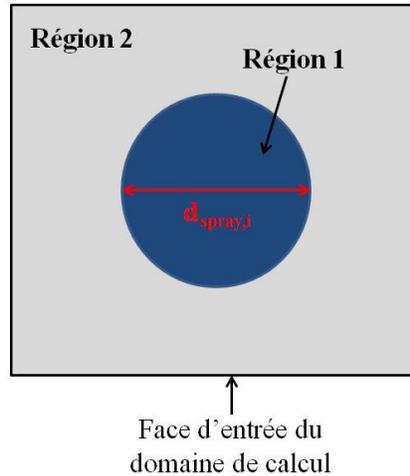


Figure II.3.2: Régions de la face d'entrée du domaine de calcul

Selon la région, les conditions de Dirichlet pour les variables scalaires ( $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$ ) sont différentes. La région I (exposant  $I$ ) correspond au mélange air-eau qui s'est refroidit par évaporation des gouttelettes d'eau. Cette région circulaire a un diamètre,  $d_{spray,i}$  calculé lors de la formation du spray, tout comme les valeurs des variables scalaires  $\theta_L^I$ ,  $q_w^I$  et  $N_c^I$ .

La valeur de l'humidité spécifique en eau,  $q_w$ , est obtenue à partir de l'équation (I.2.20) dont  $q_v$  est obtenue à partir de la température et humidité relative ambiantes et  $q_L$  est obtenue à partir du rapport débit d'eau sur le débit d'air. La valeur de la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , est obtenue à partir de l'équation (I.2.23) dont  $T_{a,spray}$  est la température du mélange air/eau refroidie par évaporation des gouttes d'eau et  $q_L$  est obtenue à partir de l'équation (I.2.19). La valeur de la concentration en nombre de goutte,  $N_c$ , est obtenue à partir de l'équation (II.2.14). Les grandeurs et équations nécessaires pour obtenir les valeurs de  $q_w$ ,  $\theta_L$  et  $N_c$  au sein de la région du spray sont récapitulées dans le Tableau II.3.2.

La région II (exposant  $II$ ) est composée uniquement de l'air ambiant. Dans cette région, il n'y a pas de présence de gouttes d'eau. Ainsi la valeur de  $N_c^{II}$  est nulle et les valeurs de  $\theta_L^{II}$ ,  $q_w^{II}$  correspondent respectivement aux valeurs ambiantes de la température de l'air,  $T_a$ , et de l'humidité spécifique en vapeur d'eau,  $q_v$ .

Tableau II.3.2. Grandeurs et équations nécessaires à la définition des conditions limites de la région 2

–	$q_w$	$\theta_L$	$N_c$
<b>Équations</b>	(I.2.20)	(I.2.23)	(II.2.14)
<b>Grandeurs</b>	$q_v$ (I.2.4)	$T_{a,spray}$ (II.2.15)	$q_L$ (I.2.19)
	$q_L$ (I.2.19)	$q_L$ (I.2.19)	$r_{med}$ (II.2.13)

### II.3.3.2.2. Conditions limites à la paroi

Lorsque la paroi est sèche, les conditions standards présentées dans la partie précédente peuvent être utilisées pour simuler les échanges entre un air sans goutte et une plaque chauffée. Mais lorsque l'air est chargé de gouttelettes d'eau, une certaine quantité de gouttes se dépose à la surface de paroi. Une condition de type Neumann est considérée pour définir le flux de dépôt de gouttelettes d'eau impactant la paroi.

Dans la suite, la convention du Code\_Saturne sur le signe des flux imposés en conditions limites est utilisée. Les flux « sortants » comme le flux de dépôt sont positifs, tandis que les flux « entrant » tels que l'apport de chaleur d'une paroi chauffée sont négatifs. Plusieurs modèles de dépôt ont été présentés dans l'annexe B dont les modèles empiriques déterminés à partir de données expérimentales, et les modèles eulériens à gradient de diffusion. Ces derniers ne permettent pas d'obtenir des vitesses de dépôt assez importantes. Pour une plaque verticale les débits massiques restent inférieurs à 1 mL.h<sup>-1</sup>. Une autre modélisation du flux de dépôt de gouttelettes d'eau a donc été utilisée. Cette modélisation suppose que le nombre de gouttelettes qui impactent la paroi est directement lié à la composante de la vitesse normale à la paroi. Le flux de la concentration en nombre de gouttes qui se dépose à la paroi s'écrit :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial n}\right)_{dépôt} = \vec{u}_a \cdot \vec{n} \times \rho_a \cdot N_{c,I} \quad (\text{II.3.29})$$

Avec  $N_{c,I}$  la concentration en nombre de gouttes dans la maille adjacente à la paroi, notée  $I$  et  $\vec{n}$  le vecteur normé à la paroi orienté vers l'extérieur du domaine de calcul. Le flux de dépôt est donc bien positif et son unité est exprimée en kg<sub>a</sub>.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.m<sup>-3</sup>.

Le flux de dépôt de l'humidité spécifique en eau liquide,  $q_L$ , est alors obtenu à partir de l'équation (II.3.30) :

$$\left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} = \left(\frac{\partial N_c}{\partial n}\right)_{dépôt} \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot r_3^3 \cdot \frac{\rho_L}{\rho_a} \quad (\text{II.3.30})$$

Le flux de dépôt de  $q_L$  est positif et est exprimé en  $\text{kg}_a \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}_e \cdot \text{kg}_a^{-1}$ .

Le flux thermique apporté par la plaque à l'écoulement s'écrit :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right) = -\frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot C_{p,a}} \quad (\text{II.3.31})$$

Avec  $Q_{elec}$  la puissance électrique apportée (en W),  $S_{paroi}$  la surface de la paroi chauffée (en  $\text{m}^2$ ) et  $C_{p,a}$  la capacité calorifique massique de l'air (en  $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Le flux thermique est négatif (flux « entrant ») et est exprimé en  $\text{kg}_a \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}$ . Afin d'obtenir le flux en température potentielle liquide, il suffit d'ajouter au flux thermique le flux de l'humidité spécifique en eau liquide qui se dépose à la paroi :

$$\left(\frac{\partial \theta_L}{\partial n}\right) = -\frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot C_{p,a}} + \frac{L_{evap}}{C_{p,a}} \left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} \quad (\text{II.3.32})$$

Concernant le flux massique de l'humidité spécifique en eau totale,  $q_w$ , deux cas se distinguent. Le flux de  $q_L$  est comparé au flux maximal qui peut s'évaporer à la paroi qui est le rapport entre le flux surfacique électrique,  $Q_{elec} / S_{paroi}$ , et la chaleur latente de vaporisation,  $L_{evap}$  :

Si  $\left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} < \frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot L_{evap}}$  : la quantité d'eau qui s'est déposée sur la paroi est totalement évaporée. Dans ce cas, les flux massiques des humidités spécifiques en vapeur d'eau,  $q_v$ , et en eau liquide,  $q_L$ , sont inversés et le flux massique de l'humidité spécifique en eau totale,  $q_w$ , est nul :

$$\left(\frac{\partial q_v}{\partial n}\right) = -\left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} \quad (\text{II.3.33})$$

$$\left(\frac{\partial q_w}{\partial n}\right) = 0 \quad (\text{II.3.34})$$

Si  $\left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} > \frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot L_{evap}}$  : la quantité d'eau qui s'est déposée sur la paroi est partiellement évaporée. Dans ce cas, le flux de l'humidité spécifique en vapeur d'eau est égal au flux thermique imposé. En effet, la quantité de vapeur d'eau formée est égale au flux total de chaleur apporté :

$$\left(\frac{\partial q_v}{\partial n}\right) = -\frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot L_{evap}} \quad (II.3.35)$$

Le flux de l'humidité spécifique en eau totale correspond à la somme du flux de gouttes qui s'est déposé sur la paroi diminué du flux de gouttes qui s'est évaporé.

$$\left(\frac{\partial q_w}{\partial n}\right) = \left(\frac{\partial q_L}{\partial n}\right)_{dépôt} - \frac{Q_{elec}}{S_{paroi} \cdot L_{evap}} \quad (II.3.36)$$

Le flux  $q_w$  est bien positif puisque le flux de gouttelettes non évaporées sort du domaine de calcul.

### II.3.3.3. Détermination de la température de plaque

Une maille adjacente à la frontière du domaine de calcul est présentée sur la Figure II.3.3.

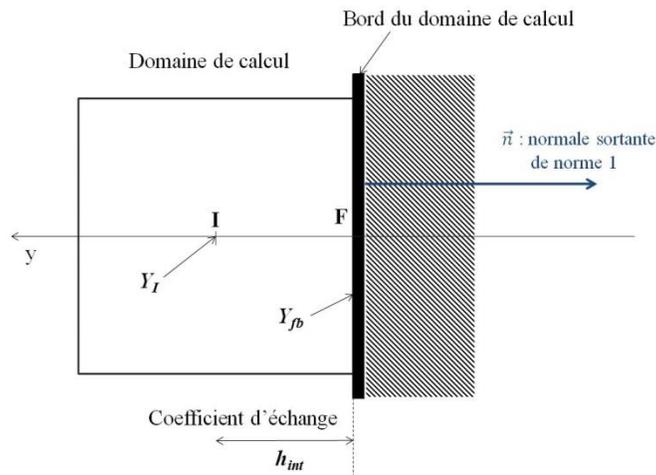


Figure II.3.3: Maille hexaédrique adjacente à la frontière du domaine de calcul

Pour chaque condition limite, le modèle physique est traduit à l'aide de deux couples de coefficients:  $(A_{fb}, B_{fb})$  et  $(A_{ib}, B_{ib})$ . La valeur de la variable  $Y_{fb}$  à la face  $f_b$  est :

$$Y_{fb} = A_{fb} + B_{fb} \cdot Y_I \quad (\text{II.3.37})$$

Avec  $Y_I$  la valeur de la variable  $Y$  au centre de la cellule  $I$ . La valeur du flux,  $q_{ib}$ , de la variable  $Y$  à la face  $f_b$  est définie par la relation suivante :

$$q_{ib} = -(A_{ib} + B_{ib} \cdot Y_I) \quad (\text{II.3.38})$$

Par exemple, pour un transfert de chaleur convectif entre une paroi solide et un écoulement d'air, le flux de chaleur,  $q_w$ , s'écrit :

$$q_w = \lambda \overrightarrow{\text{grad}T} \cdot \vec{n} = -\lambda \cdot \frac{T_I - T_F}{\overline{IF}} = -h_{int} \cdot (T_I - T_F) \quad (\text{II.3.39})$$

Avec  $\lambda$  la conductivité de l'air,  $\overline{IF}$  la distance entre la paroi et le centre de la cellule  $I$ , et  $h_{int}$  le coefficient d'échange numérique entre la paroi et le centre de la cellule  $I$ . Ce coefficient d'échange est calculé par Code\_Saturne. Deux cas sont alors possible :

- Si la température de la paroi,  $T_w$ , est connue, alors la condition est de type Dirichlet :  $T_F = T_w$ , et la valeur de  $q_w$  est le résultat de la simulation :

$$\begin{cases} A_{fb} = T_w \\ B_{fb} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} A_{ib} = -h_{int} \cdot T_w \\ B_{fb} = h_{int} \end{cases} \quad (\text{II.3.40})$$

- Si le flux de chaleur,  $q_w$ , est connu, alors la condition est de type de Neumann, et  $T_F = T_w$  est le résultat de la simulation :

$$\begin{cases} A_{fb} = \frac{q_w}{h_{int}} \\ B_{fb} = 1 \end{cases} \quad \begin{cases} A_{ib} = q_w \\ B_{fb} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.3.41})$$

Dans notre cas d'étude, une puissance électrique est imposée à la plaque. Le dispositif expérimental est présenté dans le chapitre IV à la section IV.2. Avant de déterminer la température de la plaque, il faut avant tout déterminer la température du mélange air/eau,  $T_{a,spray}^I$ , dans la cellule  $I$ . La température  $T_{a,spray}^I$  est déterminée à partir de la variable transportée,  $\theta_L^I$ , à partir de la relation suivante :

$$T_{a,spray}^I = \theta_L^I + \frac{L_{evap}}{C_{p,a}} q_L^I \quad (\text{II.3.42})$$

Avec la variable diagnostique,  $q_L^I$ , qui est déterminée à partir de la concentration en nombre de goutte  $N_c^I$  à partir de la relation suivante :

$$q_L^I = \frac{4}{3} \pi \cdot r_3^3 \cdot N_c^I \cdot \frac{\rho_L}{\rho_{a,spray}^I} \quad (\text{II.3.43})$$

Avec  $\rho_{a,spray}$  la masse volumique du mélange air/eau (en  $\text{kg.m}^{-3}$ ).

Une fois les valeurs de  $T_{a,spray}^I$  obtenues pour toutes les cellules adjacentes à la plaque chauffée, une température moyenne pondérée par la surface de la plaque est obtenue. La température moyenne de la plaque est ensuite obtenue à l'aide de l'équation (II.3.39) avec  $h_{int} = \lambda/\overline{IF}$ . La valeur de la conductivité thermique,  $\lambda$ , est supposée être la conductivité thermique de l'eau ( $\lambda_{eau} = 0,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Cela suppose qu'une fine couche d'eau est formée à la surface de la plaque.

## II.4. Conclusion du chapitre II

Ce chapitre a présenté le modèle de spray/paroi qui est composé d'un modèle 0D pour simuler la formation du spray et d'un modèle CFD 3D pour simuler la dispersion des gouttelettes d'eau. L'approche balistique utilisée dans le modèle de formation permet de calculer la position de la fin de la formation du spray ainsi que le diamètre du spray à cette position. La prise en compte de l'évaporation des gouttes d'eau permet de déterminer la quantité d'eau évaporée et ainsi la température du mélange air/eau à la fin de la formation du spray. Le refroidissement adiabatique durant la formation du spray est par conséquent obtenu.

Le modèle CFD de dispersion résout les équations de Navier-Stokes et le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  à l'aide du Code\_Saturne. Les variables transportées utilisées sont la température potentielle liquide et l'humidité spécifique totale, qui sont des variables thermodynamiques conservatives pour le processus d'évaporation ; et la concentration en nombre de gouttes permettant de suivre l'évolution du spectre de gouttes. Une approche de termes sources est utilisée afin d'implémenter les phénomènes d'évaporation et de sédimentation dans les équations transportées.

L'ajout de la brumisation impacte la face d'entrée et les faces de type « paroi » du domaine de calcul. Pour la face d'entrée, deux régions sont définies : la première pour le mélange air/eau, et le second pour l'air uniquement. Le modèle de formation est utilisé pour déterminer les valeurs des trois variables transportées dans la région du mélange air/eau. Pour les conditions limites aux parois, les lois de paroi usuelles sont utilisées. Le flux massique de gouttes d'eau impactant la paroi est lui déterminé à partir de la vitesse normale à l'orientation de la paroi de la cellule adjacente à la paroi. Les conditions limites pour les trois variables transportées dans le cas d'un flux électrique imposé à une paroi ont été présentées.

Le chapitre suivant présente l'étude de la dispersion et évaporation des gouttelettes d'eau en amont d'un échangeur.



**Chapitre III.**  
**Évaporation et dispersion des**  
**gouttelettes en amont d'un**  
**échangeur de chaleur**

### III.1. Introduction

Ce chapitre se divise en deux parties, à savoir une première partie sur la comparaison du modèle d'évaporation utilisé à celui d'une approche lagrangienne, une seconde partie concernant la modélisation de la zone de dispersion du spray. Seules l'évaporation et la dispersion des gouttelettes dans un écoulement d'air sont développées.

La première partie présente donc la comparaison du modèle d'évaporation développé dans le chapitre II par rapport à un modèle d'évaporation développé dans une approche lagrangienne. Ce modèle d'évaporation lagrangien a été développé par Abramzon et Sirignano [119] pour une goutte. Il a été adapté à plusieurs classes de gouttes afin de pouvoir être comparé au modèle d'évaporation utilisé dans le modèle de spray. L'état d'équilibre atteint ainsi que le temps pour atteindre cet équilibre sont comparés.

La seconde partie présente la simulation numérique de l'écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau dans le dispositif expérimental développé par Tissot [17]. Le domaine de simulation, le maillage ainsi que les données du modèle et les conditions limites sont décrits. Une analyse de sensibilité sur la taille des mailles et sur le pas de temps a été réalisée sur une simulation dite de référence. Puis les résultats des champs de vitesse et de température sont présentés, et les distributions en température ont été comparées pour plusieurs sections transversales du domaine aux mesures expérimentales. Cette partie se termine par une analyse des impacts des conditions opératoires ( $HR$ ,  $\dot{m}_L$ ,  $\beta_{spray}$ ) et de la distribution en taille de goutte sur l'efficacité du refroidissement adiabatique. Cette analyse paramétrique permet ainsi de déterminer quelles conditions opératoires doivent être privilégiées pour maximiser le gradient thermique entre l'échangeur et l'air.

### **III.2. Comparaison du modèle d'évaporation**

L'évaporation des gouttelettes d'eau est le phénomène physique responsable du refroidissement de l'air. La cinétique d'évaporation est très importante, d'autant plus que le temps de parcours d'une gouttelette d'eau dans l'écoulement est très faible. Ainsi, être capable de bien représenter la cinétique d'évaporation est essentiel. Afin de vérifier la cinétique d'évaporation le modèle d'évaporation présenté dans le chapitre II a été comparé au modèle d'évaporation développé par Abramzon et Sirignano [119]. Ce modèle est présenté en annexe C.

Les conditions opératoires des deux modèles sont l'humidité relative et la température ambiante ainsi que la quantité d'eau injectée. Une distribution en taille de goutte est également nécessaire afin de représenter le spectre en taille du spray. Une loi lognormale est utilisée pour représenter la distribution en taille de goutte dont les paramètres sont un rayon médian de 10  $\mu\text{m}$  et un écart type logarithmique égale à 0,38. Le modèle d'Abramzon développé pour une seule taille de goutte a été adapté pour  $N$  classes de gouttes. Deux distributions à 50 et 100 classes de taille de goutte ont été choisies pour le modèle d'Abramzon.

Les valeurs de l'humidité relative et de la température initiales sont référencées dans le Tableau III.2.1. Les valeurs de l'humidité et de la température ambiantes varient respectivement entre 10 et 90 % (pas de 10 %) et entre 283 et 321 K (pas de 5 K). Les gouttelettes d'eau sont injectées en  $t = 0$  s, avec un débit variant entre 0,8 et 3,1  $\text{L}\cdot\text{h}^{-1}$  (pas de 0,3  $\text{L}\cdot\text{h}^{-1}$ ). Le rayon médian de la loi lognormale varie entre 8 et 24  $\mu\text{m}$  (pas de 2  $\mu\text{m}$ ) et l'écart type logarithmique reste constant et égal à 0,38. Le diamètre de Sauter varie ainsi entre 23 et 69  $\mu\text{m}$ . Les données d'entrée lorsqu'elles ne varient pas ont pour valeur de référence celles définies dans le Tableau III.2.1.

Tableau III.2.1. Valeurs des paramètres utilisés pour comparer les modèles d'évaporation d'Abramzon [119] et de Bouzereau [14]

Données d'entrée	Valeurs de référence	Valeurs
Humidité relative	40 %	10-90 %
Température	298 K	283-321 K
Débit d'eau injecté	1,0 L.h <sup>-1</sup>	0,8-3,1 L.h <sup>-1</sup>
Diamètre de Sauter	29 μm	23-69 μm

La Figure III.2.1 présente l'évolution de la température du mélange air/eau au cours du temps. La température initiale est égale à 298 K, et l'évaporation des gouttes fait diminuer la température de l'air jusqu'à atteindre un équilibre. Deux régimes se distinguent : le régime transitoire pendant lequel la température de l'air diminue, et le régime permanent pendant lequel la température de l'air a atteint un équilibre. Sur la Figure III.2.1, ce régime permanent est atteint à  $t_{equi} = 5$  s après le début de l'évaporation des gouttelettes d'eau. La température à l'état d'équilibre,  $T_{equi}$ , est égale à 292,8 K. Il existe deux manières d'atteindre l'état d'équilibre : soit la quantité d'eau injectée est totalement évaporée, soit la saturation de l'air est atteinte et l'évaporation est bloquée.

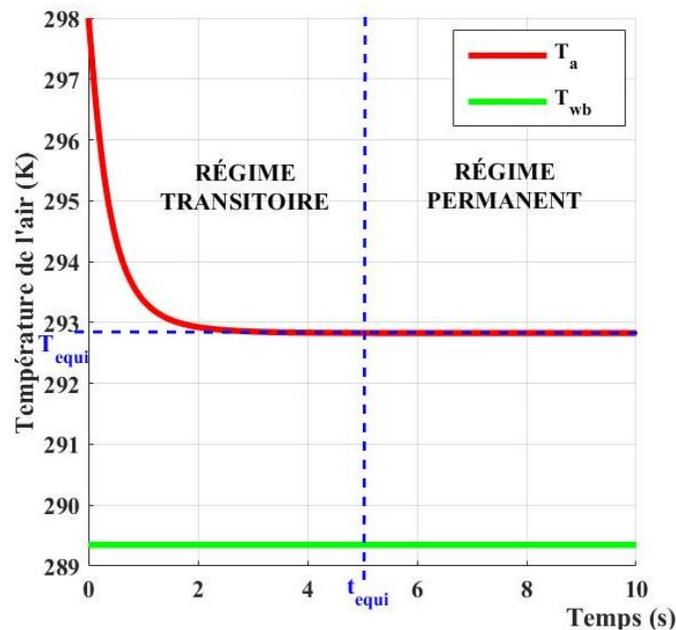


Figure III.2.1: Évolution de la température de mélange air/eau au cours du temps

Les températures de l'air obtenues à l'équilibre,  $T_{equi}$ , ainsi que le temps,  $t_{equi}$ , pris pour atteindre cet équilibre sont donc comparées pour différentes conditions ambiantes ( $HR$ ,  $T_a$ ,  $\dot{m}_L$ ) et différents diamètres de Sauter.

### III.2.1. État d'équilibre

Les températures obtenues à l'équilibre ont tout d'abord été comparées pour différentes humidités relatives, températures ambiantes, débits d'eau injectés et diamètres de Sauter sur la Figure III.2.2.

Sur la Figure III.2.2.(a), il peut être constaté que lorsque l'humidité de l'air est initialement élevée, la quantité d'eau évaporable est limitée. Par conséquent le refroidissement de l'air est limité. Pour une humidité relative supérieure ou égale à 70 %, l'air n'est plus autant refroidi. Par exemple, pour  $HR = 80$  %, 2,6 °C de refroidissement est perdu par rapport au refroidissement de l'air atteint pour  $HR = 60$  %. Lorsque le débit d'eau augmente (Figure III.2.2.(c)), la quantité d'eau évaporée augmente. Plus la quantité d'eau évaporée est importante et plus le refroidissement de l'air est important. Par exemple, pour un débit 1 L.h<sup>-1</sup>, la température de l'air atteint 292,8 K, tandis que le refroidissement de l'air atteint 289,5 K pour un débit de 1,6 L.h<sup>-1</sup>. Lorsque la quantité d'eau injectée devient supérieure ou égale à celle nécessaire pour atteindre la saturation, le refroidissement de l'air est limité, la température de l'air ne peut pas descendre en dessous de la température de bulbe humide,  $T_{wb}$ . La température ambiante (Figure III.2.2.(b)) ainsi que la taille des gouttes (Figure III.2.2.(d)) n'influencent pas l'équilibre atteint.

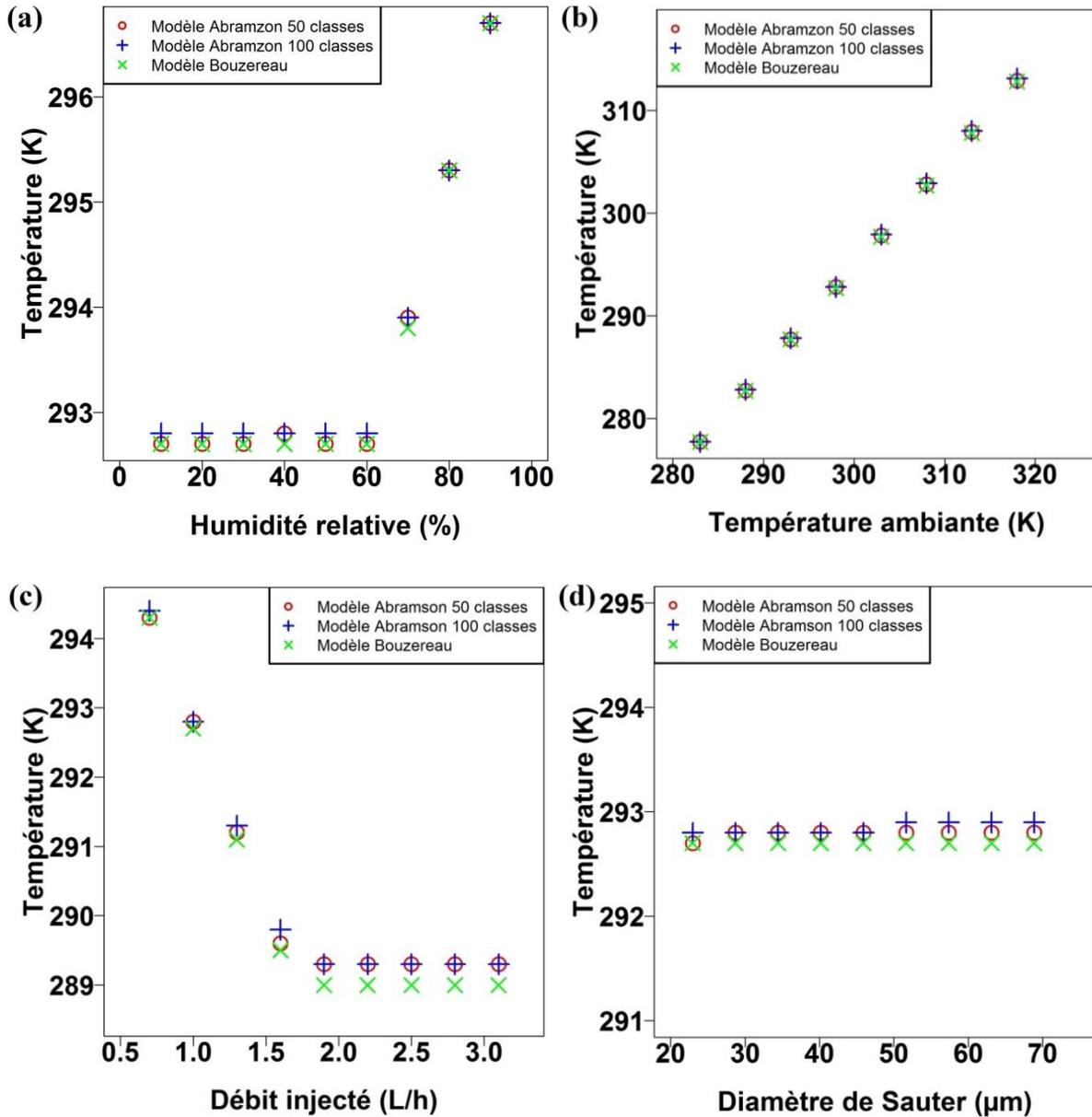


Figure III.2.2: Température d'équilibre : (a) humidité ambiante ; (b) température ambiante ; (c) débit d'eau injecté ; (d) rayon médian

Pour les quatre paramètres étudiés, les résultats obtenus montrent que les températures obtenues à l'équilibre sont similaires entre le modèle d'Abramzon à 50 et 100 classes de gouttes et le modèle de Bouzereau. Seuls les résultats de la température en fonction du débit d'eau injecté et du diamètre de Sauter présentent un écart de l'ordre de 0,3 °C pour des débits et des diamètres élevés. Ces écarts peuvent être dus aux imprécisions sur la distribution en taille de goutte à 50 et 10 classes. Mais ils restent néanmoins négligeables.

### III.2.2. Cinétique

Les temps pour atteindre l'état d'équilibre sont des paramètres clés dans l'efficacité du procédé. Ces différents temps pour atteindre l'équilibre,  $t_{equi}$ , ont été comparés pour différentes humidités relatives, différentes températures, différents débits et différentes tailles de gouttes sur la Figure III.2.3.

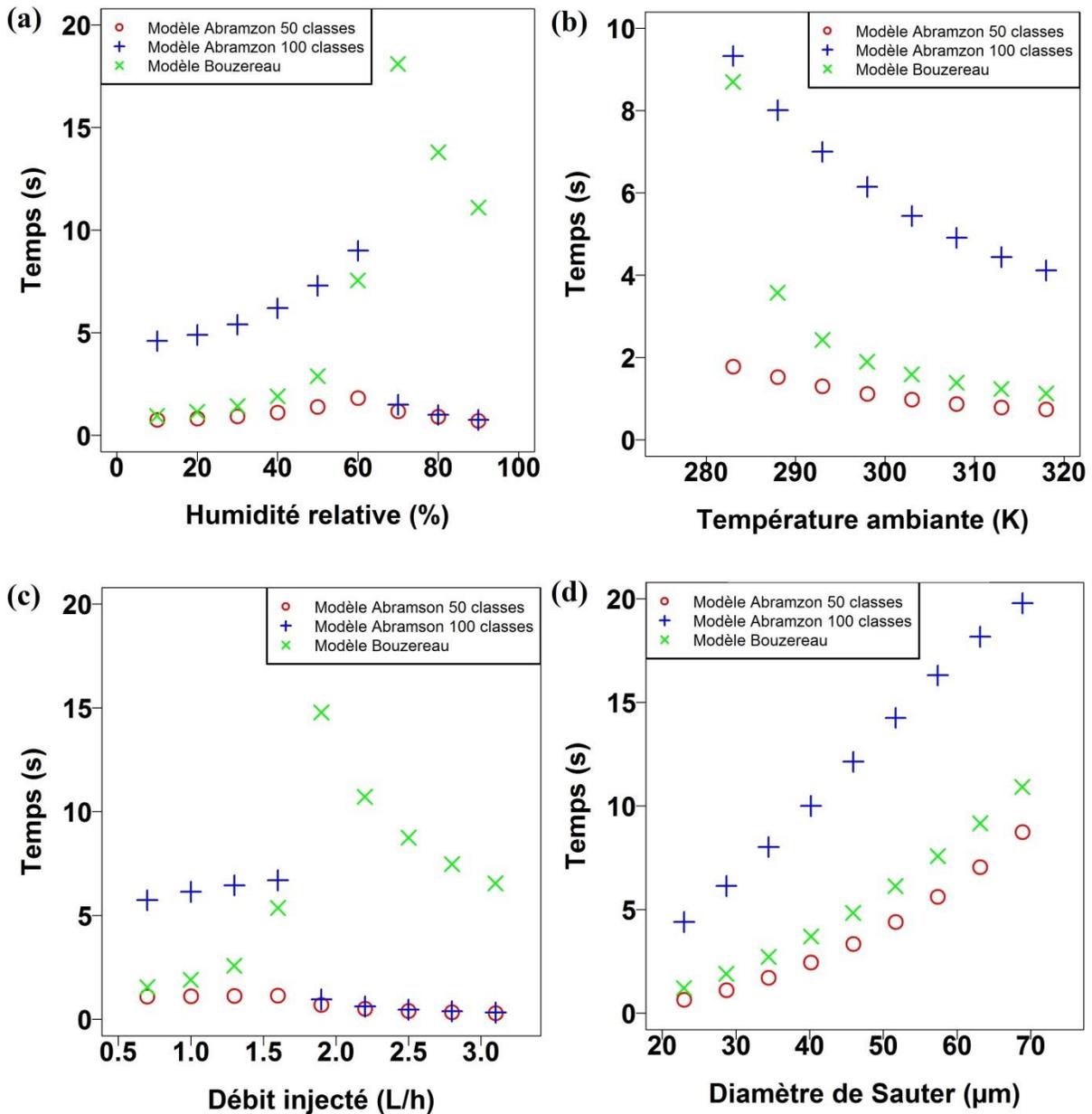


Figure III.2.3: Temps pour atteindre d'équilibre : (a) humidité ambiante ; (b) température ambiante ; (c) débit d'eau injecté ; (d) rayon médian

Un pic est atteint pour une humidité de 70 % (Figure III.2.3.(a)). La partie à gauche du pic correspond à l'évaporation totale de la quantité d'eau liquide, tandis qu'à droite du pic l'évaporation est limitée du fait que la saturation de l'air est atteinte. Le pic correspond donc à la transition entre l'évaporation totale et partielle de l'eau injectée ( $1 \text{ L.h}^{-1}$ ). Quel que soit le modèle, le pic est positionné au même endroit, mais la hauteur du pic est sensible au modèle.

A gauche du pic, d'importantes différences sont observées entre le modèle à 50 et à 100 classes. Les temps d'équilibre sont près de cinq fois plus grands à 100 classes qu'à 50 classes. Tandis que le modèle de Bouzereau est proche du modèle à 50 classes pour des humidités relatives inférieures à 50 %, et proche du modèle à 100 classes pour  $HR = 60 \%$ . Si le modèle le plus précis est le modèle d'Abramzon à 100 classes, alors le modèle de Bouzereau surestime la vitesse d'évaporation mais de manière moins importante que le modèle d'Abramzon à 50 classes.

A droite du pic, le modèle d'Abramzon n'est pas sensible au nombre de classes. En effet, les cinétiques d'évaporation sont très importantes. Le modèle de Bouzereau a un comportement différent. Pour le modèle de Bouzereau, le temps pour atteindre l'équilibre diminue lentement. Plus l'humidité est grande, plus le temps pour atteindre l'équilibre diminue. La cinétique d'évaporation est plus lente que celle du modèle d'Abramzon. De plus les valeurs de temps d'équilibre du modèle d'Abramzon à 100 classes rejoignent celles à 50 classes. Les cinétiques d'évaporation du modèle d'Abramzon à 100 classes sont donc plus rapides lorsque l'air est humide que lorsque l'air est sec. Or, plus un air est sec et plus l'évaporation de gouttelettes d'eau est facilitée. Le modèle de Bouzereau est donc plus réaliste pour des humidités relatives importantes que le modèle d'Abramzon.

Pour le débit d'eau (Figure III.2.3.(c)), un pic est également observé entre  $1,6 \text{ L.h}^{-1}$  et  $1,9 \text{ L.h}^{-1}$ . Comme pour le cas de l'humidité, à gauche du pic la quantité d'eau injectée est le facteur limitant de l'évaporation, tandis qu'à droite la saturation de l'air est atteinte avant l'évaporation totale des gouttelettes d'eau. A gauche, des différences entre les modèles d'Abramzon à 50 et 100 classes sont également observées. La cinétique d'évaporation du modèle à 50 classes est plus de cinq fois plus rapide que celui à 100 classes. Les valeurs de  $t_{equi}$  du modèle de Bouzereau sont proches du modèle d'Abramzon à 50 classes pour les faibles débits ( $< 1 \text{ L.h}^{-1}$ ) puis les valeurs  $t_{equi}$  du modèle de Bouzereau se rapprochent du modèle d'Abramzon à 100 classes pour des débits entre  $1 \text{ L.h}^{-1}$  et  $1,6 \text{ L.h}^{-1}$ .

A droite du pic, le nombre de classes du modèle d'Abramzon n'influence pas la cinétique d'évaporation. Dès que la saturation est le paramètre limitant, les temps pour atteindre l'équilibre,  $t_{equi}$ , sont très courts. Pour le modèle de Bouzereau, la cinétique d'évaporation est plus lente et diminue lorsque le débit d'eau augmente.

Concernant l'influence de la température (Figure III.2.3.(b)), lorsque l'air ambiant augmente, le temps pour atteindre l'équilibre diminue donc la cinétique d'évaporation augmente. L'écart entre le modèle d'Abramzon à 50 et à 100 classes augmente lorsque la température ambiante diminue. Le modèle de Bouzereau reste plus proche du modèle d'Abramzon à 50 classes pour de hautes températures ambiantes ( $> 293$  K), tandis que les valeurs de  $t_{equi}$  se rapprochent du modèle d'Abramzon à 100 classes pour les températures ambiantes ( $< 289$  K).

L'augmentation de la taille des gouttes (Figure III.2.3.(d)) augmente le temps pour atteindre l'équilibre. En effet, l'évaporation des gouttes est plus rapide lorsque la taille des gouttes est petite car la concentration en nombre de gouttes est plus élevée et l'interface totale entre l'air et les gouttes est plus importante pour de petites gouttes. Lorsque le diamètre de Sauter augmente, l'écart entre le modèle d'Abramzon à 50 et 100 classes augmente. Pour le modèle de Bouzereau, la cinétique d'évaporation est plus proche du modèle d'Abramzon à 50 classes pour toute la gamme de taille de goutte.

Cette partie a donc été développée pour expliquer les choix des simulations numériques réalisées et notamment le choix du modèle d'évaporation. Le modèle de Bouzereau semble le plus robuste. Contrairement au modèle d'Abramzon, il ne dépend pas du nombre de classes de taille de gouttes choisi. De plus, il ne présente pas de rupture dans la cinétique d'évaporation pour de fortes humidités ou d'importants débits et semble être plus cohérent pour de fortes humidités relatives et débits d'eau injectés. Ainsi dans la suite du document, **le modèle de Bouzereau sera retenu** pour décrire l'évaporation des gouttes.

Afin de compléter le comportement de l'écoulement en amont de l'échangeur, une étude numérique d'un écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau est réalisée à partir du dispositif expérimental développé par Tissot [17].

