

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI MOKHTAR ANNABA-UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار عنابة

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIORAT
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

THESE

PRESENTEE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE

DOCTORAT 3^{EME} CYCLE

INTITULE

**Effets du contrôle des paramètres hydrodynamiques
sur le refroidissement intensif par pulvérisations**

SPECIALITE : GENIE MECANIQUE

OPTION : ÉNERGETIQUE

PAR

ABDESSALAM OTMANI

DEVANT LE JURY

BEY Kamel	Prof.	U Badji Mokhtar – Annaba	Président
MZAD Hocine	Prof.	U Badji Mokhtar – Annaba	Rapporteur
KHELIF Rabia	Prof.	U Badji Mokhtar - Annaba	Examineur
BOUTABBA Smail	Prof.	U 8 Mai 1945 Guelma	Examineur
HAOUAM Abdallah	Dr. MCA	U Badji Mokhtar - Annaba	Examineur

Année universitaire : 2019/2020

في هذه الأطروحة، تم تحديد خصائص الرذاذ وأنماط توليد الرذاذ وآليات نقل الحرارة أثناء التبريد عن طريق الرذاذ. الهدف الرئيسي من هذه الأطروحة هو من ناحية دراسة وتحليل تأثير العوامل الهيدروديناميكية على تبريد درجات الحرارة بشكل خاص أقل من 100 درجة مئوية عن طريق الرذاذ؛ ومن ناحية أخرى لدراسة تأثير التبريد بالرذاذ على درجات حرارة عالية (< 100 درجة مئوية) في عملية الصب المستمر.

العوامل الهيدروديناميكية التي تمت دراستها هي على التوالي: تدفق المياه وضغط السائل وارتفاع الفوهة. وتجدر الإشارة إلى أن الدراسة أجريت بالمحاكاة باستخدام البرنامج COMSOL Multiphysics 5.2. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن الزيادة في التدفق تؤدي إلى تبديد أفضل للحرارة وكذلك انخفاض ملائم في الطاقة الداخلية. كما تم استنتاج أن الزيادة في ضغط السائل تؤدي إلى انخفاض سريع في درجة الحرارة على مستوى السطح المغطى بالرذاذ. ومع ذلك، ينخفض هذا السطح مع زيادة الضغط. عند ابعاد الفوهة عن السطح، تم تسجيل تبريد أفضل. ومع ذلك، إذا تجاوز الارتفاع حدًا معينًا، يصبح التبريد أطول ويصبح تدفق الحمل الحراري أضعف.

كما تم إجراء محاكاة عددية لعملية الصب المستمر تحت التبريد الثانوي بالرش باستخدام البرنامج COMSOL Multiphysics code. بفضل النتائج التي تم الحصول عليها، تم استنتاج أن معامل نقل الحرارة للرذاذ (h_{spray}) يتناسب عكسياً مع درجة حرارة الجدار الخارجي، وتبديد الحرارة الكامنة وفترة التصلب. بالإضافة إلى ذلك، وجد أن h_{spray} له تأثير ملحوظ على موقع المنطقة الانتقالية.

الكلمات المفتاحية: الرذاذ، مولدة الرذاذ ، عوامل هيدروديناميكية ، التبريد ، المحاكاة ، نقل الحرارة ، الصب المستمر ، التصلب .

Abstract

In this thesis, the characteristics of spraying, the generation modes of a spray and the mechanisms of heat transfer during spray cooling were defined. The main objective of this thesis is on the one hand to study and analyze the effect of hydrodynamic parameters on single-phase spray cooling ; and on the other hand to study the influence of two-phase spray cooling on high temperatures in a continuous casting process.

The hydrodynamic parameters studied are respectively: the water flow, the liquid pressure and the nozzle height. It should be noted that the study was carried out by simulation using the COMSOL Multiphysics5.2 code. The results obtained show that the increase in flow results in better heat dissipation as well as a favorable decrease in internal energy. It has also been deduced that the increase in the pressure of the liquid causes a rapid decrease in temperature at the level of the surface covered by the spray. However, this surface decreases with increasing pressure. As the nozzle moved away from the surface, better cooling was recorded. However; if the height exceeds a certain limit, the cooling becomes longer and the convective heat flow becomes weaker.

A numerical simulation of a continuous casting process subjected to water spray cooling was also carried out with the COMSOL Multiphysics code. It has been deduced that the heat transfer coefficient of the spray (h_{spray}) is inversely proportional to the temperature of the external wall, to the dissipation of latent heat and to the solidification interval. Furthermore, it has been found that h_{spray} have a remarkable influence on the location of the transition zone.

Key words: *spray nozzle, hydrodynamic parameters, spray cooling, simulation, heat transfer, continuous casting, solidification.*

Résumé

Dans cette thèse, les caractéristiques de pulvérisation, les modes de génération d'un spray et les mécanismes de transfert de chaleur lors d'un refroidissement par pulvérisation ont été définis. L'objectif principal de cette thèse est d'une part d'étudier et analyser l'effet des paramètres hydrodynamique sur le refroidissement monophasique par pulvérisation ; et d'autre part d'étudier l'influence du refroidissement diphasique par pulvérisation sur les hautes températures dans un procédé de coulée continue.

Les paramètres hydrodynamiques étudiés sont respectivement : le débit d'eau, la pression du liquide et la hauteur de la buse. Il faut souligner que l'étude a été réalisée par simulation à l'aide du code COMSOL Multiphysics 5.2. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du débit entraîne une meilleure évacuation de chaleur ainsi qu'une favorable diminution d'énergie interne. Il a été également déduit que l'augmentation de la pression du liquide provoque une diminution rapide de la température au niveau de la surface couverte par le spray. Toutefois cette surface diminue lors de l'augmentation de la pression. Un meilleur refroidissement a été enregistré lors de l'éloignement de la buse de la surface de contact. Cependant ; si la hauteur dépasse une certaine limite, le refroidissement devient plus long et le flux convectif devient plus faible.

Une simulation numérique d'un procédé de coulée continue sous refroidissement secondaire par pulvérisation a été également réalisée avec le code COMSOL Multiphysics. En effet, il a été déduit que le coefficient de transfert de chaleur du spray (h_{spray}) est inversement proportionnel à la température de la paroi extérieure, à la dissipation de la chaleur latente et à l'intervalle de solidification. De plus, il a été constaté que h_{spray} a une influence remarquable sur l'emplacement de la région de transition.

Mots clés : *pulvérisation, spray, buse de pulvérisation, paramètres hydrodynamiques, refroidissement, simulation, transfert de chaleur, coulée continue, solidification.*

Remerciements

Je ne saurai jamais comment remercier Allah, pour cette précieuse réussite.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements au professeur Mzad Hocine qui fut pour moi un directeur de thèse attentif et disponible malgré ses nombreuses charges. Sa compétence, sa rigueur scientifique et sa clairvoyance m'ont beaucoup appris. Ils ont été et resteront des moteurs de mon travail de recherche.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance aux professeurs dont les noms sont cités ci-après, d'avoir accepté de faire partie du jury d'expertise et de soutenance de ma thèse :

M. Bey Kamel de l'université d'Annaba, M. Boutabba Smail de l'université de Guelma et messieurs Khelif Rabia, Dib Amar et Haouam Abdallah de l'université d'Annaba.

Un grand merci au professeur Sandro Nižetić, directeur du laboratoire TAEE (Thermodynamics and Energy Efficiency) de l'université de SPLIT, Croatie ; Pour son accueil chaleureux et pour les conditions de travail agréable qui m'ont été offertes lors de mon stage au sein de cette université. Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à monsieur HrvojeDedić-Jandrek pour son aide, son soutien et sa sincère amitié.

Mes remerciements vont également au professeur Wen Long Cheng d'avoir accepté de m'accueillir au sein du département des sciences thermiques et du génie énergétique à l'université des sciences et technologies de Chine.

Ces remerciements ne peuvent s'achever, sans une pensée pour ma famille notamment mon père et ma mère. Pour leurs encouragements et leurs soutiens incessants qui sont pour moi une énergie durable donnant naissance à toutes mes réussites. J'exprime également toute ma gratitude à mon cher frère et mes adorables sœurs.

Enfin, je remercie ma chère épouse pour son soutien quotidien indéfectible à l'égard de mes travaux comme de ma vie entière.

Table des matières

<i>ملخص</i>	<i>i</i>
<i>Abstract</i>	<i>ii</i>
<i>Résumé</i>	<i>iii</i>
<i>Remerciements</i>	<i>iv</i>
<i>Liste des figures</i>	<i>x</i>
<i>Liste des tableaux</i>	<i>xi</i>
<i>Nomenclature</i>	<i>xi</i>
<i>Introduction Générale</i>	<i>1</i>

Chapitre I Etat de l'art, Généralités sur la pulvérisation

<i>I. Génération d'un spray</i>	<i>5</i>
I.1 Processus de pulvérisation.....	6
I.2 Techniques de pulvérisation	7
I.2.1 Technique de pression.....	7
I.2.2 Technique de turbulence	8
I.2.3 Technique de déflexion	9
I.2.4 Pulvérisation pneumatique.....	10
I.2.5 Pulvérisation ultrasonique.....	11
<i>II. Caractéristiques d'un spray</i>	<i>12</i>
II.1 Forme du spray	12
II.1.1 Spray à cône plein	13
II.1.2 Spray à cône creux	14
II.1.3 Brume ou brouillard	16
II.1.4 Jet plat	17
II.2 L'impact de pulvérisation.....	18
II.3 Angle de pulvérisation.....	18
II.4 Taille des gouttes	19
II.4.1 Facteurs influant la taille des gouttes	20
II.4.1.1 Type et capacité des buses.....	23
II.4.1.2 Pression de pulvérisation	23
II.4.1.3 Le Débit	23

II.4.1.4	Angle de pulvérisation	23
II.4.1.5	Propriétés du liquide	24
II.4.2	Techniques de mesure de la taille des gouttes.....	24
II.4.2.1	Technique spatiale	25
II.4.2.2	Technique de flux	25
II.4.3	Analyseurs de taille de goutte	26
II.4.3.1	<i>Analyseurs d'imagerie optique</i>	26
II.4.3.2	<i>Analyseurs de diffraction laser</i>	27
II.4.3.3	<i>Sondes à matrice optique</i>	28
II.4.3.4	<i>Analyseurs de particules Doppler de phase</i>	29
II.4.4	Statistiques des gouttes.....	31
II.4.5	Terminologie taille de goutte	32
II.4.6	Détermination de la taille des gouttelettes	32
II.5	Capacité de pulvérisation.....	37
III.	<i>Classification des sprays</i>	37
III.1	Écoulement phase diluée	39
III.1.1	Le nombre d'Ohnesorge :	40
III.1.2	Le nombre de Weber :.....	40
III.1.3	Régime de déformation	41
III.1.4	Régimes de fragmentation – Mécanismes et résultats.....	41
III.2	Caractérisation de l'échelle globale du spray.....	42
III.3	La phase continue : l'air	43
IV.	<i>Simulation d'un spray</i>	43
IV.1	Méthodes et modèles pour la simulation d'un spray	44
IV.2	Outils de simulations applicables aux sprays	44
IV.2.1	Simulation eulérienne de la phase continue	45
IV.2.1.1	Présentation des équations RANS	46
IV.2.1.2	Modèles de fermeture RANS	47
IV.2.1.2.1	Le modèle k- ϵ	47
IV.2.1.2.2	Le modèle k- ω SST.....	50
IV.2.2	Suivi lagrangien de la phase discrète	50
IV.2.2.1	Équation du mouvement	50
IV.2.2.2	Force de traînée stationnaire	51
IV.2.2.3	Force de masse ajoutée	54

IV.2.2.4	Force de gradient de pression	54
IV.2.2.5	Force d'histoire	54
IV.2.2.6	Force de flottabilité	54
IV.2.2.7	Simplification de l'équation du mouvement pour un écoulement air + gouttes d'eau	55
IV.2.2.8	Déformation et fragmentation des gouttes	56
V.	Synthèse du chapitre	57