### **III.3. Étude de la dispersion et de l'évaporation d'un spray**

Plusieurs approches lagrangiennes ont simulé la dispersion et l'évaporation d'un spray dans un écoulement d'air. L'objectif de cette section n'est pas d'améliorer la précision de ces approches mais de comparer la précision obtenue et la robustesse du modèle développé lors d'un refroidissement adiabatique d'un air chargé de gouttelettes. Le dispositif expérimental et la campagne de mesures de Tissot [17] sont tout d'abord présentés. Puis la caractérisation numérique du système expérimental du dispositif de Tissot [17] i.e. le domaine de calcul, le maillage et les conditions limites et l'initialisation du domaine sont ensuite détaillés. Les résultats obtenus par le modèle sont ensuite présentés et comparés aux résultats expérimentaux obtenus par Tissot [17]. Enfin, une analyse paramétrique sur les différents paramètres de simulation est présentée afin de déterminer l'impact de ses paramètres sur le refroidissement adiabatique en amont d'un échangeur de chaleur.

#### **III.3.1. Dispositif expérimental de la veine fermée**

Le dispositif expérimental sur lequel se base la comparaison a été développé par Tissot [17] durant sa thèse. Il a travaillé sur une veine d'essai fermée, et les résultats obtenus ont été utilisés pour valider le modèle de spray évaporatif. Des résultats de l'impact d'un spray d'eau sur un échangeur de chaleur ont également été réalisés. Mais, le modèle CFD de d'échange spray/paroi étant une première contribution, aucune comparaison est possible avec ce dispositif.

Le dispositif expérimental développé par Tissot [17] a permis d'étudier le refroidissement évaporatif d'un système de spray d'eau en amont d'un échangeur pour des conditions expérimentales variées. Le dispositif, représenté sur la Figure III.3.1, permet d'injecter des gouttelettes dans l'écoulement selon des conditions variées tout en contrôlant le débit d'air, la température et l'humidité ambiantes.

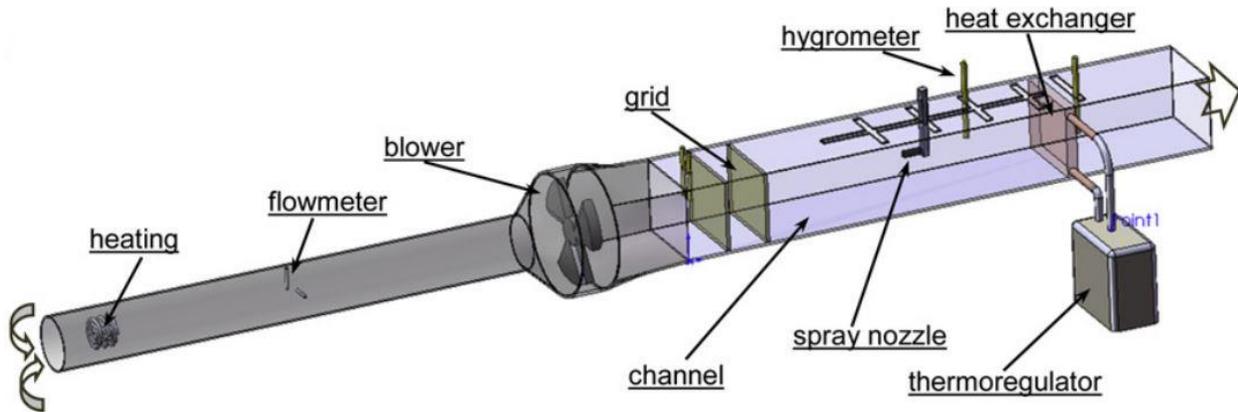


Figure III.3.1: Schéma du dispositif expérimental développé par Tissot [17]

L'air entrant à l'entrée de la veine (à gauche sur le schéma) peut être chauffé à l'aide d'une résistance thermique. L'air est ensuite aspiré par le ventilateur. Deux grilles en nid d'abeille localisées juste après le ventilateur sont utilisées pour rendre l'écoulement homogène et réduire la turbulence induite par le ventilateur. L'écoulement d'air atteint ensuite la veine d'étude dans laquelle les gouttelettes sont injectées en amont d'un échangeur de chaleur. La veine a une section rectangulaire de  $36 \times 25 \text{ cm}^2$  et une longueur de 1,7 m. Le dispositif est positionné dans une cellule climatique dans laquelle la température et l'humidité relative ambiantes sont contrôlées. Les gouttes d'eau peuvent être injectées à co-courant (dans le même sens que l'écoulement d'air) ou à contre-courant (dans le sens opposé à l'écoulement d'air) dans la veine.

Le débit d'air entrant dans la veine est mesuré à l'aide d'un débitmètre positionné entre l'entrée de la veine et le ventilateur. Les propriétés de l'air sont caractérisées à l'aide de thermocouples et d'hygromètres positionnés dans la veine, et protégés de l'impact des gouttes d'eau afin de bien mesurer la température sèche et non la température de saturation adiabatique. Le débit d'eau est obtenu par pesée continue du réservoir d'eau. Un réseau de thermocouples a été considéré afin d'obtenir la distribution en température de l'écoulement d'air dans chaque section transverse étudiée. La liste des appareils de mesure utilisés ainsi que leur domaine de validité, leur précision après calibrage et les valeurs de dispersion sont référencés dans le Tableau III.3.1.

**Tableau III.3.1. Liste des appareils de mesure utilisés dans le dispositif de Tissot [17] avec leur domaine de validité, leur précision après étalonnage et valeur de la dispersion des mesures**

Appareils de mesure	Domaine d'application dans étude de Tissot	Évaluation de la précision après étalonnage	Dispersion des mesures réalisées
Débitmètre: Kimo ref: CP200	100→250 L.h <sup>-1</sup>	± 3 %	~1,5 %
Balance Mettler ref: PE24	0→6 kg	± 1 g	2 g
Thermocouple TSCA type T ref: B10-TX	288→313 K	± 0,03 K	0,3 K
Hygromètre Vaisala ref:50Y	10 %→90 % 283 K→313 K	± 1 %	1,2 %

Les conditions expérimentales de la campagne de mesures sont résumées dans le Tableau III.3.2. Cette série de mesure était dédiée à l'analyse de la dispersion et évaporation du spray en amont de l'échangeur. . Le nombre de thermocouples utilisés est de 56. Le champ de température est ainsi obtenu en détails pour différentes sections transversales à l'écoulement situées de 5 à 60 cm de l'injection. La veine étant placée dans une cellule climatique, l'humidité relative ambiante est constante tout du long de chaque essai. Trois débits d'air (0,1, 0,15, 0,2 m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>) ont été testés et pour chaque débit d'air testé une humidité relative ambiante différente est imposée (35 %, 55 % et 66 %). La température en entrée de la veine est imposée à l'aide de trois résistances chauffantes et la valeur de la température de consigne est de 25 °C. Cette campagne de mesure a donc pour objectif de déterminer la position axiale optimale afin d'obtenir le refroidissement de l'air maximal.

**Tableau III.3.2. Conditions expérimentales de la campagne de mesures [17]**

Température ambiante (°C)	25
Humidité ambiante (%)	35, 55, 65
Débit d'air (m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )	0,1, 0,15, 0,2
Diamètre de la buse (mm)	0,1
Débit d'eau (L.h <sup>-1</sup> )	1,12, 1,4, 1,68
Positions des sections de mesures (cm)	5, 20, 40, 60
Thermocouples	56
Hygromètres	0
Nombre de mesures	9

Dans cette campagne de mesure, la buse à haute pression (référence C01 de Climext®) est utilisée. Son diamètre d'injection est de 0,1 mm. L'angle du spray a été obtenu par mesure (photographie) et est égal à 39 °. Le domaine de débit d'eau est compris entre 1,12 et 1,68 L.h<sup>-1</sup>

afin de ne pas avoir de ruissellement d'eau sur l'échangeur de chaleur. La taille des gouttes a été évaluée expérimentalement en utilisant un système d'analyse de phase Doppler (PDA) conçu par Dantec-dynamics®. La distribution en taille de goutte discrétisée en 25 classes de diamètre a été obtenue à 5 cm en aval de la buse et est présentée sur la Figure III.3.2

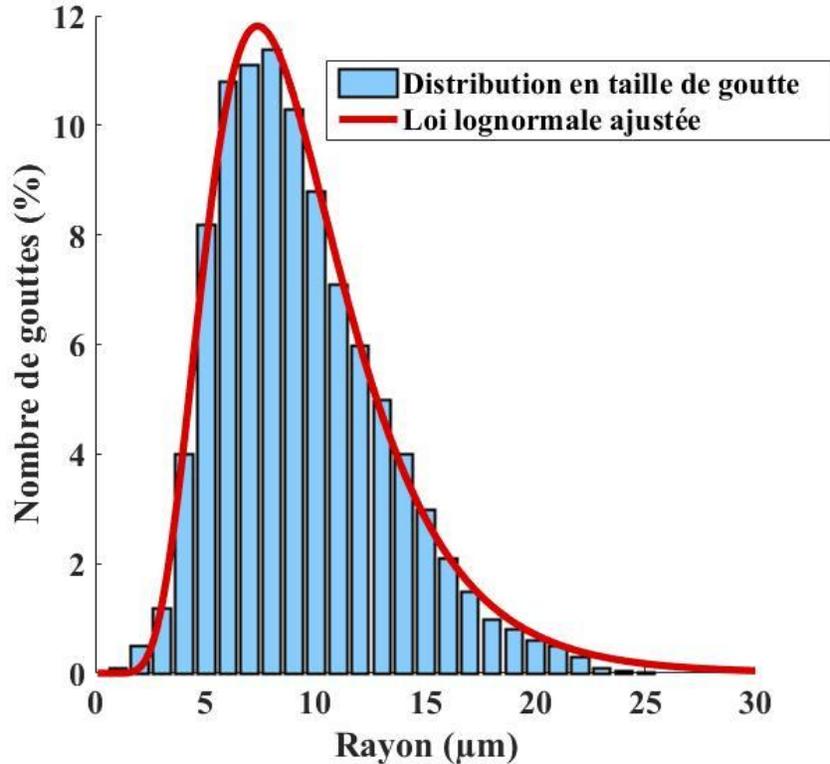


Figure III.3.2: Distribution en taille de goutte discrétisée en 25 classes (Tissot [17]) et loi lognormale ajustée.

Les rayons des gouttes varient entre 1 μm et 25 μm. Le diamètre de Sauter,  $d_{32}$ , obtenu expérimentalement est égal à 24 μm, et Tissot [17] a estimé l'incertitude de mesure sur la taille des gouttes à 3,5 %. Les paramètres de la loi lognormale ( $r_{med}$  et  $\sigma_c$ ) sont ensuite ajustés sur cette distribution. La valeur du  $r_{med}$  obtenue est de 9 μm et la valeur du  $\sigma_c$  est égale à 0,42. La valeur du  $d_{32}$  calculée est de 27 μm. L'écart absolu moyen (MAE) sur les 25 classes de taille de goutte est égale à 0,21%. Plus d'informations sur le protocole expérimental peuvent être trouvées dans [17].

La partie suivante présente la simulation numérique des expériences réalisées lors de cette campagne de mesure.

### III.3.2. Simulation numérique des expériences

Le domaine de calcul permettant de caractériser la veine expérimentale est tout d'abord présenté. L'analyse de sensibilité du maillage est ensuite détaillée. Puis, les données d'entrée du modèle sont décrites. Ces données de simulation peuvent se diviser en deux catégories : les caractéristiques liées à la veine et celles caractérisant la buse d'injection. Les conditions aux limites, et les algorithmes de résolution sont finalement décrits.

#### III.3.2.1. Domaine de calcul

La veine expérimentale a une longueur de 1,7 m et une section rectangulaire de 36×25 cm<sup>2</sup>. Le domaine de simulation est représenté sur la Figure III.3.3.

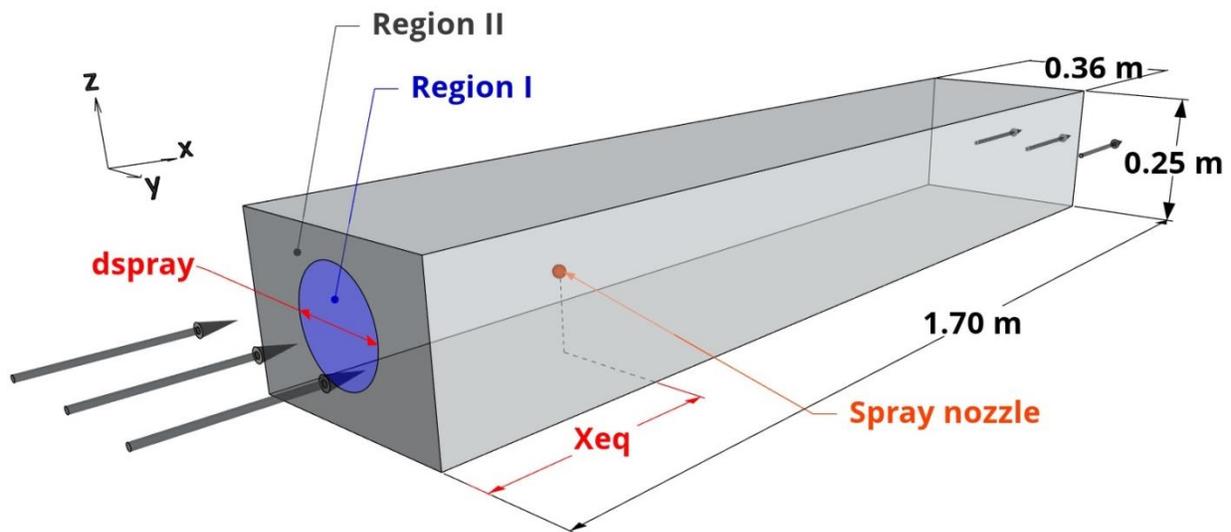


Figure III.3.3: Schéma du domaine numérique simulé afin de représenter la veine expérimentale développée par Tissot [17].

Deux systèmes de coordonnées sont définis. Le premier est centré sur la position de la buse, tandis que le deuxième est centré sur l'entrée du domaine de simulation. Afin d'éviter toute confusion, le premier repère centré sur la buse est noté avec l'exposant I, tandis que le second centré sur l'entrée du domaine est noté avec l'exposant II.

Pour rappel (cf. Chapitre II), la formation du spray est la région débutant à l'injection des gouttelettes d'eau,  $x_{buse}^I = 0$  m, jusqu'à la position,  $x_f^I = x_{eq}$ , pour laquelle les gouttes atteignent la vitesse de l'air. L'entrée du domaine correspond à la fin du modèle de formation.

Lors de l'étude expérimentale de Tissot [17], les gouttelettes d'eau sont injectées dans le sens inverse de l'écoulement. Ces dernières remontent l'écoulement jusqu'à ce que leur vitesse s'annule, puis sont emportées par l'écoulement et atteignent la vitesse de l'air. Lors d'une injection à contre-courant, la position de la fin de la formation du spray précède généralement la position de la buse, (i.e.  $x_f^I = x_{eq} < 0$ ). Dans le repère lié au domaine, la position  $x^II = 0$  m, correspond à  $x_f^I = x_{eq}$  et la position de la buse est  $x_{buse}^{II} = -x_{eq}$ .

### III.3.2.2. Maillage

Le maillage du domaine a été réalisé à l'aide de la plateforme numérique Salome. Une brève présentation de la plateforme Salome est faite en annexe D. Dans ce cadre deux types de maillage sont proposés : le maillage tétraédrique et le maillage hexaédrique. Les maillages hexaédriques sont préférés lorsque la géométrie du domaine de simulation est simple. De plus, les calculs de flux pour un plan donné sont plus faciles et précis que pour un maillage tétraédrique. Les maillages tétraédriques, utilisés pour des géométries complexes s'adaptent à n'importe quelle géométrie. Néanmoins ils nécessitent un grand nombre de tétraèdres afin d'obtenir la même précision qu'un maillage hexaédrique.

Afin de choisir le maillage adapté à notre système, une analyse de sensibilité sur la finesse du maillage a été réalisée. Trois maillages hexaédriques et un maillage tétraédrique ont été comparés. Le maillage 1 est un maillage grossier avec des hexaèdres de  $5 \times 6 \times 5 \text{ cm}^3$ . Les maillages 2 et 3 sont plus fins avec des hexaèdres de dimensions  $2 \times 2 \times 1,6 \text{ cm}^3$  et  $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$  respectivement. Le maillage 4 est composé d'éléments tétraédriques dont la longueur maximale ne dépasse pas 2 cm. Leurs caractéristiques sont présentées dans le Tableau III.3.3.

**Tableau III.3.3. Maillages utilisés dans l'analyse de sensibilité et leurs principales caractéristiques**

Numéro du maillage	Type d'élément	Taille (cm)	Nombre total	Temps de simulation (s)
1	Hexaédrique	$5 \text{ cm} \times 6 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$	$1,0 \times 10^3$	17
2	Hexaédrique	$2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 1,6 \text{ cm}$	$2,3 \times 10^4$	174
3	Hexaédrique	$1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$	$1,5 \times 10^5$	1401
4	Tétraédrique	$< 2 \text{ cm}$	$1,1 \times 10^5$	3970

L'évolution de la température de l'air pendant la simulation est représentée pour chaque maillage sur la Figure III.3.4. Deux positions dans le domaine de simulation ont été considérées : (a)  $x'' = 0,1$  m et (b)  $x'' = 1,4$  m.

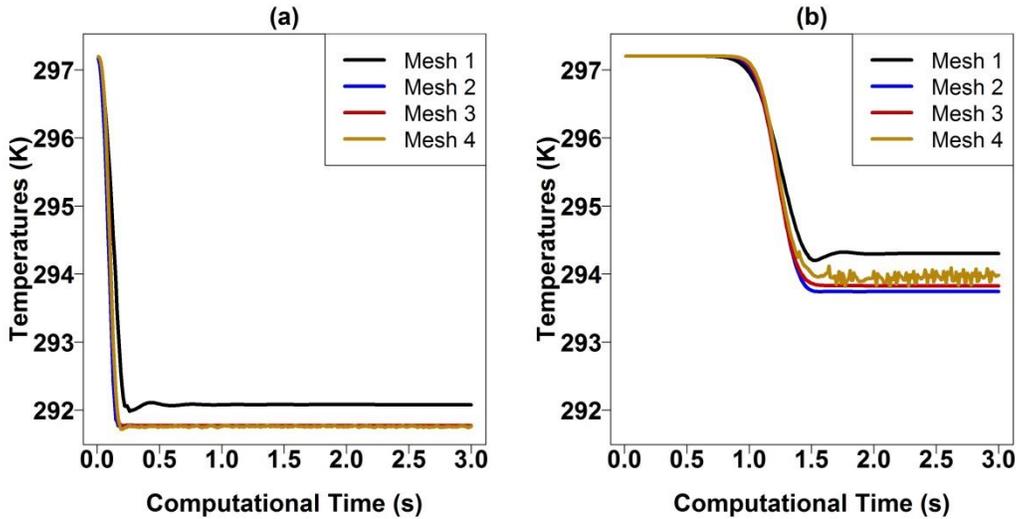


Figure III.3.4: Évolution de la température de l'air pour deux points de contrôle : (a)  $x'' = 0,1$  m,  $y = 0$  m et  $z = 0$  m; (b)  $x'' = 1,4$  m,  $y = 0$  m et  $z = 0$  m.

Les résultats obtenus montrent que la température d'équilibre du maillage grossier (maillage 1) diffère des valeurs obtenues avec des maillages plus fins pour les deux positions. Les maillages basiques et fins (maillages 2 et 3) montrent la même évolution et convergent vers la même valeur de température pour les deux positions. Pour le maillage tétraédrique (maillage 4), les valeurs de la température de l'air convergent vers des valeurs proches de celles des maillages 2 et 3, mais des oscillations dues à une moindre qualité du maillage peuvent être observées. Pour simuler le même temps de simulation (3s), le temps de calcul du maillage basique (maillage 2) est le plus intéressant. En effet, il permet d'obtenir à la fois des temps de calcul assez courts ( $t_{cat} = 174$  s) et une précision identique au maillage 1 ( $t_{cat} = 1401$  s). Le maillage 2 (hexaédrique et fin) a donc été choisi. La structure du maillage sur les parois de la veine et l'entrée du domaine est représentée sur la Figure III.3.5. Le nombre total de mailles dans le domaine de calcul est  $2,3 \times 10^4$ .

L'avantage de séparer la formation du spray de sa dispersion rend possible l'utilisation d'une source surfacique pour injecter à l'entrée du domaine. Par conséquent, aucun raffinement de maillage n'est nécessaire au niveau de la buse ( $x'' = -x_{eq}$ ). De plus, les interactions entre la formation du spray et la région où les gouttes sont injectées sont négligées.

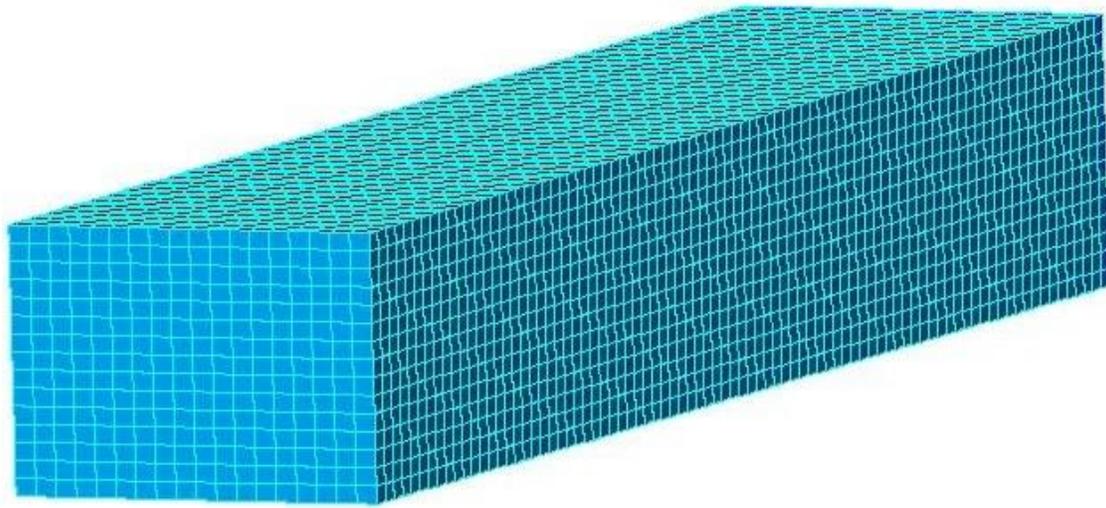


Figure III.3.5: Maillage hexaédrique du domaine avec une dimension des mailles de  $2 \times 2 \times 1.6 \text{ cm}^3$

La partie suivante présente l'initialisation puis les conditions limites du domaine de calcul.

### III.3.2.3. Conditions initiales

Les valeurs des données d'entrée utilisées pour comparer les résultats du modèle aux valeurs expérimentales sont résumées dans le Tableau III.3.4.

Tableau III.3.4. Valeur des données de simulation utilisées pour la comparaison

$\dot{m}_a$ ( $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )	$T_a$ (K)	HR (%)	$\dot{m}_L$ ( $\text{L} \cdot \text{h}^{-1}$ )	$d_{hole}$ (mm)	$\beta_{spray}$ ( $^\circ$ )	$r_{med}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_c$
0,1	297,2	35	1,12	0,1	39	9	0,42
0,15		55	1,4				
0,2		66	1,68				

La vitesse d'écoulement est initialisée à partir des trois débits d'air testés. Pour la section de la veine ( $0,36 \times 0,25 \text{ m}^2$ ), les vitesses d'air sont 1,11 1,67 et 2,22  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Les effets de gravité sont considérés en prenant en compte les variations de la masse volumique de l'air en fonction de la température de l'air. Aucune goutte n'est présente initialement dans le domaine. Ainsi, l'humidité spécifique en eau liquide,  $q_L$ , et la concentration en nombre de goutte,  $N_c$ , sont nulles. La valeur de la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , correspond à la valeur de la température de l'air ambiant,  $T_a$ , qui vaut 297,2 K pour chaque cas. La valeur de l'humidité spécifique en eau totale,  $q_w$ , est égale à celle de la vapeur d'eau,  $q_v$ . Pour un air ambiant à  $T_a = 297,2 \text{ K}$  et pour des humidités

relatives ambiantes de 35, 55 et 66 %, les valeurs de  $q_w$  sont respectivement égales à 6,4, 10,1 et 12,1  $\text{g}_{\text{eau}} \cdot \text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$ .

### III.3.2.4. Conditions limites

Le domaine de calcul est composé de trois conditions limites différentes : la face d'entrée, la face de sortie et les parois. Pour la face d'entrée, deux régions se distinguent (voir Figure III.3.3) : la région du spray et la région du restant de la face d'entrée, appelées respectivement région I et région II. La région I est la zone où les valeurs des variables transportées  $\theta_{L,spray}$ ,  $q_{w,spray}$  et  $N_{c,spray}$  sont définies. Ces valeurs ainsi que la taille de cette région,  $d_{spray}$ , sont déterminées à l'aide du modèle de formation de spray. Le Tableau III.3.5 référence ces valeurs pour les 9 essais expérimentaux. A l'extérieur de cette région du spray, région II, les valeurs de  $\theta_L$ ,  $q_w$  and  $N_c$  sont les mêmes que celles utilisées pour l'initialisation du domaine.

**Tableau III.3.5. Valeur des variables transportées dans la zone I du mélange air/spray pour la première campagne de mesure de Tissot [17]**

Cas	$\dot{m}_a$ ( $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )	HR (%)	$\dot{m}_L$ (L/h)	$\theta_{L,spray}$ (K)	$q_{w,spray}$ ( $\text{g}_{\text{eau}} \cdot \text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$ )	$N_{c,spray}$ ( $\text{m}^{-3}$ )
1	0,1	35	1,12	251	25,6	$2,8 \times 10^9$
2	0,1	35	1,4	259	21,8	$2,3 \times 10^9$
3	0,1	35	1,68	264	18,8	$1,9 \times 10^9$
4	0,15	55	1,12	267	10,4	$1,8 \times 10^9$
5	0,15	55	1,4	273	20,3	$1,5 \times 10^9$
6	0,15	55	1,68	277	18,9	$1,2 \times 10^9$
7	0,2	66	1,12	277	20,9	$1,2 \times 10^9$
8	0,2	66	1,4	280	19,6	$1 \times 10^9$
9	0,2	66	1,68	283	18,6	$9 \times 10^8$

Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement n'ont pas été mesurées par Tissot [17]. Par conséquent une intensité turbulente de 10 % a été considérée pour l'écoulement entrant dans le domaine. Cette valeur est cohérente avec celle choisie par Montazeri et al. [115] pour un domaine de calcul représentant une veine d'essai de dimensions  $0,585 \times 0,585 \times 1,9$ , légèrement plus grande que celle simulée ici. L'énergie cinétique turbulente,  $k$ , est calculée à partir de la vitesse,  $u_a$ , et l'intensité turbulente,  $I_t$  :

$$k = (u_a \cdot I_t)^2 \quad (\text{III.3.1})$$

Le taux de dissipation turbulent est obtenu par la relation reliant la constante  $C_\mu = 0.09$ , l'énergie cinétique,  $k$ , et la longueur caractéristique du domaine,  $L_c$  :

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \cdot \frac{k^{3/2}}{L_c} \quad (\text{III.3.2})$$

La longueur caractéristique,  $L_c$  est considérée égale à  $0,07 D_H$ , où  $D_H$  est le diamètre hydraulique de la section de la veine. Pour la veine considérée, le diamètre hydraulique est égal à  $0,29$  m.

Pour la face de sortie du domaine, une condition de Neumann de flux nul est imposée pour les trois variables transportées. Ce type de condition limite suppose que le mélange air-spray quitte le domaine numérique dans les conditions d'écoulement (température, vitesse, humidités spécifiques en vapeur d'eau et en eau liquide). Les parois de la veine sont faites en Plexiglas. Un échange adiabatique est supposé entre l'air ambiant et les parois de la veine. Les parois sont considérés rugueuses et la longueur de rugosité est celle du Plexiglas égal à  $0,01$  mm.

### III.3.2.5. Autres paramètres d'entrée

La masse volumique de l'écoulement d'air est tout d'abord calculée en fonction de la température et de l'humidité spécifique en vapeur d'eau (équation (I.2.16)). Le schéma temporel est un schéma- $\theta$ . Pour le schéma implicite d'Euler du premier ordre,  $\theta = 1$ , tandis que pour le schéma de Crank-Nicolson du second ordre,  $\theta = 1/2$ . Dans ces travaux le pas de temps est considéré constant et égal à  $0,01$  s et le nombre d'itérations pour atteindre la convergence de la solution est égal à  $300$ . Les équations des variables turbulentes sont également résolues à l'aide du schéma- $\theta$ . Pour le modèle  $k$ - $\varepsilon$  une étape supplémentaire est nécessaire pour coupler les termes sources. Ensuite, les équations des variables scalaires ( $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$ ) sont également résolues avec le schéma- $\theta$ . Finalement toutes les variables sont mises à jour et une nouvelle itération peut commencer.

Pour la résolution des équations de Navier-Stokes, le solveur SIMPLEC est utilisé. Ce solveur repose sur un schéma à pas de temps fractionné pour résoudre l'équation de continuité et les équations de quantité de mouvement. La première étape (étape prédictive) permet de prédire les composantes de la vitesse. L'équation de continuité est prise en compte durant la seconde étape (étape de correction). Une équation de pression de Poisson est résolue et les flux massiques aux faces des cellules sont mis à jour. Cette seconde étape corrige la pression en respectant l'équation de continuité. Les autres paramètres sont conservés par défaut.

La partie suivante présente les résultats obtenus à l'aide du modèle de spray.

### III.3.3. Résultats

Cette partie présente uniquement l'évaporation et la dispersion des gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. Les champs de vitesse et de température obtenus à l'aide du modèle CFD 3D sont tout d'abord détaillés. La comparaison avec les mesures de Tissot [17] est ensuite présentée. Une analyse de sensibilité est ensuite détaillée afin d'étudier l'impact de certaines données d'entrée du modèle de spray sur le refroidissement évaporatif.

#### III.3.3.1. Champs de vitesse et de température

Le modèle de spray développé prédit l'évolution des variables transportées ( $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$ ) et des variables diagnostiques ( $q_L$ ,  $T_a$ ) dans la veine. Les résultats du cas 2 du Tableau III.3.5 concernant le champ de vitesse est tout d'abord présenté sur la Figure III.3.6, puis le champ de température sur la Figure III.3.7 qui permet d'évaluer le potentiel de refroidissement du procédé de brumisation dans une ambiance.

Pour rappel deux repères ont été définis : le premier repère (exposant I) est lié à la position de la buse tandis que le second repère (exposant II) est lié au domaine de calcul. Dans ce second repère (utilisé dans la suite) la position de la fin de la formation du spray est à  $x'' = 0$  m. L'écoulement étant également symétrique selon l'axe  $0y$ , le plan  $x0z$  est uniquement utilisé pour représenter les champs de vitesse pour chaque composante  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement sur les Figure III.3.6.(a)-(c).

La Figure III.3.6.(a) permet d'observer le développement de la couche limite le long des parois. Pour rappel, les parois ont une longueur de rugosité de 0,01 mm. L'écoulement reste néanmoins uniforme au centre de la veine. Une vitesse de  $1,11 \text{ m.s}^{-1}$  est imposée en entrée du domaine et une vitesse maximale de  $1,16 \text{ m.s}^{-1}$  est atteinte. Sur la Figure III.3.6.(b), la composante  $v_y$  est nulle dans toute la section du domaine. Tandis que sur la Figure III.3.6.(c), la composante  $v_z$  est négative à partir de  $x'' = 0,3$  m au centre du spray. En effet, sur la Figure III.3.7.(a) et les Figure III.3.7.(b)-(d), le champ en température dans le plan vertical ( $x0z$ ) et pour trois sections transverses :  $x'' = 0,5$  m,  $x'' = 1$  m, et  $x'' = 1,5$  m sont présentées et permettent d'observer la présence d'un gradient de température.

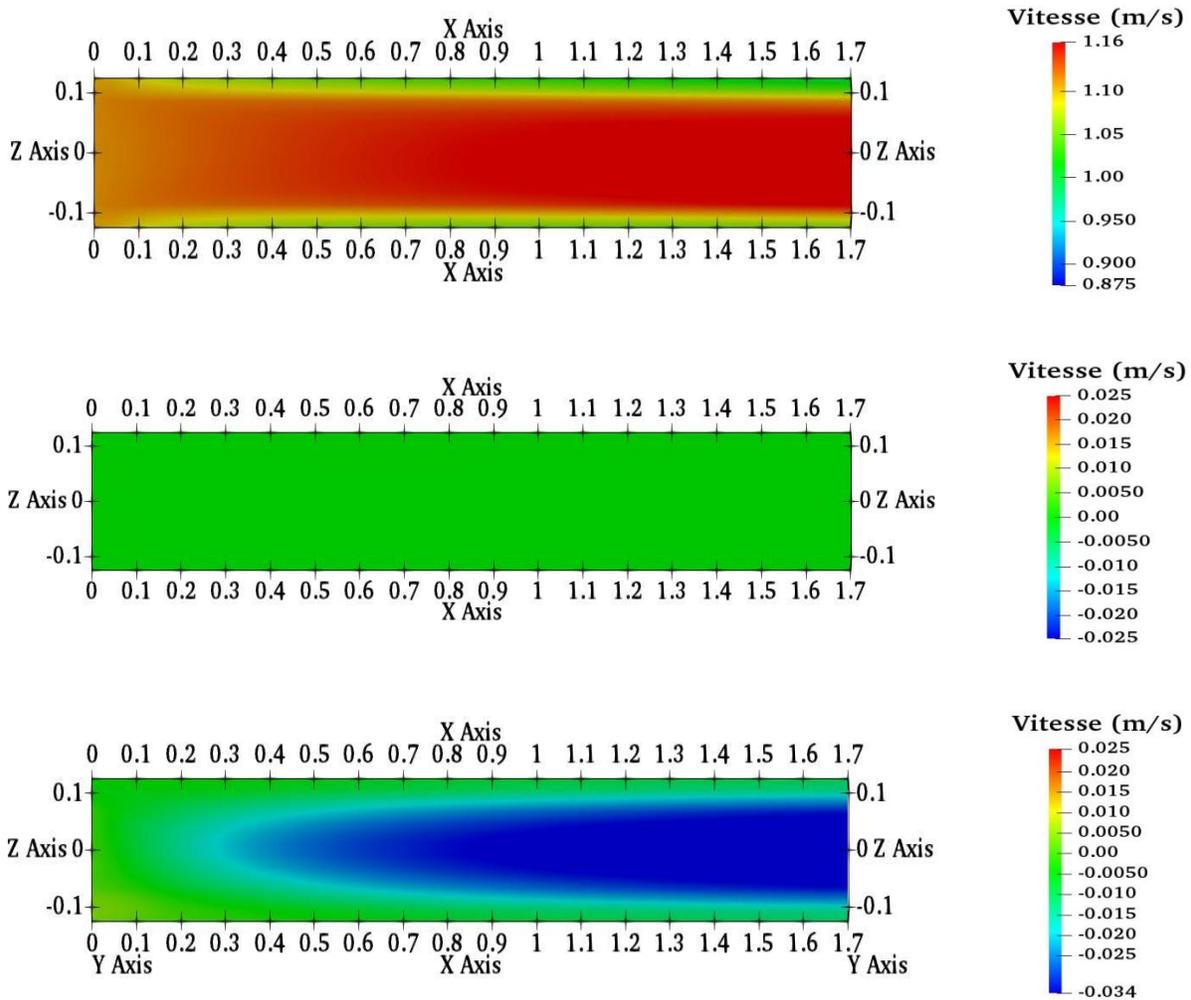


Figure III.3.6: Champ de vitesse dans le plan  $(xOz)$  : (a) Composante  $x$  ; (b) Composante  $y$  ; (c) Composante  $z$  ; pour  $\dot{m}_a = 0,1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $T_a = 297,2 \text{ K}$ ,  $HR = 35 \%$ ,  $\dot{m}_L = 1,12 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$ ,  $\beta_{\text{spray}} = 39^\circ$ ,  $r_{\text{med}} = 9 \mu\text{m}$  et  $\sigma_c = 0,42$

Ce gradient de température se forme entre le centre de la veine et les régions proches des parois. En  $x'' = 0 \text{ m}$ , le gradient de température est de  $5,5^\circ\text{C}$ . En effet, la température de l'air est plus refroidie au centre de la veine grâce aux gouttelettes d'eau qui se sont évaporées lors de la formation du spray. Ce gradient thermique s'atténue le long de la veine. En effet, le phénomène de dispersion entraîne une plus faible concentration de gouttelettes d'eau proche des parois et loin de la buse. La faible concentration en gouttes d'eau conjuguée à une évaporation des gouttes lente, ne permet pas d'obtenir un refroidissement homogène dans toute la veine. Les Figure III.3.7.(b)-(d) montrent également un mouvement descendant du refroidissement de l'air

le long du domaine dû aux effets de la gravité pris en compte par la variation de la masse volumique de l'air avec la température.

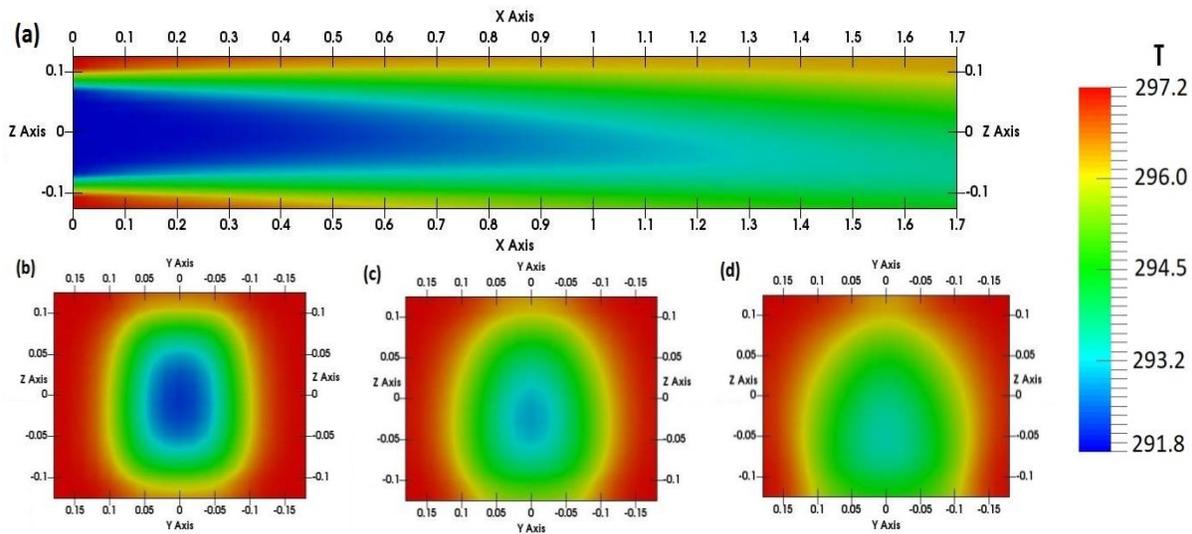


Figure III.3.7: Champ de température : (a)  $y=0m$ ; (b)  $x^{II}=0,5m$ ; (c)  $x^{II}=1m$ ; (d)  $x^{II}=1,5m$

La partie suivante présente la validation du modèle en comparant les températures calculées à des mesures expérimentales pour plusieurs sections transverses dans le domaine.

### III.3.3.2. Validation du modèle

Afin de valider les résultats du modèle, les températures prédites par le modèle de spray ont été comparées aux mesures expérimentales de Tissot [17]. Sur les 9 cas expérimentaux simulés, seuls 3 cas sont représentés : les cas 1, 4 et 7 référencés dans le Tableau III.3.5. Ces cas correspondent à un débit d'eau injecté ( $1,12 \text{ L.h}^{-1}$ ), trois débits d'air différents ( $0,1$ ,  $0,15$  et  $0,2 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ ). Pour chaque débit d'air une humidité relative différente est imposée ( $35$ ,  $55$ ,  $66 \%$ ). Pour chaque cas, les températures prédites et mesurées sont comparées pour deux sections transverses :  $x^I = 0,05 \text{ m}$  et  $x^I = 0,20 \text{ m}$ .

Les résultats de la comparaison pour les 3 cas sont présentés sur la Figure III.3.8. La distribution en température est présentée selon le même critère que celui utilisé par Montazeri [115] pour exprimer l'erreur en % afin de faciliter la comparaison. Les résultats du modèle (points noirs) et les données expérimentales (croix rouges) sont tracés en fonction de la distance du centre du domaine à  $x^I = 0,05 \text{ m}$  et  $x^I = 0,20 \text{ m}$ .

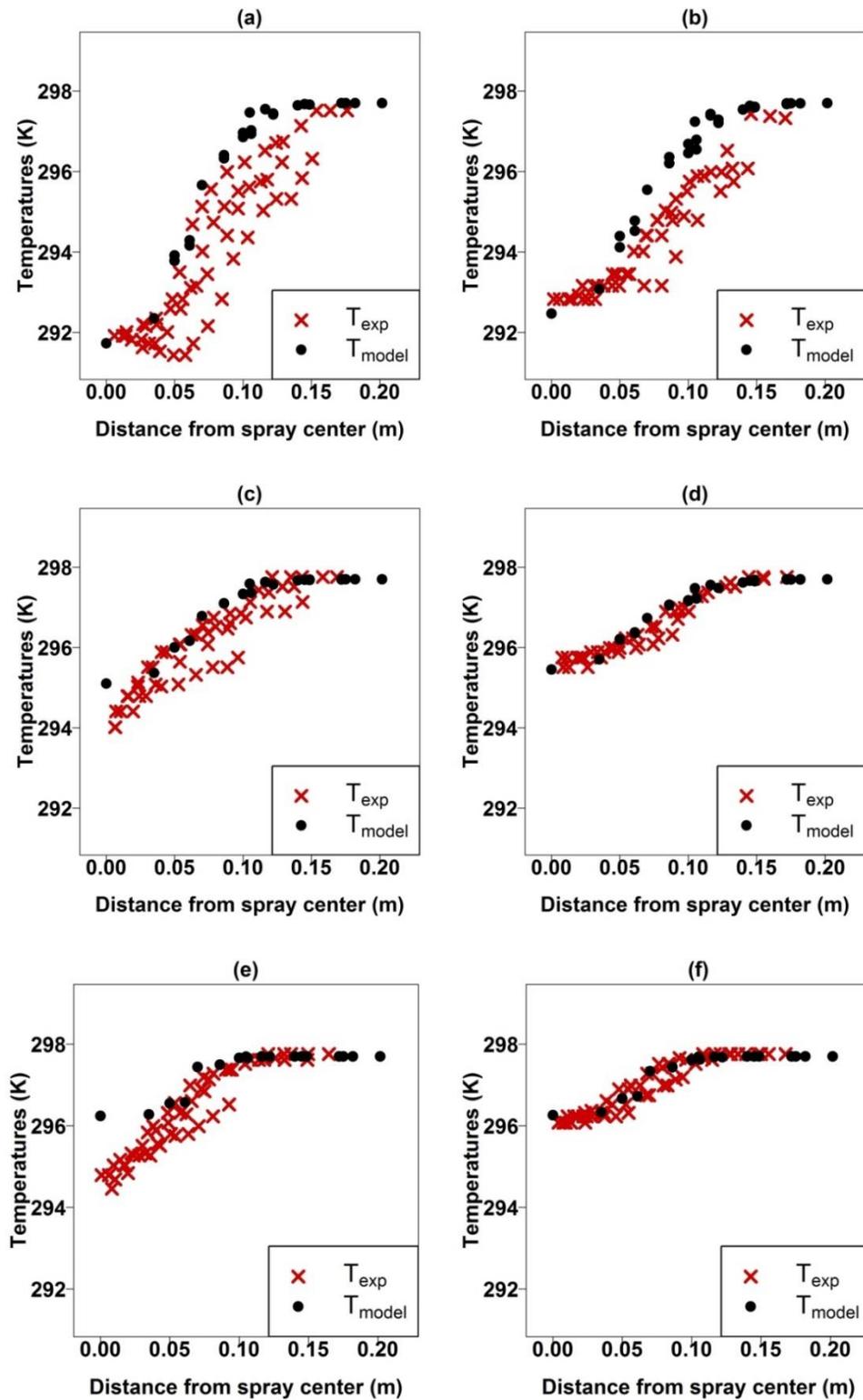


Figure III.3.8: Comparaison de la distribution de la température de l'air en fonction de la distance au centre du spray : (a) cas 1 à  $x^l = 0.05$  m; (b) cas 1 à  $x^l = 0.20$  m; (c) cas 2 à  $x^l = 0.05$  m; (d) cas 2 à  $x^l = 0.20$  m; (e) cas 3 à  $x^l = 0.05$  m; (f) cas 3 à  $x^l = 0.20$  m

Les résultats prédits et mesurés montrent tous les deux une augmentation de la température de l'air au centre du domaine du cas 1 au cas 3. En effet, le débit d'air et l'humidité relative augmentent du cas 1 au cas 3. Une augmentation de l'humidité relative diminue la température de saturation adiabatique,  $T_{wb}$ . Le refroidissement de l'air au centre du domaine est ainsi moins important du cas 1 au cas 3. En effet, le meilleur refroidissement au centre du spray est obtenu pour le cas 1 pour lequel l'air est le plus sec. .

De plus, les profils de température prédites et mesurées sont très similaires pour chaque section. En effet, le profil radial de température s'aplatit entre les sections  $x' = 0,05$  m and  $x' = 0,20$  m : la température s'homogénéise dans la section au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injection.

Cependant, la température simulée au centre du spray diffère de celle mesurée lorsque la vitesse de l'air augmente. Pour les cas 2 et 3, les différences de température entre les valeurs mesurées et celles prédites au centre du spray sont respectivement de 1 °C et 1,5 °C. Cette différence peut être attribuée à l'influence de la buse et de l'interaction des gouttes dans la région de formation du spray entre celles qui remontent l'écoulement et celles qui sont transportées par l'écoulement. Ce croisement de trajectoire des gouttes pourrait résulter d'une surface de spray hétérogène, et par conséquent d'une concentration des gouttes plus importante au centre du spray. Ce qui résulterait d'une température de l'air plus basse au centre du spray à la fin de la formation du spray.

Un minimum de température est mesuré pour une distance du centre du domaine proche de  $d = 0,025$  m sur la Figure III.3.8.(a). Ceci peut avoir plusieurs explications comme un moins bon centrage de la buse par rapport à l'axe horizontale de la veine ou un effet du contournement du spray autour de la buse d'injection.

De bonnes similitudes sont obtenues entre les températures calculées et celles mesurées pour les trois cas. Les différences entre les points expérimentaux et ceux du modèle sont inférieures à 10 %. Les incertitudes sur les caractéristiques opératoires de la simulation et plus particulièrement sur les valeurs de l'angle de spray,  $\beta_{spray}$ , et les paramètres de la distribution en taille de goutte,  $r_{med}$  et  $\sigma_c$ , peuvent également expliquer les différences observées pour chaque section. Par conséquent, dans la partie suivante une analyse de sensibilité est réalisée sur plusieurs paramètres de simulation.

### III.3.3.3. Analyse de sensibilité

L'objectif de cette analyse est d'évaluer la contribution de chaque paramètre de simulation sur le refroidissement de l'air. Trois variables d'étude sont introduites. La première variable représente le refroidissement d'une surface cible,  $\Delta T_{cool}$ . Cette variable permet d'avoir une première idée sur le refroidissement adiabatique obtenu par évaporation des gouttes d'eau. La surface cible considérée,  $S_{cible}$ , est carrée de longueur  $l_{cible} = 0,1$  m et elle est positionnée au centre du domaine :

$$\Delta T_{cool} = T_a - T_s \quad (III.3.3)$$

Avec  $T_s$  la température de la cible obtenue par pondération surfacique et  $T_a$  la température ambiante.

Ce premier paramètre permet de définir à quelle position par rapport à la buse la cible doit être positionnée pour profiter du meilleur refroidissement évaporatif. Il permet également de déterminer la valeur optimale de chaque paramètre pour le refroidissement de la cible.

La deuxième variable d'étude est le rapport entre la surface du spray à la fin de la formation du spray et la surface de la cible. Elle est notée  $S_r$  et permet de déterminer si la surface totale de la cible est refroidie ( $S_r > 1$ ) ou si une seule région de la cible est refroidie ( $S_r < 1$ ). Cette variable permet donc de compléter la variable  $\Delta T_{cool}$ . Son expression est la suivante :

$$S_r = \frac{\pi \left( \frac{d_{spray}}{2} \right)^2}{S_{cible}} \quad (III.3.4)$$

La troisième variable d'étude définie est le rapport entre la quantité d'eau liquide restante dans le domaine à la position  $x^II$ ,  $m_{eau,x}$ , sur la quantité d'eau injectée initialement,  $m_{eau,inj}$ . L'objectif de cette variable est de suivre l'évolution de la quantité d'eau liquide lors de la dispersion et l'évaporation des gouttelettes d'eau. Son expression est la suivante :

$$r_w = \frac{m_{eau,x}}{m_{eau,inj}} \times 100 \quad (III.3.5)$$

L'analyse de ces variables est menée en fonction des paramètres de simulation qui ont un impact important sur le refroidissement évaporatif : l'humidité relative,  $HR$ , l'angle du spray,  $\beta_{spray}$ , et le débit d'eau injecté,  $\dot{m}_L$ . Pour chaque paramètre, quatre valeurs différentes sont comparées. La distribution en taille de goutte est également étudiée pour cinq valeurs de diamètre de Sauter. Lorsqu'un paramètre est modifié les valeurs de référence des données d'entrée du modèle sont définies dans le Tableau III.3.6.

Tableau III.3.6. Valeur de référence des données de simulation pour l'analyse de sensibilité

$\dot{m}_a$ ( $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )	$T_a$ (K)	$HR$ (%)	$\dot{m}_L$ (L/h)	$d_{hole}$ (mm)	$\beta_{spray}$ (°)	$r_{med}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_c$ (-)
0,1	297,2	35	1,4	0,1	39	9	0,42

### III.3.3.3.1. Humidité de l'air : $HR$

Les résultats du modèle de formation du spray qui calcule la trajectoire des gouttes ainsi que la quantité d'eau évaporée pour l'humidité relative sont tout d'abord présentés dans le Tableau III.3.7. Pour chaque paramètre de simulation étudié, la position de la fin de la formation du spray,  $x_{eq}$ , le diamètre du spray,  $d_{spray_i}$ , le ratio de surface,  $S_r$ , le ratio  $r_{w,inlet}$ , la température adimensionnée  $T^*$  et le refroidissement,  $\Delta T_{cool,inlet}$  sont comparés.

Tableau III.3.7. Résultats de l'analyse de sensibilité sur  $HR$  à la fin de la formation du spray

$HR$ (%)	$x_{eq}$ (m)	$d_{spray_i}$ (m)	$S_r$ (-)	$r_{w,inlet}$ (%)	$T^*$ (-)	$\Delta T_{cool,inlet}$ (°C)
20	-0,21	0,17	2,3	82,5	0,43	5,3
40	-0,21	0,17	2,3	86,8	0,47	4,0
60	-0,21	0,17	2,3	91,1	0,49	2,7
80	-0,21	0,17	2,3	95,5	0,52	1,3

L'impact de l'humidité relative ambiante est comparé pour quatre valeurs comprises entre 20 % et 80 %. Les variations de l'humidité n'a aucune influence sur la position  $x_{eq}$  ou le diamètre du spray,  $d_{spray_i}$  et par conséquent le rapport de la surface du spray sur la surface cible,  $S_r$ , n'est pas impactée. Mais la différence ( $T_a - T_{wb}$ ) augmente lorsque l'air est plus sec. Comme le gradient de température ( $T_a - T_{wb}$ ) est le moteur de l'évaporation des gouttes, un air plus sec permet une évaporation des gouttes plus rapide. Ainsi, le ratio  $r_{w,inlet}$  diminue lorsque l'air est sec. Par exemple pour  $HR = 20\%$ ,  $r_{w,inlet}$  est égal à 82,5 %, tandis qu'il est égal à 91,1% pour  $HR = 60\%$ .

Mais plus l'air est sec et plus la quantité d'eau nécessaire pour atteindre la saturation de l'air est importante. Comme la même quantité d'eau a été injectée, la température adimensionnée,  $T^*$ , qui décrit si l'air est proche d'un air saturé ( $T^* = 1$ ) ou de l'air ambiant ( $T^* = 0$ ) éloigné de la saturation, diminue lorsque  $HR$  diminue. La quantité d'eau liquide qui s'est évaporée est plus importante, le refroidissement adiabatique est amélioré, et  $\Delta T_{cool_{inlet}}$  augmente. Par exemple, une humidité relative de 20 % permet d'obtenir un refroidissement adiabatique de la cible de 5,3 °C, tandis qu'une humidité relative de 60 % ne permet d'atteindre que 2,7 °C de refroidissement adiabatique.

Le modèle de dispersion est ensuite utilisé pour calculer le ratio de quantité d'eau,  $r_w$ , et le refroidissement de la cible,  $\Delta T_{cool}$ . Leurs évolutions le long du domaine sont présentées sur la Figure III.3.9 dans le repère de la buse.

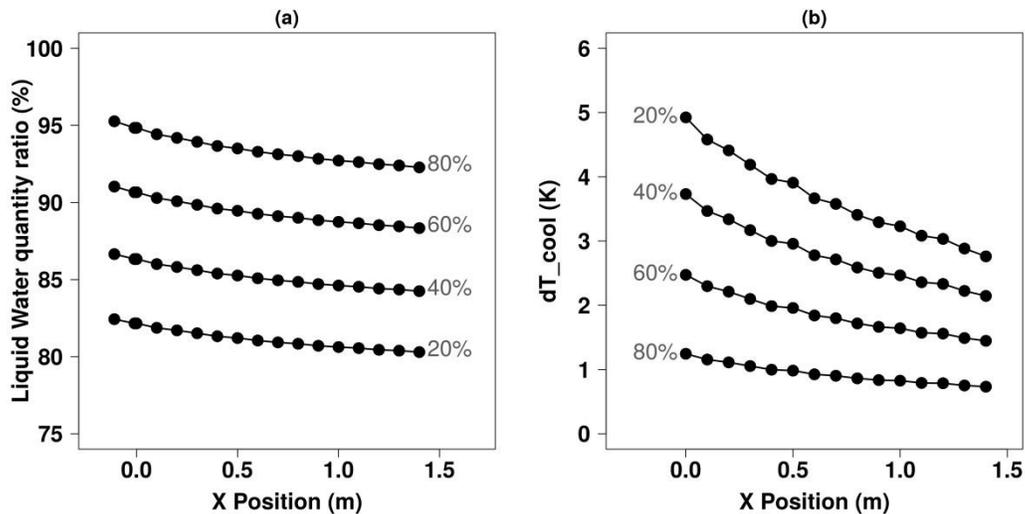


Figure III.3.9: Effet de l'humidité relative : (a) rapport de quantité d'eau liquide  $r_w$  (%); (b) refroidissement de la cible (°C)

L'évolution de  $r_w$  à la Figure III.3.9.(a) montre que la quantité d'eau évaporée est très faible tout le long du domaine. Dans chaque cas, la quantité d'eau évaporée entre l'entrée et la sortie du domaine ne dépasse pas 2 %. Le comportement est très comparable quel que soit le niveau d'humidité. L'essentiel de l'évaporation est réalisée dans zone de formation du spray. Par contre, le refroidissement de la cible diminue le long du domaine en particulier si l'air est sec. Par exemple, pour  $HR = 20\%$ ,  $\Delta T_{cool}$  diminue de 2 °C entre la position de la buse ( $x^I = 0$  m) et  $x^I = 1$  m, tandis que pour  $HR = 60\%$ ,  $\Delta T_{cool}$  ne diminue que de 1 °C. En effet, durant la dispersion

du spray, la quantité d'eau évaporée est faible, et n'est pas suffisante pour contrebalancer l'effet de dispersion qui conduit à mélanger de l'air chaud avec l'air rafraîchi du spray. Ainsi, un air plus sec se réchauffe plus vite qu'un air humide. Par conséquent le meilleur refroidissement est atteint pour un air sec mais pour une position juste derrière la buse.

### III.3.3.2. Angle du spray : $\beta_{spray}$

L'effet de l'angle du spray sur la formation du spray est présenté dans le Tableau III.3.8. Quatre valeurs d'angle,  $\beta_{spray}$ , variant entre 18 ° et 42 ° sont choisies car elles sont représentatives des buses disponibles. La position  $x_{eq}$  reste inchangée pour chacun des cas car seul l'angle du spray varie. Par contre le diamètre du spray,  $d_{spray}$ , et par conséquent le ratio des surfaces  $S_r$  augmente lorsque  $\beta_{spray}$  augmente.

**Tableau III.3.8. Résultats de l'analyse de sensibilité sur  $\beta_{spray}$  à la fin de la formation du spray**

$\beta_{spray}$ (°)	$x_{eq}$ (m)	$d_{spray_i}$ (m)	$S_r$ (-)	$r_{w,inlet}$ (%)	$T^*$ (-)	$\Delta T_{cool,inlet}$ (°C)
18°	-0,21	0,08	0,5	93,4	1,0	4,4
26°	-0,21	0,11	1,0	86,3	1,0	9,3
34°	-0,21	0,15	1,7	85,7	0,61	5,7
42°	-0,21	0,19	2,8	85,7	0,39	3,7

Lorsque  $d_{spray}$  est assez petit,  $T_{a,spray}$  atteint la température de saturation adiabatique,  $T_{wb}$  et la température adimensionnée  $T^* = 1$ . Par conséquent, l'air est saturé en vapeur d'eau et l'évaporation des gouttes s'arrête pendant l'étape de formation du spray. Ainsi, un ratio de quantité d'eau liquide,  $r_{w,inlet}$ , plus grand est obtenu lorsque l'évaporation est bloquée que lorsqu'elle ne l'est pas. Par exemple,  $r_{w,inlet} = 93,4\%$  pour  $\beta_{spray} = 18^\circ$ , tandis que pour  $\beta_{spray} = 26^\circ$ ,  $r_{w,inlet} = 86,3\%$ . Pour des angles de spray plus grand, la surface à refroidir est plus large. Pour une même quantité d'eau injectée, la concentration en gouttelettes est plus faible pour une surface de spray plus grande. Le refroidissement de l'air est donc moins important. Par conséquent, plus l'angle du spray est grand et plus  $T^*$  diminue.

Cependant le meilleur refroidissement n'est pas non plus obtenu pour des petites surfaces de spray. En effet, si  $\beta_{spray}$  est trop petit, le ratio de surface  $S_r$  est très inférieur à 1. L'air refroidi n'atteint qu'une petite partie de la surface cible. Ainsi, le meilleur refroidissement de la surface cible est obtenu lorsque la surface du spray est proche de celle de la cible, i.e.  $S_r = 1$ . Pour  $\beta_{spray} = 26^\circ$ , le refroidissement de la cible est maximal et atteint 9,3 °C correspondant à la

différence entre  $(T_a - T_{wb})$ . Dans le cas d'un air plus sec que la valeur de référence ( $HR = 35\%$ ), cette différence  $(T_a - T_{wb})$  augmente. Un meilleur refroidissement de la cible est alors possible.

Le modèle de dispersion est ensuite utilisé pour traiter de l'évolution du ratio de quantité d'eau,  $r_w$ , et du refroidissement de la cible,  $\Delta T_{cool}$  le long du domaine. La Figure III.3.10 présente ainsi l'impact de l'angle de spray sur l'évolution de  $r_w$  et  $\Delta T_{cool}$  dans la veine.

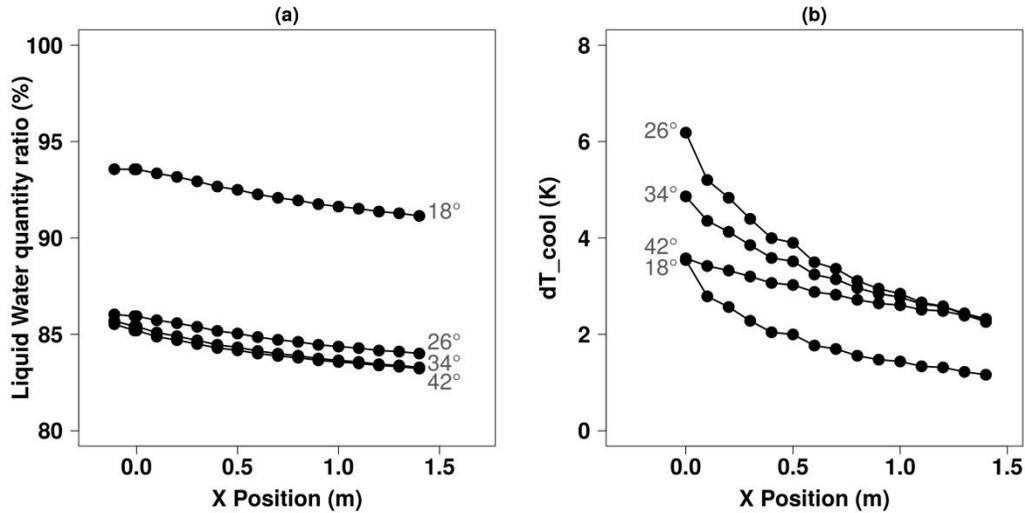


Figure III.3.10: Effet de l'angle du spray : (a) rapport de quantité d'eau liquide  $r_w$  (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}C$ )

Les résultats présentés sur la Figure III.3.10.(a) montrent que la vitesse d'évaporation est très peu influencée par  $\beta_{spray}$ . En effet, la quantité d'eau diminue de 2 % au maximum le long du domaine. Pour  $\beta_{spray} = 18^{\circ}$  et  $\beta_{spray} = 26^{\circ}$ , l'air est saturé ( $T^* = 1$ ) à la fin de l'étape de formation du spray et l'évaporation des gouttes n'est plus possible. Ainsi sur les premiers centimètres de la veine,  $r_w$  reste constant. Puis, l'air se disperse dans un air plus sec et le phénomène d'évaporation reprend : alors  $r_w$  diminue doucement. Mais la plus grande partie de l'évaporation des gouttelettes d'eau a lieu durant l'étape de formation du spray.

Les résultats sur le refroidissement de la surface cible dans le domaine sont présentés sur la Figure III.3.10.(b).  $\Delta T_{cool}$ , diminue le long du domaine. De plus pendant la dispersion du spray, la quantité d'eau qui est évaporée pendant la dispersion du spray n'est pas assez importante pour contrebalancer le phénomène de dispersion. Mais lorsque  $\beta_{spray}$  est petit, l'air se réchauffe plus vite et  $\Delta T_{cool}$  diminue plus rapidement. En effet, la différence de température entre le centre du spray et l'air ambiant est plus importante pour de petits  $\beta_{spray}$ . Par conséquent pour maximiser le

refroidissement de la cible, l'angle  $\beta_{spray}$  optimal est celui qui permet d'obtenir la surface du spray la plus proche de la surface cible ( $S_r = 1$ ). Et la cible doit être positionnée la plus proche de la buse car l'air se réchauffe pendant la phase de dispersion. De plus, à partir de 1,2 m le refroidissement de la cible converge pour des angles de spray supérieurs à 26 °. En effet, l'influence du spray est importante au début du domaine, puis s'atténue rapidement ensuite.

### III.3.3.3. Débit d'eau : $\dot{m}_L$

L'effet du débit d'eau sur la formation du spray est présenté dans le Tableau III.3.9. Quatre débits d'eau massiques compris entre 0,6 L.h<sup>-1</sup> et 1,8 L.h<sup>-1</sup> ont été étudiés. En augmentant le débit d'eau, la vitesse d'éjection des gouttes augmente et la distance parcourue par les gouttelettes d'eau s'allonge. Ainsi, le diamètre de spray et le ratio de surfaces sont plus grands. Par exemple, pour  $\dot{m}_L = 0,6 \text{ L.h}^{-1}$ ,  $d_{spray,i} = 0,08 \text{ m}$  et  $S_r = 0,5$ , tandis que pour  $\dot{m}_L = 1,4 \text{ L.h}^{-1}$ ,  $d_{spray,i} = 0,17 \text{ m}$  et  $S_r = 2,3$ . Par ailleurs l'augmentation du débit d'eau diminue légèrement  $r_{w,inlet}$  et la quantité d'eau évaporée durant la formation du spray est un petit peu plus importante.

Tableau III.3.9. Résultats de l'analyse de sensibilité sur  $\dot{m}_L$  à la fin de la formation du spray

$\dot{m}_L$ (L.h <sup>-1</sup> )	$x_{eq}$ (m)	$d_{spray,i}$ (m)	$S_r$ (-)	$r_{w,inlet}$ (%)	$T^*$ (-)	$\Delta T_{cool,inlet}$ (°C)
0,6	-0,07	0,08	0,5	87,1	0,88	3,8
1,0	-0,14	0,12	1,2	86,3	0,60	5,6
1,4	-0,21	0,17	2,3	85,7	0,46	4,3
1,8	-0,27	0,22	3,8	85,3	0,37	3,5

Les analyses sur l'angle du spray et le débit d'eau permettent de comparer l'influence de la quantité d'eau injectée pour des surfaces de spray très proches. Par exemple, pour  $\dot{m}_L = 0,6 \text{ L.h}^{-1}$  et  $\beta_{spray} = 39^\circ$  (appelé cas *a*), et pour  $\beta_{spray} = 18^\circ$  et  $\dot{m}_L = 1,4 \text{ L.h}^{-1}$  (appelé cas *b*), le diamètre de spray obtenu à la fin de la formation du spray est égale à 0.08 m ( $S_r = 0,5$ ). Les résultats montrent que la saturation de l'air est atteinte ( $T_r = 1$ ) et le refroidissement de la cible  $\Delta T_{cool}$  augmente de 0,6 °C lorsqu'une plus grande quantité d'eau est injectée (du cas *a* au cas *b*). En effet, pour la même surface de spray, injecter une plus grande quantité d'eau augmente le flux massique de 33 à 77 mL.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. La fraction liquide et la concentration en nombre de gouttes sont donc plus importantes et par conséquent le refroidissement de la cible,  $\Delta T_{cool}$ .

Cependant, lorsque la surface du spray augmente, le flux massique diminue malgré une plus grande quantité d'eau injectée et un moins bon refroidissement de la cible est obtenu. Par

exemple,  $\Delta T_{cool} = 4,3 \text{ °C}$  pour  $\dot{m}_L = 1,4 \text{ L.h}^{-1}$  et  $d_{spray_i} = 0,17 \text{ m}$ , le flux massique est de  $17 \text{ mL.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $\Delta T_{cool} = 4,3 \text{ °C}$ , tandis que pour  $\dot{m}_L = 1 \text{ L.h}^{-1}$  et  $d_{spray_i} = 0,12 \text{ m}$  le flux massique vaut  $25 \text{ mL.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $\Delta T_{cool} = 5,6 \text{ °C}$ . Ainsi, diminuer le débit d'eau injecté permet d'obtenir des températures de mélange air/spray plus froides mais sur des surfaces de spray plus petites. Il faut en outre ajuster les surfaces de spray à la surface cible. Ici, le meilleur refroidissement de la cible ( $\Delta T_{cool,inlet}$ ) est atteint pour  $\dot{m}_L = 1 \text{ L.h}^{-1}$ , en raison de sa surface de spray la plus proche de celle de la cible ( $S_r = 1,2$ ).

Le modèle de dispersion est ensuite utilisé pour expliquer la phase de dispersion dans le domaine. La Figure III.3.11 présente l'impact du débit d'eau injecté sur l'évolution du ratio de la quantité d'eau liquide,  $r_w$ , et du refroidissement,  $\Delta T_{cool}$ , de la cible le long du domaine.

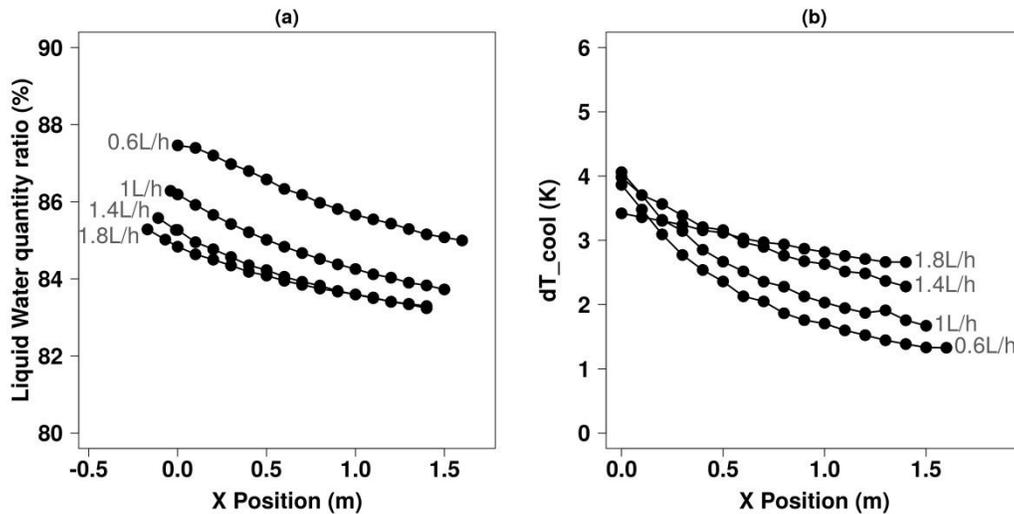


Figure III.3.11: Effet du débit injecté : (a) rapport de quantité d'eau liquide  $r_w$  (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ )

L'évolution de  $r_w$  montre que l'évaporation des gouttes d'eau est très longue durant l'étape de dispersion des gouttes. Par exemple pour  $\dot{m}_L = 1 \text{ L.h}^{-1}$ ,  $r_w = 86 \%$  à la fin de la formation du spray, soit 14 % des gouttelettes injectées se sont évaporées. A la fin du domaine ( $x^I = 1,5 \text{ m}$ ),  $r_w = 84 \%$ , soit seulement 2 % de gouttes d'eau qui se sont évaporées durant la phase de dispersion. Par conséquent, la majorité de l'évaporation a lieu pendant l'étape de formation du spray. Sur la Figure III.3.11.(b), le refroidissement de la cible,  $\Delta T_{cool}$  diminue le long du domaine pour tous les cas. La quantité d'eau évaporée est très faible et la dispersion des gouttelettes fait augmenter la température de l'air.  $\Delta T_{cool}$  diminue d'autant plus que le débit d'eau injecté est

faible. Pour maximiser le refroidissement adiabatique de la cible, celle-ci doit être positionnée le plus proche de la buse et la valeur de  $\dot{m}_L$  doit être celle permettant d'atteindre une surface de spray la plus proche de la surface cible.

#### III.3.3.4. Distribution en taille de goutte

Dans cette partie, cinq diamètres de Sauter,  $d_{32}$ , ont été choisis. Leurs valeurs sont réparties entre 20  $\mu\text{m}$  et 40  $\mu\text{m}$ . Pour chaque  $d_{32}$ , deux scénarios sont définis afin d'étudier leur impact séparément. Le premier scénario consiste à garder l'écart type constant  $\sigma_c = 0,38$  et d'augmenter le rayon médian,  $r_{med}$ . Le rayon médian varie entre 7  $\mu\text{m}$  et 14  $\mu\text{m}$ . Le second scénario consiste à garder le rayon médian,  $r_{med}$  constant et est égal à 10  $\mu\text{m}$  et d'augmenter l'écart type  $\sigma_c$ , pour obtenir des distributions en taille de gouttes plus élargies. L'écart type  $\sigma_c$  varie entre 0,08 et 0,53. Des rayons médians plus grands ou des distributions plus larges entraînent des diamètres de Sauter également plus grands. Les distributions en taille de goutte sont représentées sur la Figure III.3.12 pour chaque scénario.

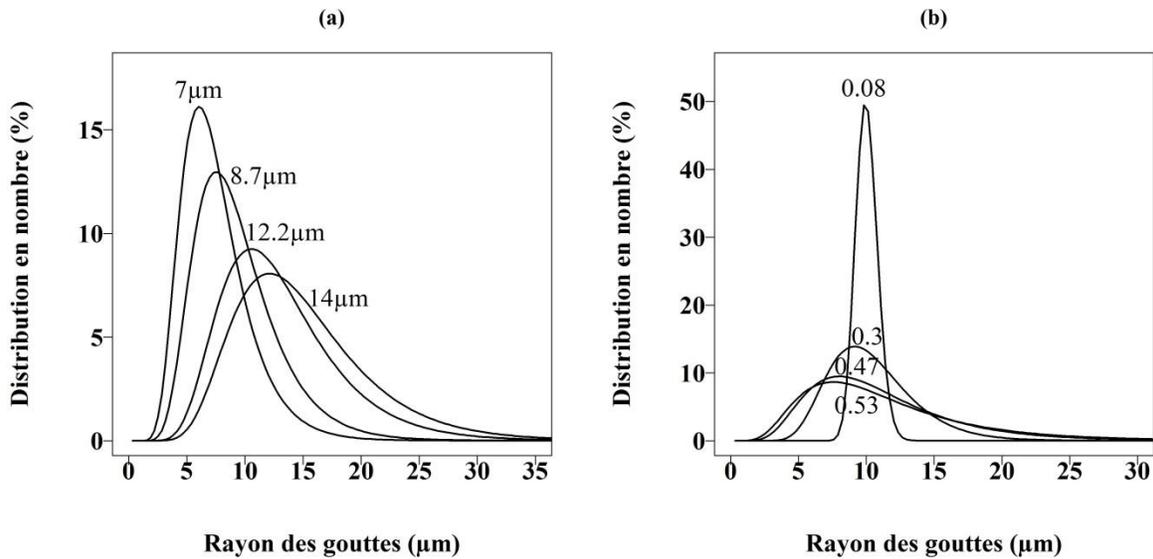


Figure III.3.12: Distribution en taille de gouttes : (a) Scénario 1; (b) Scénario 2

La distribution en taille de goutte s'élargie et s'aplatie lorsque  $\sigma_c$  augmente, tandis qu'elle s'aplatit et se déplace vers la droite lorsque le rayon médian grossit.

L'influence du  $d_{32}$ ,  $r_{med}$  et  $\sigma_c$  sur  $x_{eq}$ ,  $d_{spray,i}$ ,  $S_r$ ,  $r_{w,inlet}$ ,  $T^*$  et  $\Delta T_{cool,inlet}$  est présentée dans le Tableau III.3.10.

**Tableau III.3.10. Résultats de l'analyse sensibilité sur la distribution en taille à la fin de la formation du spray**

$d_{32}$ ( $\mu\text{m}$ )	$r_{med}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_c$ (-)	$x_{eq}$ (m)	$d_{spray,i}$ (m)	$S_r$ (-)	$r_{winlet}$ (%)	$T^*$ (%)	$\Delta T_{cool,inlet}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )
20	10,0	0,08	-0,10	0,09	0,6	92,7	0,90	4,9
	7,0	0,38	-0,10	0,08	0,6	92,3	1,0	5,1
25	10,0	0,30	-0,16	0,13	1,4	89,0	0,61	5,6
	8,7	0,38	-0,16	0,13	1,3	85,7	0,79	7,4
30	10,0	0,40	-0,22	0,19	2,7	84,6	0,43	4,0
	10,5	0,38	-0,22	0,19	2,8	85,7	0,38	3,5
35	10,0	0,47	-0,30	0,25	5,1	79,3	0,31	2,9
	12,2	0,38	-0,31	0,26	5,2	85,7	0,21	2,0
40	10,0	0,53	-0,41	0,34	9,3	72,5	0,23	2,1
	14,0	0,38	-0,40	0,34	9,1	85,7	0,12	1,1

La trajectoire des gouttes étant calculée à partir du  $d_{32}$ , la position  $x_{eq}$  et le diamètre du spray  $d_{spray,i}$  sont indépendants du scénario pour une même valeur de  $d_{32}$ . Plus le diamètre de Sauter augmente et plus la position  $x_{eq}$  s'éloigne de la buse. En effet, les plus grosses gouttes ont une inertie plus importante et elles remontent plus loin l'écoulement. Ainsi, indépendamment du scénario  $d_{spray,i}$  et  $S_r$  augmente lorsque  $d_{32}$  augmente et la température adimensionnée,  $T^*$ , augmente lorsque  $d_{spray,i}$  et  $S_r$  diminuent. En effet, pour une même quantité d'eau injectée, le flux massique est plus grand pour de petites surfaces de spray et par conséquent le refroidissement est plus important. Lorsque le ratio de surface  $S_r > 1$ , le refroidissement n'est pas efficace. Pour optimiser le refroidissement de la cible, ce ratio doit être le plus proche de 1.