Chapitre II Refroidissement par pulvérisation et paramètres hydrodynamiques

I.	Refroidissement par spray	60
II.	Mécanismes de transfert de chaleur	64
II.1	Évaporation de la surface du film liquide.....	66
II.2	Convection forcée par impact de gouttelettes.....	67
II.3	Zone de nucléation.....	69
II.4	Nucléation secondaire par les gouttelettes d'eau.....	70
II.5	Conduction transitoire avec remblayage liquide	71
II.6	Transfert de chaleur de la ligne de contact	71
III.	Pulvérisation et Courbe d'ébullition	72
III.1	Ebullition nucléée	75
III.2	Flux de chaleur critique CHF	76
III.3	Mouillabilité de la surface à refroidir	77
IV.	Paramètres affectant le refroidissement par pulvérisation	78
IV.1	Positionnement de la buse	79
IV.1.1	Influence de l'angle d'inclinaison	79
IV.1.2	Influence de la hauteur de pulvérisation	82
IV.1	Influence de la pression et du débit de pulvérisation.....	86
IV.2	Influence de l'angle de pulvérisation.....	89
IV.3	Influence de l'espacement des buses de pulvérisation	91
IV.4	Influence de la surface d'impacte	93
IV.4.1	Refroidissement par simple goutte d'impact	96
IV.4.1.1	Impact sur surfaces sèches	96
IV.4.1.2	Impact sur films stationnaires	98

IV.4.1.3	Impact sur films en écoulement	99
IV.4.2	Refroidissement par impact d'une série de gouttelettes (train de gouttelettes)	100
V.	Nombres adimensionnelles pour refroidissement par pulvérisation.....	102
VI.	Corrélations pour refroidissement par pulvérisation	107
VII.	Synthèse du chapitre	114

Chapitre III Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation

I.	Introduction.....	117
II.	Simulation transitoire du refroidissement par pulvérisation	118
II.1	Initiation au code COMSOL Multiphysics.....	118
II.1.1	Analyse par éléments finis FEA.....	119
II.1.2	Méthode des éléments finis	119
II.1.2.1	Principe général	120
II.1.2.2	La discrétisation.....	120
II.1.2.3	Choix du maillage.....	120
II.1.2.4	Principaux types d'éléments utilisé.....	121
II.1.2.5	Erreurs et précision.....	122
II.2	Description du schéma numérique	123
II.3	Modélisation et simulation de la problématique.....	126
II.3.1	Simulation de l'écoulement du fluide	128
II.3.1.1	Description des équations de Navier-Stokes	129
II.3.1.2	Modélisation des équations de Navier-Stokes.....	129
II.3.1.3	Régime de l'écoulement	129
II.3.2	Simulation du spray.....	130
II.3.2.1	Modèle Euler-Euler	130
II.3.2.2	Modèle de mélange.....	131
II.3.2.3	Modèle Bubbly flow	131
II.3.3	Simulation du transfert de chaleur	133
II.3.3.1	Transfert de chaleur dans le solide	133
II.3.3.2	Transfert de chaleur dans le fluide.....	134
III.	Analyses des résultats.....	135
III.1	Effet du débit massique	135

III.2	Effet de la pression du spray.....	138
III.3	Influence de la hauteur de la buse de pulvérisation.....	142

**Chapitre IV Simulation d'un procédé de coulée continue sous refroidissement
secondaire par pulvérisation**

<i>I.</i>	<i>Introduction</i>	146
<i>II.</i>	<i>Positionnement du problème</i>	149
<i>III.</i>	<i>Simulation de la coulée continue sous refroidissement secondaire par pulvérisation</i>	150
III.1	Hypothèses de simulation.....	150
III.2	Formulation de la simulation.....	151
III.3	Simulation et analyse des résultats	155
III.3.1	Simulation de trois modes de refroidissement secondaire	155
III.3.2	Effet du coefficient de transfert de chaleur du spray sur le refroidissement secondaire	158

Chapitre V Conclusion et perspectives

<i>I.</i>	<i>Conclusions</i>	162
<i>II.</i>	<i>Perspectives</i>	164

	<i>Travaux Réalisés</i>	165
--	-------------------------------	-----

	<i>Références</i>	166
--	-------------------------	-----

	<i>Annexe</i>	174
--	---------------------	-----

Liste des figures

▪ Chapitre I :

Fig. I.1 Étapes d'atomisation et régions caractéristiques d'un spray.	6
Fig. I.2 Différents types de buse de pulvérisation	7
Fig. I.3 Pulvérisation par différence de pression	8
Fig. I.4 Génération d'un spray par une buse de turbulence.	8
Fig. I.5 Buses de turbulence à cône creux et à cône plein.	9
Fig. I.6 Principe de fonctionnement de la pulvérisation par déflexion (buse à jet plat par déflexion).	9
Fig. I.7 Buses de pulvérisation pneumatique (mélange intérieur et mélange extérieur)	10
Fig. I.8 Principe de fonctionnement d'une buse à ultrason.	11
Fig. I.9 Buse de pulvérisation ultrasonique	12
Fig. I.10 Différentes formes de spray et jet [3].	13
Fig. I.11 Buses capable de délivrer un spray conique plein.	13
Fig. I.12 Types de buses capables de produire un spray à cône creux.	14
Fig. I.13 Génération d'un spray spiral à cône creux.	14
Fig. I.14 Spray à cône creux généré par une buse pneumatique.	15
Fig. I.15 Brumisateurs à petit orifice et buses à brumisation par impact.	17
Fig. I.16 Exemple d'une buse à orifice elliptique.	17
Fig. I.17 Caractéristiques d'Angle de pulvérisation.	19
Fig. I.18 Composition d'un spray ; gouttes de tailles différentes.	20
Fig. I.19 (a) Taille et distribution des gouttelettes pour l'eau pure avec pressions de 1,5 à 4,0 bar et avec buse à jet plat.(b) Distribution des gouttelettes d'un mélanges eau-éthanol avec différentes tensions de surface pour une buse à jet plat [4].	21
Fig. I.20 Distribution des gouttelettes d'un mélanges eau-glycérol, avec des viscosités allant de $\mu = 32.3$ à 1.1 mPa·s [4].	22
Fig. I.21 La formation de ligaments pour une buse à jet plat. Au début, un pli apparaît à la surface, (a) suivi de la création d'un trou (b), avec l'expansion ultérieure du trou (c) (d) et la formation de ligaments [4].	22
Fig. I.22 (a) Spray conique avec une pression de service de 2,0 bar. (b) jet plat à 2,0 bar, avec un claquement et une rupture près du bas de l'image. (c) Photo agrandie du jet plat à basse pression (1,0 bar).	23
Fig. I.23 Taille médiane des gouttelettes en fonction de la viscosité pour trois buses différentes. L'effet de la viscosité n'est pas remarquable dans cette plage [2].	24
Fig. I.24 Principe de fonctionnement des analyseurs d'imagerie optique [3].	27
Fig. I.25 Exemple d'analyseur d'imagerie optique.	27
Fig. I.26 Composition et principe de fonctionnement d'Analyseur de diffraction laser [3].	28
Fig. I.27 Schéma d'une Sondes à matrice optique ; la sonde PMS-OAP [3].	29
Fig. I.28 Analyseurs de particule PDPA.	30
Fig. I.29 Classification des sprays utilisés dans des études d'interaction spray-paroi dans la littérature [2].	39
Fig. I.30 Carte de déformation et de fragmentation en fonction des nombres d'OHNESORGE et WEBER [2].	41
Fig. I.31 Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps, dans le cas d'une fragmentation Bag. Figure issue de Faeth [2].	42
Fig. I.32 Comparaison des corrélations sur le coefficient de traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds.	53

Liste des tableaux

▪ **Chapitre I :**

Tableau I.1 Formulation des différents termes des équations de transports pour les modèles RANS $k-\varepsilon$ et RANS $k-\omega$.	48
Tableau I.2 Constantes des modèles RANS $k-\varepsilon$ et RANS $k-\omega$.	49
Tableau I.3 Valeurs des coefficients k_1 , k_2 et k_3 de Morsi et Alexander [32] en fonction de Re_p .	52

▪ **Chapitre II :**

Tableau II.1 Comparaison entre plusieurs techniques de refroidissement [42].	64
Tableau II.2 Paramètres importants affectant le refroidissement par pulvérisation [43].	78
Tableau II.3 Relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte [2].	112
Tableau II.4 Principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité de refroidissement [2].	113

▪ **Chapitre III :**

Tableau III.1 Composition du maillage du schéma numérique.	125
Tableau III.2 Propriétés de l'aluminium 3003-H18.	134

▪ **Chapitre IV :**

Tableau IV.1 Propriétés chimiques de la fonte grise.	151
Tableau IV.2 Propriétés thermo physiques de la fonte grise.	151

Nomenclature

A_{trans} , A_{longi}	Angles des trajectoires des gouttes avec la plaque dans les plans XZ et YZ, [°]
C_{eq}	Capacité thermique équivalente, [J/(kg.K)]
C_L	Distribution de la chaleur latente, [J/kg]
C_{th}	Couverture théorique de pulvérisation, [mm]
C_{flux}	Flux convectif, [W/m ²]
C_p	Chaleur spécifique à pression constant, [J/(kg.K)]
$C_{p,ph1}$	Chaleur spécifique à pression constant de l'acier à l'état solide, [J/(kg.K)]
$C_{p,ph2}$	Chaleur spécifique à pression constant de l'acier à l'état liquide, [J/(kg.K)]
D_{Cp}	Différence de la chaleur spécifique à pression constant, [J/(kg.K)]
D	Distance entre la buse et la surface, [mm]
DP	Différence de pression, [Pa]
DH	Variation d'enthalpie, [J/kg]
d Ou d_p	Diamètre de goutte, [μ m]
d_{10}	Diamètre moyen, [μ m]

d_{20}	Diamètre surfacique, [μm]
d_{30}	Diamètre volumique, [μm]
d_{32}	Diamètre de Sauter, [μm]
D_0	Diamètre / paramètre séparant les petites et les grosses gouttes, [μm]
E	Energie interne, [J/kg]
E_0	Energie interne totale, [J/kg]
F_l	Impact de pulvérisation, [N/m^2]
F	Force de volume additionnel, [N/m^3]
\vec{g}	Accélération de la pesanteur, [m/s^2]
h_{LV}	Chaleur de changement de phase liquide \rightarrow vapeur, [J/kg]
h_T	Coefficient de transfert de chaleur, [$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$]
h_{pray}	Coefficient de transfert de chaleur du spray, [$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$]
H	Enthalpie spécifique, [J/kg]
H_{ph1}	Enthalpie spécifique du solide, [J/kg]
H_{ph2}	Enthalpie spécifique du liquide, [J/kg]
I_{turb}	Intensité turbulente
K	Énergie cinétique turbulente, [m^2/s^2]
k	Conductivité thermique, [$\text{W}/(\text{m.K})$]
k_{ph1}	Conductivité thermique du solide, [$\text{W}/(\text{m.K})$]
k_{ph2}	Conductivité thermique du liquide, [$\text{W}/(\text{m.K})$]
L	Chaleur latente, [J/kg]
m_X	Mode de la distribution statistique de la variable X
mom	Quantité de mouvement (de l'anglais <i>momentum</i>)
m_{gl}	Taux de transfert de mass du Gaz/liquide, [$\text{kg}/(\text{m}^3.\text{s})$]
Nu	Nombre de Nusselt
N''	Densité de flux de gouttes, [m^{-2}/s]
Oh	Nombre d'Ohnesorge
P	Pression, [Pa]
Q	Heat source, [W/m^3]
Q_m	Débit massique, [kg/s]
Q_{max}	Le flux de chaleur maximal, [W]
Q_v	Débit volumique, [m^3/s]
Q_v''	Débit surfacique / densité de flux liquide, [$\text{L}/(\text{m}^2\text{s})$]
q	Flux de conduction thermique, [W/m^2]

q_0	Flux de convection thermique, [W/m ²]
q_r	Flux de radiation thermique, [W/m ²]
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
R	Constante des gaz parfait, [J/(mol.K)]
S_p	Maître couple, [m ²]
S_t	Nombre de Stokes
T	Température, [K]
T_{ext}	Température du fluide externe, [K]
T_{sat}	Température de saturation du liquide, [°C]
T_w	Température de paroi, [°C]
T_m	Température de fusion, [K]
t	Temps, [s]
U_0	Vitesse des petites gouttes, [m/s]
U_{Lim}	Vitesse des grosses gouttes, [m/s]
u_{rel}	Vitesse relative entre le liquide et le gaz, [m/s]
V	Volume, [m ³]
$Var(X)$	Variance de la distribution statistique de la variable X
u ou v	Vitesse, [m/s]
u_l	Vitesse du liquide, [m/s]
u_{slip}	Vitesse relative, [m/s]
u_{drift}	Vitesse de dérive, [m/s]
We	Nombre de Weber
x, y, z	Système de coordonnées, [m]
X, Y, Z	Axes principaux du système de coordonnées