Les résultats du premier scénario montrent également que la taille des gouttes influence très peu la cinétique d'évaporation car  $r_{w,inlet}$  ne varie pas lorsque  $r_{med}$  augmente. Pour le second scénario, une augmentation de l'écart type,  $\sigma_c$ , augmente de manière significative la cinétique d'évaporation des gouttelettes d'eau. Par exemple, pour  $\sigma_c = 0,30$ ,  $r_{w,inlet} = 89\%$ , tandis que pour  $\sigma_c = 0,47$ ,  $r_{w,inlet} = 79\%$ , soit 10% de plus de gouttelettes d'eau évaporée. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Montazeri et al. [120]. Par contre pour refroidir efficacement la cible, augmenter l'écart type de la distribution n'est pas suffisant. En effet, il faut que le ratio  $S_r$  soit proche de 1. Le cas idéal est donc d'avoir  $\sigma_c$  très grand couplé à une taille de goutte très petite afin d'avoir  $S_r$  proche de 1.

Les évolutions de  $r_w$  et  $\Delta T_{cool}$  calculées à l'aide du modèle de dispersion le long de la veine sont présentées pour  $r_{med}$  (scénario 1) et  $\sigma_c$  (scénario 2) dans le repère de la buse sur la Figure III.3.13.

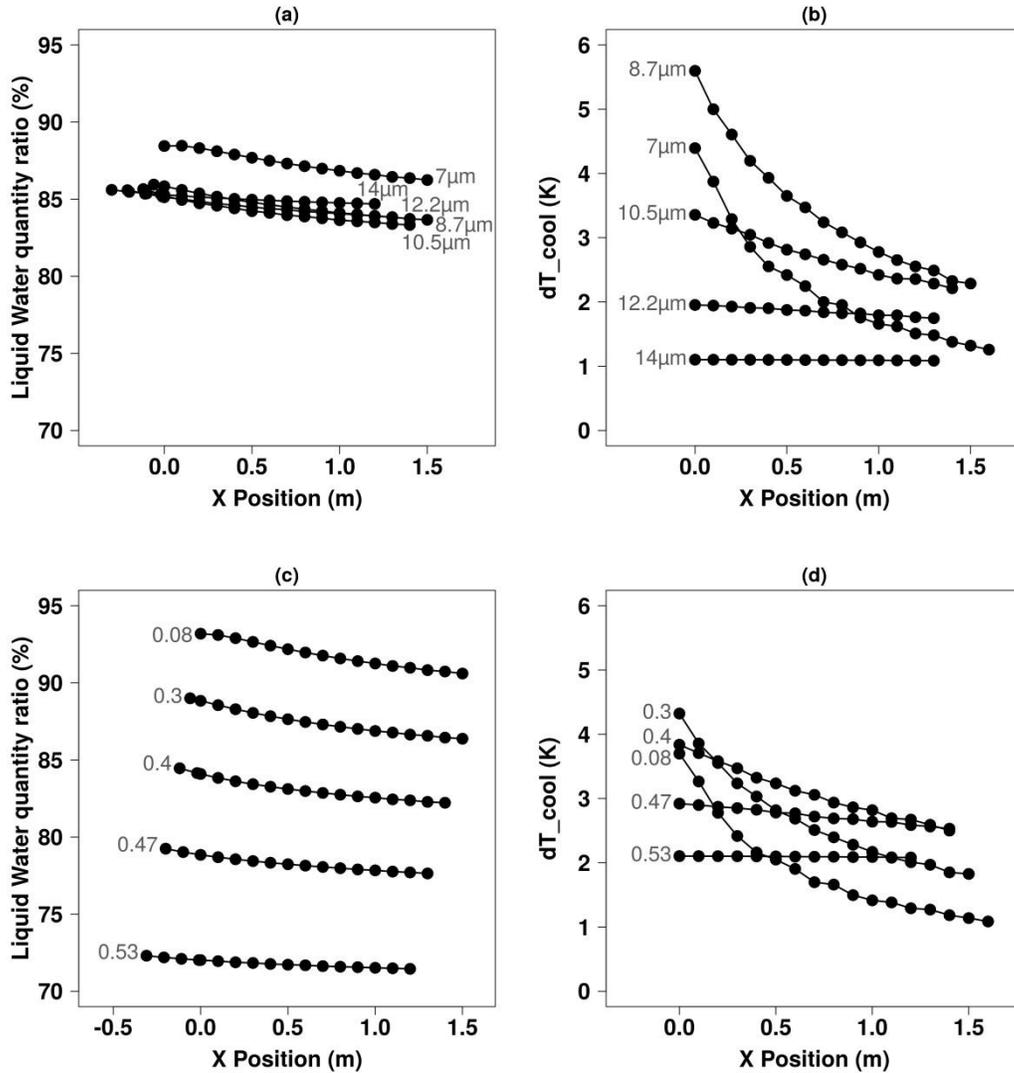


Figure III.3.13: Effet de la distribution en taille de gouttes : Scénario 1 : (a) rapport de quantité d'eau liquide  $r_w$  (%); (b) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ ) ; Scénario 2 : (c) rapport de quantité d'eau liquide  $r_w$  (%); (d) refroidissement de la cible ( $^{\circ}\text{C}$ )

L'évolution de  $r_w$  sur les Figure III.3.13.(a) montre que  $r_w$  diminue très peu le long de la veine. Même pour les distributions élargies (Figure III.3.13.(c)),  $r_w$  ne diminue pas plus de 2 %. Ainsi très peu de gouttelettes s'évaporent durant l'étape de dispersion en raison de l'effet de dispersion. Ainsi, la majorité de l'évaporation a lieu durant l'étape de formation pendant laquelle un gradient de vitesse existe entre l'air et les gouttes.

Pour les deux scénarios, le meilleur refroidissement de la cible,  $\Delta T_{cool}$ , est obtenu juste derrière la buse pour  $r_{med} = 8,7 \mu\text{m}$  et  $\sigma_c = 0,38$ . L'évaporation étant peu importante,  $\Delta T_{cool}$  diminue le long

du domaine pour tous les  $d_{32}$ . La diminution de  $\Delta T_{cool}$  est plus lente pour des tailles de goutte et des écarts type plus grands. En effet, plus le  $d_{32}$  est grand, plus  $d_{spray}$  est grand, et moins l'effet de dispersion est sensible.

#### III.3.3.4. Conclusion de l'analyse de sensibilité

La majorité de l'évaporation a lieu durant la formation du spray pendant laquelle les gradients de vitesse sont importants. L'humidité ainsi que l'écart type logarithmique sont les deux paramètres qui influencent le plus la quantité d'eau évaporée. Plus l'air est sec, et plus l'évaporation sera importante. Les paramètres  $r_{med}$  et  $\dot{m}_L$  ne jouent pas beaucoup sur l'évaporation, tandis que l'angle du spray n'influence plus l'évaporation dès qu'il est assez grand ( $\beta_{spray} > 26^\circ$ ). Parmi les cas d'étude, un maximum de 27 % des gouttelettes injectées ont été évaporées à la fin de la formation du spray. Les résultats sur  $r_w$  dans la partie dispersion montrent que l'évolution de la quantité d'eau dans l'air varie peu.

Concernant le refroidissement de la cible, une bonne évaporation durant la formation du spray n'est pas représentative d'un bon refroidissement de la cible. En effet, si la surface du spray est très supérieure à la surface de la cible, le refroidissement de la cible sera détérioré. C'est par exemple le cas pour  $\sigma_c = 0,53$ , pour lequel 27 % des gouttes injectées ont été évaporées, mais dont la surface du spray est plus de 9 fois supérieure à la surface cible et le refroidissement de la cible ne dépasse pas 2 °C.

Ainsi le refroidissement de la cible atteint 4 °C pour une petite distance entre la buse et la cible, un air sec, un angle du spray et une taille des gouttes petits. Suivre ces recommandations permet d'obtenir une surface cible la plus proche possible de la surface cible tout en ayant une bonne évaporation. De plus, le refroidissement pourrait être encore meilleur avec une distribution en taille large couplée à de petites tailles de gouttes afin d'obtenir un ratio  $S_r$  proche de 1.

La prise en compte de l'évaporation dans le modèle de formation du spray est donc essentielle pour déterminer la surface du spray. La partie CFD est, elle, plus utile pour les cas où le refroidissement de la cible est très sensible le long de la veine (cas de faibles débits d'eau, de petits  $d_{32}$  et petits angles de spray).

### **III.4. Conclusion du chapitre III**

Ce chapitre a porté uniquement sur l'évaporation et la dispersion des gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. L'état d'équilibre et la cinétique du modèle d'évaporation ont tout d'abord été comparés au modèle d'évaporation d'Abramzon et Sirigano [119]. Les résultats de cette comparaison ont montré l'intérêt d'utiliser le modèle d'évaporation de Bouzereau [20] dans le modèle de spray de par sa robustesse. Par ailleurs ce modèle permet de prendre en compte la distribution en taille sans avoir à intégrer un grand nombre de classes ce qui permet de diminuer le temps de calcul.

Le cas expérimental de Tissot [17] a été caractérisé numériquement et les résultats de notre modèle de spray ont ensuite été présentés. Lors de la formation du spray, un gradient thermique se forme entre l'air et le mélange air/eau refroidi par évaporation des gouttes d'eau. Ce gradient s'atténue le long de la veine en raison du phénomène de dispersion, le refroidissement adiabatique n'est donc pas homogène dans toute la veine. La majorité de l'évaporation a lieu durant l'étape de formation du spray, ce qui implique que le modèle de formation de spray nécessite l'intégration de l'évaporation des gouttes.

Les températures prédites par le modèle de spray sont ensuite comparées aux mesures de Tissot [17] et montrent de bonnes similitudes avec les mesures expérimentales (écart inférieur à 10 %). Ceci montre que notre modèle de spray présente des performances analogues aux modèles lagrangiens avec des temps de calcul plus courts.

Une analyse de sensibilité a finalement été réalisée afin d'analyser la contribution de l'humidité relative, de l'angle du spray, du débit d'eau injecté et de la distribution en taille de goutte sur le refroidissement de l'air. Un air sec ainsi qu'une distribution élargie permettent d'augmenter la cinétique d'évaporation. Mais sur toutes les simulations effectuées, seulement 27 % des gouttes se sont évaporées au maximum durant cette étape. Néanmoins, afin de refroidir efficacement une plaque chauffée, une bonne évaporation durant la formation du spray ne suffit pas, il faut aussi que la surface du spray soit également la plus proche de la surface cible à refroidir. L'approche CFD est particulièrement utilisée pour décrire les configurations présentant de forts gradients thermiques à savoir de faibles angles de spray, de faibles débits d'eau, et de petites tailles de gouttes.

### *Chapitre III. Évaporation et dispersion des gouttelettes en amont d'un échangeur de chaleur*

Dans le chapitre suivant, les essais pariétaux expérimentaux et les résultats du modèle de spray sur une plaque chauffée sont présentés.



# **Chapitre IV. Étude des échanges pariétaux**

## IV.1. Introduction

Le chapitre précédent a permis de caractériser la formation et la dispersion du spray dans un écoulement d'air. L'objectif de ce chapitre est en premier lieu de caractériser expérimentalement les échanges thermique et massique entre un air chargé de gouttelettes et une paroi chauffée à l'aide notamment de la détermination d'un coefficient d'échange mouillé. Ce chapitre a également pour objectif d'étudier l'influence du flux massique d'eau impactant la paroi sur les échanges thermiques et le refroidissement de la plaque chauffée.

Le dispositif expérimental développé au cours de ces travaux et notamment le matériel utilisé ainsi que le protocole expérimental sont détaillés. Puis les résultats de l'influence du flux massique d'eau sur les coefficients d'échange thermique ainsi que sur le refroidissement de la plaque sont présentés.

La géométrie et le maillage du domaine de calcul ainsi que les conditions initiales et limites du domaine permettant de simuler l'écoulement autour d'une paroi pour chaque condition expérimentale sont présentés. Les champs de vitesse, des variables transportées ( $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$ ) et des variables diagnostiques ( $q_L$  et  $T_a$ ) obtenus autour de la plaque sont tout d'abord décrits pour une simulation donnée. Le modèle de formation de spray est ensuite utilisé afin de déterminer la température du mélange air/eau impactant la plaque. Une comparaison des températures de plaque mesurées et calculées par le modèle de spray avec et sans brumisation est finalement réalisée.

## IV.2. Dispositif expérimental de la veine ouverte

Le dispositif expérimental de la veine ouverte, présenté plus en détail dans le rapport de Ndjaka [121], permet d'étudier le **refroidissement d'une paroi chauffée** par un spray de gouttelettes d'eau. Ce dispositif expérimental permet d'étudier **plusieurs positions de la plaque** dans la veine et ainsi comparer le refroidissement de la plaque pour différents flux massiques.

Cette partie a pour objectif de présenter le matériel utilisé et l'instrumentation du dispositif expérimental. Puis le protocole expérimental pour déterminer la position de la plaque dans l'écoulement ainsi que la réalisation des expériences avec et sans spray est détaillé. Enfin la détermination des coefficients d'échanges « sec » et « humide » est présentée.

### IV.2.1. Matériel

Le dispositif expérimental de la veine ouverte est constitué de trois composantes principales : la veine expérimentale, la buse injectant les gouttelettes d'eau et la plaque chauffée électriquement.

#### IV.2.1.1. Veine

La veine permet de souffler de l'air brumisé. Elle consiste en un tube métallique de 35 cm de diamètre et 81,5 cm de long, sur lequel est fixé un ventilateur qui aspire de l'air. L'air est canalisé dans le tube et sort à l'autre extrémité. Des arrivées sont également fixées sur le tube et accueillent les buses d'injection. Les photos de cette veine sont présentées sur la Figure IV.2.1.

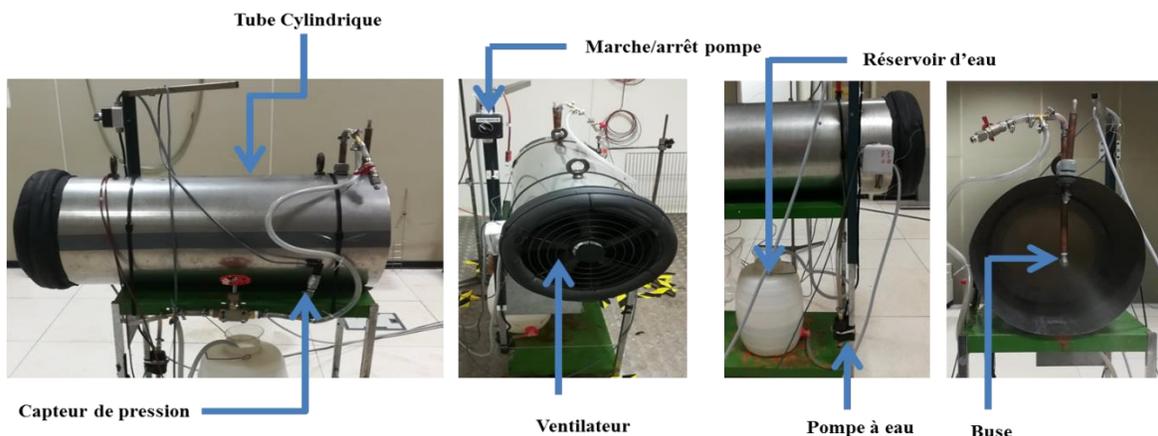


Figure IV.2.1: Dispositif expérimental de la veine ouverte

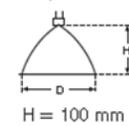
Un ventilateur centrifuge placé en amont est utilisé pour générer un écoulement d'air dans la veine. La vitesse d'air dans la section a été mesurée à l'aide d'un anémomètre (type Testo 435-2). Une vitesse moyenne de  $0,7 \text{ m.s}^{-1}$  a été mesurée. D'autres mesures par anémométrie à phase Doppler (PDA) ont été réalisées. Des fumées ont été injectées juste derrière la grille de stabilisation et les vitesses des très petites particules composant la fumée ont été mesurées dans le plan de sortie de la veine. Ces mesures ont permis de montrer la relative homogénéité des vitesses d'air dans le plan de sortie et de retrouver la valeur moyenne de  $0,7 \text{ m.s}^{-1}$  au débouché du tunnel.

La veine a été positionnée dans deux cellules différentes. La première cellule nommée dans la suite « petite cellule », est hermétiquement fermée, et les conditions ambiantes sont proches de la saturation ( $HR = 80 \%$ ) afin de limiter l'évaporation en amont de la plaque. Cependant, les conditions ambiantes (température et humidité) varient au cours des mesures, ce qui influence légèrement les résultats et nuance la comparaison des résultats. Aussi la veine a été positionnée dans une seconde cellule, nommée dans la suite « cellule climatique », dans laquelle les conditions ambiantes sont contrôlées.

#### IV.2.1.2. Système de pulvérisation

Le système de pulvérisation est composé de deux éléments principaux, la buse et le système d'alimentation en eau. La buse utilisée est une buse à cône creux du fabricant Lechler (référence 220.014.1.Y.AC) dont le débit d'eau moyen mesuré est de  $1,5 \text{ L.h}^{-1}$ . Les caractéristiques de cette buse sont référencées dans le Tableau IV.2.1.

Tableau IV.2.1. Caractéristiques de la buse à cône creux Lechler

Angle de jet	Réf. buse	diamètre de perçage [mm]	diamètre de passage minimum [mm]	débit de buse [l/h]						Dimensions du jet D à $p=5 \text{ bar}$ 
	Type			pression injectée [bar]						
				2,0	3,0	5,0	7,0	10,0	20,0	
60°	<b>220.014</b>	0,15	0,15	-	0,90	1,14	1,32	1,62	2,28	100

La caractérisation granulométrique de la buse a été réalisée préalablement aux cours des travaux de Lacour et al. [109]. Une mesure ponctuelle par anémométrie à phase Doppler (PDA) a été utilisée. Deux pressions d'injection (5 et 10 bar) ont été testées avec l'eau à température ambiante. Pour chaque pression d'injection, le PDA a balayé les coupes transversales du spray

situées entre 10 et 100 mm de l'orifice de sortie de la buse. La pression moyenne mesurée étant de 11,8 bar, seul les résultats à 10 bar nous intéressent. Les résultats obtenus montrent que sur les deux premiers centimètres de l'axe longitudinal, le diamètre de Sauter moyen est équivalent à 49  $\mu\text{m}$ , puis se stabilise autour de 64  $\mu\text{m}$  à 10 cm. Cette augmentation du diamètre de Sauter peut être expliquée par l'apparition de plus grosses gouttes par coalescence et par évaporation des plus petites gouttes. La valeur retenue pour le diamètre de Sauter est 49  $\mu\text{m}$ .

Une pompe à piston à mouvement électromagnétique de marque KSB (type GZ9.300-10.MS.1.A) achemine l'eau stockée dans un réservoir vers la buse. Elle permet de délivrer un débit, une pression et une température allant jusqu'à 300 L.h<sup>-1</sup>, 13 bar, et 60 °C. Cette pompe consomme environ 60 W respectivement. Un capteur de pression à jauge de marque RS (référence 797-49995) permet de mesurer la pression d'eau délivrée par la pompe et pulvérisée par la buse. Une pression moyenne de 11,8 bar a été mesurée aux cours des différentes mesures.

### IV.2.1.3. Plaque

La plaque utilisée est une plaque en cuivre de dimension 5 cm de long, 2 cm de large et 0,2 cm d'épaisseur. Cette taille de plaque permet au spray d'impacter la totalité de sa surface. Une petite épaisseur et une plaque en cuivre ont également été choisie afin de conduire de manière homogène et en minimisant les pertes de l'apport de chaleur à la plaque de cuivre. Un système de maintien est employé afin de tenir la plaque verticalement ou horizontalement (Figure IV.2.2). Ce système entoure la plaque de cuivre de chaque côté sans influencer sur le flux de chaleur imposé.

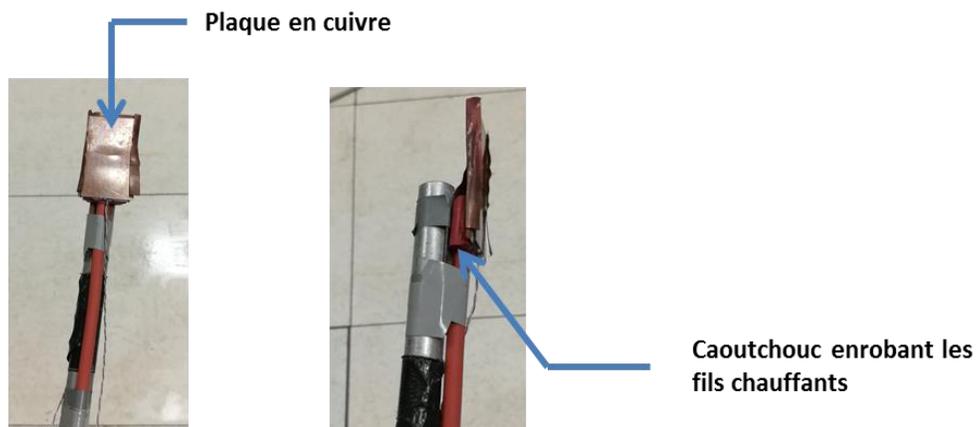


Figure IV.2.2: Photos de la plaque de cuivre et des fils chauffants

Des fils chauffants de marque VULCANIC (numéro de série : 121040) et protégés par un caoutchouc permettent de délivrer une puissance maximale de 1,25 W sous une tension de 12 V à la plaque de cuivre. Le chauffage de la plaque est donc à flux électrique imposé et la température de la plaque est uniforme. L'ensemble de la plaque est fixé sur une barre métallique (Figure IV.2.2). Un générateur de tension à double alimentation de marque TTI EX354D DUAL POWER SUPPLY est utilisé afin de faire varier la tension et le courant imposés aux fils chauffants. La plaque chauffée étant positionnée en dehors de la veine, plusieurs positions dans et hors de la veine ont été effectuées.

### IV.2.2. Instrumentation

Afin de déterminer le flux massique d'eau impactant la paroi, un support en coton est positionné sur la plaque (Figure IV.2.3). La quantité d'eau collectée pendant un temps donné est ensuite pesée à l'aide d'une balance électronique de marque KERN PCB 250-3 dont la précision est de 0,001 gramme. Le support de recueil diffère selon l'orientation de la plaque. Pour une position de plaque verticale, le coton est positionné dans un bouchon de 3,2 cm de diamètre. Pour une position de plaque horizontale, le coton est positionné dans une pochette en plastique plate et découpée aux dimensions de la plaque.

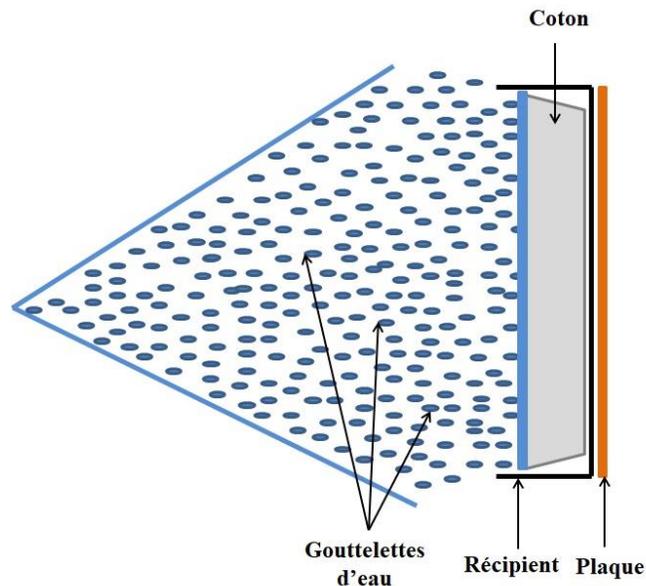


Figure IV.2.3: Schéma de la mesure de la quantité d'eau collectée en position verticale

Les températures de l'air ambiant et de la plaque sont déterminées par des thermocouples TCSEA de type T positionnés respectivement à la section d'entrée du dispositif et entre la plaque de cuivre et le bout des fils chauffants en caoutchouc. Le thermocouple positionné sous la plaque est ainsi protégé de l'impact des gouttes. Les thermocouples ont été étalonnés et leur précision de mesure est de 0,1 °C. Un hygromètre capacitif de marque Vaisala HMP 110 est également positionné dans la cellule de mesure. Cet hygromètre est utilisé pour mesurer l'humidité relative de l'air dans une gamme de mesure comprise entre 10 et 100 % d'humidité avec une incertitude de 1,1 % sur les mesures. La température de l'air est aussi mesurée à cotée de l'hygromètre dans une gamme de mesure comprise entre -40 et 80 °C avec une incertitude de 0,2 °C. Le thermocouple positionné à l'entrée de la veine est utilisé pour relever la température ambiante. Une centrale d'acquisition de marque Keysight 34970A enregistre toutes les deux secondes les valeurs des tensions, des courants, des pressions, des températures et des humidités.

### **IV.2.3. Protocole expérimental**

Les expériences réalisées peuvent être divisées en deux séries de mesures. La première série a été réalisée dans la petite cellule et la seconde dans la cellule climatique. Dans la petite cellule, l'humidité relative et la température ambiante varient respectivement entre 70 et 85 % et entre 26 et 29 °C. Dans la cellule climatique, l'humidité relative a été imposée à 50 % et la température de l'air à 24 °C. Pour chacune des séries, trois grandeurs d'intérêt sont mesurées : le flux massique d'eau qui impacte la surface de plaque, la température de l'air ambiant et la température de la plaque.

Les échanges thermiques et massiques ont été étudiés pour de faibles flux d'eau ( $< 20 \text{ g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Pour faire varier ce flux massique, plusieurs positions de la plaque dans l'écoulement d'air ont été testées. La Figure IV.2.4 présente le repère choisi pour définir la position de la plaque dans l'écoulement.



Figure IV.2.4: Repère considéré pour définir la position de la plaque par rapport à la buse

Le point de référence est le centre de la buse, l'axe  $x$  (axe bleu) fait référence à la distance longitudinale entre la plaque et la buse. Les axes  $y$  (axe jaune) et  $z$  (axe rouge) font respectivement référence à la distance horizontale et verticale entre la plaque et la buse. Des tests préalables sont effectués pour trouver une position qui correspond à un débit cible. Il existe deux façons de faire varier le débit massique : l'orientation de la buse et la position de la plaque par rapport à la buse. Une orientation co-courant de la buse permet d'atteindre des flux massiques entre 3 et  $20 \text{ g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , tandis que l'orientation à contre-courant permet d'atteindre des flux massiques inférieurs à  $3 \text{ g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Selon les débits cible, la buse a donc été soit à co-courant, soit à contre-courant. Une fois la position définie, les mesures sont effectuées.

Le débit massique d'eau impactant la plaque est tout d'abord mesuré. La mesure est répétée plusieurs fois pour contrôler la reproductibilité de la mesure. Ensuite les mesures pour la détermination du coefficient d'échange sec sont effectuées. La plaque est soumise à l'écoulement d'air et est chauffée électriquement par palier ascendant puis par palier descendant (Figure IV.2.5). Cinq puissances électriques différentes sont imposées : 0,12; 0,28; 0,50; 0,70; 1,12 W. Pour chaque palier ascendant la température de la plaque croit de façon exponentielle puis se stabilise après 15 minutes. Pour les paliers descendants, c'est l'inverse, la température de la plaque décroît exponentiellement jusqu'à sa stabilisation. Sur la Figure IV.2.5.(b), l'évolution de la température de la plaque en noir et la dérive de la température (en bleu) peuvent être observée. En effet, la température de l'air au début de la mesure est de  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ , et elle augmente

jusqu'à 23 °C en fin de mesures. Les températures moyennes de l'air et de la plaque sont calculées pour chaque période de stabilisation.

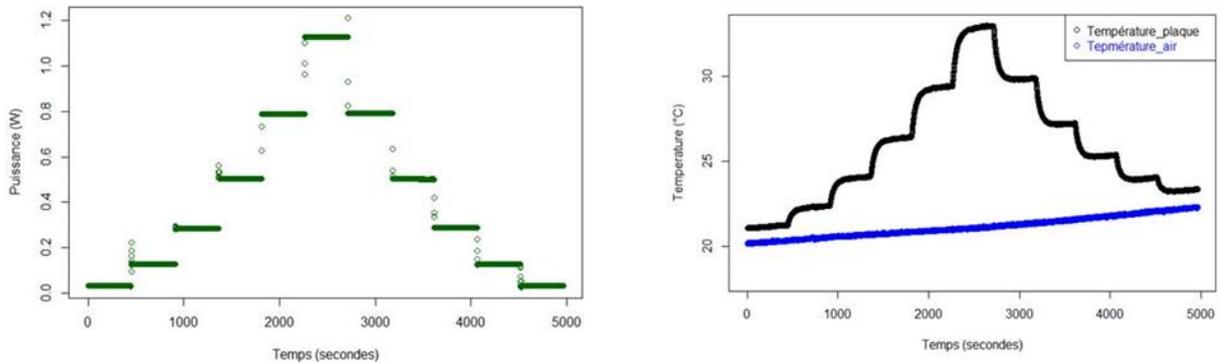


Figure IV.2.5: Détermination du coefficient d'échange « sec » : (a) évolution de la puissance ;  
(b) évolution des températures de plaque et de l'air ambiant

Pour la détermination du coefficient d'échange humide, la pompe est actionnée et la buse produit un débit de pulvérisation de gouttelettes d'eau constant. La plaque est chauffée électriquement par paliers ascendants : 0,12; 0,28; 0,50; 0,70; 1,12 W (Figure IV.2.6).

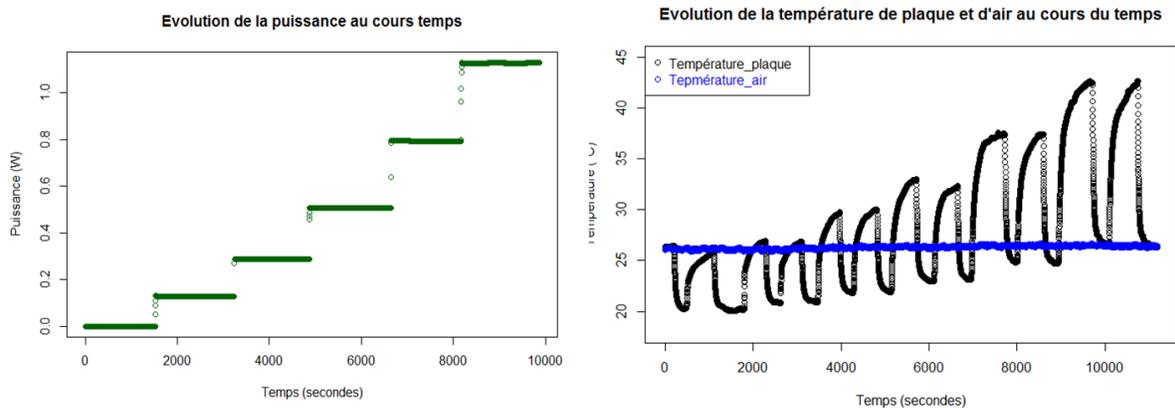


Figure IV.2.6: Détermination du coefficient d'échange « humide » : (a) évolution de la puissance ;  
(b) évolution des températures de plaque et de l'air ambiant

Chaque palier est répété deux fois. Pour chaque palier, la plaque est tout d'abord exposée à l'écoulement d'air pendant 15 minutes pour une stabilisation complète de la température de la plaque sèche. Pendant ces 15 minutes, l'eau délivrée par la buse est envoyée dans un tuyau loin de la plaque. Une fois la température de la plaque sèche stable, les gouttelettes d'eau sont pulvérisées dans l'écoulement d'air et impactent la plaque. La plaque est rapidement refroidie ; sa

température décroît de façon exponentielle jusqu'à stabilisation au bout de 10 minutes. Les températures moyennes de l'air et de la plaque sont calculées sur les 10 minutes de l'étape de stabilisation. A l'issue de ces 10 minutes, la pompe n'est pas arrêtée mais le spray est à nouveau dérivé et envoyé loin de la plaque. La plaque est ensuite séchée, puis soumise de nouveau à l'écoulement d'air jusqu'à stabilisation complète et l'expérience est répétée pour chaque palier.

#### IV.2.4. Détermination des coefficients d'échange

Les relations reliant la puissance électrique aux températures de plaque et d'air et au coefficient d'échange thermique « sec » et « humide » sont respectivement donnée par les équations (IV.2.1) et (IV.2.2) :

$$\dot{Q}_{elec} = h_{sec} \cdot S_{plaque} \cdot (T_{plaque} - T_{air}) \quad (IV.2.1)$$

$$\dot{Q}_{elec} = h_{hum} \cdot S_{plaque} \cdot (T_{plaque} - T_{sat,air}) \quad (IV.2.2)$$

Pour le cas brumisé, la température de l'air autour de la plaque est supposée être à la température de saturation adiabatique de l'air,  $T_{sat,air}$ . Cette dernière est calculée à partir de l'humidité et la température ambiante moyenne du palier. Le coefficient d'échange est tout d'abord estimé pour chaque palier. Mais les coefficients  $h$  ainsi estimés sont entachés d'une incertitude importante, en particulier lorsque les puissances imposées sont faibles. Aussi les valeurs des coefficients d'échange « sec » et « humide » sont finalement obtenues en calculant respectivement les pentes des courbes  $\dot{Q}_{elec} = f(T_{plaque} - T_{air})$  et  $\dot{Q}_{elec} = f(T_{plaque} - T_{sat,air})$  obtenus sur l'ensemble des paliers.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans la partie suivante.

### IV.3. Résultats expérimentaux

L'ensemble des conditions d'essais avec et sans brumisation est récapitulé dans le Tableau IV.3.1 Tableau IV.3.2.

*Tableau IV.3.1. Ensemble des essais expérimentaux réalisés*

Série de mesure	Orientation plaque	Orientation buse	Nom essai	Position x, y, z (cm)	HR (%)	Ta (K)	$\dot{m}_L$ (mL.h <sup>-1</sup> )	G (g.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\eta$ (%)
Petite cellule	Verticale	Co-courant	V1	31, 3, 3	72-81	298-301	75,7	21,0	3
Petite cellule	Verticale	Co-courant	V2	70, 4, 8	74-88	297-301	35,8	16,2	2
Petite cellule	Verticale	Co-courant	V3	87, 4, 6	62-71	301-304	11,2	9,9	5
Petite cellule	Verticale	Co-courant	V4	123, 4, 11	70-83	299-301	2,2	0,6	3
Petite cellule	Horizontale	Contre-courant	H1	35, 5, 13	70-85	298-302	1,5	0,4	6
Petite cellule	Horizontale	Contre-courant	H2	23, 5, 13	50-72	303-306	3,1	0,9	5
Petite cellule	Horizontale	Contre-courant	H3	38, 5, 13	48-78	301-306	1,0	0,3	3
Cellule climatique	Horizontale	Co-courant	H4	50, 5, 13	49	300	35,1	9,8	4
Cellule climatique	Horizontale	Co-courant	H5	96, 5, 13	49	300	15,6	4,3	6
Cellule climatique	Horizontale	Co-courant	H6	107, 5, 13	49	300	6,9	1,9	2

#### IV.3.1. Flux massiques d'eau

Pour chaque position de plaque (verticale ou horizontale), 6 mesures de débit massique d'eau ont été effectuées. Les débits moyens obtenus varient entre 1 mL.h<sup>-1</sup> et 76 mL.h<sup>-1</sup>, ce qui correspond à des flux massiques, notés  $G$ , variant entre 0,3 et 21 g.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Le coefficient de dispersion, représentatif de la répétabilité des résultats est également calculé à partir du rapport de l'écart type sur la moyenne. La valeur maximale du coefficient de dispersion, noté  $\eta$ , est inférieure à 6 %.

### IV.3.2. Refroidissement de la plaque

Pour notre application, le potentiel de refroidissement à l'aide du spray est important. La température de plaque mouillée est donc tracée en fonction de la température de plaque sèche sur la Figure III.4.3 pour différents essais et différents flux électriques imposés à la plaque.