Symboles grecs :

ρ	Masse volumique, [kg/m ³]
ρ_{ph1}	Masse volumique du solide, [kg/m ³]
ρ_{ph2}	Masse volumique du liquide, [kg/m ³]
θ	Fraction de phase avant transition
α_m	Fraction de masse
α	Diffusivité thermique, [m ² /s]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, [W/(m ² K ⁴)]
ε	Emissivité thermique

ϕ	Phase volume fraction
α_p	Coefficient de dilatation thermique, [1/K]
μ_l	Viscosité dynamique du liquide, [Pa.s]
μ_T	Viscosité turbulente, [Pa.s]
$\tilde{\mu}$	Viscosité efficace causant la dérive, [Pa.s]
ν	Viscosité cinématique, [m ² /s]

Indices

g	Gaz
l	Liquide
n	Le vecteur normal de la frontière

Abréviations

SMD ou D32	Diamètre moyen de Sauter
VMD ou DV0.5	Diamètre médian en volume
MMD	Diamètre médian en masse
CHF	Flux de chaleur critique
HTC	Coefficient de transfert de chaleur
TIR	Technique de réflectance interne totale
FVM	Méthode des volumes finis
FEA	Analyse par éléments finis
MEF	Méthode des éléments finis
EDP	Equation aux dérivées partielles
FE	Eléments finis

Introduction Générale

Les systèmes de refroidissement industriels sont au cœur de nombreux procédés de fabrication qui génèrent de la chaleur à différents stades du processus de production. Cette chaleur peut être issue de la transformation des matières premières, d'un état à un autre, ou de la friction générée par les machines lors de la fabrication du produit, ou d'une combinaison des deux.

À un certain stade du processus, cette chaleur doit être retirée, ce qui est généralement obtenu en introduisant un flux d'eau refroidie maintenue à débit et à température constants. Les domaines d'application du refroidissement industriel sont nombreux : industries nucléaire, industries chimique, pétrochimique, industrie mécanique, sidérurgie, domaine médical, domaines agriculture et viticulture etc...

Les processus d'extraction de flux de chaleur, ou de refroidissement, comprennent en particulier l'immersion du solide à refroidir dans un liquide (ou trempe), l'impact d'une matrice de jets d'eau cohérents sur la surface à refroidir, ou encore l'utilisation d'un spray. Le refroidissement par spray consiste à faire impacter un brouillard de gouttes sur la surface à refroidir. À titre d'exemple, dans l'industrie métallurgique, la phase de refroidissement fait partie intégrante du traitement thermique, qui se compose d'une succession de phases de chauffage et de refroidissement qui conféreront au matériau une microstructure en relation avec ses propriétés d'usage. Dans les procédés sidérurgiques, des brames d'acier sont chauffées à près de 1200°C pour faciliter leur laminage à chaud, puis refroidies de manière extrêmement rapide, avec des taux de refroidissement pouvant atteindre quelques milliers de Kelvin par second, en fonction des propriétés microstructurales et mécaniques désirées. Ces étapes nécessitent un contrôle de la vitesse de refroidissement, du flux de chaleur ainsi qu'une bonne homogénéité spatiale du refroidissement.

D'autant plus, la déformation plastique de l'acier lors du laminage (à chaud ou à froid) génère de la chaleur, qui est absorbée par les cylindres de laminage. *Hubertus* a montré que les très grands gradients de température à travers la profondeur entraînent des contraintes thermiques qui provoquent des fissures et puis une rupture du cylindre. En plus, l'apparition de défauts sur cylindre est immédiatement détectée sur le produit laminé. Un refroidissement correct des cylindres est donc essentiel pour une longue durée de vie, pour prolonger les périodes de

laminage au maximum, pour réduire le changement des cylindres et enfin maximiser la production et la qualité des produits laminés.

Le refroidissement par pulvérisation est ainsi utilisé pour le refroidissement des températures inférieures à 100°C dans les systèmes photovoltaïques. Nižetić *et al.* [1] ont montré que celui-ci offre une option possible qui favorise l'augmentation du rendement électrique du panneau et permettant la résolution du problème de nettoyage. En effet, les impacts de poussière et autres particules accumulées sur la surface du panneau photovoltaïque peuvent réduire considérablement la quantité d'électricité livrée (dans certains cas, la réduction peut aller jusqu'à 30%).

Si les techniques d'impacts de jets d'eau cohérents peuvent paraître simples à mettre en œuvre et permettent un contrôle du refroidissement jusqu'à des températures assez basses, elles ont néanmoins l'inconvénient de consommer de grandes quantités de fluide de refroidissement et les flux thermiques extraits peuvent s'avérer parfois très hétérogènes, ce qui conduit à limiter la qualité des produits obtenus. De plus, la consommation excessive de fluide de refroidissement induit une consommation d'énergie accrue, ce qui diminue l'efficacité énergétique globale du procédé. Pour cela, plusieurs études ont été réalisées dans le but d'optimiser et mieux contrôler le refroidissement par pulvérisation. En fait, ce dernier est couramment étudié et utilisé dans des procédés faisant intervenir des températures très élevées, où le transfert de chaleur avec changement de phase joue un rôle primordial. Toutefois, lors d'un refroidissement monophasique le comportement des paramètres du refroidissement par pulvérisation est rarement étudié. De ce fait, le premier objectif de cette thèse est d'étudier l'influence de trois paramètres hydrodynamique sur un refroidissement par pulvérisation sans changement de phase. L'étude a été réalisée par simulation, à l'aide d'un modèle établi avec le code COMSOL Multiphysics. En premier lieu le débit a été varié, de 0.497 L/min jusqu'à 1 L/min. En second lieu, l'influence de la pression sur les paramètres de refroidissement a été analysée. En dernier ; une étude qui prend en considération l'effet de la hauteur de la buse sur le refroidissement et le transfert de chaleur sans changement de phase a été réalisé.

En outre, le refroidissement par pulvérisation avec changement de phase a été également étudié dans cette thèse, dès lors qu'il joue un rôle primordial dans les procédés de coulée continue. Certes, la solidification du métal liquide varie considérablement en fonction du mode de refroidissement utilisé. D'autre part, une simulation numérique d'un procédé de coulée continue sous refroidissement par pulvérisation a été de même réalisée avec le code COMSOL Multiphysics. Au départ, une comparaison entre trois modes de refroidissement nous a permis

de déduire l'efficacité du refroidissement par pulvérisation par rapport aux autres modes de refroidissement. Par la suite, l'influence du coefficient de transfert de chaleur h_{spray} sur la transition du métal liquide en solide, sur la température de la zone refroidie par pulvérisation et sur la distribution de la chaleur latente de solidification a été étudiée.

Chapitre I

Etat de l'art, Généralités sur la pulvérisation

I. Génération d'un spray

Un spray est issu de l'atomisation d'une phase liquide dans un environnement gazeux. L'atomisation correspond à la conversion d'un grand volume de liquide en une collection de gouttes et de ligaments. Différentes méthodes existent pour générer un spray, parmi lesquelles forcer le passage d'un liquide à travers un petit orifice/une buse (méthode dite de pression), mettre en rotation le liquide, arracher des gouttes par l'action d'un flux d'air co/ou contre-courant à haute vitesse, faire impacter un jet liquide contre une surface, ou encore utiliser des ondes acoustiques ou des forces électriques. L'essentiel est de créer une force capable de contrer la tension superficielle du liquide pour le fragmenter. En fonction de l'application recherchée pour le spray, l'une ou l'autre de ces méthodes peut être privilégiée. Dans le cadre du refroidissement, les sprays sont généralement obtenus en utilisant des buses générant un spray conique plein ou plat ou encore des buses « swirl », permettant une mise en rotation du liquide.

La forme, les dimensions de la buse ainsi que la pression d'entrée vont définir le régime d'écoulement à l'intérieur de la buse. Ces conditions initiales vont déterminer la vitesse, le diamètre des gouttes, ou encore l'angle de dispersion du spray lorsque celui-ci est pleinement développé.

La figure I.1 montre les étapes successives de la formation d'un spray. La région d'atomisation primaire est dominée par le liquide, qui se divise en gouttes, ligaments, ou autres éléments liquides de tailles variables. Les forces en présence sont essentiellement liées au développement d'instabilités hydrodynamiques et à la propagation d'ondes dans un milieu liquide continu. La concentration en liquide dans l'espace occupé par le spray diminue à mesure que l'on s'éloigne de la buse et les phénomènes physiques évoluent. Dans la région dense du spray, les interactions entre le liquide et l'air commencent à apparaître. Les transferts de quantité de mouvement entre les deux phases se traduisent par des processus de déformation et de fragmentation du liquide : c'est l'atomisation secondaire. Dans le cas où la densité du liquide est très supérieure à celle du gaz (rapport supérieur à 1000), les forces de traînée et de gravité sont les forces dominantes. Les interactions gouttes-gouttes (collision, coalescence, rebond, éclatement) interviennent également.

La région diluée ressemble à un brouillard en déplacement, majoritairement constitué de gouttes sphériques ou déformées. En prenant en considération l'évasement que prend le spray, dans la

mesure où les gouttes suivent la même trajectoire générale et dans l'hypothèse où la dispersion turbulente reste modérée, la probabilité de rencontre entre gouttes est faible. Les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre les phases liquide (gouttes) et gazeuse déterminent les caractéristiques principalement du spray, notamment lorsque les interactions entre gouttes (collisions) sont minoritaires [2].

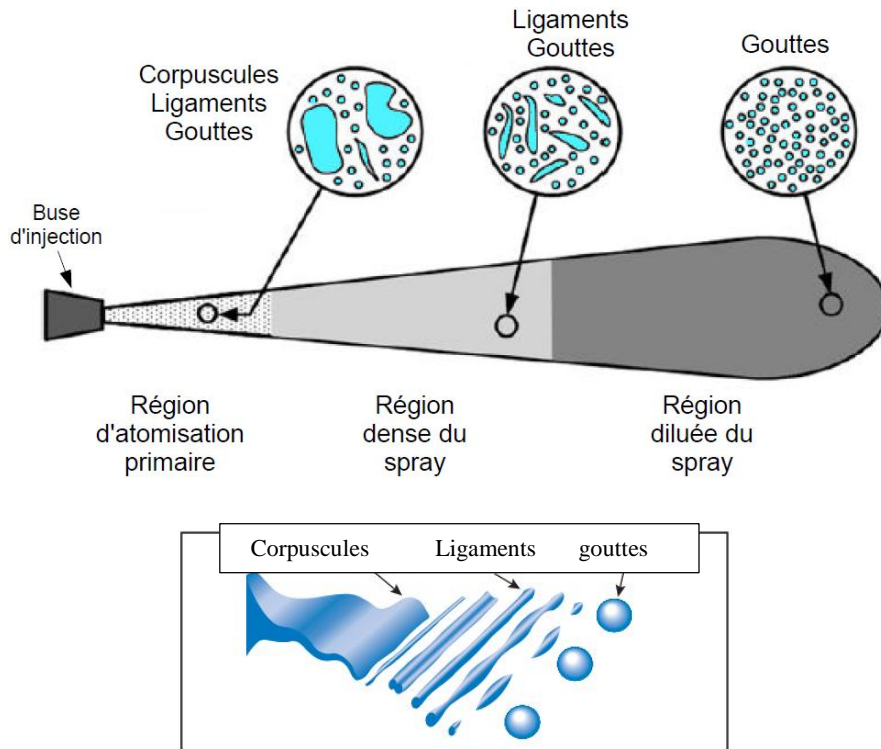


Fig. I.1 Étapes d'atomisation et régions caractéristiques d'un spray.

1.1 Processus de pulvérisation

Le processus de génération de gouttes s'appelle également une atomisation. Le processus de pulvérisation commence par forcer le liquide à travers une buse. L'énergie potentielle du liquide (mesurée en tant que pression de liquide pour les buses hydrauliques ou pression de liquide et d'air pour les buses pneumatique) ainsi que la géométrie de la buse font émerger le liquide sous forme de petits ligaments. Ces ligaments se fragmentent ensuite en de très petits « morceaux », généralement appelés gouttes, gouttelettes ou particules liquides.

Le processus de pulvérisation d'un liquide peut être décrit en deux phases :

- Casser le liquide en gouttes séparées ;
- Orienter les gouttes de liquide vers une surface ou un objet pour obtenir le résultat souhaité.

Les deux phases sont effectuées, par les différents types de buses utilisées dans les processus industriels. Une buse de pulvérisation est un dispositif qui utilise l'énergie de pression d'un liquide pour augmenter sa vitesse à travers un orifice et le briser en gouttes (Fig. I.2). Ses performances peuvent être identifiées et décrites avec précision, de sorte que le concepteur puisse spécifier avec précision la buse de pulvérisation requise pour un processus donné.

Les caractéristiques pertinentes qui identifient les performances d'une buse sont les suivantes :

- Le débit de liquide délivré en fonction de la pression d'alimentation de la buse ;
- L'angle d'ouverture du spray produit ;
- L'efficacité de la buse : le rapport entre l'énergie du spray et l'énergie utilisée par la buse ;
- La régularité de la distribution du flux sur la cible ;
- La distribution de la taille des gouttelettes du spray ;
- L'impact du jet.



Fig. I.2 Différents types de buse de pulvérisation

1.2 Techniques de pulvérisation

1.2.1 Technique de pression

Cette technique est réalisée à l'aide du type le plus simple de buses, où un orifice est ouvert dans une chambre où le liquide à pulvériser est alimenté sous pression. Donc, le fractionnement du liquide est provoqué par la différence de pression qui règne entre l'amont et l'aval de l'orifice.

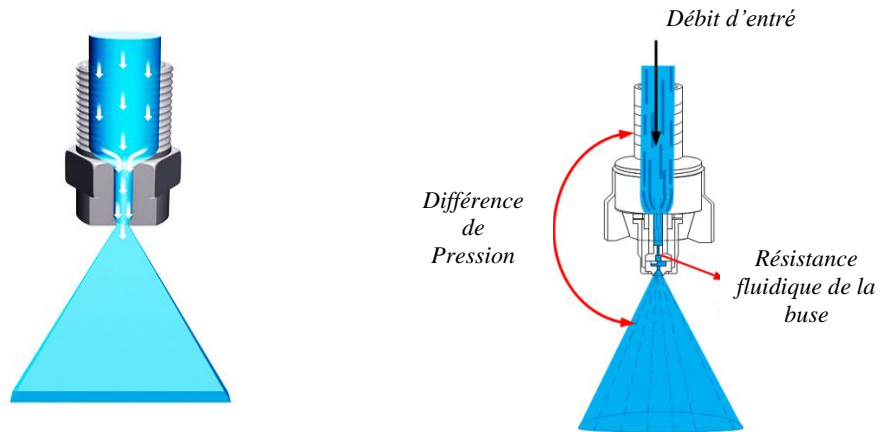


Fig. I.3 Pulvérisation par différence de pression

I.2.2 Technique de turbulence

Dans cette technique le liquide reçoit un composant de vitesse de rotation avant d'atteindre l'orifice (Fig. I.4), afin de s'ouvrir dans une forme conique dès qu'il quitte le bord de l'orifice en raison de la force centrifuge.

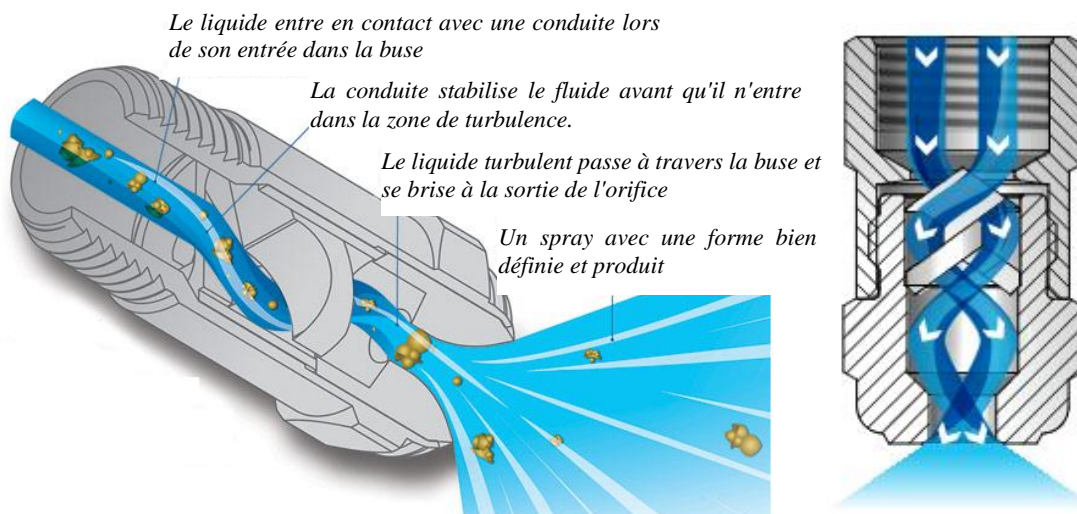


Fig. I.4 Génération d'un spray par une buse de turbulence.

Selon la conception de la buse et la technique utilisée pour générer la vitesse de rotation, les gouttes produites peuvent être sous forme d'un cône creux ; ou bien être réparties de manière à remplir le volume entier du cône (spray à cône plein) (Fig. I.5).

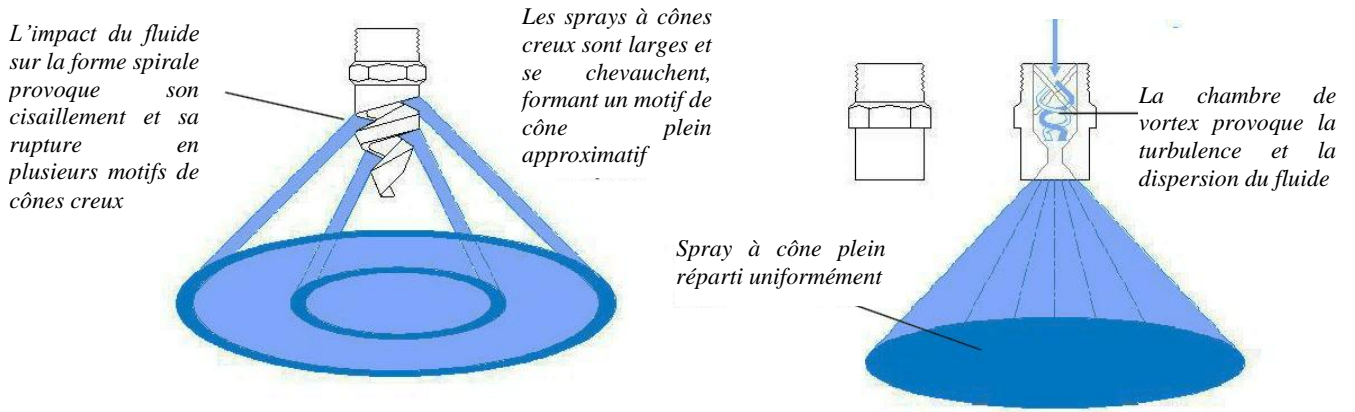


Fig. I.5 Buses de turbulence à cône creux et à cône plein.

I.2.3 Technique de déflexion

Ces buses produisent un jet plat en déviant le flux de fluide contre une surface courbée après la sortie de l'orifice de la buse. L'impact du liquide sur la surface provoque l'atomisation désirée et la géométrie de la surface de déviation donne sa forme au jet plat. De cette façon, l'orifice de sortie de la buse peut rester circulaire et donc moins sujet aux bouchages (Fig. I.6).

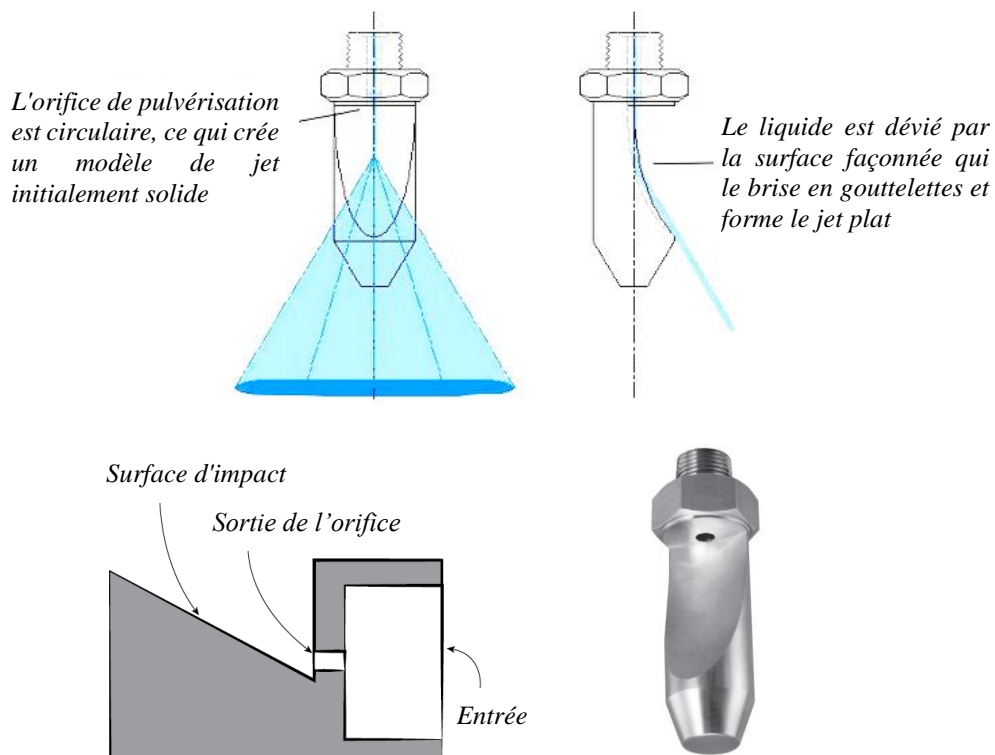


Fig. I.6 Principe de fonctionnement de la pulvérisation par déflexion (buse à jet plat par déflexion).

De nombreux procédés industriels nécessitent la pulvérisation d'un liquide en gouttes fines ou très fines. Ce résultat peut être obtenu en pulvérisant le liquide par des atomiseurs purement hydraulique (précédemment défini). Avec ces derniers, l'atomisation du liquide à pulvériser est créée soit par impact sur une surface, soit par contrainte dans un orifice à la forme désirée. Dans

les deux cas, l'énergie nécessaire à cette atomisation provient de l'énergie potentielle du liquide lui-même. En grande partie, l'énergie disponible pour l'atomisation est relative à la pression du liquide. Cependant, de telles méthodes peuvent entraîner deux inconvénients majeurs :

- Nécessite des tubes HP et des pompes à haute pression coûteuses ;
- L'orifice d'un atomiseur hydraulique est généralement exposé au bouchage, ce qui nuit à la fiabilité du système.