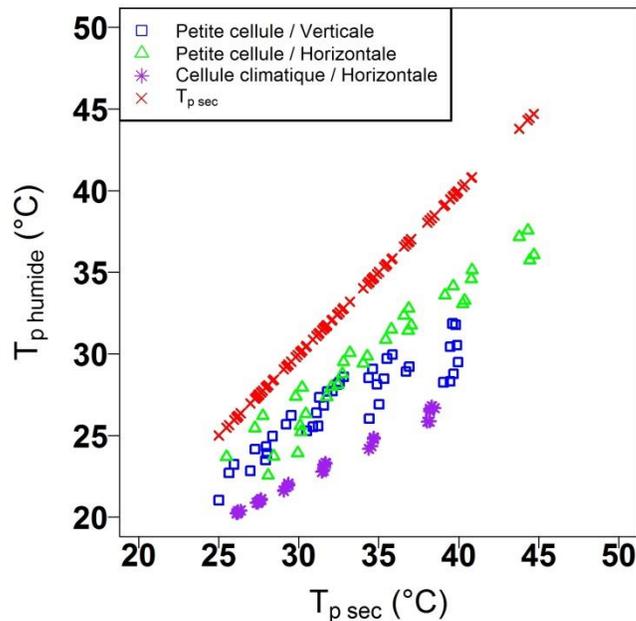


Figure IV.3.1: Évolution de la température de plaque mouillée en fonction de la température de plaque sèche selon l'orientation de la plaque et l'emplacement du dispositif

Les températures de plaques sèches augmentent en raison du flux électrique qui augmente. Pour tous les essais et tous les flux électriques imposés, les températures de plaque brumisée sont toutes inférieures à la température de plaque sèche. Le refroidissement est plus important dans la chambre climatique. En effet, dans ces essais l'humidité ambiante est contrôlée et est égale à 50 %, tandis qu'elle est supérieure à 70 % dans la cellule à ambiance non contrôlée. Un air plus sec permet de mieux évaporer les gouttelettes en amont de la paroi et ainsi le mélange air/spray impactant la paroi est mieux refroidi.

De plus, l'impact de la brumisation sur la température de plaque est plus marqué pour les températures de plaque sèche élevée. Par exemple dans la cellule climatique pour une température de plaque sèche de 25 °C, l'écart entre la température de la plaque sèche et humide

est de l'ordre de 5 °C. Pour une température de plaque sèche de 38 °C, cet écart augmente jusqu'à 12 °C.

### IV.3.3. Coefficients d'échange thermique

Afin d'évaluer les performances de la brumisation, il est nécessaire de caractériser les échanges thermiques ayant lieu sur la plaque sans brumisation. Les valeurs des coefficients d'échange « sec » obtenues par la méthode présentée en IV.2.4 diffèrent pour chaque position et orientation de plaque dans l'écoulement mais également selon la cellule utilisée. Afin de pouvoir analyser ces résultats, il est nécessaire de regrouper les valeurs de ces coefficients d'échange « sec ». Pour ce faire, le test de Student-Fisher a été utilisé pour déterminer si les différences de valeurs entre les séries de mesures étaient significatives. A chaque essai correspond une population  $P$  de taille respective  $n$  dont la moyenne de  $h$  et la variance sont connues. La première étape consiste à tester l'égalité des variances et la seconde étape à tester l'égalité des moyennes.

Ce test de moyenne a permis de regrouper les essais  $V1$ ,  $V2$ ,  $V3$  pour les essais de plaque verticale. L'essai  $V4$  est lui considéré à part en raison d'une moyenne sensiblement différente des autres essais verticaux : la plaque était très éloignée du tunnel pour cet essai et il est possible que la vitesse de l'écoulement soit significativement plus faible pour cette position que pour les autres.

Pour les orientations horizontales, les essais sont regroupés en fonction de la cellule utilisée. Ainsi pour  $H1$ ,  $H2$  et  $H3$  (petite cellule) le coefficient  $h_{sec}$  ne varie pas significativement et il en est de même pour le groupe  $H4$ ,  $H5$  et  $H6$  (cellule climatique). Quatre valeurs de coefficient thermique « sec » ont ainsi été obtenues et sont présentées dans le Tableau IV.3.2.

L'incertitude sur les valeurs du coefficient d'échange est de 20 %. La détermination du coefficient d'échange sec est imprécise et plus particulièrement pour les faibles puissances électriques imposées. Ainsi, pour chaque position de plaque, la détermination des valeurs du coefficient d'échange humide considère uniquement les puissances électriques 0,5; 0,7 et 1,12 W. Les valeurs obtenues sont référencées dans le Tableau IV.3.2.

Tableau IV.3.2. Valeurs des coefficients d'échange sec et humide

Nom essai	$\dot{m}_L$ (mL.h <sup>-1</sup> )	$h_{sec}$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	$h_{humide}$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	$F$ ( $h_{humide} / h_{sec}$ )
V1	75,7	72	327	4,5
V2	35,8	72	244	3,4
V3	11,2	72	138	1,9
V4	2,2	63	150	2,4
H1	1,5	65	105	1,6
H2	3,1	65	137	2,1
H3	1,0	65	124	1,9
H4	35,1	53	140	2,6
H5	15,6	53	158	3,0
H6	6,9	53	142	2,7

Le coefficient d'échange thermique sec est légèrement plus important pour l'orientation verticale ( $h_{sec} = 72 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ) que pour l'orientation horizontale ( $h_{sec} = 65 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ). En effet, en position verticale la composante verticale de la vitesse d'air par rapport à la paroi est plus importante que celle en position horizontale pour laquelle la vitesse de l'écoulement est plus rasante. Les coefficients d'échange thermique sec sont plus élevés dans la petite cellule comparés à ceux observés dans la chambre climatique, pour l'orientation horizontale. Là encore, la plaque était beaucoup plus près de la veine dans la petite cellule que dans la chambre climatique et il est vraisemblable que la vitesse d'air diminue loin de la veine, entraînant une diminution du coefficient d'échange.

Le facteur d'intensification,  $F$ , est défini ici comme le rapport du coefficient d'échange humide,  $h_{humides}$ , sur le coefficient d'échange sec,  $h_{sec}$ . Pour les essais avec la plaque orientée verticalement

(essais *VI*, *V2*, *V3* et *V4*), le facteur d'intensification,  $F$ , diminue de 4,5 pour un débit impactant de  $76 \text{ mL.h}^{-1}$ , à 2,4 pour un débit impactant de  $2,2 \text{ mL.h}^{-1}$ . Le facteur d'intensification varie donc beaucoup en position verticale. Les valeurs de  $F$  sont similaires et de l'ordre de 2 pour la plaque orientée horizontalement dans la petite cellule (essais *H1*, *H2* et *H3*) et de 2,8 pour la cellule climatique (essais *H4*, *H5*, et *H6*). Le facteur d'intensification est plus stable pour les essais horizontaux. Par ailleurs, lors des essais à très faibles débits d'eau (essais *H1* et *H3*), un assèchement partiel de la plaque a été observé pour les puissances électriques élevées (1,12 W). Malgré la très faible épaisseur du film liquide, des facteurs d'intensification supérieurs à 2 ont été néanmoins obtenus.

Cependant ces résultats sont à prendre avec précaution. En effet, les échanges de chaleur peuvent être impactés par les conditions ambiantes et plus particulièrement l'humidité relative qui ne sont pas contrôlées. En effet, dans l'analyse de sensibilité réalisée dans le chapitre III dans la partie III.3.3.3, l'humidité relative influençait la cinétique d'évaporation des gouttelettes d'eau. Plus l'air est sec et plus le mélange air/eau impactant la plaque chauffée est refroidie.

Ces résultats ont été comparés à ceux d'Oliphant et al. [95] sur la Figure IV.3.2. Leurs conditions opératoires sont similaires à l'orientation d'une plaque verticale. Les coefficients d'échange thermique humide sont représentés en fonction du flux massique d'eau impactant la surface. La formulation d'Oliphant du coefficient d'échange humide est présentée dans le chapitre I à la partie I.3.4.3 (équation(I.3.27)) et un nombre de Reynolds « humide »,  $Re_w$ , peut être défini :

$$Re_w = \frac{G \cdot L_c}{\mu_a} \quad (\text{IV.3.1})$$

Avec  $G$  le flux massique d'eau impactant la paroi (en  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),  $L_c$  la longueur caractéristique de la plaque (en m) et  $\mu_a$  la viscosité dynamique de l'air (en  $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ).

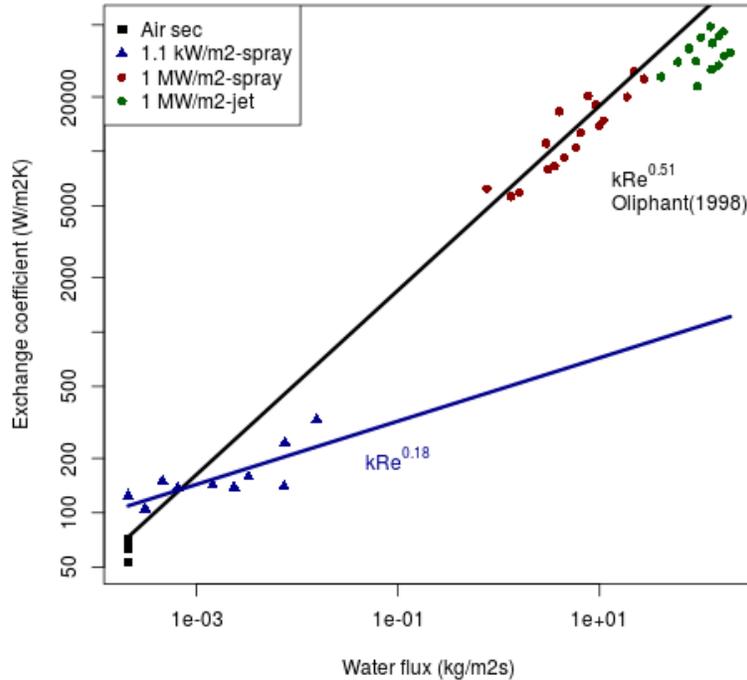


Figure IV.3.2: Évolution des coefficients d'échange thermique en fonction du flux massique de gouttes d'eau

Les résultats d'Oliphant sont représentés par des points rouges et verts. Ils ont travaillé avec des flux de gouttes d'eau assez élevés (entre 1,0 et 30  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Les résultats de nos travaux sont eux représentés par des points bleus. Les flux massiques sont plus faibles et restent inférieurs à 21  $\text{g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Pour des flux massiques importants ( $> 1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ) (étude d'Oliphant [92]), l'échange thermique augmente proportionnellement avec le flux massique d'eau et le nombre de Reynolds « humide » est à la puissance 0,51. Tandis que pour les faibles flux massiques ( $< 0,1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ), le flux massique a moins d'influence sur les échanges thermiques. Le nombre de Reynolds « humide » est uniquement à la puissance 0,18.

Les résultats sur les coefficients d'échange thermique humide rejoignent ceux sur la température de plaque mouillée : l'influence du flux massique d'eau impactant la surface sur les échanges thermiques est faible. La brumisation permet néanmoins de refroidir la plaque et d'intensifier les échanges thermiques de manière non négligeable.

La partie suivante présente la simulation CFD développée permettant de simuler l'impact d'un spray sur une plaque chauffée.

## IV.4. Simulation numérique de la veine ouverte

Cette partie a pour objectif de simuler un écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau autour d'une plaque chauffée. Le domaine de calcul, le maillage utilisé ainsi que les conditions limites sont présentés. Seules les configurations avec la plaque orientée verticalement sont considérées. Des simulations avec et sans brumisation ont été réalisées pour les quatre positions de plaque ( $V1$ ,  $V2$ ,  $V3$  et  $V4$ ) et les cinq puissances électriques imposées à chaque position (0,12; 0,28; 0,50; 0,70; 1,12 W). Un total de 40 simulations a été effectué.

### IV.4.1. Domaine de calcul

Le domaine de simulation est représenté sur la Figure IV.4.1.

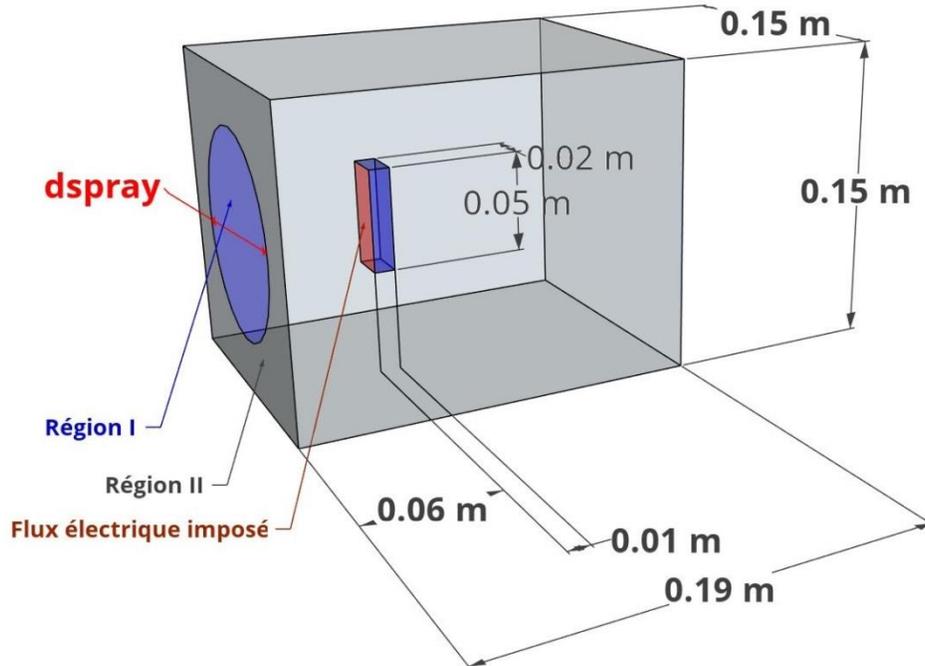


Figure IV.4.1: Schéma du domaine numérique simulé afin d'étudier l'impact d'un spray sur une paroi chauffée

Le domaine a une longueur de 0,19 m, sa section est carrée et égale à  $0,15 \times 0,15$  m. La plaque est positionnée à 0,06 m de l'entrée du domaine. La plaque a une épaisseur de 0,01 m, une hauteur de 0,05 m et une largeur de 0,001 m. Du caoutchouc enrobant tout le tour de la plaque sauf la face amont a été utilisée afin d'isoler thermiquement les faces de la plaque non impactées par les gouttes. L'épaisseur de l'ensemble de la plaque de cuivre et du caoutchouc est égale à

1 cm. Dans la suite, l'appellation plaque fait référence à la plaque de cuivre et au caoutchouc. Les dimensions du domaine de calcul sont choisies plus petites que celles du dispositif expérimental. Cela permet notamment de limiter le nombre de mailles et par conséquent le temps de calcul de chaque simulation. Les distances en aval et sur les côtés de la plaque sont respectivement 2,4 et 1,5 fois plus grandes que la hauteur de la plaque. De plus, afin d'éviter de modifier le domaine de calcul à chaque position de buse dans l'écoulement, une seule distance entre l'entrée du domaine et la plaque est considérée. Avec ce choix de domaine, nous choisissons de travailler à flux massique imposé. Les données d'entrée permettant d'obtenir le flux massique voulu sont présentées dans la partie IV.4.3.

## IV.4.2. Maillage

Le maillage du domaine est réalisé avec la plateforme Salome (annexe D). Un maillage hexaédrique structuré a été choisi. Pour parvenir à obtenir un maillage hexaédrique, le domaine a été divisé en 26 blocs (Figure IV.4.2.(a)). La division du domaine de calcul en autant de blocs permet de définir plus facilement les frontières du domaine entre l'air et la plaque dans Code\_Saturne.

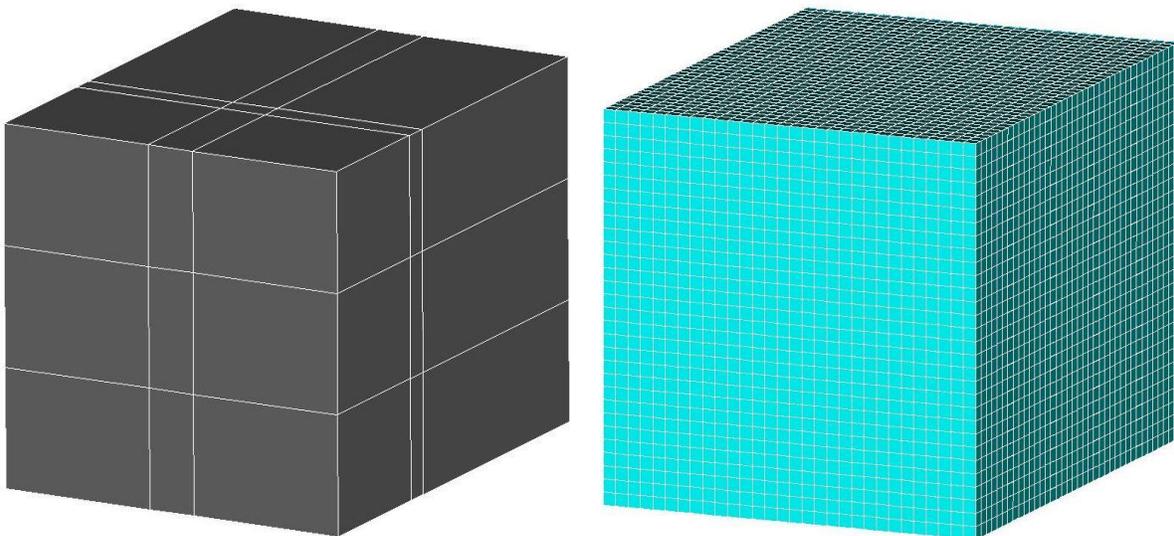


Figure IV.4.2: Domaine de simulation : (a) Géométrie par blocs ; (b) Maillage hexaédrique

Concernant la taille des mailles, l'utilisation du modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  ne permet pas un maillage très fin proche de la paroi. En effet, lorsque la distance à la paroi,  $y$  tend vers 0, l'effet de mélange turbulent diminue à zéro selon une certaine vitesse de déclin. Pour les modèles

basiques tels que le modèle  $k-\varepsilon$ , cette vitesse de déclin de turbulence n'est pas correctement modélisée, ce qui peut entraîner des prédictions erronées, et une hausse de la friction ou des transferts de chaleur peut être observés. Pour éviter ce problème, la taille de maille adjacente à la paroi doit être adaptée à l'écoulement et ne doit pas être dans la zone visqueuse. La condition  $y^+ > 30$  doit être respectée.

Ainsi, pour obtenir une taille de maille plus grande que la sous-couche visqueuse, la taille limite a été définie à :  $y_{lim} = 4,8$  mm. En dessous de cette taille de maille limite, le code ne permet pas de garantir une bonne prédiction des échanges pariétaux. Par conséquent, une taille de maille de 5 mm a été privilégiée.

Le maillage sur les faces d'entrée et les parois latérales du domaine est présenté sur la Figure IV.4.2.(b). Le nombre total de mailles dans le domaine de calcul est  $3,4 \times 10^4$ .

La partie suivante présente les données d'entrée du modèle de spray utilisées pour simuler l'écoulement d'un air chargé de gouttes d'eau autour d'une plaque chauffée électriquement.

### IV.4.3. Conditions initiales

Le domaine est initialisé à une vitesse de  $0,7 \text{ m.s}^{-1}$ . Quatre positions de plaque ont été étudiées correspondant à quatre débits massiques d'eau impactant la plaque : 76, 36, 11 et  $2 \text{ mL.h}^{-1}$ . Pour chaque position, cinq puissances électriques variant entre 0,12 W et 1,14 W sont imposées. Ainsi le nombre total de simulations avec brumisation est égale à 20. De même, les simulations sans brumisation ont également été effectuées pour chaque position et chaque puissance électriques (20 simulations).

Le dispositif expérimental est positionné dans une cellule dont les conditions ambiantes ne sont pas contrôlées. Pour chaque position et chaque flux, les valeurs des humidités relatives et températures ambiantes sont présentées dans le Tableau IV.4.1.

**Tableau IV.4.1. Valeurs des conditions ambiantes pour les quatre positions de plaque verticale : V1 (76 mL.h<sup>-1</sup>), V2 (36 mL.h<sup>-1</sup>), V3 (11 mL.h<sup>-1</sup>), V4 (2 mL.h<sup>-1</sup>)**

$Q_{elec}$ (W)	$T_a$ (K)				$HR$ (%)			
	V1	V2	V3	V4	V1	V2	V3	V4
0,12	297,8	297,2	303,4	298,9	72	74	62	70
0,28	298,2	298,3	302,8	299,5	75	84	69	80
0,50	298,8	299,2	302,3	300,1	81	88	74	83
0,78	299,7	300,1	301,8	300,6	78	88	76	83
1,12	300,5	301,0	301,1	300,9	80	88	71	82

A l'état initial, aucune goutte n'est considérée dans tout le domaine de calcul. Ainsi la concentration en nombre de goutte,  $N_c$  ainsi que l'humidité spécifique en eau liquide,  $q_L$ , sont nulles. Les valeurs de la température potentielle liquide,  $\theta_L$ , et de l'humidité spécifique en eau totale,  $q_w$ , sont respectivement la température ambiante,  $T_a$ , et l'humidité spécifique en vapeur d'eau,  $q_v$ . Pour chaque position et chaque flux électrique, les valeurs de  $T_a$  sont présentées dans le Tableau IV.4.1 et celles de  $q_v$  se déduisent de la température  $T_a$  et de l'humidité relative  $HR$  (Tableau IV.4.1) à partir de l'équation (I.2.4).

Dans cette série de mesures, la buse utilisée est une buse à cône creux de type Lechler. Son diamètre d'injection est de 0,15 mm. La valeur de l'angle de spray est donnée par le constructeur et est égale à 60 °. Le débit d'eau moyen est égal à 1,5 L.h<sup>-1</sup>, le diamètre de Sauter est 40 µm, ce qui correspond à un rayon médian,  $r_{med} = 12$  µm et un écart type logarithmique de  $\sigma_c = 0,42$ .

Pour rappel, afin d'éviter de représenter tout le dispositif expérimental et d'avoir un domaine de calcul différent pour chaque position, la position de la plaque dans le domaine de calcul est fixe et est positionnée à 0,06 m de l'entrée du domaine. Afin d'obtenir des flux massiques similaires à ceux mesurés le débit d'eau et l'angle de spray sont modifiés. Ces deux données de simulation sont ceux ayant le plus d'influence sur le flux massique impactant la plaque. Le Tableau IV.4.2 référence les valeurs de débits et d'angles de spray choisies afin d'obtenir les débits massiques d'eau impactant le plus proches des valeurs expérimentales.

**Tableau IV.4.2. Valeurs de  $\dot{m}_L$  et  $\beta_{spray}$  pour l'obtention des débits massiques d'eau impactant expérimentaux**

Noms	Débit impactant expérimental (L.h <sup>-1</sup> )	$\dot{m}_L$ (L.h <sup>-1</sup> )	$\beta_{spray}$ (°)	Débit impactant numérique (L.h <sup>-1</sup> )
V1	76	1,8	16	62
V2	36	1,2	27	34
V3	11	0,8	50	11
V4	2	0,7	100	2

La partie suivante présente les conditions limites du domaine de calcul

#### IV.4.4. Conditions limites

Le domaine est composé de quatre types de conditions limites : la face d'entrée, la face de sortie, les faces latérales et les faces de la plaque. Pour les simulations sans brumisation, les valeurs de  $\theta_L$ ,  $q_w$  et  $N_c$  à imposer sur la face d'entrée sont les mêmes que celles utilisées pour l'initialisation du domaine. Pour les simulations avec brumisation, la face d'entrée est composée de deux régions distinctes : la région du mélange air-eau appelée région 1 et la région composée uniquement d'air appelée région 2. Pour la région 2, les valeurs de  $\theta_L$ ,  $q_w$  et  $N_c$  correspondent aux valeurs initiales.

Pour la région 1, le modèle de formation de spray est utilisé pour calculer la taille de la région 1,  $d_{spray}$ . Pour les positions V1, V2, V3, V4 les valeurs de  $d_{spray}$  sont respectivement 0,09, 0,10, 0,13 et 0,29 m. Les valeurs des variables transportées  $\theta_{L,spray}$ ,  $q_{w,spray}$  et  $N_{c,spray}$  également calculées par le modèle de spray sont présentées dans le Tableau IV.4.3

Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement n'ont pas été mesurées et une valeur de 10 % a été considérée pour l'intensité turbulente de l'écoulement entrant dans le domaine. Cette valeur est celle utilisée dans la configuration de la section III.3. Pour la face de sortie, une condition de Neumann de flux nul est imposée pour les trois variables transportées. Ainsi le mélange air-spray quitte le domaine dans les conditions d'écoulement. Pour les faces latérales, une condition de symétrie est utilisée. Pour les faces de la plaque, elles sont considérées comme des parois lisses. Les conditions de Neumann utilisées pour ces faces sont présentées dans le chapitre II.

**Tableau IV.4.3. Valeurs des de  $d_{s\text{pray}}$ ,  $\theta_{L,s\text{pray}}$ ,  $q_{w,s\text{pray}}$  et  $N_{c,s\text{pray}}$  calculées par le modèle de formation de spray pour les quatre postions de plaque**

$Q_{elec}$ (W)	$\theta_{L,s\text{pray}}$ (K)				$q_{w,s\text{pray}}$ (g·kg <sub>mel</sub> <sup>-1</sup> )				$N_{c,s\text{pray}}$ (×10 <sup>9</sup> m <sup>-3</sup> )			
	V1	V2	V3	V4	V1	V2	V3	V4	V1	V2	V3	V4
0,12	69,7	174,9	251,1	289,9	105,5	62,8	37,3	17,9	14	7,3	3,0	0,54
0,28	69,0	174,2	250,6	290,4	106,8	66,4	38,5	20,5	14	7,3	3,0	0,54
0,50	67,7	173,9	250,2	291,0	109,3	68,6	39,3	21,8	14	7,3	3,0	0,54
0,78	67,4	173,9	249,9	291,4	110,1	70,0	39,2	22,3	14	7,3	3,0	0,54
1,12	66,4	173,8	249,6	291,7	112,0	71,4	37,1	22,4	14	7,3	3,0	0,54

La densité de l'air varie en fonction de la température et de l'humidité spécifique en vapeur d'eau (équation (I.2.16)), et les effets de la pesanteur sur l'écoulement de l'air sont considérés. Le schéma temporel est le schéma- $\theta$  de Crank-Nicolson du second ordre ( $\theta = 1/2$ ). Pour ces simulations, le pas de temps est considéré constant et égal à 0,006 s et le nombre d'itérations pour atteindre la convergence de la solution est égal à 340. Le couplage de la vitesse et de la pression est réalisé avec le solveur SIMPLEC. Les autres paramètres de Code\_Saturne sont conservés par défaut.

La partie suivante présente les résultats numériques obtenus par le modèle de spray.

## IV.5. Résultats numériques

Les résultats des champs de vitesse, des variables transportées ( $\theta_L$ ,  $q_w$  et  $N_c$ ) et diagnostiques ( $q_L$  et  $T_a$ ) autour de la plaque sont tout d'abord présentés. Puis le modèle de formation de spray est utilisé pour comparer la valeur de la température du mélange air/eau impactant la paroi par rapport à la température de saturation adiabatique. Finalement, les températures de plaque sèche et mouillée sont comparées aux mesures expérimentales.

### IV.5.1. Champs CFD

Le modèle CFD 3D de dispersion du spray permet ensuite de prédire l'évolution des variables transportées ( $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$ ) et des variables diagnostiques ( $q_L$ ,  $T_a$ ) autour de la plaque. Cette partie présente les résultats de la simulation pour la position V3 (débit impactant de 11 mL.h<sup>-1</sup>) avec un flux électrique de 0,12 W. Les données d'entrée du modèle de spray sont rappelées dans le Tableau IV.5.1. Les valeurs de  $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$  dans la région 1 de la face d'entrée sont référencées dans le Tableau IV.4.3.

*Tableau IV.5.1. Valeurs des paramètres d'entrée*

$u_a$ (m.s <sup>-1</sup> )	$T_a$ (K)	HR (%)	$\dot{m}_L$ (L.h <sup>-1</sup> )	$d_{hole}$ (mm)	$\beta_{spray}$ (°)	$d_{32}$ (μm)	$Q_{elec}$ (W)
0,7	303,4	62	0,8	0,15	50	40	0,12

Le champ de vitesse est tout d'abord présenté, puis les champs des trois variables transportées  $\theta_L$ ,  $q_w$ ,  $N_c$  et des variables diagnostiques  $q_L$ ,  $T_a$  sont détaillés.

#### IV.5.1.1. Champ de vitesse

Les lignes de vitesse sont tout d'abord présentées sur la Figure IV.5.1. L'écoulement d'air autour de la plaque est symétrique selon l'axe  $Oy$ . Ainsi, seuls les plans ( $xOz$ ) et ( $xOy$ ) sont utilisés pour représenter les champs de vitesse pour chaque composante  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La Figure IV.5.1 permet d'observer le contournement de l'air autour de la plaque. Les lignes de vitesse en amont de la plaque soit contournent la plaque, soit impactent la plaque. Pour les lignes de vitesse impactant la paroi, un gradient de vitesse se forme entre l'entrée du domaine ( $u_a = 0,7$  m.s<sup>-1</sup> en  $x = 0$  m) et juste devant la plaque ( $u_a = 0,3$  m.s<sup>-1</sup> en  $x = 0,5$  m). On peut également observer que la vitesse augmente légèrement lorsque l'écoulement contourne la plaque. Une vitesse de 0,79 m.s<sup>-1</sup> est notamment atteinte aux bords de la plaque.

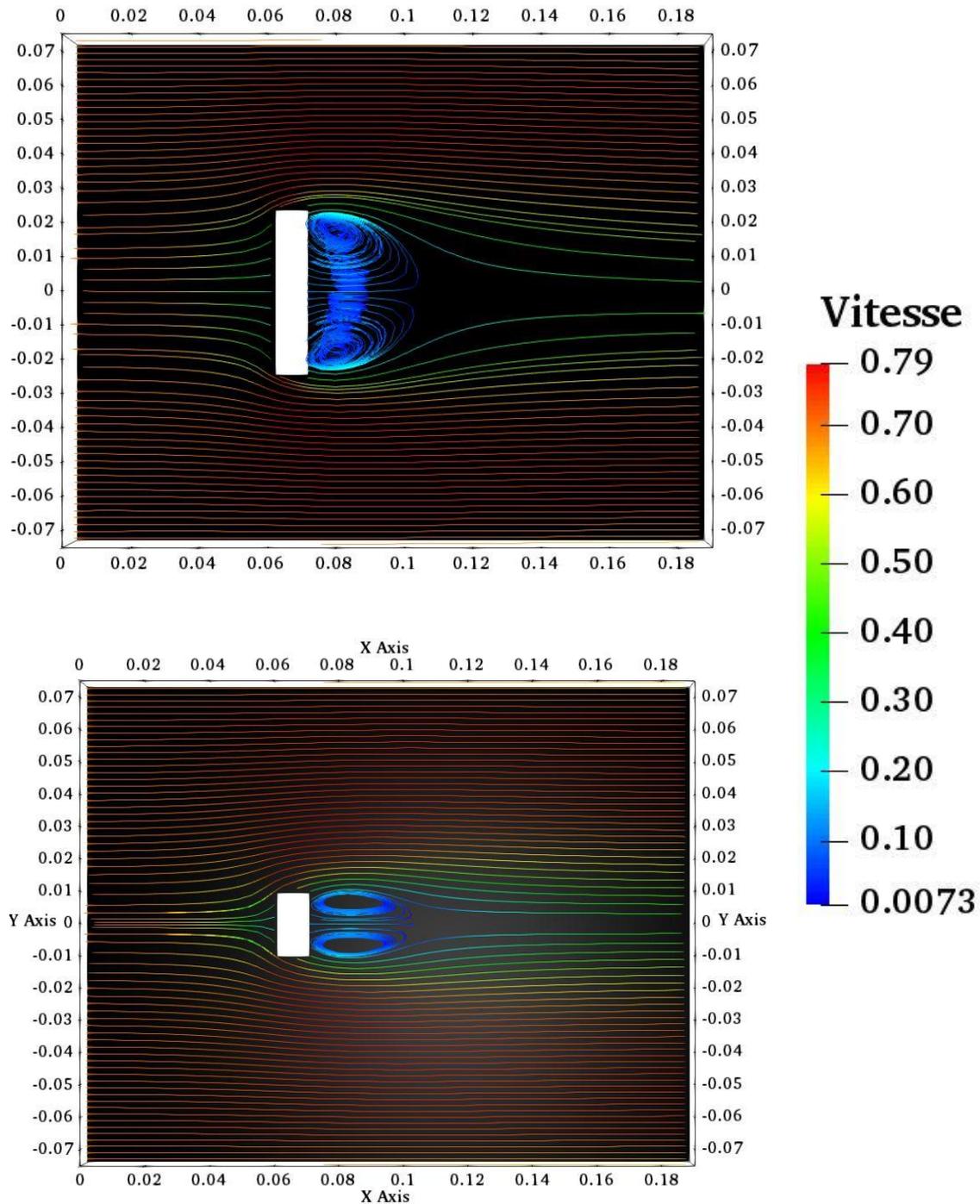


Figure IV.5.1: Champ de vitesse de la composante  $x$  : (a) Plan  $(x0z)$  ; (b) Plan  $(x0y)$

Pour les régions éloignées de la plaque pour  $|z| > 0,05$  m sur la figure (a) et  $|y| > 0,04$  m sur la figure (b), l'écoulement d'air n'est pas perturbé par la présence de la plaque. Ces lignes de vitesse restent rectilignes et semblent donc ne pas être perturbées par la dimension du domaine et des

conditions limites de type symétrie. En aval de la plaque, le sillage de la plaque peut être observé. Cette région correspond à des vitesses plus faibles entre  $0,01 \text{ m.s}^{-1}$  (juste derrière la plaque en  $x = 0,08 \text{ m}$ ) et  $0,5 \text{ m.s}^{-1}$  (en aval de la plaque ( $x = 0,16 \text{ m}$ )). Juste derrière la plaque, des zones de recirculations peuvent être observées sur les deux plans. Dans cette région, la vitesse normée est très faible, et inférieure à  $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ .

#### IV.5.1.2. Champs des variables transportées : $\theta_L, q_w, N_c$

La Figure IV.5.2.(a)-(b) présentent les résultats du champ de la concentration en nombre de gouttelettes pour les plans ( $x0z$ ) et ( $x0y$ ) respectivement.

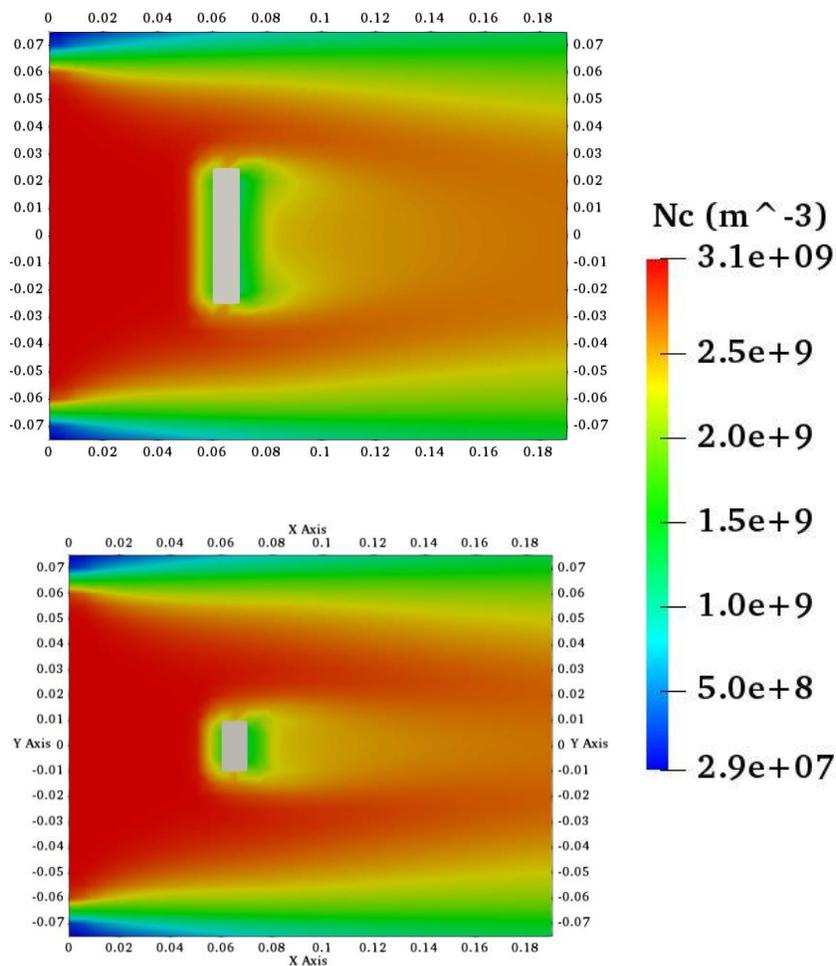


Figure IV.5.2: Champ de concentration en nombre de gouttelettes : (a) Plan ( $x0z$ ) ; (b) Plan ( $x0y$ )

L'écoulement de l'air autour de la plaque est symétrique dans les directions  $y$  et  $z$ . Dans la zone pariétale, la concentration en nombre de gouttes est plus faible. En effet, une couche tout autour

de la paroi peut être observée sur les deux plans dans laquelle la concentration en nombre de gouttes est égale à  $1,5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ . Dans la cellule adjacente à la face amont de la plaque cette couche est due au flux de gouttelettes qui se dépose. Dans la région juste derrière la plaque, la concentration en nombre de gouttes n'est pas nulle du fait de la recirculation de l'écoulement observée sur la Figure IV.5.2. Sur le plan  $(x0y)$ , il est observé qu'une plus grande quantité de gouttelettes parvient à contourner la plaque sur les côtés latéraux, tandis que sur le plan  $(x0z)$ , la dimension de la plaque est plus longue, moins de gouttelettes parviennent à la contourner.

La Figure IV.5.3.(a)-(b) présentent les résultats du champ de la température potentielle liquide pour les plans  $(x0z)$  et  $(x0y)$  respectivement.