1.2.4 Pulvérisation pneumatique

Dans la grande majorité des processus industriels, des atomiseurs assistés par air (pneumatique) sont utilisés. Les atomiseurs d'air utilisent de l'air comprimé (ou un autre gaz) pour briser le flux de liquide et créer l'atomisation. Ce qui veut dire que l'énergie nécessaire n'est plus dépendante de la pression du liquide et une atomisation très fine peut être créée à bas débit. Ce qui permet des vaporisations très fines ne délivrant que peu de liquide.

Donc l'air comprimé fournit l'énergie nécessaire pour l'atomisation du liquide. Le mélange peut être effectué à l'intérieur ou bien à l'extérieur de la buse (Fig. I.7). Cette technologie, bien que relativement coûteuse, permet de produire des gouttelettes fines et très fines afin de satisfaire les exigences de toute application industrielle.

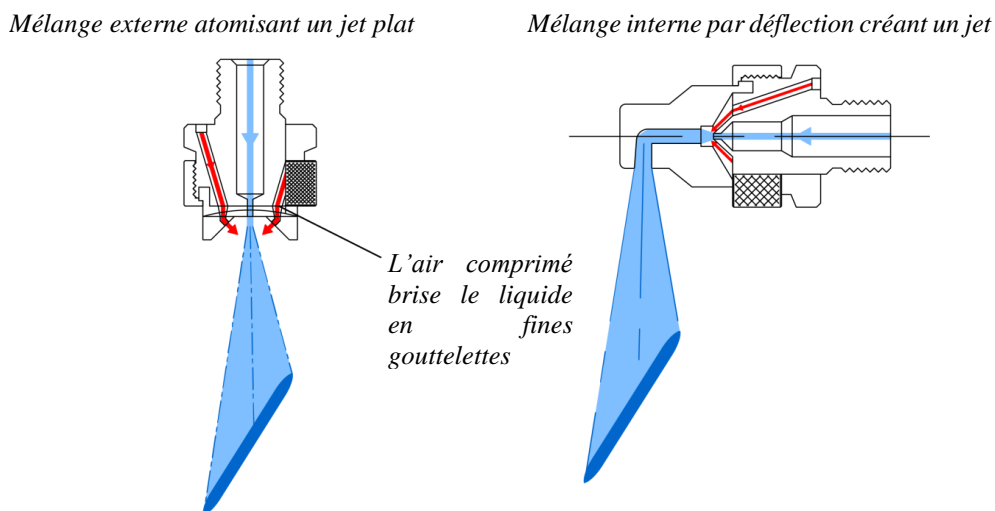


Fig. I.7 Buses de pulvérisation pneumatique (mélange intérieur et mélange extérieur)

L'utilisation d'air comprimé procure un plus grand niveau de contrôle sur la pulvérisation. En faisant varier la pression d'air, on peut modifier la forme et le niveau d'atomisation sans affecter la pression du liquide à pulvériser. Le seul inconvénient rencontré dans les systèmes de pulvérisation pneumatique est dû aux passages intérieurs étroits ; étant donné que l'eau et l'air doivent être correctement filtrés à l'entrée du système.

I.2.5 Pulvérisation ultrasonique

Contrairement aux buses d'atomisation conventionnelles qui reposent sur la pression et le mouvement à grande vitesse pour pulvériser un fluide en petites gouttelettes, l'atomiseur à ultrasons n'utilise que de l'énergie ultrasonore pour générer une pulvérisation douce à faible vitesse. La sur-pulvérisation est pratiquement éliminée, favorisant des économies substantielles de matériaux et une réduction de la pollution atmosphérique. Le liquide peut être distribué à la buse par gravité ou par une petite pompe à basse pression, et atomisé en continu ou de manière intermittente. La vitesse à laquelle le liquide est atomisé dépend, dans certaines limites, uniquement du volume délivré sur la surface d'atomisation et de la fréquence.

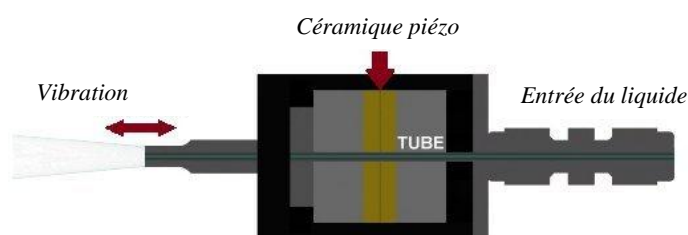


Fig. I.8 Principe de fonctionnement d'une buse à ultrason.

Les buses à ultrasons sont un type de buses de pulvérisation qui utilisent des vibrations à haute fréquence produites par des transducteurs piézoélectriques agissant sur la pointe de la buse, ce qui crée des ondes capillaires dans un film liquide (Fig. I.9). Une fois que l'amplitude des ondes capillaires atteint une hauteur critique (en raison du niveau de puissance fourni par le générateur), elles deviennent trop grandes pour se supporter et de minuscules gouttelettes tombent du sommet de chaque onde, ce qui entraîne la pulvérisation.

Les principaux facteurs qui influent sur la taille initiale des gouttelettes produites sont la fréquence de vibration, la tension superficielle et la viscosité du liquide. Les fréquences sont généralement comprises entre 20 et 180 kHz, au-delà de l'audition humaine, où les fréquences les plus hautes produisent la plus petite taille de goutte.

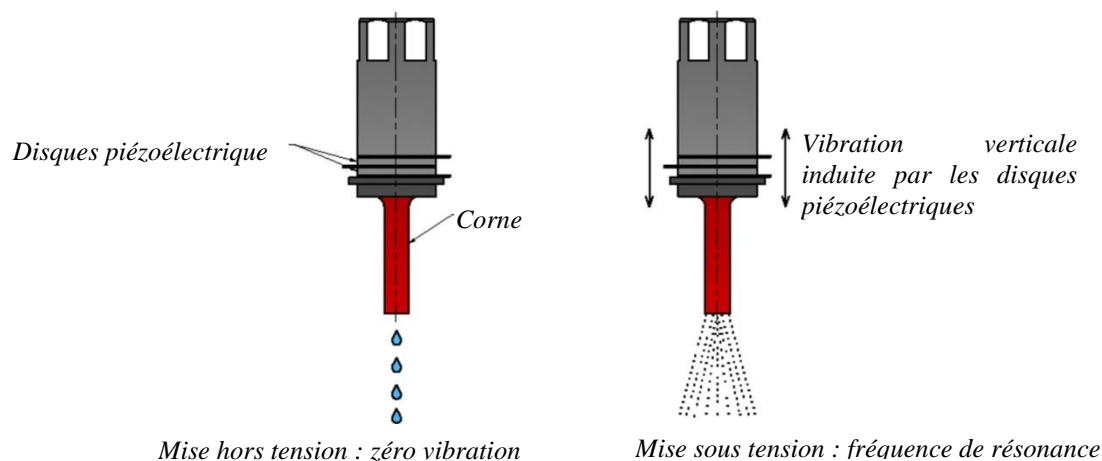


Fig. I.9 Buse de pulvérisation ultrasonique

II. Caractéristiques d'un spray

Un spray correspond au transport d'un volume de liquide sous la forme d'un brouillard de gouttes. Ainsi, il présente l'avantage de maximiser l'échange qui dépend du diamètre, du nombre de gouttes et du débit liquide. Caractériser un spray nécessite de connaître à la fois des informations sur les gouttes (diamètre, vitesse, répartition spatiale et locale des gouttes du liquide), mais aussi des informations plus macroscopiques comme la forme générale du spray, l'écoulement d'air engendré ou encore la répartition du liquide dans l'espace.

Parmi les caractéristiques macroscopiques d'une pulvérisation, il faut citer : le débit total de liquide pulvérisé, la vitesse du liquide à l'orifice du pulvérisateur, la pression moyenne d'impact de la pulvérisation et la densité de débit liquide.

II.1 Forme du spray

La forme d'un spray dépend principalement du type de bus de pulvérisation. En effet, il existe plusieurs formes telles que les buses à cône plein, cône plein spiral, cône creux, brume ou brouillarde, jet plat et jet plein (Fig. I.10).

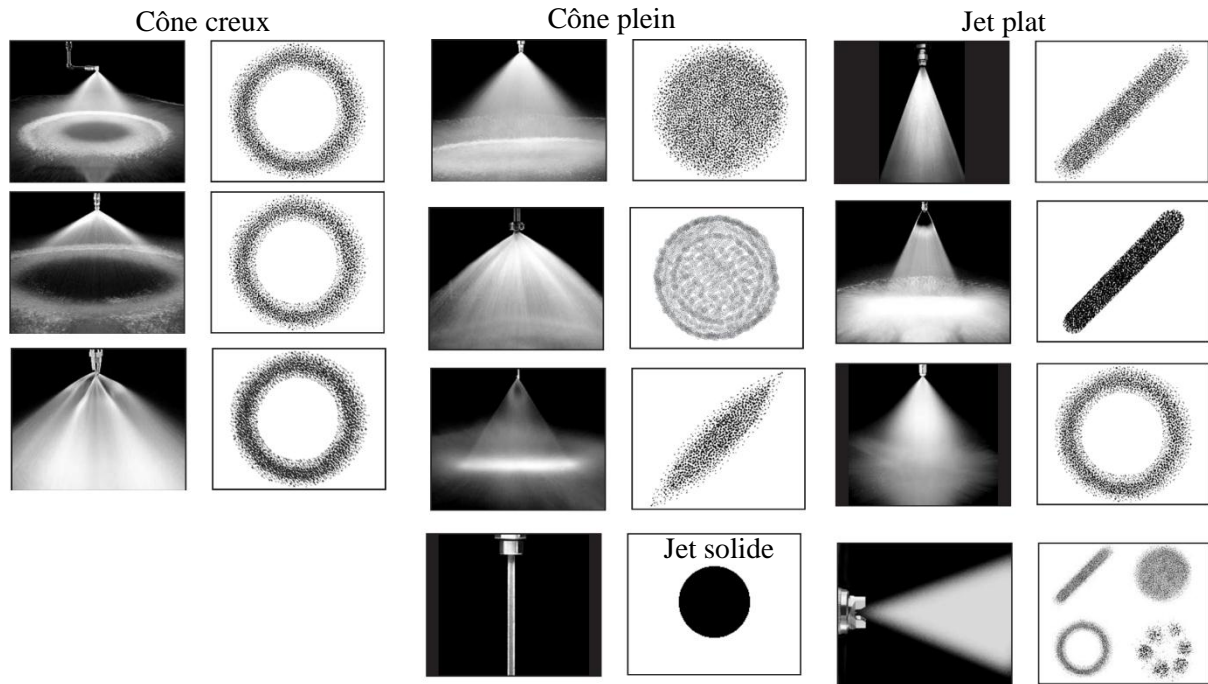


Fig. I.10 Différentes formes de spray et jet [3].

II.1.1 Spray à cône plein

Cette forme produit une couverture relativement régulière de fluide sur une zone définie. Il convient de rappeler que la pulvérisation de type cône plein se maintiendra uniquement sur une certaine distance, après quoi le jet se désagrègera généralement en brume ou brouillard. Il y a quatre types standards de buses capable de délivrer un spray conique plein ; celles à turbulence axiales, à turbulence tangentiels, spirale et les atomiseurs pneumatique (Fig. I.11). Les buses spirales produisent généralement une taille de goutte plus petite que les buses de turbulence.