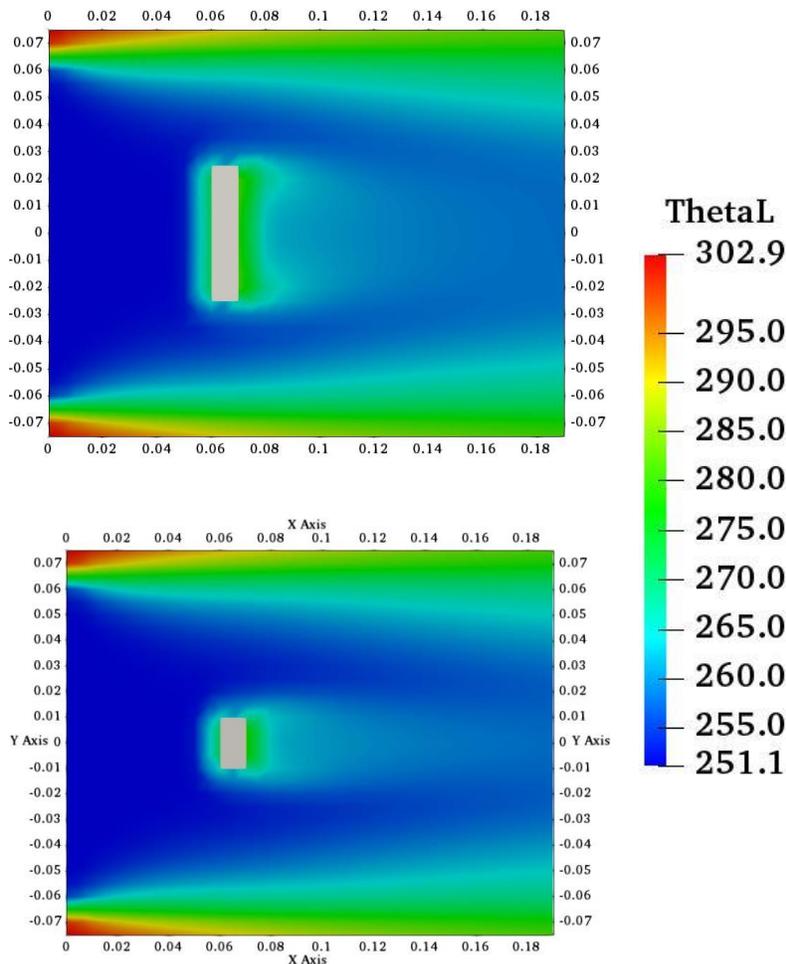


Figure IV.5.3: Champ de température potentielle : (a) Plan  $(x0z)$  ; (b) Plan  $(x0y)$

La valeur du mélange air/spray entrant dans le domaine est égale à 251,1 K puis se disperse dans le domaine de calcul et autour de la plaque. Un gradient thermique peut également être observé autour de la plaque sur les deux plans. Dans la région juste derrière la plaque, la température potentielle liquide n'est pas égale à la température ambiante. En effet, la concentration en nombre de gouttes n'est pas nulle du fait de la recirculation. Ainsi une température potentielle de 275 K est obtenue juste derrière la plaque.

La Figure IV.5.4.(a)-(b) présentent les résultats du champ de l'humidité spécifique totale pour les plans  $(x0z)$  et  $(x0y)$  respectivement.

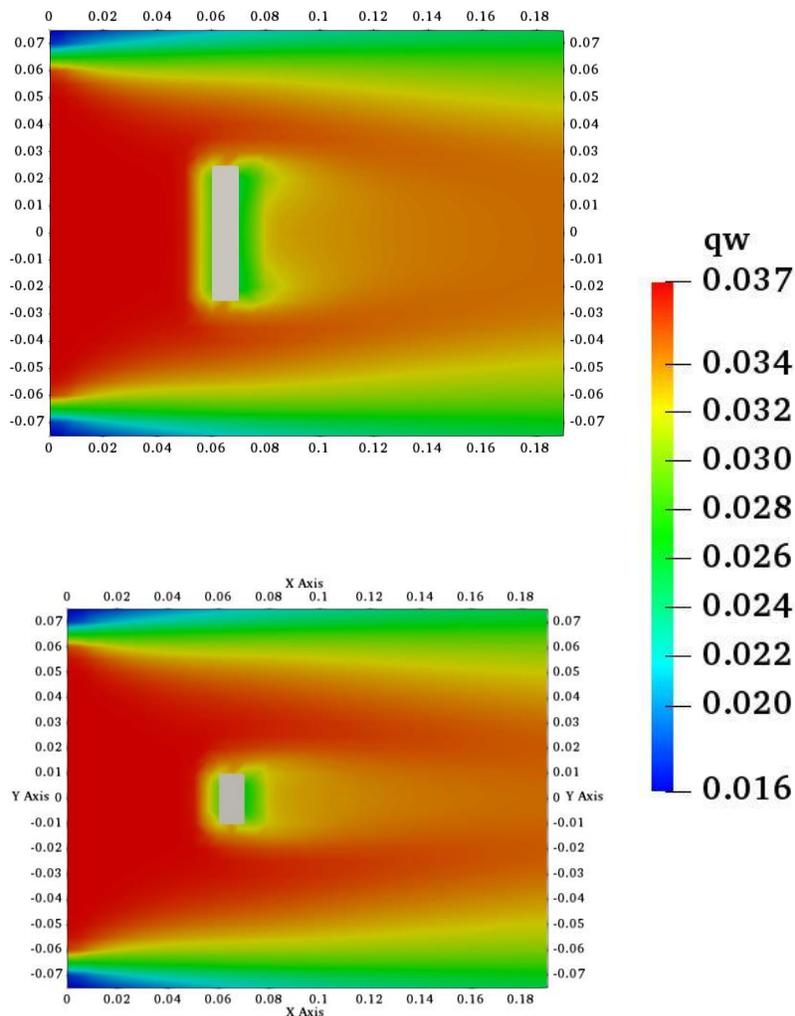


Figure IV.5.4: Champ de l'humidité spécifique totale : (a) Plan  $(x0z)$  ; (b) Plan  $(x0y)$

La valeur de l'humidité spécifique du mélange air/spray entrant dans le domaine est égale à  $37 \text{ g}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$  tandis que la valeur ambiante vaut  $16 \text{ g}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$ . Autour de la plaque, l'humidité spécifique vaut  $26 \text{ g}_e.\text{kg}_{\text{mel}}^{-1}$ . Que ce soit devant ou derrière la plaque, dans la zone de recirculation, le contenu en eau total est aussi important que dans la zone en façade de la plaque.

#### IV.5.1.3. Champs des variables diagnostiques : $q_L$ , $T_a$

Les champs des variables diagnostiques telles que le contenu en eau liquide,  $q_L$ , et la température de l'air peuvent également être obtenus sur les Figure IV.5.5.

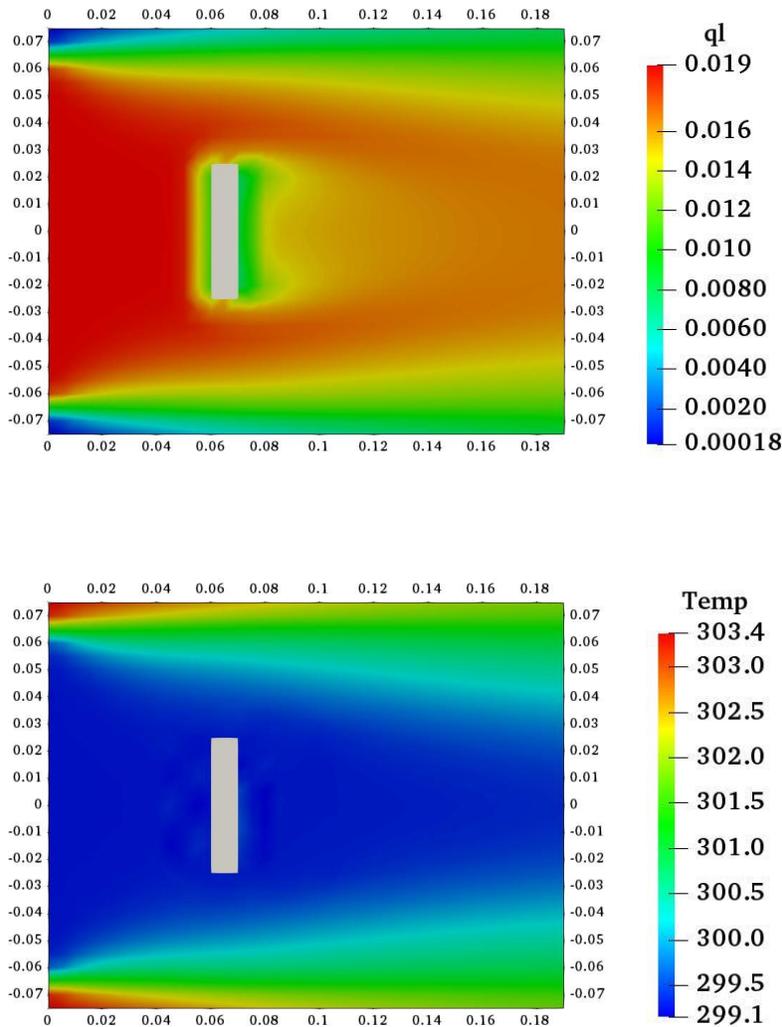


Figure IV.5.5: (a) Champ de l'humidité spécifique en eau liquide dans le plan  $(x0z)$  ; (b) Champ de la température de l'air dans le plan  $(x0z)$

Pour rappel, le champ de  $q_L$  est obtenu à partir du champ de  $N_c$ , tandis que le champ de température de l'air dépend du champ de  $\theta_L$  et de  $q_L$  (équation (I.2.23)). La Figure IV.5.5 présente : (a) le champ de  $q_L$  dans le plan  $xOz$ , et (b) le champ de température dans le plan  $xOz$ .

La valeur de  $q_L$  du mélange air/spray entrant dans le domaine est égale à  $19 \text{ g.e.kg}_{\text{mel}}^{-1}$  tandis que la valeur ambiante est proche de 0 (absence de goutte). Dans la zone autour de la plaque, la valeur de  $q_L$  est de l'ordre de  $11 \text{ g.e.kg}_{\text{mel}}^{-1}$ . Le gradient de  $q_L$  entre la zone pariétale et la valeur du mélange air/eau en entrée du domaine est égal à  $8 \text{ g.e.kg}_{\text{mel}}^{-1}$ . Ce gradient de  $q_L$  est dû au gradient de concentration en nombre de gouttes qui diminue lorsque les gouttelettes se déposent sur la plaque. Derrière la plaque le contenu en eau liquide n'est pas nul en raison de la concentration en nombre de gouttes non nulle (zone de recirculation).

Concernant le champ en température, le mélange air/eau entre dans le domaine à une température de 299,1 K et la température ambiante vaut 303,4 K, soit un gradient thermique de 4,3 °C. Aucun gradient de température n'est observé autour de la plaque et en particulier sur la face amont qui est chauffée. En effet, la température du mélange air/spray obtenue à partir de  $\theta_L$  et de  $q_L$  ne varie pas à l'approche de la plaque puisque les variations de  $\theta_L$  s'opposent aux variations de  $q_L$ . La surface du spray est assez large pour englober la totalité de la plaque. La plaque chauffée électriquement échange avec un air refroidi à une température de 299,1 K.

La partie suivante présente les résultats du modèle de formation sur la valeur de la température du mélange air/eau en impactant la plaque.

### IV.5.2. Comparaison des températures impactant la plaque

Dans le dispositif expérimental, les températures d'air en amont de la plaque brumisée n'ont pas été mesurées. Afin de déterminer le coefficient d'échange humide, l'hypothèse d'un air saturé en vapeur d'eau a été réalisée. Cette hypothèse suppose donc que l'évaporation des gouttelettes d'eau en amont de l'échangeur est suffisante pour atteindre la température de saturation adiabatique,  $T_{wb}$ .

Cette partie a donc pour objectif d'utiliser le modèle de formation de spray pour calculer la valeur de la température du mélange air/eau,  $T_{a,spray}$ , impactant la paroi puis de comparer les valeurs obtenues de  $T_{a,spray}$  avec les valeurs expérimentales de  $T_{wb}$ . Les valeurs de  $T_{wb}$  référencées dans le

Tableau IV.5.2 pour chaque position et les trois flux électriques les plus importants sont obtenus à partir des valeurs de  $T_a$  et  $HR$  présentées dans le Tableau IV.4.1 (équation (I.2.1)).

Le modèle de formation de spray a donc été utilisé pour les quatre positions de plaque,  $V1$ ,  $V2$ ,  $V3$  et  $V4$  dont leur position selon l'axe  $x$  dans le repère lié à la buse sont respectivement 0,31, 0,70, 0,87 et 1,23 m. Pour rappel, le modèle de formation calcule le diamètre du spray et la quantité d'eau évaporée, puis la température de mélange air/eau est déduite. Les valeurs de diamètre de spray (pour les débits d'eau impactant croissants) sont respectivement 0,29, 0,74, 0,94, 1,35 m. Les valeurs de  $T_{a,spray}$  obtenus numériquement sont présentées dans le Tableau IV.5.2.

**Tableau IV.5.2. Valeurs des de  $T_{wb}$ ,  $T_{a,spray}$ ,  $T_{pl,exp}$  pour les quatre postions de plaque**

$Q_{elec}$ (W)	0,50 W			0,78 W			1,12 W		
	$T_{wb}$ (K)	$T_{a,spray}$ (K)	$T_{pl,exp}$ (K)	$T_{wb}$ (K)	$T_{a,spray}$ (K)	$T_{pl,exp}$ (K)	$T_{wb}$ (K)	$T_{a,spray}$ (K)	$T_{pl,exp}$ (K)
<b>V1</b>	296,1	297,7	298,7	296,5	298,4	299,7	297,6	299,3	301,5
<b>V2</b>	297,5	298,4	299,8	298,4	299,3	301,5	299,4	300,2	303,6
<b>V3</b>	298,5	301,0	302,0	298,2	300,6	302,2	296,9	299,7	302,3
<b>V4</b>	297,7	299,5	301,1	298,2	300,0	303,0	298,4	300,2	305,0

La comparaison entre  $T_{wb}$  et  $T_{a,spray}$  montre que les valeurs des températures calculées par le modèle de formation sont à chaque simulation au-dessus des valeurs de saturation adiabatique. Cela signifie que le refroidissement adiabatique en amont de l'échangeur par évaporation des gouttelettes d'eau a été surestimé dans la partie expérimentale lors de la détermination du coefficient d'échange humide.

Pour la détermination du coefficient d'échange humide, la température de plaque brumisée et mesurée expérimentalement,  $T_{pl,exp}$ , est utilisée. Les valeurs mesurées sont référencées dans le Tableau IV.5.2. Les valeurs de  $T_{a,spray}$  sont plus proches de la température de plaque,  $T_{pl,exp}$ . La

différence ( $T_{pl,exp} - T_{a,spray}$ ) est donc plus faible que la différence ( $T_{pl,exp} - T_{wb}$ ). Les coefficients d'échanges thermiques variant inversement proportionnellement avec la différence ( $T_{pl,exp} - T_{a,spray}$ ), les coefficients d'échange humide ont été sous-estimés dans la partie expérimentale.

De plus l'écart entre la température de plaque brumisée,  $T_{pl,exp}$ , et la température du mélange air/eau impactant la plaque,  $T_{a,spray}$ , étant très faible, l'échange thermique latent (évaporation du film d'eau) semble l'effet dominant devant l'échange thermique sensible (refroidissement adiabatique). Autrement dit, la part de l'échange latent dans le refroidissement de la plaque est prépondérante sur l'échange sensible.

La partie suivante présente la comparaison entre les valeurs des températures de plaque obtenues à l'aide de la simulation CFD et celles mesurées expérimentalement.

### **IV.5.3. Comparaison des températures de plaque sèches et humides**

Les résultats des températures de paroi ont été obtenus à l'aide du modèle CFD pour les quatre positions de plaque orientée verticalement et pour chaque flux électriques imposés à la paroi. La détermination de ces températures de plaque est présentée dans le chapitre II à la partie II.3.3.3 sont calculées à partir de la température du mélange air/eau dans la maille adjacente à la paroi,  $T_a^I$ . Une température moyenne pondérée par la surface de la plaque,  $T_{a,moy}$ , est ainsi obtenue. Les températures de plaque sèche,  $T_{pl,sec,exp}$ , et humide,  $T_{pl,h,exp}$ , mesurées ainsi que celles calculées,  $T_{pl,sec,calc}$  et  $T_{pl,h,calc}$  sont présentées sur les Figure IV.5.6 pour chaque position en fonction du flux électrique.

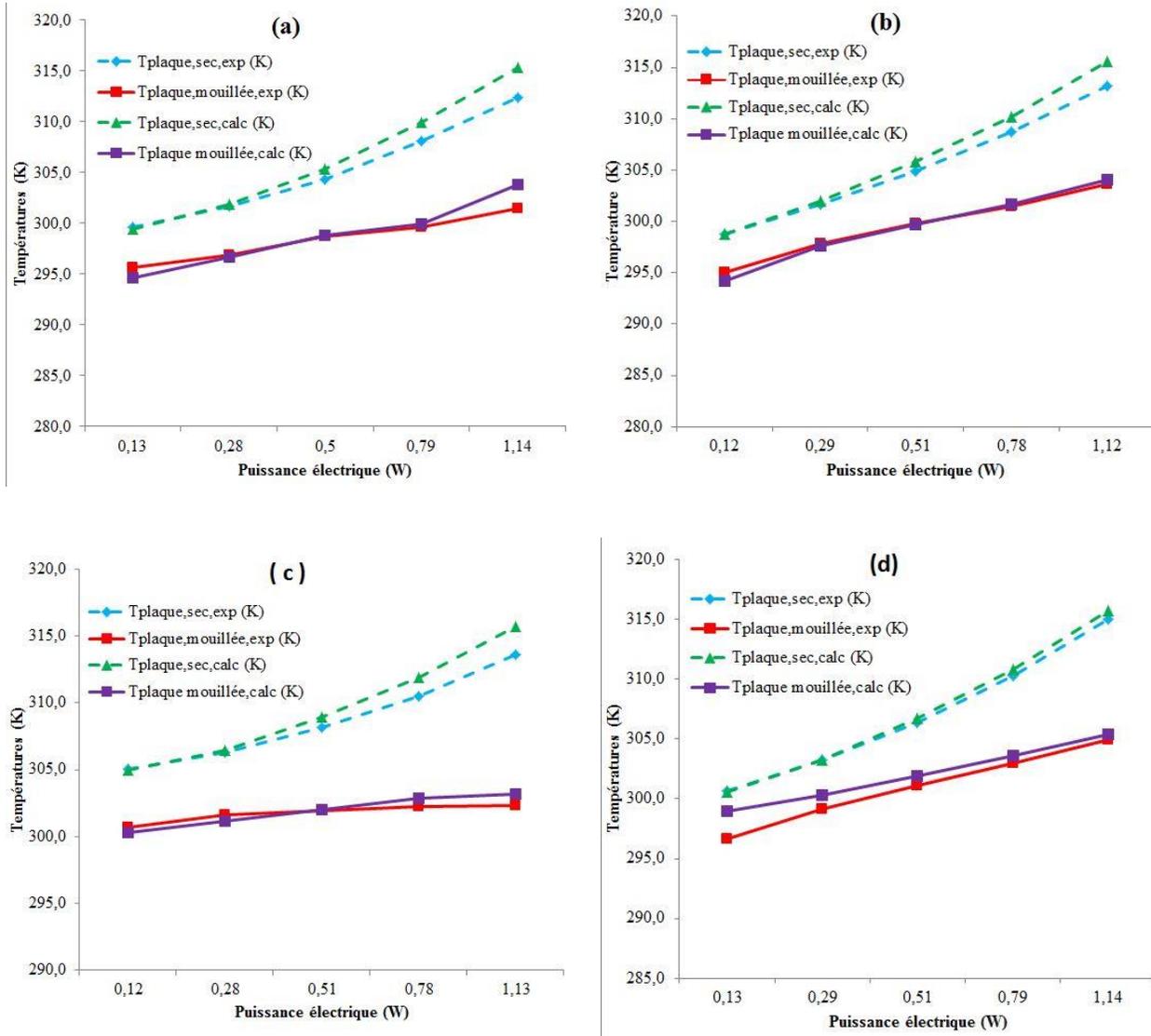


Figure IV.5.6: Comparaison des températures de plaque sèche et humide expérimentale et numérique : (a) V1 ; (b) V2 ; (c) V3 ; (d) V4

Les résultats obtenus montrent de bonnes similitudes entre les températures de plaque sèche mesurées et calculées. Les écarts moyens pour les positions V1, V2, V3 et V4 sont respectivement 1,2, 1,0, 0,9 et 0,4 °C. La comparaison des températures de paroi humide expérimentales et numériques montre également de très bonnes similitudes pour toutes les positions. Les écarts moyens pour les positions V1, V2, V3 et V4 sont respectivement 0,8, 0,3, 0,5 et 1,1 °C.

Pour les positions V1, V2, V3 et pour  $Q_{elec} = 1,14$  W, un écart supérieur à 2 °C est observé pour les températures sèches. Pour la position V4, un écart de 2,3 °C est également observé pour

$Q_{elec} = 0,13$  W. Ces écarts observés peuvent être dus aux imprécisions sur les mesures ou à la détermination de la température de plaque. Pour rappel, la température de la plaque est calculée à partir d'un coefficient d'échange numérique calculé dans Code\_Saturne en fonction du gradient thermique entre la plaque et la maille adjacente à la plaque ainsi que de la distance du centre de la maille à la plaque. Ce coefficient d'échange numérique est considéré constant pour chaque position, mais sa valeur varie légèrement selon le flux électrique, ce qui entraîne une augmentation des écarts.

Néanmoins, au vu des refroidissements atteints (de l'ordre de 10 °C), le modèle de spray prédit convenablement les températures de paroi.

## IV.6. Conclusion du chapitre IV

La première partie de ce chapitre était dédiée à la présentation du dispositif expérimental développé au cours de ce travail. Ce dispositif a permis de caractériser l'écoulement d'air autour d'une plaque chauffée positionnée à plusieurs endroits dans l'écoulement et selon deux orientations différentes (horizontale ou verticale). Plusieurs flux massiques d'eau ont ainsi pu être étudiés.

Les mesures effectuées sur ce dispositif expérimental ont tout d'abord permis de comparer les températures de plaque humide en fonction du débit d'eau impactant. Le flux massique semble avoir peu d'influence sur le refroidissement de la plaque. La détermination des coefficients d'échange sec et humide à partir des mesures des températures d'air et de plaque pour différentes positions dans l'écoulement a également été réalisée. Les conditions ambiantes variant et notamment l'humidité de l'air, les valeurs sont assez imprécises (20 % d'imprécision). Malgré tout, les résultats expérimentaux ont confirmé que la brumisation sur une plaque chauffée améliore les échanges thermiques avec des facteurs d'intensification de 2 à 4,5.

Le modèle de formation du spray a permis de mettre en évidence que la température d'air en amont de plaque est sous-estimée avec l'hypothèse de saturation adiabatique à la plaque. En d'autres termes, cette hypothèse surestime l'évaporation en amont de la plaque. Cette hypothèse est en général utilisée pour déterminer les coefficients d'échange humide. L'écart entre  $T_{a,spray}$  et la température de plaque,  $T_{pl,exp}$  étant plus faible, les coefficients d'échange humide sont en réalité plus importants ( $\times 1,5$ ) que ce qui a été déterminé à l'aide du dispositif expérimental. Ainsi, le modèle de formation de spray a permis de montrer que l'impact de la brumisation était sous-estimé dans les travaux expérimentaux.

Le modèle CFD 3D a lui permis de comparer les températures de plaque mesurées et calculées avec et sans brumisation. En travaillant à flux massique imposé, les résultats numériques montrent de bonnes similitudes avec les valeurs expérimentales. Les écarts moyens observés sont inférieurs à 1,1 °C pour des refroidissements atteints de l'ordre de 10 °C.

Afin d'adapter notre modèle à d'autres applications, il est cependant nécessaire de prendre en compte les hétérogénéités du flux massique dans la veine. Il faudrait donc refaire des simulations sur une échelle spatiale plus large. Il faudrait également étudier plus en détails les processus de

dépôt dans la couche limite de la plaque. Ceci pourrait être réalisé en particulier en étudiant les configurations horizontales ou en incluant d'autres mesures avec d'autres états de surface.



# **Conclusion générale et perspectives**

## **Conclusion générale et perspectives**

La brumisation en amont d'un échangeur permet de diminuer la température de l'air grâce à l'évaporation des gouttes d'eau et par conséquent d'augmenter son efficacité. Il s'agissait d'étudier la cinétique d'évaporation des gouttelettes d'eau car celle-ci n'est pas immédiate entraînant de fait un potentiel dépôt d'eau liquide non évaporée en paroi. Le film d'eau qui se dépose peut bloquer l'écoulement d'air et se traduire par une diminution des échanges de chaleur. La géométrie de cet échangeur doit être adaptée pour maximiser le temps de résidence des gouttes à l'intérieur de sa structure de façon à obtenir un refroidissement maximal de l'air tout en évitant les zones d'accumulation des gouttes pour minimiser les risques de drainage et d'encrassement.

L'objectif de cette thèse était de contribuer au développement d'un premier outil numérique qui pourra ensuite être utilisé dans l'étude de conception d'un échangeur à air optimisé pour des écoulements diphasiques. Pour y parvenir, il est nécessaire de connaître l'impact des conditions opératoires telles que la température ou l'humidité de l'air sur la cinétique d'évaporation des gouttes d'eau. De plus le spray étant polydispersé en taille de goutte, la dispersion spatiale des gouttes d'eau est hétérogène. Afin de décrire la répartition spatiale du spray, l'utilisation de la CFD est pertinente. En effet, la CFD permet de prendre en compte la dispersion des gouttelettes d'eau, et simuler ainsi des écoulements diphasiques en 3D. Elle permet également de réaliser des analyses paramétriques simples et peu coûteuses, comme sur la température ou l'humidité de l'air.

Le domaine des sprays étant très vaste, le cas d'étude a été fixé pour des températures de paroi inférieures à 70 °C et des vitesses d'air inférieures à 4 m.s<sup>-1</sup>. En effet, ces conditions limites bornent la majorité des conditions d'utilisation rencontrées dans les applications types condenseurs à air. Dans ces conditions, les flux massiques d'eau injectée ont été limités à 30 g<sub>e</sub>.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> afin d'éviter le ruissellement d'eau en paroi. Dans ce cadre, le Chapitre I a permis de montrer que le refroidissement de l'air et d'un objet à refroidir (ici une plaque) dépendent principalement de l'évaporation des gouttes et du film d'eau. Les paramètres les plus intéressants à étudier pour notre cas d'étude sont donc les conditions ambiantes (température, humidité relative), la taille des gouttes et le débit d'eau injecté.

Dans l'optique de choisir une approche numérique adaptée à des écoulements à topographies complexes telles qu'à l'intérieur d'un échangeur de chaleur, la seconde partie du chapitre I a permis de se positionner sur le choix d'une approche eulérienne pour modéliser la phase dispersée. La distribution en taille de goutte utilisée s'est appuyée sur une loi lognormale pour reconstruire la fonction de densité en nombre. Un état de l'art des modèles considérant les échanges thermiques lors de la brumisation d'une paroi chauffée (régime du film à une phase) a été réalisé. Les principaux modèles sont 1D ou 2D et déterminent le flux massique impactant la paroi expérimentalement ou à l'aide d'un coefficient d'échange empirique.

La formulation des conditions limites d'interaction d'un spray évaporatif sur une plaque chauffée est une approche originale développée dans le Chapitre II. Le modèle de spray, présenté dans le Chapitre II, se décompose en deux parties. En effet, pour pallier les difficultés des approches eulériennes à simuler correctement les régions à forts gradients de vitesse, un modèle 0D simulant la formation du spray est couplé à un modèle CFD eulérien simulant la dispersion des gouttes d'eau. Les travaux de Lacour [109] ont été enrichis à la fois sur l'étape de formation du spray en ajoutant l'évaporation des gouttes d'eau et à la fois sur l'étape de dispersion en utilisant un modèle CFD de transport et d'advection à la place d'une dispersion gaussienne. Une approche de termes source est utilisée afin d'implémenter les phénomènes d'évaporation et de sédimentation dans les équations transportées. La difficulté de cette approche est le couplage des phénomènes physiques. Pour l'écriture des conditions limites pariétales, le flux massique d'eau impactant la plaque est modélisé à partir de la vitesse normale à la plaque, et les conditions limites pour les trois variables transportées en sont déduites.

Le chapitre III a présenté la caractérisation de la formation et de la dispersion du spray dans un écoulement d'air en amont d'un échangeur. La cinétique d'évaporation et donc le choix du modèle d'évaporation étant essentiels, le modèle d'évaporation de Bouzereau et al. [14] est comparé au modèle d'évaporation utilisé dans l'approche lagrangienne et développé par Abramzon et Sirignano [119]. Les résultats ont montré que le modèle de Bouzereau est plus robuste et ne dépend pas du nombre de classes considérées ce qui diminue le temps de calcul. Ce modèle permettant d'étudier des sprays plus ou moins polydispersés a donc été retenu dans notre approche.

Le comportement d'un spray dans un écoulement en amont d'un échangeur a ensuite été étudié numériquement et comparé aux résultats expérimentaux de Tissot et al. [25]. Les résultats du champ de température ont montré que le gradient thermique obtenu à la fin de la formation du spray s'atténue le long de la veine en raison du phénomène de dispersion. La majorité de l'évaporation des gouttes d'eau a lieu durant l'étape de formation du spray, ainsi l'intégration de l'évaporation dans le modèle de formation de spray est nécessaire. Les températures prédites par le modèle de spray ont ensuite été comparées aux mesures de Tissot [17] et les résultats obtenus ont montré un bon accord (erreur < 10 %).

L'analyse de sensibilité a été réalisée sur le modèle de formation puis sur le modèle de dispersion. La cinétique d'évaporation augmente pour un air sec et une distribution élargie. Sur toutes les simulations effectuées la quantité d'eau évaporée ne dépasse pas 30 % de la quantité d'eau injectée. De plus, le refroidissement efficace d'une plaque chauffée ne nécessite pas uniquement une bonne évaporation durant la formation du spray, la surface d'impact du spray doit également être la plus proche de la surface cible à refroidir. L'approche CFD est particulièrement utilisée pour décrire les configurations présentant de forts gradients thermiques à savoir de faibles angles, faibles débits et petites tailles de gouttes.

Les échanges air/eau sur une plaque chauffée ont finalement été étudiés dans le dernier chapitre. Le dispositif développé au cours de ces travaux permet de positionner la plaque en plusieurs endroits dans l'écoulement pour faire varier le flux massique d'eau impactant la plaque. Les résultats expérimentaux ont globalement montré que la brumisation sur une plaque chauffée permet d'améliorer les échanges thermiques et le refroidissement de la plaque. Pour les puissances électriques élevées (1,12 W), un refroidissement de 10 °C a été observé entre les températures de plaque sèche et humide.

Le modèle de formation de spray permet de calculer la température du mélange air/eau impactant la paroi. La comparaison de cette température avec celle utilisée pour la détermination des coefficients d'échange humide ( $T_{wb}$ ) a montré que ces coefficients sont en réalité plus importants que ceux qui ont été déterminés expérimentalement (facteur d'intensification multiplié par 1,5). Le modèle CFD 3D a lui permis de comparer les températures de plaque mesurées et calculées avec et sans brumisation. En travaillant à flux massique imposé, les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux sont inférieurs en moyenne à 1,1 °C pour des refroidissements

atteints de l'ordre de 10 °C. Notre modèle de spray prédit ainsi convenablement les températures de paroi.

Ces travaux ont donc permis d'étudier le refroidissement adiabatique d'un écoulement diphasique évaporatif ainsi que le refroidissement par aspersion d'une plaque chauffée à l'aide d'une approche de modélisation originale. Des résultats intéressants ont été obtenus dont l'analyse paramétrique qui a permis d'identifier deux points importants : la majorité de l'évaporation des gouttelettes d'eau se produit lors de la formation du spray et pour maximiser le refroidissement d'une cible, une cinétique d'évaporation rapide couplée à une surface de spray proche de la surface cible sont essentiels. Le modèle de spray permet également de calculer les champs de température du mélange air/eau en amont de la plaque et ainsi compléter le dispositif expérimental qui ne permet pas de mesurer ces températures. Finalement de bonnes similitudes entre les températures de plaque expérimentales et calculées par le modèle ont été obtenues.

Néanmoins, le modèle de spray étant une première contribution, des travaux complémentaires sont nécessaires afin d'obtenir un outil numérique intégrant l'ensemble des problèmes posés par la pulvérisation d'un spray de gouttelettes d'eau appliquée à un échangeur de chaleur. Plusieurs étapes doivent nécessairement être développées afin de consolider notre modèle de spray.

- Afin de mieux caractériser le spray et sa distribution en taille, il serait intéressant d'utiliser une approche multimodale en utilisant une loi lognormale pour chaque mode (ou chaque famille de goutte). Cela permettrait de représenter correctement à la fois la distribution en nombre et celle en volume. Cette approche multimodale permettrait également de mieux représenter la forme du spray à l'issue de la période de formation et de décrire plus précisément les surfaces impactées.
- Afin d'adapter notre modèle à d'autres applications, il est également nécessaire de prendre en compte les hétérogénéités du flux massique dans la veine en simulant un domaine de calcul plus proche du dispositif expérimental.
- Afin de valider la partie échange pariétal et étudier plus en détails les processus de dépôt dans la couche limite de la plaque il est essentiel de réaliser une étude plus approfondie de

l'influence du modèle de turbulence et de la rugosité de la paroi, ainsi que de la qualité du maillage.

- Les cas expérimentaux avec orientation de plaque horizontale doivent également être simulés afin de vérifier la robustesse du modèle de spray pour ces orientations de plaque où les vitesses d'air sont rasantes.

Une fois le modèle de spray validé, des géométries d'écoulements plus complexes, telles qu'un réseau de parois verticales et horizontales pourront être simulées. Enfin, dans ce travail les conditions limites ont été développées pour des flux thermiques imposés, il sera également nécessaire de les adapter pour des températures de paroi imposées qui se rapprochent de l'application des échangeurs de chaleur.

D'autres essais expérimentaux peuvent être réalisés dans la cellule climatique (conditions ambiantes contrôlées) pour étudier de manière plus approfondie l'impact des conditions ambiantes sur le refroidissement de la plaque. Il serait également intéressant de réaliser une campagne de mesures pour de faibles flux massiques pour lesquels le film d'eau s'assèche pour certaines valeurs de puissance électrique.

Un objectif ambitieux serait de développer un outil numérique permettant de modéliser le couplage thermique entre l'écoulement et le fluide réfrigérant circulant au sein de l'échangeur. Les surfaces de l'échangeur impactées et/ou asséchées seraient déterminées par le modèle CFD proposé ici, et le couplage des échanges thermiques entre l'écoulement et le fluide réfrigérant circulant dans l'échangeur permettrait de déterminer l'efficacité de la brumisation. Cet outil numérique permettrait de prédire la quantité d'eau (taille des gouttes et débit) à injecter pour optimiser et contrôler le système de brumisation en situation industrielle.

## Valorisation de la thèse

### Articles dans une revue internationale :

#### Article 1 :

Titre	<i>CFD water spray model development and physical parameter study on the evaporative cooling</i>
Auteurs	Fabien Raoult, Stéphanie Lacour, Bertrand Carissimo, François Trinquet, Anthony Delahaye, Laurence Fournaison
Journal	Applied Thermal Engineering
Statut	Accepté pour publication (12/12/2018)

#### Article 2 :

Titre	<i>A modal analysis of the size distribution for an hollow-cone spray in cross-flow</i>
Auteurs	Stéphanie Lacour, Anthony Delahaye, Cyril Tinet, Fabien Raoult, François Trinquet, Laurence Fournaison
Journal	Experimental Thermal and Fluid Science
Statut	Under review (09/11/2018)

### Conférences :

Conférence	XIIIème Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes -22-24 mai 2017, LUSAC Saint-Lô, France
Type de présentation	Orale
Titre	<i>Modèle eulérien et impact de paramètres physiques sur le refroidissement évaporatif d'un spray de gouttelettes d'eau</i>
Auteurs	Fabien Raoult, Stéphanie Lacour, François Trinquet, Laurence Fournaison, Anthony Delahaye

Conférence	31st International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems – 17-21 juin 2018, Guimarães, Portugal
Type de présentation	Orale
Titre	<i>Development of a CFD Eulerian approach on the evaporative cooling by a water spray</i>
Auteurs	Fabien Raoult, Stéphanie Lacour, François Trinquet, Laurence Fournaison and Anthony Delahaye
Conférence	International Thermal Spray Conference –7-10 mai 2018, Orlando, Floride, États-Unis
Type de présentation	Poster
Titre	<i>Spatial analysis of hollow-cone spray dispersion in cross-flow</i>
Auteurs	François Trinquet, Stéphanie Lacour, Cyril Tinet, Fabien Raoult, Ariane Vallet

# **Annexes**

## Annexe A : Modélisation de la turbulence : modèles du 1<sup>er</sup> et 2<sup>nd</sup> ordre

Les modèles de turbulence sont généralement séparés entre les modèles du premier ordre et les modèles du second ordre.

### Modèles du premier ordre

Les modèles de turbulence de premier ordre reposent sur le concept de la viscosité turbulente et leur principe est basé sur l'observation que le transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent est fortement dominé par le mélange des grosses structures. Ils supposent alors que le tenseur de Reynolds est proportionnel à  $\overline{S_{ij}}$  le tenseur d'efforts :

$$R_{ij} = \frac{2}{3}k \cdot \delta_{ij} - 2\nu_t \cdot \overline{S_{ij}} \quad (\text{A.1})$$

Avec :  $k = \frac{1}{2} \sum \overline{u_i' \cdot u_j'}$  l'énergie cinétique turbulente, et  $\nu_t$  la viscosité cinématique turbulente.