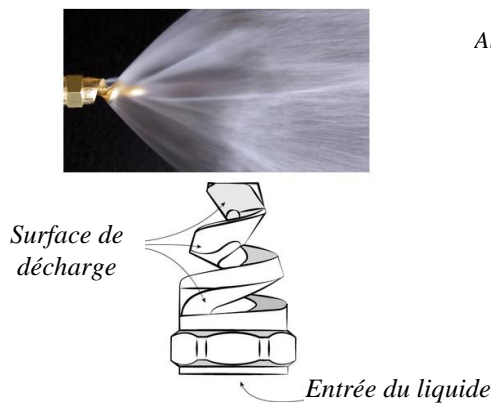
Buse à turbulence axiales



Buse à turbulence tangentiels



Buse spirale (cône spiral plein)



Buse pneumatique

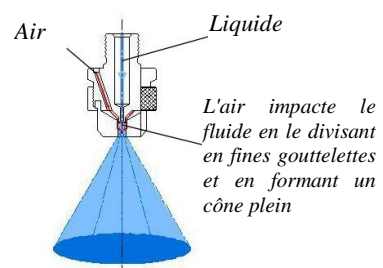


Fig. I.11 Buses capable de délivrer un spray conique plein.

II.1.2 Spray à cône creux

Le spray de forme conique creuse, se caractérise par une grosse concentration de gouttelettes sur la périphérie du jet. Très peu ou pas du tout de liquide n'est déposé au centre du cône. Le principal avantage des buses à cône creux est qu'elles produisent les plus petites gouttelettes, ce qui donne au spray une grande surface qui permet le transfert rapide de chaleur.

L'impact de ce type de spray est moyen et inférieur à celui des buses à jet plat ou jets pleins. De plus le jet est bien plus difficile à guider que celui des cônes pleins. Il y a quatre types de buses capables de produire un spray à cône creux.

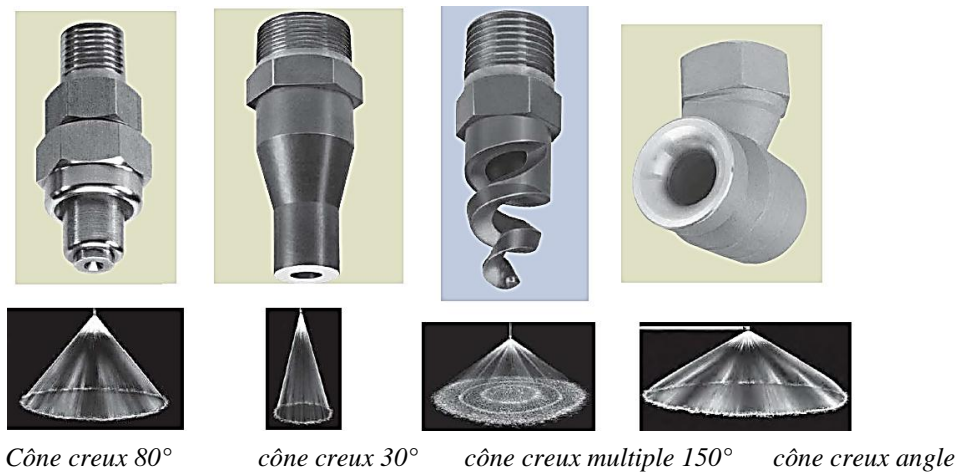


Fig. I.12 Types de buses capables de produire un spray à cône creux.

En ce qui concerne le spray spiral à cône creux, il est formé par l'impact du liquide à l'intérieur d'une hélice après la sortie de la buse. Le liquide est alors éjecté hors de l'hélice en une fine pulvérisation à la forme désirée. Ces buses sont le plus souvent destinées à former des cônes pleins qui en fait sont reconstitués par une succession d'anneaux concentriques. Donc en modifiant la géométrie de l'hélice, on peut concentrer tous les anneaux en un seul, et former ainsi un cône creux.

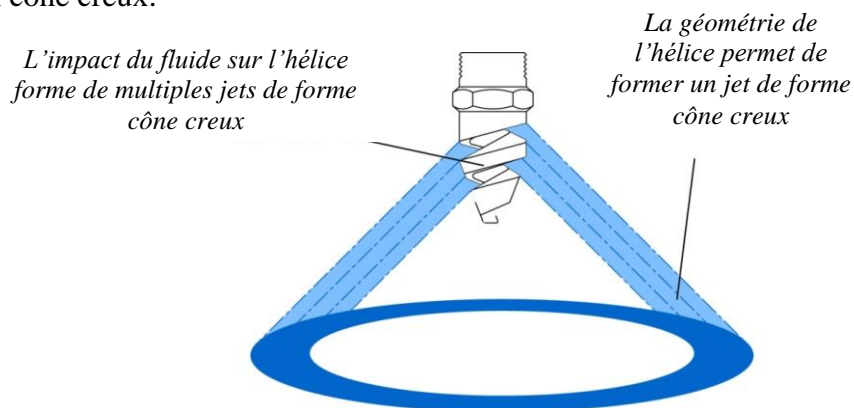


Fig. I.13 Génération d'un spray spiral à cône creux.

Les buses spirales produisent la pulvérisation la plus fine par comparaison aux buses à pression directe. Le principal avantage de ce type de buses est qu'elles sont peu sensibles aux colmatages et peuvent donc pulvériser de nombreux liquides. Comme la pulvérisation est formée hors de la buse, le diamètre de passage peut être grand, ainsi le passage des particules présentes dans le liquide se fait aisément sans obstruction.

Un spray à cône creux peut être également généré par des pulvérisateurs pneumatiques. Ces buses utilisent un fluide ou un gaz secondaire pour l'atomisation du liquide. Le fluide secondaire est généralement de l'air, il peut aussi être un gaz quelconque. Généralement les buses de pulvérisation pneumatique servent à produire des sprays de type « cône plein ». Ainsi la pulvérisation est uniformément répartie avec un liquide finement atomisé. En outre, une variante avec des orifices de sorties multiples permet de créer une fine pulvérisation de forme cône creux (Fig. I.14).

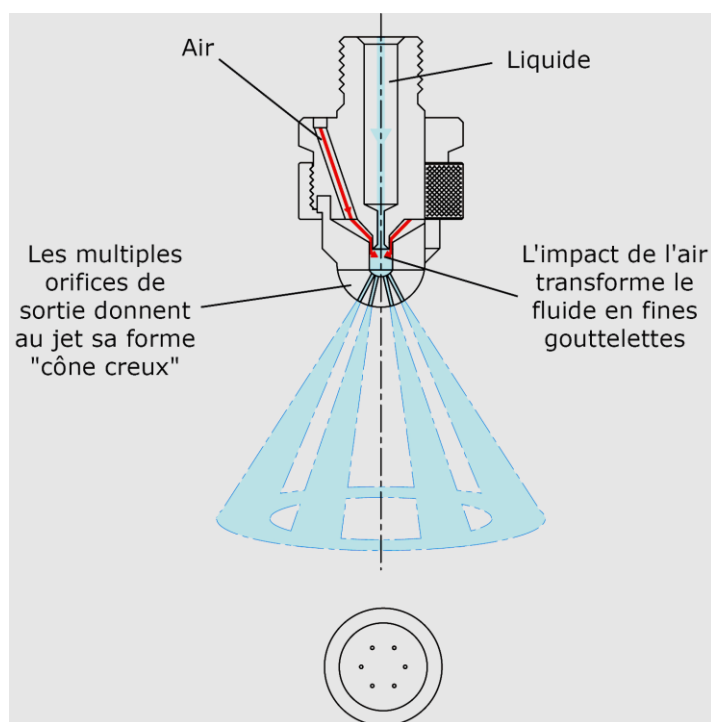


Fig. I.14 Spray à cône creux généré par une buse pneumatique.

Le principal avantage des buses pneumatiques se trouve au niveau du jet qui a une forme de cône creux avec des débits et des pressions très faibles. En ce qui concerne les buses à spirales et les buses à turbulence, c'est l'énergie cinétique du fluide lui-même qui est utilisé pour le briser en gouttelettes et former la pulvérisation. Comme l'énergie cinétique est essentiellement due au débit et à la pression, il faut un minimum de pression pour briser le flux et obtenir la forme de pulvérisation désirée. Avec les atomiseurs pneumatiques, une source auxiliaire

d'énergie est introduite sous forme de gaz comprimé et sert à briser le flux en fine pulvérisation. Comme l'énergie cinétique du fluide à pulvériser n'est plus utilisée, on peut obtenir un jet cône creux même avec des débits très faibles.

II.1.3 Brume ou brouillard

Les jets coniques pleins ou creux fournis par certaines buses se désagrègent en une brume ou brouillard après une certaine distance de l'orifice de la buse. Si la forme à obtenir est réellement conique, ce phénomène n'est pas désiré. Mais pour certaines applications, la pulvérisation d'un vrai brouillard homogène est le résultat désiré. Par conséquent, il y a un certain nombre de buses qui sont conçus pour produire spécifiquement ce type de pulvérisation.

L'une des caractéristiques d'une brumisation est de produire de très fines gouttelettes avec un faible débit et un impact insignifiant. Ce type de pulvérisation est utilisé pour les applications de refroidissement par évaporation, humidification et brumisation.

La différence entre brume, brouillard ou pulvérisation dépend de la taille des gouttelettes projetées :

- Brouillards secs : taille des gouttelettes entre 10 et 20 μ
- Brouillards humides : taille des gouttelettes entre 20 et 30 μ
- Brumes : taille des gouttelettes entre 30 et 60 μ
- Tout ce qui est au-dessus de 60 μ est considéré comme pulvérisation.

Plus la pression est élevée, plus une buse hydraulique produira des gouttelettes fines. Donc la même buse qui produit une brume à 5 bars peut très bien produire un brouillard à 15 bars.

Il y a trois types de buses produisant du brouillard :

- Les brumisateurs à petit orifice fonctionnent en forçant le fluide par un petit orifice. Cette contrainte transforme le liquide en fines gouttelettes (Fig. I.15).
- Les buses à brumisation par impact fonctionnent en projetant le liquide sur une fine aiguille juste après sa sortie de la buse. Ce qui brise le liquide en très fines gouttelettes (Fig. I.15).
- Les brumisateurs à turbulence axiale produisent généralement un jet de type cône plein mais quelques variantes permettent de générer des pulvérisations de type brume et brouillard.

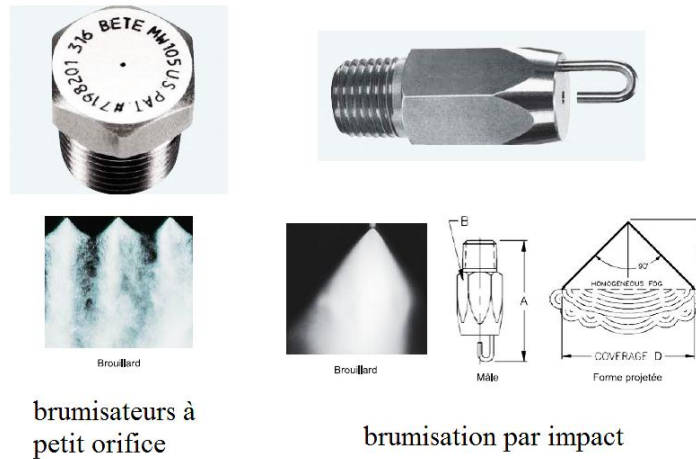


Fig. I.15 Brumisateurs à petit orifice et buses à brumisation par impact.

II.1.4 Jet plat

Le jet plat est en fait une pulvérisation linéaire. La force d'impact de ce type de pulvérisation est élevée par comparaison à celle de la pulvérisation à jet conique (plein ou creux), mais pas autant que celle des buses à jet plein cylindrique.

La taille des gouttelettes produites par ce type de buses est plus grande que celles des buses coniques, mais les atomiseurs d'air à jet plat peuvent pulvériser de très fines gouttelettes. Les buses à jet plat ont besoin d'un mouvement relatif pour couvrir une surface. En général ce mouvement est assuré par un convoyeur sur lequel le produit à traiter est déplacé sous une série de buses à jet plat. En complément, les buses elles même peuvent être mises en mouvement pour parfaire la couverture de la surface à traiter. Il y a trois types distincts de buses à jet plat : A orifice elliptique, à déflexion (Fig. I.6), et les atomiseurs pneumatique (Fig. I.7).



Fig. I.16 Exemple d'une buse à orifice elliptique.

II.2 L'impact de pulvérisation

L'impact d'un spray sur la surface ciblé est exprimé en force / surface, N/m^2 ou lb / in^2 . Cette valeur dépend de la distribution du spray et de l'angle de pulvérisation. En règle générale, les buses à jet plein ou les buses à jet plat à angle de pulvérisation étroit sont utilisées pour les applications dans lesquelles un impact élevé est souhaité, comme le nettoyage et le décalaminage.

Pour toutes les formes de spray, l'impact diminue lorsque la distance de la buse augmente, augmentant ainsi la taille de la zone d'impact.

L'impact de pulvérisation, F_i , dépend du débit volumétrique Q et de la chute de pression selon l'équation I.1. Le type de buse et la distance entre la buse et la surface affectent la constante C .

$$F_i = CQ \sqrt{DP} \quad (I.1)$$

II.3 Angle de pulvérisation

L'angle de pulvérisation diverge ou converge par rapport à l'axe vertical. Comme l'illustre la figure I.17, l'angle de pulvérisation a tendance à diverger à mesure que l'on s'éloigne de l'orifice. La couverture du spray varie selon l'angle de pulvérisation. La couverture théorique C_{th} de pulvérisation à différentes distances peut être calculée à l'aide de l'équation I.2. L'angle de pulvérisation est supposé constant sur toute la distance de pulvérisation.

Les liquides plus visqueux que l'eau forment des angles de pulvérisation plus petits ou des courants solides, en fonction de la capacité de la buse, de la pression de pulvérisation et de la viscosité. Les liquides dont la tension superficielle est inférieure à celle de l'eau produisent des angles de pulvérisation plus larges que ceux indiqués pour l'eau.

$$C_{th} = 2D \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (I.2)$$

Les angles de pulvérisation sont généralement mesurés à l'aide de méthodes optiques ou mécaniques. Les méthodes optiques comprennent la tomographie par ombre, la tomographie par extinction et l'imagerie de Mie. Les angles de pulvérisation sont importants dans les applications de revêtement pour éviter une pulvérisation excessive des matériaux revêtus, dans les moteurs à combustion pour empêcher le mouillage des parois des cylindres...

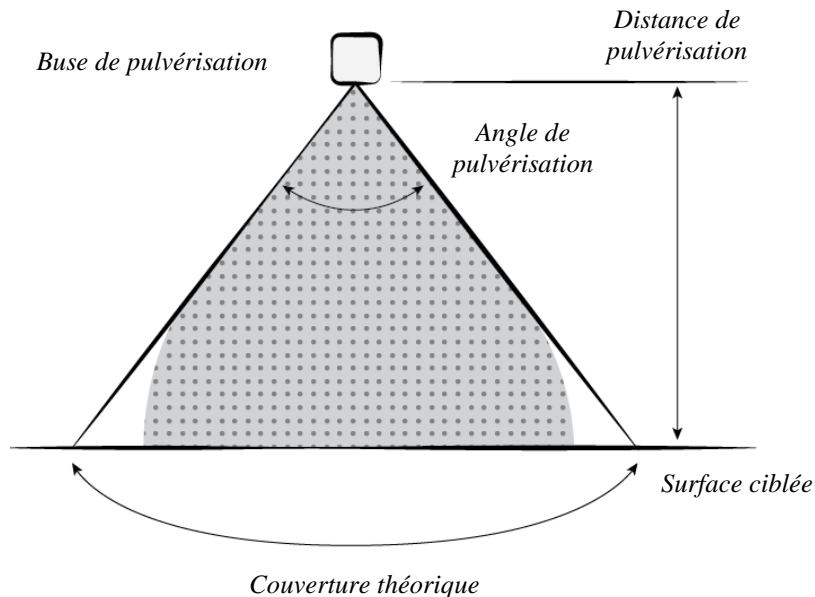


Fig. I.17 Caractéristiques d'Angle de pulvérisation.

II.4 Taille des gouttes

Les gouttes d'un spray dans une pulvérisation donnée ne sont pas toutes de la même taille. Donc, Chaque spray fournit une gamme de gouttes de tailles différentes (Fig. I.18). La taille des gouttes dépend du type de buse et varie considérablement d'un type à l'autre. D'autres facteurs tels que les propriétés du liquide, la capacité de la buse, la pression et l'angle de pulvérisation peuvent également affecter la taille des gouttes.

Il existe plusieurs façons de décrire la taille des gouttes dans un spray :

- Diamètre moyen de Sauter (SMD) ou D32 : Le diamètre de Sauter a été développé par le scientifique allemand J. Sauter dans les années 1920. Il est utilisé pour caractériser des particules au même titre que le d10, d50 et le d90. Il est défini comme le diamètre

d'une sphère ayant le même ratio volume/surface que la particule qu'elle doit représenter.

- Diamètre médian en volume (VMD) DV0.5 et diamètre médian en masse (MMD) : Taille de goutte exprimée en volume de liquide pulvérisé. La taille des gouttes est mesurée en volume (ou en masse), avec 50% du volume total des gouttelettes pulvérisées avec un diamètre supérieur à la valeur médiane et 50% avec un diamètre inférieur.

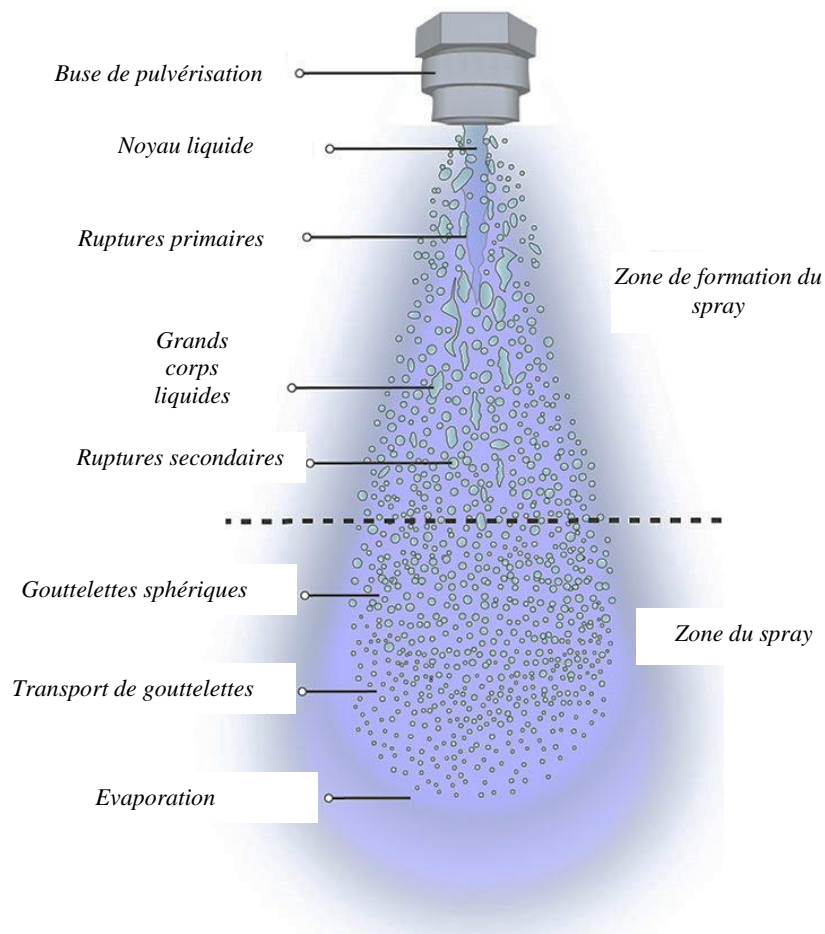


Fig. I.18 Composition d'un spray ; gouttes de tailles différentes.

II.4.1 Facteurs influant la taille des gouttes

Plusieurs études ont été élaborées concernant les facteurs influant la taille des gouttes. Kooij *et al.* [4] ont varié la pression de fonctionnement pour différents types de buses. Chaque spray fournit une gamme de tailles de gouttes ; cette plage est appelée *distribution de la taille des*

gouttes. La distribution de la taille des gouttes pour une buse à jet plat est illustrée dans la Figure I.19 (a) pour une plage de pressions de 1.5 à 4 bar. On peut observer que plus la pression est élevée, plus la taille des gouttes diminue ; ainsi qu'une taille de goutte médiane plus faible.

Pour étudier l'effet des propriétés physiques du liquide à pulvériser, la viscosité et la tension superficielle du liquide ont été varié. La tension superficielle est une propriété des liquides qui permet de maintenir en équilibre leur surface libre. C'est un phénomène physico-chimique lié aux interactions moléculaires d'un fluide. Elle résulte de l'augmentation de l'énergie à l'interface entre deux fluides. Le système tend vers un équilibre qui correspond à la configuration de plus basse énergie, il modifie donc sa géométrie pour diminuer l'aire de cette interface. La force qui maintient le système dans cette configuration est la tension superficielle.

La viscosité a été majoré jusqu'à une valeur de 30 en utilisant des solutions eau-glycérol, avec des viscosités allant de 1 à 32 MPa.s Malgré une variation importante de viscosité, aucun changement de la taille médiane des gouttelettes n'a été enregistré. Tandis que les distributions montrent un léger changement pour les viscosités les plus élevées (Fig. I. 20); cet effet est cependant très faible. La tension superficielle σ a été variée de 23 à 72 mN/m en utilisant des mélanges eau-éthanol de différentes concentrations. En fait, les mélanges eau-éthanol sont un moyen approprié pour étudier l'effet de la tension superficielle, étant donné que la viscosité est relativement constante ainsi que la densité du fluide.

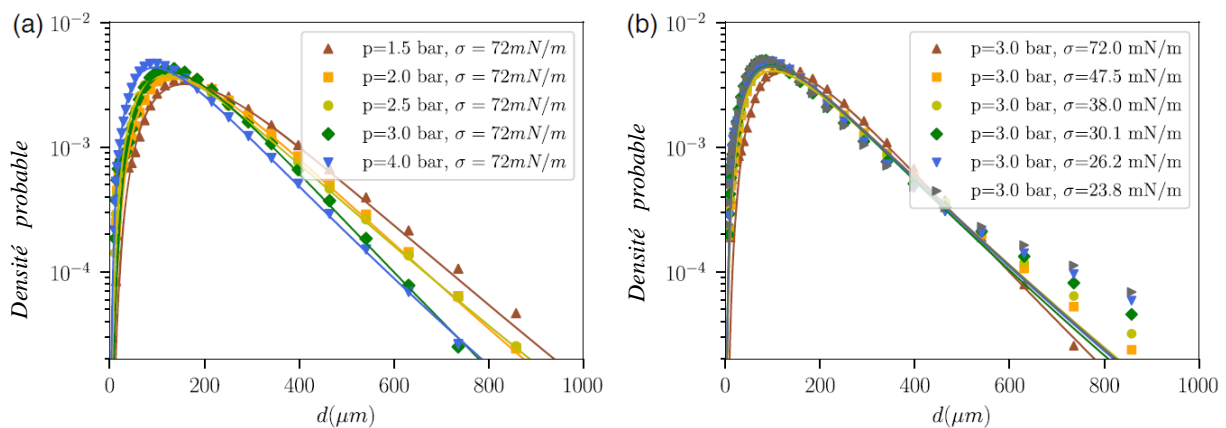


Fig. I.19 (a) Taille et distribution des gouttelettes pour l'eau pure avec pressions de 1,5 à 4,0 bar et avec buse à jet plat. (b) Distribution des gouttelettes d'un mélange eau-éthanol avec différentes tensions de surface pour une buse à jet plat [4].