Cette viscosité doit donc être modélisée. En faisant l'analogie avec la théorie cinétique des gaz, la détermination de la viscosité nécessite l'estimation de deux échelles :

$$\nu_t = \mu_t \cdot L_c \quad (\text{A.2})$$

Avec :  $\mu_t$  une vitesse caractéristique de la turbulence locale et  $L_c$  une longueur caractéristique.

L'objectif des modèles de turbulence est donc d'approcher ces deux échelles de la turbulence pour obtenir une valeur de viscosité la plus proche de la réalité.

Les modèles de viscosité turbulente sont généralement classés par rapport au nombre d'équations de transport qui doivent être résolues en plus de celles de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Parmi les modèles utilisés on distingue les modèles à zéro équation, à une équation et à deux équations. Le modèle le plus connu parmi les modèles à zéro équations est le modèle de la longueur de mélange de Prandtl qui suppose que la viscosité turbulente s'écrit :

$$v_t = l_m^2 \cdot \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (\text{A.3})$$

Avec :  $l_m$  la longueur de mélange qui repose sur le principe que la quantité de mouvement est réalisée sur une distance égale au libre parcours moyen (distance moyenne parcourue par une particule se déplaçant entre deux collisions successives). Le principal problème des modèles à zéro équation est dû à la longueur de mélange qui dépend de la configuration étudiée et qui n'est donc pas universelle. Le Tableau A.1 regroupe les longueurs de mélange pour différentes configurations :

**Tableau A.1. Longueur de mélange dans le cas d'écoulements bidimensionnels**

Écoulement	Longueur de mélange, $l_m$	$L$
Couche de mélange	$0,7L$	Épaisseur de la couche de mélange
Jet	$0,09L$	Demi-épaisseur du jet
Sillage	$0,16L$	Demi-épaisseur du sillage
Jet axisymétrique	$0,075L$	Demi-épaisseur du jet
Couche limite :		
• Sous couche visqueuse et région logarithmique	$\kappa [1 - \exp(-y^+ / 26)]$	Épaisseur de la couche limite
• Partie supérieure ( $y/L \geq 0.22$ )	$0,09L$	

Ce type de modèle possède l'inconvénient de dépendre du type d'écoulement étudié et la longueur de mélange est constante dans l'écoulement et près des parois, ce qui est assez éloigné de la réalité. Le modèle de Prandtl ne peut donc pas s'appliquer dans une modélisation générale

de la turbulence, mais il peut être utilisé dans des modèles plus complexes pour étudier le comportement du fluide dans les régions proches des parois.

Pour les modèles à une équation, la turbulence est caractérisée par les fluctuations de vitesse. Lorsque la turbulence est isotrope, l'énergie cinétique turbulente est une variable supplémentaire qui vérifie une équation de transport. Prandtl et Kolmogorov utilisent dans leur modèle la relation suivante pour définir la viscosité turbulente en fonction de l'énergie cinétique turbulente :

$$\nu_t = C_k \cdot L_c \cdot \sqrt{k} \quad (\text{A.4})$$

Avec :  $C_k$  une constante,  $L_c$  une longueur caractéristique de la turbulence et  $k$  l'énergie cinétique turbulente. L'équation de transport de  $k$  est la suivante :

$$\frac{\partial \rho \cdot k}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho \cdot k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \cdot \varepsilon \quad (\text{A.5})$$

Avec :  $\sigma_k = 1$  le nombre de Prandtl turbulent,  $P_k \approx \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$  le terme de production,

et  $\varepsilon = \mu \cdot \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)$  le taux de dissipation moyen turbulent.

Ce modèle bien que peu complexe à mettre en place, reste encore incomplet puisqu'il nécessite toujours de déterminer l'échelle de longueur de la turbulence comme pour le modèle précédent. Un autre modèle à une équation est celui de Spalart et Allmaras [122] qui consiste à introduire un scalaire  $\tilde{\nu}$  (pseudo-viscosité turbulente) qui est lié directement à la viscosité cinématique turbulente  $\nu_t$ . Ce modèle a été développé dans le domaine de l'aéronautique, et il est par exemple bien adapté pour étudier l'écoulement de l'air autour d'une aile d'avion. Cependant, il reste un peu trop simple pour être utilisé dans une large gamme d'écoulement. Par conséquent, le principal défaut des modèles à une équation est leur manque d'universalité et la difficulté à définir la longueur de mélange  $l$ . Ce point est amélioré en considérant des modèles à deux équations.

Dans les modèles à deux équations, il est naturel d'introduire l'énergie cinétique turbulente pour la première équation de transport. Pour prédire la viscosité turbulente, le choix du deuxième

paramètre est plus difficile. **Le modèle le plus couramment utilisé est le modèle  $k-\varepsilon$** , qui prend pour seconde variable **le taux de dissipation turbulent,  $\varepsilon$** . La viscosité cinématique turbulente peut alors s'écrire :

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A.6})$$

Avec :  $C_\mu$  une constante égale à 0,09, et  $k$  et  $\varepsilon$  estimés par leur équation de transport (respectivement (A.5) et (A.7)). L'équation de transport de  $\varepsilon$  est la suivante :

$$\frac{\partial \rho \cdot \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho \cdot \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} \cdot P_k - C_{2\varepsilon} \cdot \rho \cdot \varepsilon) \quad (\text{A.7})$$

Avec :  $P_k$  qui caractérise la génération d'énergie cinétique turbulente issue du gradient de vitesse moyenne, et des effets de la pesanteur,  $C_{1\varepsilon} = 1,44$ ,  $C_{2\varepsilon} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1$  et  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  des constantes du modèle  $k-\varepsilon$ .

L'avantage de cette méthode est la prise en compte de la variabilité spatiale de l'agitation turbulente, ainsi que sa simplicité de mise en œuvre. Mais, ce modèle n'est applicable que dans des écoulements fortement turbulents et il n'est pas valable dans les régions proches des parois. Pour pallier ce problème, des lois de parois peuvent être utilisées ou alors les équations de transport peuvent être modifiées en intégrant un facteur d'amortissement. Un autre inconvénient de ce modèle est l'équation du taux de dissipation qui est une forme approchée puisqu'elle est obtenue à partir d'arguments intuitifs. Ainsi, dans des cas plus complexes où il y a des recirculations ou une forte anisotropie, le modèle  $k-\varepsilon$  standard devient moins adapté.

D'autres modèles à deux équations ont également été développés : le **modèle  $k-\varepsilon$ -RNG** qui est obtenu à partir de l'équation instantanée de Navier-Stokes en utilisant une technique mathématique nommée « groupe de renormalisation » (RNG). Il s'agit d'un modèle  $k-\varepsilon$  amélioré. Les constantes du modèle sont différentes du modèle  $k-\varepsilon$  standard :  $C_\mu = 0,0845$ ,  $C_{1\varepsilon} = 1,42$ ,  $C_{2\varepsilon} = 1,68$ ,  $\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0,7179$ . Le **modèle  $k-\omega$**  est un autre modèle qui repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons :  $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$ . La viscosité cinématique turbulente est

donnée par la relation suivante :  $\nu_t = \alpha \frac{k}{\omega}$  avec  $\alpha$  un coefficient correctif permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente.

Les modèles du premier ordre, basés sur l'utilisation de la viscosité cinématique turbulente reposent sur certaines hypothèses simplificatrices de l'écoulement et de sa turbulence. Par exemple, la réponse de la turbulence à une variation du champ moyen est instantanée. L'histoire de la turbulence n'est donc pas prise en compte. De plus, la production de turbulence est surestimée. En effet, la formule du tenseur de Reynolds (équation (A.1)) est bien adaptée pour les composantes de cisaillement (par exemple  $\overline{u'.v'}$ , ou  $\overline{u'.w'}$ ), mais elle ne permet pas de distinguer les composantes diagonales ( $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$ ). Les modèles du premier ordre ne sont donc pas adaptés à toutes les situations.

## Modèles du second ordre

L'utilisation de la viscosité turbulente repose sur des hypothèses fragiles. Ainsi, le modèle RSM (Reynolds Stress Model) propose de résoudre l'équation de transport du tenseur de Reynolds et l'équation de transport du taux de dissipation turbulent,  $\varepsilon$ , ou du taux de la dissipation spécifique,  $\omega$ . Cette dernière équation permet d'approximer la longueur caractéristique de turbulence. Ainsi, à l'inverse des méthodes du premier ordre qui modélisent le tenseur de Reynolds, les modèles du deuxième ordre le calculent. Ces modèles ont donc été développés pour modéliser plus précisément la turbulence. L'équation de transport du tenseur de Reynolds est obtenue en appliquant la moyenne de la quantité suivante :

$$\overline{u_i'.N(u_j) + u_j'.N(u_i)} \quad (\text{A.8})$$

Avec :  $N(u_j)$  l'opérateur qui correspond à l'équation instantanée de Navier-Stokes :

$$N(u_j) = \rho \cdot \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \rho \cdot f_i + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{A.9})$$

Avec :  $f_{ij}$  la somme des forces extérieures,  $p$  la pression,  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses.

L'équation de transport du tenseur de Reynolds peut donc s'écrire :

$$\left( \frac{\partial \rho \overline{u' \cdot u_j'}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho \overline{u' \cdot u_j'}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial T_{ijk}}{\partial x_k} = P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (\text{A.10})$$

Avec :  $T_{ijk}$  un terme de corrélation triple,  $P_{ij}$  un terme de production de l'énergie cinétique turbulente,  $\Pi_{ij}$  un terme de transport par la pression, et  $\varepsilon_{ij}$  le tenseur de dissipation. Le terme de corrélation triple, le terme de production et le tenseur de dissipation s'écrivent respectivement :

$$T_{ijk} = \rho \overline{u_i' \cdot u_j' \cdot u_k'} + \overline{p (\delta_{kj} \cdot u_i' + \delta_{ik} \cdot u_j')} - \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i' \cdot u_j'}) \quad (\text{A.11})$$

$$P_{ij} = -\rho \left( \overline{u_i' \cdot u_k'} \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_k} + \overline{u_j' \cdot u_k'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \cdot \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_k} \quad (\text{A.13})$$

Le terme en corrélation triple fait apparaître un tenseur d'ordre 3 qui doit être modélisé. Les termes  $\varepsilon_{ij}$  et  $\Pi_{ij}$  doivent également être modélisés. Seul le terme de production ne nécessite aucune modélisation puisqu'il ne fait intervenir que des moments d'ordre inférieur ou égal à deux. Le modèle RSM est plus proche de la réalité que les modèles présentés précédemment. Mais il repose sur des hypothèses pour modéliser les termes de l'équation de transport du tenseur de Reynolds, qui nécessitent également l'utilisation d'une loi de paroi pour traiter les régions où les effets visqueux sont présents.

Cette partie a permis de présenter les trois méthodes généralement utilisées pour prendre en considération la turbulence. L'approche DNS résout directement les équations de Navier-Stokes sans avoir à modéliser la turbulence. Cette approche permet d'obtenir toutes les quantités instantanées considérées dans l'écoulement. Mais cette approche est la plus gourmande en temps de calcul. Elle est donc utilisée uniquement pour des géométries simples et de faible nombre de Reynolds. L'approche LES consiste à appliquer un filtre passe-bas aux équations de Navier-Stokes. Ainsi, seules les grandes échelles de turbulence sont simulées. Les petites structures doivent être modélisées. Malgré le gain en ressource de calcul, la simulation des grandes échelles reste délicate (comportement anisotropes, dépendance vis-à-vis du type d'écoulement et de ses

conditions limites). Enfin, l'approche RANS utilise la décomposition de Reynolds pour moyenner les équations de Navier-Stokes. Cette méthode consiste donc à décrire uniquement le comportement de l'écoulement moyen. Le principal inconvénient de l'approche RANS est la nécessité de réaliser des hypothèses de fermeture du système d'équations obtenu.

## Annexe B : Modélisation du dépôt

Dans cette annexe, la courbe de dépôt sera présentée car elle permet de connaître la vitesse de dépôt en fonction de l'inertie des particules. Puis les différents mécanismes de transport de particules dans un écoulement turbulent près d'une paroi sont détaillés.

### La courbe de dépôt

Dans une grande partie des travaux [99, 123-125] sur le dépôt de particules, une vitesse de dépôt,  $k_p$ , est définie. Elle correspond au rapport entre le flux de particules,  $J$ , traversant la section,  $S$ , pendant le temps,  $\Delta t$ , sur la concentration des particules loin de la paroi,  $c_\infty$  :

$$k_p = \frac{J}{c_\infty} \quad (\text{B.1})$$

Avec  $J$  exprimé en  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , et  $c_\infty$  exprimée en  $\text{kg.m}^{-3}$ . La vitesse de dépôt est généralement adimensionnée par la vitesse de frottement à la paroi,  $u^*$  :

$$k_p^+ = \frac{k_p}{u^*} \quad (\text{B.2})$$

La plupart des études analysent la dépendance de la vitesse de dépôt en fonction de l'inertie des particules. Cette inertie peut se définir à l'aide du temps de relaxation d'une particule  $\tau_p$ . Ce temps caractéristique correspond au temps nécessaire pour que la particule s'adapte aux changements de direction de l'écoulement. Ce temps caractéristique peut également être adimensionné :

$$\tau_p^+ = \frac{d_p^2 u^{*2} \rho_p}{18 \nu_f^2 \rho_f} \quad (\text{B.3})$$

Avec  $d_p$ , le diamètre des particules,  $\nu_f$ , la viscosité dynamique du fluide porteur,  $\rho_f$ , la masse volumique du fluide porteur, et,  $\rho_p$ , la masse volumique des particules. La courbe de dépôt  $k_p^+ = f(\tau_p^+)$  peut ainsi être tracée pour différents types d'écoulements et pour des particules de

nature différente. Papavergos et Hedley [99] ont synthétisé plusieurs résultats expérimentaux disponibles dans la littérature et représentés sur la Figure B.1.

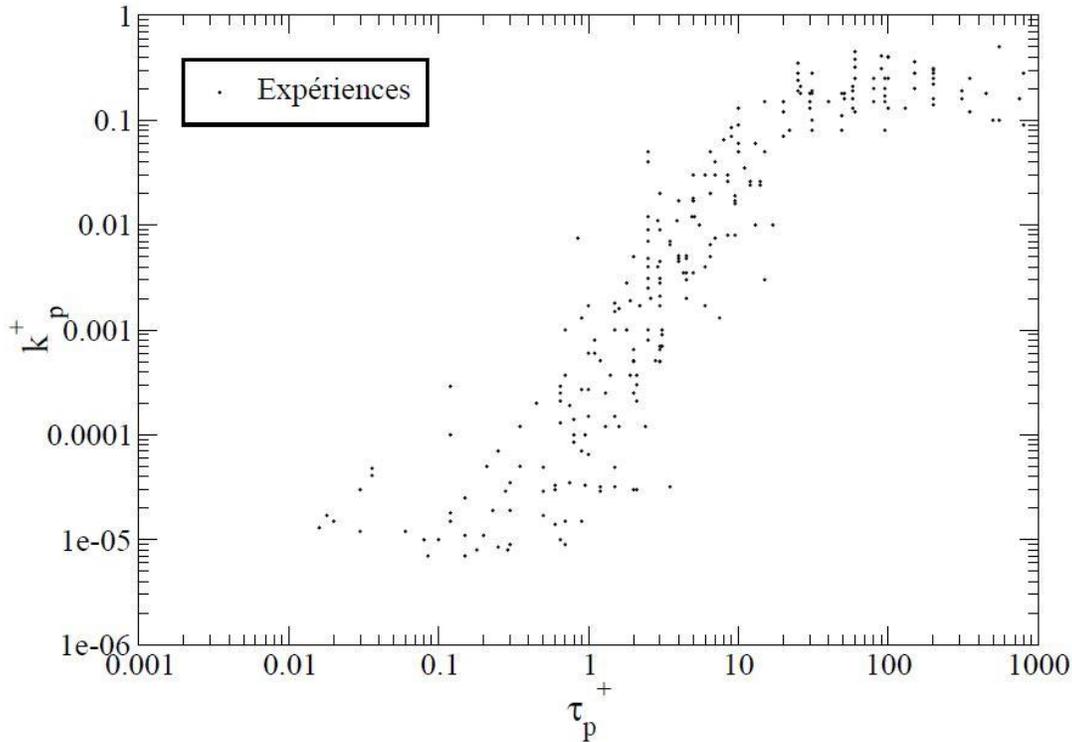


Figure B.1: Synthèse des résultats expérimentaux de la vitesse de dépôt dans une conduite verticale issus de Papavergos et Hedley [99]

La courbe obtenue permet de distinguer trois régions distinctes selon l'inertie des particules :

- Pour les particules de faibles inerties,  $\tau_p^+ < 0,5$ , les vitesses de dépôt adimensionnées,  $k_p^+$ , décroît légèrement de  $1 \times 10^{-6}$  à  $10^{-5}$ . Pour ces inerties, seul le mouvement brownien a un effet sur le dépôt des particules. En effet, d'après l'équation (B.5), la diffusion brownienne augmente lorsque la taille des particules diminue. Ainsi, les très petites particules s'agitent à proximité de la paroi, et leur vitesse de dépôt augmente. Cette région est appelée régime de diffusion.
- Pour les particules dont l'inertie est comprise entre  $\tau_p^+ > 0,5$  et  $\tau_p^+ < 20$ , la vitesse de dépôt croît linéairement de  $1 \times 10^{-5}$  à  $2 \times 10^{-1}$  et  $k_p^+$  dépend fortement de  $\tau_p^+$ . Dans cette région, le dépôt de particule est de plus en plus d'origine inertielle. Cette région est appelée régime intermédiaire.

- Pour les particules de fortes inerties,  $\tau_p^+ > 20$ , la vitesse de dépôt est presque constante et de l'ordre de  $2 \times 10^{-1}$ . Cette valeur correspond au flux limite de particules atteignant la paroi. Cette région est appelée régime balistique ou de vol libre. L'inertie des particules est tellement importante que la quantité de mouvement acquise au cœur de l'écoulement est conservée jusqu'à la paroi.

## Mécanismes de dépôt

Le processus du dépôt sur une paroi peut se décomposer en trois étapes. Tout d'abord, les particules sont transportées à travers la couche aérodynamique, i.e. du cœur de l'écoulement jusqu'à la couche quasi laminaire très proche de la paroi. Le transport des particules dans la couche aérodynamique est principalement dû à la diffusion turbulente.

De la même manière que la définition de la viscosité turbulente de l'écoulement,  $\nu_t$ , un coefficient de diffusion turbulente,  $\zeta_p$ , peut être défini pour les particules. Généralement,  $\zeta_p$  est supposé égal à la viscosité turbulente  $\nu_t$ . Cette hypothèse est d'autant plus vérifiée que la vitesse des particules est proche de celle du fluide.

Pour une paroi orientée horizontalement, la sédimentation peut également contribuer à l'augmentation ou la diminution du dépôt. L'effet de sédimentation sur le dépôt des particules ne peut plus être négligé pour des particules de diamètre supérieur à  $0,1 \mu\text{m}$ . La vitesse de sédimentation peut s'écrire :

$$v_s = \frac{\rho_p \cdot d_p \cdot g \cdot C_c}{18 \mu_f} \quad (\text{B.4})$$

$C_c$  le coefficient de glissement ( $C_c = 1$  pour  $d_p > 1 \mu\text{m}$ ) et  $\mu_f$  la viscosité dynamique du fluide porteur. Cette vitesse dépend essentiellement de la taille des particules.

Puis, à travers la fine couche quasi-laminaire, le mécanisme de dépôt prépondérant est la diffusion brownienne. Par analogie avec la diffusion moléculaire, un coefficient de diffusion brownienne est défini,  $D_B$ , et est calculé à partir de la relation de Stokes-Einstein :

$$D_B = \frac{C_c \cdot k_B \cdot T_f}{3\pi \cdot d_p \cdot \mu_f} \quad (\text{B.5})$$

Avec,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_f$  la température du fluide, et  $d_p$  le diamètre des particules. Le coefficient  $D_B$  est en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La diffusion brownienne est d'autant plus importante que la taille des particules est petite.

Cette couche quasi-laminaire peut être considérée comme stationnaire. En effet, proche de chaque paroi, une couche limite existe dont l'épaisseur est de quelques millimètres et dans laquelle l'air est proche d'un état laminaire. Ainsi, le transport des particules est dû à la diffusion brownienne dans la couche quasi-laminaire. Mais, l'inertie des particules peut également jouer un rôle dans leur transport.

En effet, lorsque les particules se déplacent le long des lignes de courant, et passent suffisamment près d'une paroi, elles sont ainsi « interceptées » par la paroi. Tout comme l'interception, l'impaction a lieu lorsqu'il y a des changements de directions de l'écoulement. Par contre, lorsque les particules ont une inertie assez importante, celles-ci ne peuvent pas suivre les changements rapides de direction de l'écoulement. Grâce à leur inertie acquise dans l'écoulement, elles ne suivent plus les lignes de courant de l'écoulement. Ainsi, elles traversent la couche quasi-laminaire et « impactent » la paroi.

Lorsqu'un gradient thermique existe à proximité d'une paroi, le phénomène de thermophorèse apparaît. Ce phénomène est responsable du transport des particules des régions froides vers les régions plus chaudes. La thermophorèse peut être expliquée à l'aide de la théorie de la cinétique des gaz. En effet, l'énergie cinétique,  $E_c$ , d'une molécule de gaz s'écrit :

$$E_c = \frac{3}{2} k_b \cdot T_f \quad (\text{B.6})$$

Dans les régions de forts gradients de températures ( $> 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ), l'agitation moléculaire du gaz est importante, et les particules présentes dans ces régions reçoivent plus de chocs des molécules composant le gaz. Ces chocs moléculaires entraînent le déplacement des particules vers des régions plus froides pour lesquelles l'agitation moléculaire est moindre. Ainsi, dans le cas de parois à haute température la thermophorèse a tendance à diminuer le flux de particules se déposant sur la paroi. Comme pour le coefficient de diffusion brownien, un coefficient de diffusion thermophorétique,  $D_t$ , est défini. Le rapport entre le coefficient de diffusion thermophorétique et le coefficient de diffusion brownienne se nomme le coefficient de Soret :

$$S_t = \frac{D_t}{D_b} \quad (\text{B.7})$$

Avec  $D_t$  en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $S_t$  en  $\text{K}^{-1}$ . Ce coefficient mesure le rapport entre la diffusion thermique et la diffusion particulaire. Travaillant à de faibles gradients thermiques, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Martineau [125] pour déterminer si la thermophorèse a une influence lorsque le gradient thermique est faible. Ils ont développé une approche lagrangienne stochastique pour simuler le dépôt de particules dans des écoulements non isothermes. Ils ont représenté sur la Figure B.2, la vitesse de dépôt,  $k_p^+$  en fonction du temps de relaxation,  $\tau_p^+$ , pour un gradient  $\Delta T_f = 0 \text{ K}$ , un gradient de  $\Delta T_f = 4 \text{ K}$  qu'ils ont comparé aux mesures de Leeming [124] et un gradient de  $\Delta T_f = 50 \text{ K}$  qu'ils ont comparé aux résultats numériques de He et Ahmadi [123].

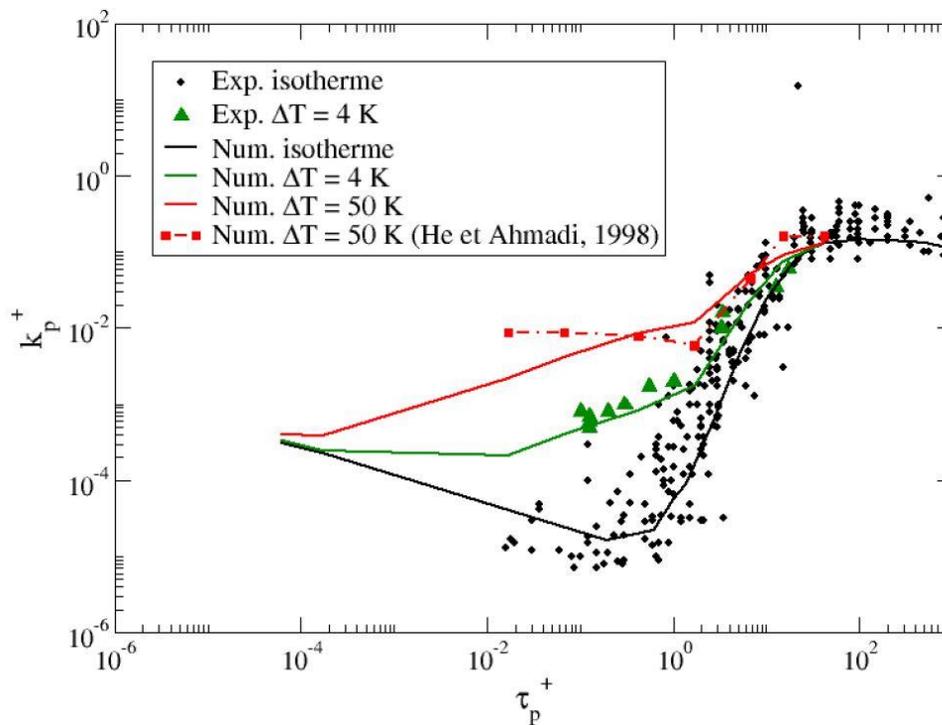


Figure B.2: Influence de la thermophorèse sur la vitesse de dépôt pour différents gradients de température [125]

Les résultats de leur modèle lagrangien stochastique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et numériques. L'effet de thermophorèse est plus important pour des particules de

faibles inerties ( $\tau_p^+ < 1$ ), et il n'est également pas négligeable pour des faibles gradients. Par exemple, pour  $\Delta T_f = 4$  K et  $\tau_p^+ = 0,1$ , la vitesse  $k_p^+$  augmente d'un facteur 10.

Lorsque la concentration en particules est très dense, les interactions entre particules ne peuvent plus être négligées. Lorsque plusieurs particules entrent en contact les unes avec les autres, elles peuvent former des agglomérats de particules. Ces agglomérats de particules ont des propriétés hydrodynamiques différentes des particules seules. Elles ont une plus grande inertie, et ont donc tendance à se déposer plus facilement sur une paroi.

Une fois la particule en contact avec la paroi, deux comportements sont possibles. En effet, des forces physico-chimiques sont présentes à l'interface entre la particule et la paroi. Dans le cas de forces d'adhésion suffisamment importantes, les particules restent sur la paroi. Dans le cas contraire, les particules quittent la paroi et sont réentrainées par l'écoulement. Ces forces d'adhésion peuvent être des forces de Van Der Waals ou des forces coulombiennes dans le cas de particules ou d'une paroi chargée électriquement. La rugosité de la paroi influence également ces forces d'adhésion.

De plus, lorsque la vitesse des gouttes est supérieure à la vitesse d'éclaboussement (splashing velocity),  $v_{sp}$ , les gouttes se divisent en petits fragments violemment éjectés dans toutes les directions [126, 127]. Si la vitesse des gouttes est inférieure à cette vitesse critique, alors les gouttes s'aplatissent le long de la paroi. Le phénomène de rebond peut également être observé pour des températures de paroi supérieures à la température de Leidenfrost [128, 129]. Dans le cadre de la thèse, la température de paroi reste inférieure à 40 °C et donc à la température de Leidenfrost et les vitesses des gouttes lors de leur impact sont très faible ( $< 1 \text{ m.s}^{-1}$ ). Ainsi, dans la suite du manuscrit, les gouttes d'eau sont supposées s'aplatir sur la paroi et ne pas être réentrainées par l'écoulement.

De plus, lorsque plusieurs couches de particules se déposent à la paroi, un amas de taille croissante se forme. Ces amas de particules peuvent boucher la section de passage du fluide. Ce phénomène s'appelle le colmatage. Vendé et al. [130] l'ont observé lors de la brumisation d'un échangeur de chaleur à ailettes à l'aide d'un spray de gouttes d'eau. Leur section de passage du fluide étant très petite (de l'ordre de quelques millimètres), ils ont travaillé avec un faible débit d'eau ( $1-1,4 \text{ L.h}^{-1}$ ) pour éviter de bloquer l'écoulement et diminuer les échanges thermiques.

La simulation du dépôt de gouttes d'eau sur une paroi chauffée nécessite donc la modélisation des mécanismes suivants : la diffusion turbulente des gouttes ( $\zeta_p$ ), la diffusion brownienne ( $D_B$ ), et la thermophorèse ( $S_T$ ). Lorsque la paroi est horizontale, les effets de la sédimentation sur la vitesse de dépôt doivent également être pris en compte.

Les modèles de dépôt de particules dans un écoulement turbulent peuvent se diviser en trois catégories : ceux reposant sur des équations empiriques obtenues à l'aide de données expérimentales ou numériques ; les modèles eulériens ; et les modèles lagrangiens. Les modèles empiriques sont les plus simples d'implémentation mais sont généralement ajustés pour des données expérimentales. Tandis que les modèles eulériens et lagrangiens sont des approches plus théoriques. Elles nécessitent la connaissance du champ turbulent de l'écoulement. Pour rappel, nous avons choisi de simuler l'écoulement diphasique à l'aide d'une approche entièrement eulérienne. Les modèles de dépôt lagrangien ne seront donc pas décrits dans cette partie. Ces approches lagrangiennes sont très précises et d'excellentes source de comparaison aux modèles eulériens. Mais leur coût de calcul est trop important et elles ne peuvent pas être considérées pour des analyses ingénieries.

Les modèles empiriques sont tout d'abord présentés. Puis les différents modèles eulériens sont détaillés.

## Modèles empiriques

Les équations empiriques sont ajustées aux données expérimentales. Elles permettent donc de bien représenter la réalité. Mais ces équations empiriques peuvent ne pas avoir de fondation théorique ou ne pas pouvoir prédire le dépôt de particule pour des conditions opératoires différentes de celles utilisées pour ajuster les équations. L'approche généralement utilisée, modélise la vitesse de dépôt adimensionnée,  $k_p^+$ . Trois régimes de dépôt se distinguent : le régime de diffusion ( $\tau_p^+ < 0,1$ ), le régime intermédiaire de diffusion-inertie ( $0,1 < \tau_p^+ < 10$ ), et le régime de vol libre ( $\tau_p^+ > 10$ ). Pour chaque régime de dépôt, une équation empirique de  $k_p^+$  est déterminée. Ces équations sont de la forme :

$$\text{Régime de diffusion : } \tau_p^+ \leq 0,1 \qquad k_p^+ = k_1 \cdot S_c^{-2/3} \qquad (\text{B.8})$$

$$\text{Régime intermédiaire : } 0,1 < \tau_p^+ \leq 10 \quad k_p^+ = k_2 \cdot (\tau_p^+)^2 \quad (\text{B.9})$$

$$\text{Régime vol libre : } \tau_p^+ > 10 \quad k_p^+ = k_3 \quad (\text{B.10})$$

Avec  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$  des constantes empiriques et  $S_c$  le nombre de Schmitt qui apparaît dans l'équation du régime de diffusion et qui s'exprime comme :

$$S_c = \frac{v_f}{D_b} \quad (\text{B.11})$$

### **Régime de diffusion**

Dans le régime de diffusion, le mouvement brownien est le mécanisme de transport prépondérant. Le modèle de couche est très souvent utilisé. Ce modèle suppose que la turbulence est homogène au cœur de l'écoulement, et qu'une couche laminaire très fine existe près de la paroi. A l'intérieur de cette couche, seuls les processus moléculaires sont considérés. La contribution de la diffusion turbulente est ainsi négligée près de la paroi. De plus, l'inertie des particules étant très faible, les effets de la pesanteur sont négligeables, et les équations développées pour le régime de diffusion peuvent être utilisées pour des surfaces verticales et horizontales.

Différentes valeurs de  $k_1$  sont référencées dans le Tableau B.1. Les valeurs obtenues par Cleaver et Yates [98] et Wood [100], ne sont pas des constantes obtenues à partir de données expérimentales, mais à partir d'une analyse théorique et de simplifications mathématiques.

**Tableau B.1. Valeurs de  $k_1$  pour l'équation (B.8)**

<b>Auteurs</b>	<b><math>k_1</math></b>
Cleaver et Yates [98]	0,084
Wood [100]	0,045
Friedlander [131]	0,059
Papavergos et Hedley [99]	0,070

D'autres corrélations légèrement différentes de l'équation (B.8) ont également été proposées. Kay et Nedderman [132] ont proposé une valeur de  $k_1$  à partir de l'approche du facteur de Colburn et qui dépend du nombre de Reynolds :

$$k_1 = 0,1989 \text{ Re}^{-1/8} \quad (\text{B.12})$$

### **Régime intermédiaire**

Pour le régime intermédiaire, les équations proposées sont généralement ajustées par rapport à des données expérimentales. Elles sont majoritairement de la même forme que l'équation (B.9). Le Tableau B.2 référence différentes valeurs de  $k_2$ .

**Tableau B.2. Valeurs de  $k_2$  pour l'équation (B.9)**

<b>Auteurs</b>	<b><math>k_2</math></b>
Kneen et Stauss [133]	$3,79 \times 10^{-4}$
Wood [100]	$4,5 \times 10^{-4}$
Liu et Agarwal [134]	$6 \times 10^{-4}$
Papavergos et Hedley [99]	$3,5 \times 10^{-4}$

D'autres équations empiriques de forme différente de l'équation (B.9) existent. Par exemple, Erhart [135] a utilisé l'équation suivante :

$$k_p^+ = 6,2 \times 10^{-4} (\tau_p^+)^2 + 2,0 \times 10^{-8} \text{ Re} \quad (\text{B.13})$$

La prise en compte des variations du nombre de Reynolds lui ont permis de mieux ajuster ses résultats à ses données expérimentales. Muyshondt et al. [136] ont, eux, ajusté  $k_p^+$  selon une fonction sigmoïde. En utilisant six coefficients différents, ils ont amélioré la qualité de leur modèle par rapport aux données expérimentales, mais ils ont perdu la dimension physique de l'équation (B.9). Plus le nombre de coefficients empiriques est important, et moins le sens physique de l'expression de la vitesse de dépôt est important.

**Régime vol libre**

Pour les particules possédant une grande inertie (régime vol libre),  $k_p^+$  devient relativement indépendante de la taille des particules. Le transport des particules est supposé être uniquement dû à la turbulence présente au cœur de l'écoulement. La vitesse de dépôt peut donc s'écrire à l'aide du coefficient de friction de Fanning :

$$k_p^+ = \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (\text{B.14})$$

Plusieurs études [99, 100, 137, 138] ont suggéré que la vitesse de dépôt de particules sur une surface verticale est constante. Plusieurs valeurs de  $k_3$  sont référencées dans le Tableau B.3.

**Tableau B.3. Valeurs de  $k_3$  pour l'équation (B.10)**

Auteurs	$k_3$
Davies [137]	0,30
Wood [100]	0,13
Fan et Ahmadi [138]	0,14
Papavergos et Hedley [99]	0,18

D'autres études ont observé une diminution de la vitesse de dépôt lorsque la taille des particules augmente. Certains auteurs expliquent ce phénomène par le rebond des grosses particules lorsqu'elles impactent la paroi, d'autres l'expliquent par la diminution de la réponse des grosses particules aux fluctuations turbulentes de l'écoulement. Wood [100] a proposé une diminution de  $k_p^+$  à partir de  $\tau_p^+ \geq 270$  :

$$k_p^+ = \frac{2,6}{\sqrt{\tau_p^+}} \left( 1 - \frac{50}{\tau_p^+} \right) \quad \tau_p^+ \geq 270 \quad (\text{B.15})$$

$$k_p^+ = 0,13 \quad 17 \leq \tau_p^+ < 270$$

## Modèles eulériens

Les modèles eulériens peuvent se diviser en trois catégories : les modèles à gradient de diffusion, les modèles de vol libre, et les modèles turbophorétiques. Les modèles à gradient de diffusion et de vol libre résolvent l'équation de conservation de la masse des particules, tandis que les modèles turbophorétiques résolvent également les équations de conservation de la quantité de mouvement des particules.

Les modèles turbophorétiques [107, 108] considèrent le transport de particules provenant des phénomènes diffusifs et turbophorétiques (gradients de turbulence). Ils offrent une explication avec plus de sens physique que les modèles de vol libre en incluant l'équation de quantité de mouvement des particules. Mais la prise en compte de l'équation de quantité de mouvement dans le modèle nécessite de réaliser des hypothèses simplificatrices. Ces hypothèses n'ont généralement pas de sens physique. Ainsi, ces modèles ne seront pas détaillés dans ce manuscrit en raison de leur complexité d'implémentation et leur manque de sens physique.

Les modèles à gradient de diffusion sont tout d'abord présentés, puis les modèles de vol libre sont détaillés.

### *Modèles à gradient de diffusion*

Les modèles à gradient de diffusion considèrent la diffusion turbulente et la diffusion brownienne comme les deux seuls mécanismes à intervenir dans le transport de particules. Le transport des particules s'arrête lorsque la distance entre la paroi et la particule est égale à son rayon. En incluant les effets de la diffusion turbulente et la thermophorèse dans la loi de Fick, l'équation suivante est obtenue :

$$\vec{J} = -(D_B + \xi_p) \overrightarrow{\text{grad}} C - S_t \cdot D_B \cdot C \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T_f \quad (\text{B.16})$$

Avec  $\vec{J}$  le flux de particule se déposant sur la paroi,  $D_B$  le coefficient de diffusion brownien (équation (B.5)),  $\xi_p$  la diffusion turbulente de la particule,  $S_t$  le coefficient de Soret, et  $C$  la concentration massique des particules. Les deux grandeurs à modéliser dans les modèles à gradient de diffusion sont la diffusivité tourbillonnaire de la particule,  $\xi_p$  et le coefficient de Soret  $S_t$ .

Sehmel [103] est un des premiers à développer un modèle à gradient de diffusion. Dans son modèle, il propose une équation empirique de la diffusivité tourbillonnaire de la particule supérieure à la viscosité turbulente de l'écoulement,  $\nu_t$  :

$$\frac{\xi_p}{\nu_f} = 0,011(y^+)^{1,1} \cdot (\tau_p^+)^{1,1} \quad (\text{B.17})$$

Avec  $y^+$ , la distance à la paroi adimensionnée.

Lai et Nazaroff [102] ont proposé un autre modèle à gradient de diffusion. Ils ont repris l'hypothèse utilisée dans plusieurs études [100, 102, 131, 137, 139] supposant que la diffusivité turbulente de la particule,  $\xi_p$ , et la viscosité turbulente,  $\nu_t$ , étaient égales. Cette hypothèse est d'autant plus vérifiée lorsque les vitesses du fluide et des particules sont proches. Ils ont également proposé une équation pour le dépôt de particules sur une paroi horizontale pour un écoulement isotherme :

$$\vec{J} = (D_B + \xi_p) \cdot \overrightarrow{\text{grad}} C \pm v_{sed} \cdot C \quad (\text{B.18})$$

Le dernier terme de l'équation représente le flux qui doit être ajouté au flux de diffusion pour considérer les effets de la sédimentation sur le dépôt de particules. La vitesse  $v_{sed}$  est la vitesse de sédimentation des gouttes (équation (B.4)). Dans le cas d'une surface telle le sol d'une pièce, le flux dû à la sédimentation est positif et le signe devant  $v_{sed}$  est '+'. Pour une surface telle qu'un plafond, le flux de sédimentation est négatif et le signe devant  $v_{sed}$  est '-'.

Le dernier terme de droite de l'équation (B.18) correspond au flux thermophorétique. L'enjeu de la prise en compte la thermophorèse est de déterminer l'expression du coefficient de Soret. Pour rappel, la thermophorèse dépend de l'agitation moléculaire du fluide, et donc du nombre de Knudsen,  $K_n$ , qui mesure le libre parcours moyen des molécules de gaz,  $\lambda_m$  et le rayon des particules  $r_p$  :

$$K_n = \frac{\lambda_m}{r_p} \quad (\text{B.19})$$

Avec  $\lambda_m$  la distance moyenne qu'une molécule de gaz parcourt avant de rencontrer une autre molécule de gaz :

$$\lambda_m = \frac{2\mu_f}{p} \sqrt{\frac{\pi \cdot R \cdot T_f}{8M_f}} \quad (\text{B.20})$$

Avec  $p$  la pression (en Pa) et  $M_f$  la masse molaire du fluide (en  $\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$ ). Dans le cadre de la thèse, les gouttelettes d'eau pulvérisées par le spray sont de l'ordre de 20-30  $\mu\text{m}$ , ce qui est bien inférieur au  $\lambda_{m,\text{air}} = 65 \text{ nm}$  (pour  $T_f = 298 \text{ K}$  et  $p = 1 \text{ atm}$ ). Donc le milieu peut être considéré comme un milieu continu ( $K_n \ll 1$ ). Plusieurs expressions du coefficient de Soret existent. L'expression établie par Epstein [101] est une des plus utilisée en raison de sa simplicité et la précision satisfaisante obtenue par rapport aux données expérimentales :

$$S_t = \frac{9\pi}{T_f} \cdot \left( \frac{\Lambda}{1+2\Lambda} \right) \cdot \frac{\mu_f}{\rho_f \cdot D_b} \quad (\text{B.21})$$

Avec  $\Lambda = \lambda_f / \lambda_p$ , le rapport des conductivités thermiques du gaz et de la particule.

### **Modèles de vol libre**

La première théorie de vol libre lors du dépôt de particule a été proposée par Friedlander et Johnstone [104]. Leur théorie visait à expliquer l'augmentation rapide de  $k_p^+$  dans le régime intermédiaire ( $0,1 < \tau_p^+ < 10$ ). Papavergos et Hedley [99] et Wallin [106] ont ensuite apporté différentes modifications à la théorie de vol libre de Friedlander et Johnstone.

La théorie de dépôt de vol libre est basée sur l'idée que les particules sont tout d'abord transportées par une combinaison de diffusions turbulente et brownienne du cœur de l'écoulement jusqu'à la région quasi-laminaire adjacente à la paroi. Puis, les particules sont capables de se déposer sur la paroi en traversant cette région par vol libre. Le vol libre est supposé commencer à une distance de la paroi égale à la distance d'arrêt,  $S$ , d'une particule. Dans un environnement au repos, et lorsque une particule possède une certaine vitesse initiale,  $v_{p,0}$ , la distance d'arrêt,  $S$ , est la distance nécessaire à la particule pour s'arrêter. Sa forme adimensionnée,  $S^+$ , est la suivante :

$$S^+ = \tau_p v_{p,0} \cdot \frac{u^*}{v_f} \quad (\text{B.22})$$

A partir des équations (B.2) et (B.16) et quelques manipulations mathématiques, la forme générale de la vitesse de dépôt adimensionnée des modèles de vol libre peut être obtenue :

$$\frac{1}{k_p^+} = \frac{1}{v_{p,S^+}^+} + \int_{S^+}^{y^+=30} \frac{v_f}{(D_b + \xi_p)} dy^+ \quad (\text{B.23})$$

Avec  $v_{p,S^+}^+$  la vitesse adimensionnée des particules à la distance  $S^+$  de la paroi. Les théories des modèles de vol libre reposent généralement sur des hypothèses simplificatrices. Par exemple, Friedlander et Johnstone [104] ont considéré une valeur constante de 0,9 pour la vitesse des particules adimensionnée. Cette valeur a été choisie à partir des résultats expérimentaux de Laufer [105]. D'autres modèles plus réalistes comme le modèle de Davies [140] ont été proposés. Dans leur modèle, il propose pour la vitesse  $v_{p,S^+}^+$  de considérer la moyenne quadratique de la fluctuation de la vitesse normale à la paroi. A l'aide des mesures de Laufer [105] Davies a estimé  $k_p^+$  à l'aide de la relation suivante :

$$v_{p,S^+}^+ = \frac{y^+}{y^+ + 10} \quad (\text{B.24})$$

Mais le profil de la vitesse de dépôt obtenu sous-estime les vitesses de dépôt contrairement au modèle de Friedlander et Johnstone [104] qui est plus proche.

## Conclusion sur les modèles de dépôt

Les modèles empiriques ajustent leurs équations sur des données expérimentales. Ces équations peuvent avoir un sens physique ou non. Lorsqu'elles ont un sens physique, la vitesse de dépôt est généralement sous-estimée en comparaison des mesures expérimentales. L'avantage des équations empiriques est leur simplicité d'utilisation. Elles permettent d'obtenir des vitesses de dépôt très proches des valeurs expérimentales. Par contre, elles n'offrent pas d'idée sur les mécanismes de dépôt des particules. De plus, leur applicabilité à d'autres écoulements que ceux utilisés pour ajuster leurs corrélations reste incertain. Ces modèles empiriques peuvent donc être étudiés pour estimer les vitesses de dépôt lorsqu'il n'y a pas de phénomène de thermophorèse ou de présence de champ électrique.

Parmi les modèles eulériens, les modèles à gradient de diffusion ne sont pas appropriés à des vitesses d'écoulement élevées. En effet, les expériences et les simulations lagrangiennes suggèrent que des mécanismes autres que la diffusion brownienne et la diffusion turbulente jouent un rôle dans le dépôt de particules pour des particules de fortes inerties ( $\tau_p^+ > 1$ ) et pour de grandes vitesses d'écoulement. Les modèles de vol libre permettent de prendre en compte le mécanisme de dépôt en vol libre similaire à ce qui peut être observé lors des simulations lagrangiennes. Cependant, la plupart des modèles de vol libre reposent sur des corrélations empiriques pour déterminer la vitesse,  $v_{p,S^+}^+$ . Les modèles ne reposant pas sur des corrélations empiriques sous-estiment la vitesse de dépôt.

## Annexe C : Modèle d'évaporation d'une goutte d'Abramzon et Sirignano [119]

Le modèle d'Abramzon et Sirignano [119] repose sur la formation d'un film autour de la goutte composé de vapeur d'eau et d'air créé par l'évaporation à l'interface. L'évaporation des gouttes d'eau est donc induite par le gradient d'humidité entre la surface de la goutte,  $Y_s$ , et l'air ambiant,  $Y_a$ . Les caractéristiques de ce film sont assez complexes et pour le caractériser le concept de mélange est utilisé pour définir l'humidité moyenne de ce film,  $Y_m$ , ainsi qu'une température,  $T_m$  :

$$Y_m = Y_s + \frac{1}{3}(Y_a - Y_s) \quad (\text{C.1})$$

$$T_m = T_s + \frac{1}{3}(T_a - T_s) \quad (\text{C.2})$$

Le débit d'évaporation s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{m}_{evap} = \pi \cdot d_p \cdot Nu^* \cdot \frac{\lambda_m}{C_{p,m}} \cdot \ln(1 + B_T) \quad (\text{C.3})$$

Avec  $Nu^*$  le nombre de Nusselt modifié prenant en compte l'échange convectif autour de la goutte et qui est donnée en fonction du nombre de Nusselt,  $Nu_0$ , et d'une fonction  $F_T$  qui dépend du nombre de Spalding thermique  $B_T$  :

$$Nu^* = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \quad (\text{C.4})$$

$$Nu_0 = 1 + (1 + Re_p \cdot Pr_m)^{1/3} \cdot g(Re_p) \quad (\text{C.5})$$

$$F_T = (1 + B_T)^{0.7} \cdot \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \quad (\text{C.6})$$

Avec :  $Re_p = \frac{d_p \cdot \|\vec{u}_a - \vec{v}_p\|}{\nu_a}$  le nombre de Reynolds pour une particule de diamètre  $d_p$ ,  $Pr_m = \frac{\mu_m \cdot C_{p,m}}{\lambda_m}$

le nombre de Prandtl du film et  $g(Re_p) = \max(1, Re_p^{0.077})$ .

Concernant le nombre de Spalding thermique,  $B_T$ , il est obtenu par un processus itératif à partir du nombre de Spalding massique,  $B_M$  :

$$(1 + B_T) = (1 + B_M)^{\frac{Sh^*}{Nu^*} \cdot \frac{1}{Le_m}} \quad (C.7)$$

$$B_M = \frac{Y_{sat} - Y_f}{1 - Y_{sat}} \quad (C.8)$$

Avec  $Y_{sat}$  l'humidité absolue saturée,  $Le_m$  le nombre de Lewis et  $Sh^*$  le nombre de Sherwood modifié qui dépend du nombre de Sherwood,  $Sh_0$ , et de la fonction  $F_M$  qui dépend du nombre de Spalding massique :

$$Sh^* = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \quad (C.9)$$

$$Sh_0 = 1 + (1 + Re_p \cdot Sc)^{1/3} \cdot g(Re_p) \quad (C.10)$$

$$F_M = (1 + B_M)^{0.7} \cdot \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \quad (C.11)$$

Avec :  $Sc = \frac{\mu_m}{D \cdot \rho_m}$  le nombre de Schmidt.

Une fois le débit d'évaporation calculé, la taille de la goutte après évaporation est calculée à partir de la relation suivante :

$$\frac{dd_p^3}{dt} = -\frac{6}{\rho_p \cdot \pi} \cdot \dot{m}_{evap} \quad (C.12)$$

## Annexe D : Plateforme Salome

Salome est un logiciel libre permettant de réaliser des pré- et post-traitement pour la simulation numérique. L'interface graphique est divisée en plusieurs modules. Dans le cadre de la thèse, seuls les modules GEOM et MESH ont été utilisés :

- le module GEOM dans lequel la géométrie du domaine d'étude est définie. Des modèles géométriques déjà existants peuvent être importés, ou créés à l'aide d'objets géométriques basiques (point, ligne, cercle, ellipse,...). Puis à l'aide d'opérations élémentaires sur ces objets géométriques (extrusion, révolution, fusion) des objets géométriques plus complexes peuvent être créés. Une fois le modèle géométrique du domaine numérique créé, il est nécessaire de définir des groupes de faces qui serviront dans le module MESH pour définir quelles faces du modèle géométrique doivent être considérées comme des faces de conditions limites.
- Le module MESH a pour objectif de créer un ou plusieurs maillages du modèle géométrique créé dans le module GEOM. Ce module utilise des algorithmes de maillage (triangulation, extrusion 3D, discrétisation d'une arête) et des hypothèses de maillage (nombre de segments sur une arête, taille ou volume maximale des mailles). Il est également possible de créer, supprimer ou réaliser des opérations booléennes (fusion, section, union) sur des mailles, ainsi que définir des groupes de faces à partir de ceux définis dans le module GEOM. Chaque groupe de faces est défini par une valeur ou un nom qui facilite l'expression des conditions limites dans le code de calcul.

# Références

- [1] Scott D.S., *Properties of Cocurrent Gas-Liquid Flow*, in *Advances in Chemical Engineering*, T.B. Drew, J.W. Hoopes, and T. Vermeulen, Editors. 1964, Academic Press. p. 199-277.
- [2] Wachters L.H.J., Bonne H., and van Nouhuis H.J., *The heat transfer from a hot horizontal plate to sessile water drops in the spheroidal state*. *Chemical Engineering Science*, 1966. **21**(10): p. 923-936.
- [3] Wachters L.H.J. and Westerling N.A.J., *The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state*. *Chemical Engineering Science*, 1966. **21**(11): p. 1047-1056.
- [4] McGinnis F.K. and Holman J.P., *Individual droplet heat-transfer rates for splattering on hot surfaces*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1969. **12**(1): p. 95-108.
- [5] Pedersen C.O., *An experimental study of the dynamic behavior and heat transfer characteristics of water droplets impinging upon a heated surface*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1970. **13**(2): p. 369-381.
- [6] Scherberg M.G., Wright H.E., and Elrod W.C., *Heat - transfer potential of liquid-gas spray flows*, in *Proceedings of the International Symposium on Two-Phase Systems*, G. Hetsroni, S. Sideman, and J.P. Hartnett, Editors. 1972, Pergamon. p. 739-752.
- [7] Toda S., *A Study of Mist Cooling : 3rd Report, The Theory of Mist Cooling-Thermal Behaviors of Liquid Films Formed of Mist Drops on a Heated Surface at High Temperatures and High Heat Fluxes*. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, 1973. **39**(323): p. 2172-2185.
- [8] Wen-Jei Y. and Clark D.W., *Spray cooling of air-cooled compact heat exchangers*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1975. **18**(2): p. 311-317.
- [9] Webb R.L., *A unified theoretical treatment for thermal analysis of cooling towers, evaporative condensers, and fluid coolers*. *ASHRAE Trans.*, 1984.
- [10] Wataru N., Heikichi K., and Shigeki H., *Heat transfer from tube banks to air/water mist flow*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1988. **31**(2): p. 449-460.
- [11] Montazeri H., Blocken B., and Hensen J.L.M., *CFD analysis of the impact of physical parameters on evaporative cooling by a mist spray system*. *Applied Thermal Engineering*, 2015. **75**: p. 608-622.
- [12] Fiorentino M. and Starace G., *Numerical investigations on two-phase flow modes in evaporative condensers*. *Applied Thermal Engineering*, 2016. **94**: p. 777-785.
- [13] Tissot J., et al., *Air cooling by evaporating droplets in the upward flow of a condenser*. *International Journal of Thermal Sciences*, 2011. **50**(11): p. 2122-2131.
- [14] Bouzereau E., Musson Genon L., and Carissimo B., *Application of a semi-spectral cloud water parameterization to cooling tower plumes simulations*. *Atmospheric Research*, 2008. **90**(1): p. 78-90.

- [15] Tissot J., et al., *Improved energy performance of a refrigerating machine using water spray upstream of the condenser*. International Journal of Refrigeration, 2014. **38**(Supplement C): p. 93-105.
- [16] Youbi-Idrissi M., et al., *Numerical model of sprayed air cooled condenser coupled to refrigerating system*. Energy Conversion and Management, 2007. **48**(7): p. 1943-1951.
- [17] Tissot J., *Amélioration des performances énergétiques et environnementales des systèmes frigorifiques au moyen de la brumisation des condenseurs à air*, 2011, Université de Lorraine, France.
- [18] Boulet P., et al., *Enhancement of heat exchanges on a condenser using an air flow containing water droplets*. Applied Thermal Engineering, 2013. **50**(1): p. 1164-1173.
- [19] Musson-Genon L., *Paramétrisation des nuages et des précipitations envisagées pour le code atmosphérique MERCURE*, 1995, EDF-DER.
- [20] Bouzereau E., *Représentation des nuages chauds dans le modèle météorologique "MERCURE": Application aux panaches d'aéroréfrigérants et aux précipitations orographiques*, 2004, Université Paris VI.
- [21] Betts A.K., *Non-precipitating cumulus convection and its parameterization*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1973. **99**(419): p. 178-196.
- [22] Chen C.-W., Yang C.-Y., and Hu Y.-T., *Heat Transfer Enhancement of Spray Cooling on Flat Aluminum Tube Heat Exchanger*. Heat Transfer Engineering, 2013. **34**(1): p. 29-36.
- [23] Dreyer A.A., Kriel D.E., and Erens P.J., *Analysis of Spray-Cooled Finned-Tube Heat Exchangers*. Heat Transfer Engineering, 1992. **13**(4): p. 53-71.
- [24] Alkhedhair A., et al., *Numerical simulation of water spray for pre-cooling of inlet air in natural draft dry cooling towers*. Applied Thermal Engineering, 2013. **61**(2): p. 416-424.
- [25] Tissot J., et al., *Experimental study on air cooling by spray in the upstream flow of a heat exchanger*. International Journal of Thermal Sciences, 2012. **60**: p. 23-31.
- [26] Mugele R.A. and Evans H.D., *Droplet Size Distribution in Sprays*. Industrial & Engineering Chemistry, 1951. **43**(6): p. 1317-1324.
- [27] Babinsky E. and Sojka P.E., *Modeling drop size distributions*. Progress in Energy and Combustion Science, 2002. **28**(4): p. 303-329.
- [28] Paloposki T., *Drop Size Distributions in Liquid Sprays*. 1994: Finnish Academy of Technology.
- [29] Alderliesten M., *Mean Particle Diameters. Part VII. The Rosin-Rammler Size Distribution: Physical and Mathematical Properties and Relationships to Moment-Ratio Defined Mean Particle Diameters*. Particle & Particle Systems Characterization, 2013. **30**(3): p. 244-257.
- [30] Djamarani K.M. and Clark I.M., *Characterization of particle size based on fine and coarse fractions*. Powder Technology, 1997. **93**(2): p. 101-108.
- [31] Lefebvre A.H. and McDonnell V.G., *Atomization and sprays*. 2017, Taylor & Francis, CRC Press.

- [32] Bejan A., *Laminar Boundary Layer Flow*, in *Convection Heat Transfer*. 2013.
- [33] Lecoq L., et al., *Influence of air dehumidification on water evaporation in a food plant*. International Journal of Refrigeration, 2017. **74**: p. 435-449.
- [34] Lecoq L., Flick D., and Laguerre O., *Study of the water evaporation rate on stainless steel plate in controlled conditions*. International Journal of Thermal Sciences, 2017. **111**: p. 450-462.
- [35] Lecoq L., Flick D., and Laguerre O., *Study of the drying process of wetted surfaces under conditions similar to food processing conditions*. International Journal of Refrigeration, 2017. **81**: p. 69-81.
- [36] Nakayama W., Kuwahara H., and Hirasawa S., *Heat transfer from tube banks to air/water mist flow*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1988. **31**(2): p. 449-460.
- [37] Kim J., *Spray cooling heat transfer: The state of the art*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007. **28**(4): p. 753-767.
- [38] Zhao R., et al., *Study on heat transfer performance of spray cooling: model and analysis*. Heat and Mass Transfer, 2010. **46**(8): p. 821-829.
- [39] Hsieh S.S. and Tien C.H., *R-134a spray dynamics and impingement cooling in the non-boiling regime*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007. **50**(3-4): p. 502-512.
- [40] Yang J., et al., *Liquid film thickness and topography determination using Fresnel diffraction an holography*. Experimental Heat Transfer, 1992. **5**(4): p. 239-252.
- [41] Martínez-Galván E., et al., *Film Thickness and Heat Transfer Measurements in a Spray Cooling System With R134a*. Journal of Electronic Packaging, 2011. **133**(1): p. 011002-011002-11.
- [42] Rini D.P., Chen R.-H., and Chow L.C., *Bubble Behavior and Nucleate Boiling Heat Transfer in Saturated FC-72 Spray Cooling*. Journal of Heat Transfer, 2001. **124**(1): p. 63-72.
- [43] Yang J., Chow L.C., and Pais M.R., *Nucleate Boiling Heat Transfer in Spray Cooling*. Journal of Heat Transfer, 1996. **118**(3): p. 668-671.
- [44] Lin L. and Ponnappan R., *Heat transfer characteristics of spray cooling in a closed loop*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003. **46**(20): p. 3737-3746.
- [45] Chen R.H., Chow L.C., and Navedo J.E., *Effects of spray characteristics on critical heat flux in subcooled water spray cooling*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002. **45**(19): p. 4033-4043.
- [46] Mudawar I. and Estes K.A., *Optimizing and Predicting CHF in Spray Cooling of a Square Surface*. Journal of Heat Transfer, 1996. **118**(3): p. 672-679.
- [47] Silk E.A., Kim J., and Kiger K., *Spray cooling of enhanced surfaces: Impact of structured surface geometry and spray axis inclination*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006. **49**(25): p. 4910-4920.

- [48] Li B.Q., et al., *Spray angle effect during spray cooling of microelectronics: Experimental measurements and comparison with inverse calculations*. Applied Thermal Engineering, 2006. **26**(16): p. 1788-1795.
- [49] Kim J.H., You S.M., and Choi S.U.S., *Evaporative spray cooling of plain and microporous coated surfaces*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004. **47**(14): p. 3307-3315.
- [50] Xie J.L., et al., *Study of heat transfer enhancement for structured surfaces in spray cooling*. Applied Thermal Engineering, 2013. **59**(1): p. 464-472.
- [51] Sehmbe M.S., Pais M.R., and Chow L.C., *A study of diamond laminated surfaces in evaporative spray cooling*. Thin Solid Films, 1992. **212**(1): p. 25-29.
- [52] Sinha-Ray S., et al., *Drop impact cooling enhancement on nano-textured surfaces. Part II: Results of the parabolic flight experiments [zero gravity (0g) and supergravity (1.8g)]*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014. **70**: p. 1107-1114.
- [53] Sinha-Ray S. and Yarin A.L., *Drop impact cooling enhancement on nano-textured surfaces. Part I: Theory and results of the ground (1g) experiments*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014. **70**: p. 1095-1106.
- [54] Srikar R., et al., *Nanofiber coating of surfaces for intensification of drop or spray impact cooling*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009. **52**(25): p. 5814-5826.
- [55] Hasan A. and Sirén K., *Performance investigation of plain and finned tube evaporatively cooled heat exchangers*. Applied Thermal Engineering, 2003. **23**(3): p. 325-340.
- [56] Fabris D., et al., *Monodisperse Spray Cooling of Small Surface Areas at High Heat Flux*. Heat Transfer Engineering, 2012. **33**(14): p. 1161-1169.
- [57] Lin L., et al., *Large Area Spray Cooling*, in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2004, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [58] Pautsch A.G. and Shedd T.A., *Spray impingement cooling with single- and multiple-nozzle arrays. Part I: Heat transfer data using FC-72*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005. **48**(15): p. 3167-3175.
- [59] Sadafi M.H., Jahn I., and Hooman K., *Nozzle arrangement effect on cooling performance of saline water spray cooling*. Applied Thermal Engineering, 2016. **105**: p. 1061-1066.
- [60] Vende P.E., et al., *Efficiency of water spraying on a heat exchanger: Local characterization with the impacted surface*. Applied Thermal Engineering, 2018. **128**: p. 684-695.
- [61] Cheng W., et al., *An experimental investigation of heat transfer enhancement by addition of high-alcohol surfactant (HAS) and dissolving salt additive (DSA) in spray cooling*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013. **45**: p. 198-202.
- [62] Ravikumar S.V., et al., *Heat transfer enhancement using air-atomized spray cooling with water-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluid*. International Journal of Thermal Sciences, 2015. **96**: p. 85-93.
- [63] Jian S., et al., *Droplet impingement dynamics: effect of surface temperature during boiling and non-boiling conditions*. Journal of Physics: Condensed Matter, 2009. **21**(46): p. 464133.

- [64] Wang X.-Q. and Mujumdar A.S., *Heat transfer characteristics of nanofluids: a review*. International Journal of Thermal Sciences, 2007. **46**(1): p. 1-19.
- [65] Versteeg H. and Malalasekera W., *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method / H. K. Versteeg and W. Malalasekera*. 2018.
- [66] Bilger C., et al., *Evaluation of two-phase flow solvers using Level Set and Volume of Fluid methods*. Journal of Computational Physics, 2017. **345**(Supplement C): p. 665-686.
- [67] Chiodi R. and Desjardins O., *A reformulation of the conservative level set reinitialization equation for accurate and robust simulation of complex multiphase flows*. Journal of Computational Physics, 2017. **343**: p. 186-200.
- [68] Tryggvason G., et al., *Direct numerical simulations of gas/liquid multiphase flows*. Fluid Dynamics Research, 2006. **38**(9): p. 660-681.
- [69] Derevich I.V. and Zaichik L.I., *An equation for the probability density, velocity, and temperature of particles in a turbulent flow modelled by a random Gaussian field*. Journal of Applied Mathematics and Mechanics, 1990. **54**(5): p. 631-637.
- [70] Pei Y., et al., *Modelling n-dodecane spray and combustion with the transported probability density function method*. Combustion and Flame, 2015. **162**(5): p. 2006-2019.
- [71] Reeks M.W., *On model equations for particle dispersion in inhomogeneous turbulence*. International Journal of Multiphase Flow, 2005. **31**(1): p. 93-114.
- [72] Adeniji-Fashola A. and Chen C.P., *Modeling of confined turbulent fluid-particle flows using Eulerian and Lagrangian schemes*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990. **33**(4): p. 691-701.
- [73] Durst F., Miloievic D., and Schönung B., *Eulerian and Lagrangian predictions of particulate two-phase flows: a numerical study*. Applied Mathematical Modelling, 1984. **8**(2): p. 101-115.
- [74] Loth E., *Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles*. Progress in Energy and Combustion Science, 2000. **26**(3): p. 161-223.
- [75] Mostafa A.A. and Mongia H.C., *On the modeling of turbulent evaporating sprays: Eulerian versus lagrangian approach*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1987. **30**(12): p. 2583-2593.
- [76] Fede P., Simonin O., and Villedieu P., *Monte-Carlo simulation of colliding particles or coalescing droplets transported by a turbulent flow in the framework of a joint fluid-particle pdf approach*. International Journal of Multiphase Flow, 2015. **74**(Supplement C): p. 165-183.
- [77] Minier J.-P., *On Lagrangian stochastic methods for turbulent polydisperse two-phase reactive flows*. Progress in Energy and Combustion Science, 2015. **50**: p. 1-62.
- [78] Laurent F., *Numerical analysis of Eulerian multi-fluid models in the context of kinetic formulations for dilute evaporating sprays*. ESAIM: Mathematical Modelling and Numerical Analysis, 2006. **40**(3): p. 431-468.
- [79] Gelbard F., Tambour Y., and Seinfeld J.H., *Sectional representations for simulating aerosol dynamics*. Journal of Colloid and Interface Science, 1980. **76**(2): p. 541-556.

- [80] Greenberg J.B., Silverman I., and Tambour Y., *On the origins of spray sectional conservation equations*. Combustion and Flame, 1993. **93**(1): p. 90-96.
- [81] Laurent F., Massot M., and Villedieu P., *Eulerian multi-fluid modeling for the numerical simulation of coalescence in polydisperse dense liquid sprays*. Journal of Computational Physics, 2004. **194**(2): p. 505-543.
- [82] Massot M. and Villedieu P., *Modélisation multi-fluide eulérienne pour la simulation de brouillards denses polydispersés*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series I - Mathematics, 2001. **332**(9): p. 869-874.
- [83] Marchisio D.L., Vigil R.D., and Fox R.O., *Quadrature method of moments for aggregation-breakage processes*. Journal of Colloid and Interface Science, 2003. **258**(2): p. 322-334.
- [84] Yoon C. and McGraw R., *Representation of generally mixed multivariate aerosols by the quadrature method of moments: I. Statistical foundation*. Journal of Aerosol Science, 2004. **35**(5): p. 561-576.
- [85] Marchisio D.L. and Fox R.O., *Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments*. Journal of Aerosol Science, 2005. **36**(1): p. 43-73.
- [86] Santos F.P., Favero J.L., and Lage P.L.C., *Solution of the population balance equation by the direct dual quadrature method of generalized moments*. Chemical Engineering Science, 2013. **101**(Supplement C): p. 663-673.
- [87] Fox R.O., Laurent F., and Massot M., *Numerical simulation of spray coalescence in an Eulerian framework: Direct quadrature method of moments and multi-fluid method*. Journal of Computational Physics, 2008. **227**(6): p. 3058-3088.
- [88] Kah D., et al., *A high order moment method simulating evaporation and advection of a polydisperse liquid spray*. Journal of Computational Physics, 2012. **231**(2): p. 394-422.
- [89] Chahine A., et al., *Modelling atmospheric effects on performance and plume dispersal from natural draft wet cooling towers*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2015. **136**: p. 151-164.
- [90] Whitby E.R. and McMurry P.H., *Modal Aerosol Dynamics Modeling*. 1997.
- [91] Allais I., *Transferts thermiques au cours de la refrigeration avec brumisation d'un empilement de denrees alimentaires*, 1997. p. 187 P.
- [92] Basilico C., Jung G., and Martin M., *Etude du transfert convectif entre un cylindre chauffe et un ecoulement d'air charge de gouttelettes d'eau*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981. **24**(3): p. 371-385.
- [93] Liu H., et al., *An analytical solution for wall film heating and evaporation*. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2017. **87**: p. 125-131.
- [94] Jahangeer K.A., Tay A.A.O., and Raisul Islam M., *Numerical investigation of transfer coefficients of an evaporatively-cooled condenser*. Applied Thermal Engineering, 2011. **31**(10): p. 1655-1663.

- [95] Oliphant K., Webb B.W., and McQuay M.Q., *An experimental comparison of liquid jet array and spray impingement cooling in the non-boiling regime*. Experimental Thermal and Fluid Science, 1998. **18**(1): p. 1-10.
- [96] Oosthuizen P. and Naylor D., *Introduction to Convective Heat Transfer Analysis*. 1999: MacGraw-Hill Companies Inc.
- [97] Ho Song C., Lee D.-Y., and Tack Ro S., *Cooling enhancement in an air-cooled finned heat exchanger by thin water film evaporation*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003. **46**(7): p. 1241-1249.
- [98] Cleaver J.W. and Yates B., *A sub layer model for the deposition of particles from a turbulent flow*. Chemical Engineering Science, 1975. **30**(8): p. 983-992.
- [99] Papavergos P.G. and Hedley A.B., *Particle Deposition Behavior from Turbulent Flows*. Vol. 62. 1984. 275-295.
- [100] Wood N.B., *A simple method for the calculation of turbulent deposition to smooth and rough surfaces*. Journal of Aerosol Science, 1981. **12**(3): p. 275-290.
- [101] Epstein P.S., *Zur Theorie des Radiometers*. Zeitschrift für Physik, 1929. **54**(7): p. 537-563.
- [102] K. Lai A.C. and Nazaroff W.W., *Modeling indoor particle deposition from turbulent flow onto smooth surfaces*. Journal of Aerosol Science, 2000. **31**(4): p. 463-476.
- [103] Sehmel G.A., *Particle deposition from turbulent air flow*. Journal of Geophysical Research, 1970. **75**(9): p. 1766-1781.
- [104] Friedlander S.K. and Johnstone H.F., *Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams*. Industrial & Engineering Chemistry, 1957. **49**(7): p. 1151-1156.
- [105] Laufer J., *The structure of turbulence in fully developed pipe flow*. NACA Technical Note 1174 1954: p. 417-434.
- [106] Wallin O., *Computer simulation of particle deposition in ventilating duct systems*, 1994, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden.
- [107] Caporaloni M., et al., *Transfer of Particles in Nonisotropic Air Turbulence*. Journal of the Atmospheric Sciences, 1975. **32**(3): p. 565-568.
- [108] Guha A., *A unified Eulerian theory of turbulent deposition to smooth and rough surfaces*. Journal of Aerosol Science, 1997. **28**(8): p. 1517-1537.
- [109] Lacour S.O.L., et al., *Assessment of the wet area of a heat exchanger exposed to a water spray*. Applied Thermal Engineering, 2018. **128**(Supplement C): p. 434-443.
- [110] Kolakaluri R., Li Y., and Kong S.-C., *A unified spray model for engine spray simulation using dynamic mesh refinement*. International Journal of Multiphase Flow, 2010. **36**(11): p. 858-869.
- [111] Grosshans H., et al., *Prediction and Measurement of the local extinction coefficient in sprays for 3D simulation/experiment data comparison*. International Journal of Multiphase Flow, 2015. **72**: p. 218-232.

- [112] R. Pruppacher H., Klett J., and Wang P., *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Vol. 28. 1998. 381-382.
- [113] Halasz B., *A general mathematical model of evaporative cooling devices*. Revue Générale de Thermique, 1998. **37**(4): p. 245-255.
- [114] EDF\_R&D. *Code\_Saturne 4.0.0 Theory Guide*. 05/12/2017]; Available from: <https://www.code-saturne.org/cms/sites/default/files/docs/4.0/theory.pdf>.
- [115] Montazeri H., Blocken B., and Hensen J.L.M., *Evaporative cooling by water spray systems: CFD simulation, experimental validation and sensitivity analysis*. Building and Environment, 2015. **83**: p. 129-141.
- [116] Caro D., *Conception et évaluation d'un schéma microphysique chaud et d'un schéma de capture et de lessivage des aérosols pour les modèles à méso-échelle*, 2002, Blaise Pascal University, Clermont-Ferrand.
- [117] Chaumerliac N., et al., *Sulfur scavenging in a mesoscale model with quasi-spectral microphysics: Two-dimensional results for continental and maritime clouds*. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 1987. **92**(D3): p. 3114-3126.
- [118] Seinfeld J.H. and Spyros N. Pa d., *Atmospheric Chemistry And Physics*. Second Edition ed. 2006.
- [119] Abramzon B. and Sirignano W.A., *Droplet vaporization model for spray combustion calculations*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1989. **32**(9): p. 1605-1618.
- [120] Ma R., et al., *An experimental study on the spray characteristics of the air-blast atomizer*. Applied Thermal Engineering, 2015. **88**(Supplement C): p. 149-156.
- [121] Ndjaka A.T., *Etude de l'impact de gouttelettes d'eau sur une surface d'échange*, 2018, Mémoire de stage, Master Procédés, Energie, Environnement.
- [122] Spalart P. and Allmaras S., *A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*. Vol. 439. 1992.
- [123] He C. and Ahmadi G., *Particle Deposition with Thermophoresis in Laminar and Turbulent Duct Flows*. Aerosol Science and Technology, 1998. **29**(6): p. 525-546.
- [124] Leeming A., *Particle Deposition from Turbulent Flows*, in *Engineering Department*1995, Cambridge University.
- [125] Martineau C., *Modélisation stochastique du dépôt de particules colloïdales transportées par des écoulements turbulents isothermes et non isothermes*, 2013, Université de Lorraine.
- [126] Josserand C. and Thoroddsen S.T., *Drop Impact on a Solid Surface*. Annual Review of Fluid Mechanics, 2016. **48**(1): p. 365-391.
- [127] Riboux G. and Gordillo J.M., *Experiments of Drops Impacting a Smooth Solid Surface: A Model of the Critical Impact Speed for Drop Splashing*. Physical Review Letters, 2014. **113**(2): p. 024507.
- [128] Castanet G., Liénart T., and Lemoine F., *Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009. **52**(3): p. 670-679.

- [129] Hamdan K.S., Kim D.-E., and Moon S.-K., *Droplets behavior impacting on a hot surface above the Leidenfrost temperature*. *Annals of Nuclear Energy*, 2015. **80**: p. 338-347.
- [130] Vendé P.E., *Incidence de l'implémentation d'un système de pulvérisation de gouttelettes d'eau sur l'efficacité d'un groupe de production de froid embarqué*, 2018, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.
- [131] K. Friedlander S., *Smoke, Dust and Haze: Fundamentals of Aerosol Behavior*. Vol. -1. 1977.
- [132] Kay J.M. and Nedderman R.M., *Fluid Mechanics and Transfer Processes*. 1990: Cambridge University Press.
- [133] Kneen T. and Strauss W., *Deposition of dust from turbulent gas streams*. *Atmospheric Environment* (1967), 1969. **3**(1): p. 55-67.
- [134] Liu B.Y.H. and Ilori T.A., *Aerosol deposition in turbulent pipe flow*. *Environmental Science and Technology*, 1974. **8**: p. 351-356.
- [135] Erhart D.L., *Turbulent aerosol deposition and reentrainment*, 1986, University of California, Berkeley, California.
- [136] Muyschondt A., Anand N.K., and McFarland A.R., *Turbulent Deposition of Aerosol Particles in Large Transport Tubes*. *Aerosol Science and Technology*, 1996. **24**(2): p. 107-116.
- [137] Davies J.T., *A new theory of aerosol deposition from turbulent fluids*. *Chemical Engineering Science*, 1983. **38**(1): p. 135-139.
- [138] Fan F.-G. and Ahmadi G., *A sublayer model for turbulent deposition of particles in vertical ducts with smooth and rough surfaces*. *Journal of Aerosol Science*, 1993. **24**(1): p. 45-64.
- [139] Browne L.W.B., *Deposition of particles on rough surfaces during turbulent gas-flow in a pipe*. *Atmospheric Environment* (1967), 1974. **8**(8): p. 801-816.
- [140] C.N. D., *Deposition of aerosols from turbulent flow through pipes*. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 1966. **289**(1417): p. 235.