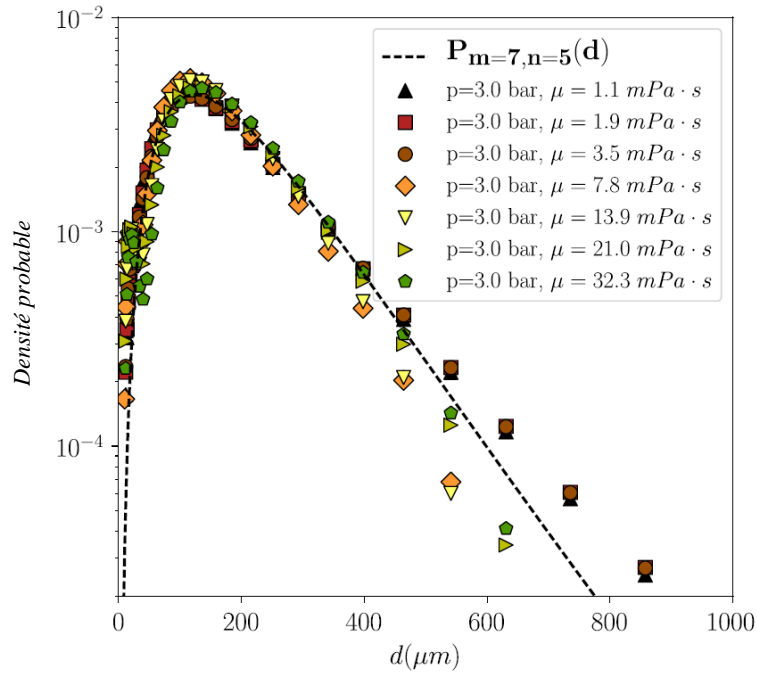


Fig. I.20 Distribution des gouttelettes d'un mélange eau-glycérol, avec des viscosités allant de $\mu = 32.3$ à $1.1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ [4].

Une visualisation à l'aide d'une caméra haute vitesse montre une différence de rupture dynamique lors d'un changement de tension superficielle :

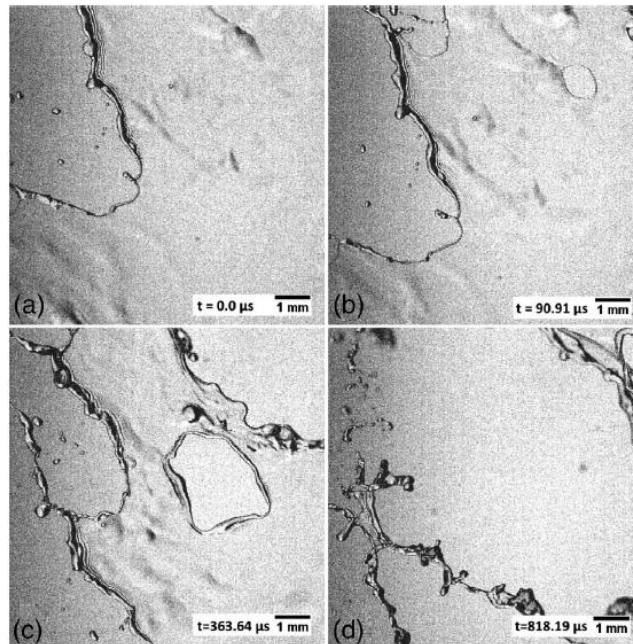


Fig. I.21 La formation de ligaments pour une buse à jet plat. Au début, un pli apparaît à la surface, (a) suivi de la création d'un trou (b), avec l'expansion ultérieure du trou (c) (d) et la formation de ligaments [4].

Le spray avec une tension superficielle plus basse semble être plus instable ; la formation de ligament commence plus près de la buse ainsi qu'une formation plus rapide des gouttelettes. La

figure I.21 montre un exemple de formation de ligament due à l'apparition d'un trou (tension superficielle faible).

Donc, les principaux facteurs influant la taille des gouttes sont résumés comme suit :

II.4.1.1 Type et capacité des buses

Les buses à cône plein ont la plus grande taille de goutte, suivies des buses à jet plat. Les buses à cône creux produisent la plus petite taille de goutte. Une différence significative dans la taille de ligament d'un jet plat et un jet conique a été observée.



Fig. I.22 (a) Spray conique avec une pression de service de 2,0 bar. (b) jet plat à 2,0 bar, avec un claquement et une rupture près du bas de l'image. (c) Photo agrandie du jet plat à basse pression (1,0 bar).

II.4.1.2 Pression de pulvérisation

La taille des gouttes diminue lorsque la pression de pulvérisation est importante et augmente avec les faibles pressions.

II.4.1.3 Le Débit

Le débit de pulvérisation a un effet direct sur la taille des gouttes. Une augmentation du débit provoque l'augmentation de la pression et réduit la taille des gouttes, tandis qu'une diminution du débit réduit la pression et augmente la taille de la goutte.

II.4.1.4 Angle de pulvérisation

L'angle de pulvérisation a un effet inverse sur la taille des gouttes. En effet, Une augmentation de l'angle de pulvérisation réduit la taille des gouttes, alors qu'une réduction de l'angle de pulvérisation augmente leurs tailles.

II.4.1.5 Propriétés du liquide

La viscosité et la tension superficielle augmentent la quantité d'énergie nécessaire pour atomiser le liquide. Une augmentation de l'une de ces propriétés augmentera généralement la taille de la goutte.

Pour modifier la viscosité du liquide de pulvérisation, des solutions d'eau et de glycérol ont été utilisées [2]. La taille médiane mesurée des gouttelettes a été étudiée en fonction de la viscosité pour trois buses différentes (Fig. I.23). On remarque qu'il n'y a pas de relation visible entre la viscosité et la taille des gouttelettes dans la plage étudiée.

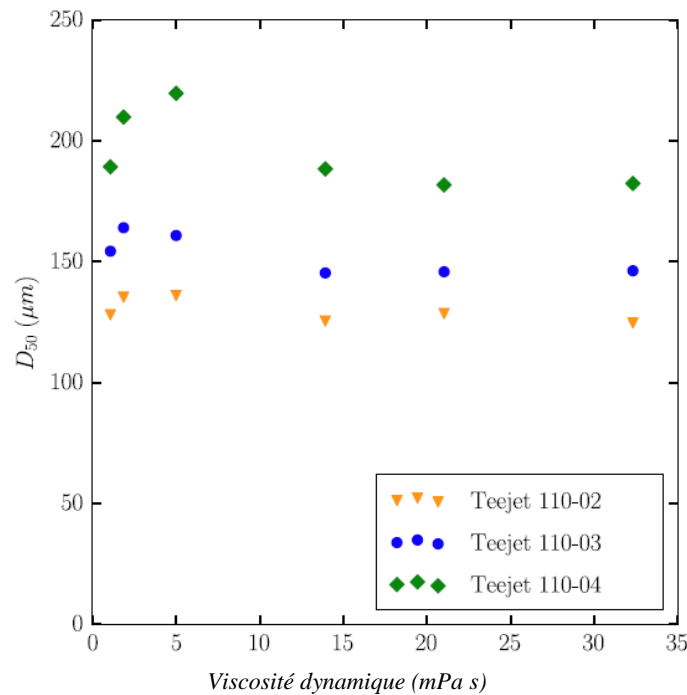


Fig. I.23 Taille médiane des gouttelettes en fonction de la viscosité pour trois buses différentes. L'effet de la viscosité n'est pas remarquable dans cette plage [2].

II.4.2 Techniques de mesure de la taille des gouttes

L'importance des informations sur la taille des gouttes, en particulier dans l'industrie, a considérablement augmenté au cours des dix dernières années. De nombreuses applications de pulvérisation telles que le traitement chimique, le refroidissement par évaporation, le conditionnement des gaz, l'extinction d'incendies, le séchage par pulvérisation et l'agriculture reposent sur ces informations pour une utilisation efficace de la pulvérisation. Ces besoins de l'industrie ont alimenté une expansion rapide de la science et de la technologie de l'atomisation. Afin d'évaluer et de comprendre avec précision les données de la taille des gouttes, toutes les variables clés telles que le type de buse, la pression, la capacité, les propriétés du liquide et l'angle de pulvérisation doivent être prises en compte. En outre, la méthode de mesure de la

taille des gouttes doit être parfaitement comprise. Les techniques de mesure, le type d'analyseur, l'échantillonnage, l'analyse des données et les techniques de rapport ont tous une grande influence sur les résultats. Il existe deux types différents de techniques d'échantillonnage de la taille des gouttes [5]. L'une est appelée spatial et l'autre est appelée flux (également appelé temporel).

II.4.2.1 Technique spatiale

La technique spatiale (c'est-à-dire la distribution spatiale) est impliquée lorsqu'une collection de gouttelettes occupant un volume donné est échantillonnée instantanément. En général, les mesures spatiales sont collectées à l'aide de moyens holographiques, photographie à haute vitesse ou instruments à diffusion de lumière. Ce type de mesure est sensible à la densité en nombre dans chaque classe de taille et au nombre de particules par unité de volume [3].

II.4.2.2 Technique de flux

La technique de flux (c'est-à-dire la distribution de flux) est impliquée lorsque des gouttelettes individuelles qui traversent la section transversale d'une région d'échantillonnage sont examinées pendant un intervalle de temps. Les mesures de flux sont généralement collectées par des mesures optiques capables de détecter des gouttes individuelles. Ce type de mesure est sensible au flux de particules.

La technique d'échantillonnage est essentielle pour comprendre les données de taille de goutte. En règle générale, les buses mesurées à l'aide de la technique spatiale produisent des gouttes plus petites en moyenne que les buses mesurées à l'aide de la technique du flux. La technique d'échantillonnage joue un rôle important lors de la comparaison de données provenant de différentes sources, et la compréhension de ce problème aiderait à résoudre de nombreux écarts de données. La distribution du flux peut être transformée en une distribution spatiale en divisant le nombre d'échantillons dans chaque taille de classe par la vitesse moyenne des gouttes dans cette classe de taille. Si toutes les gouttes d'un spray se déplacent à la même vitesse, le flux et la distribution spatiale sont identiques [5]. Cependant, la pulvérisation présentera généralement des différences de vitesse de chute qui varient d'une classe à l'autre. De plus, ces différences dépendent du type de buse, de la capacité et de la pression de pulvérisation.

La technique d'échantillonnage utilisée peut également être pilotée par une application. Des applications telles que le conditionnement de gaz, le refroidissement ou des processus similaires

seraient mieux servies avec un échantillon spatial. Dans les applications nécessitant un dépôt par pulvérisation précis, comme la peinture et l'agriculture, un échantillon de flux serait plus approprié.

II.4.3 Analyseurs de taille de goutte

Il existe de nombreux analyseurs de taille de gouttes disponibles sur le marché, dont la plupart utilisent des méthodes optiques pour caractériser les sprays. Les méthodes optiques entrent dans deux catégories principales : imagerie et non-imagerie. L'imagerie comprend la photographie et l'holographie.

Les méthodes sans imagerie peuvent être subdivisées en deux classes, celles qui mesurent un grand nombre de gouttes simultanément (ensemble) et celles qui comptent et dimensionnent les gouttes individuelles une à la fois (compteurs à une seule particule). Ces analyseurs sont généralement non intrusifs et n'influencent donc pas le comportement de la pulvérisation pendant les essais [3].

Des résultats de test répétés sont essentiels pour comparer les données de taille de gouttes, il est essentiel d'appliquer les procédures de test et de prendre en compte toutes les variables de test, ainsi que les limites de l'analyseur.

II.4.3.1 Analyseurs d'imagerie optique

Les analyseurs d'imagerie optique incorporent la technique de mesure spatiale et entrent dans la catégorie de l'imagerie optique. Ces analyseurs consistent en une source de lumière (généralement une lumière stroboscopique), une caméra vidéo et un ordinateur (Fig. I.24). La lumière est utilisée pour illuminer le spray, qui est enregistré à l'aide de la caméra vidéo. L'image est ensuite numérisées et les gouttes sont dimensionnées et séparées en différentes classes [5].

Au début du développement de ces dispositifs, les sources d'erreur incluaient le flou, les variations de profondeur de champ et la taille incorrecte de l'échantillon. Ces sources d'erreur ont été reconnues et corrigées dans une certaine mesure.

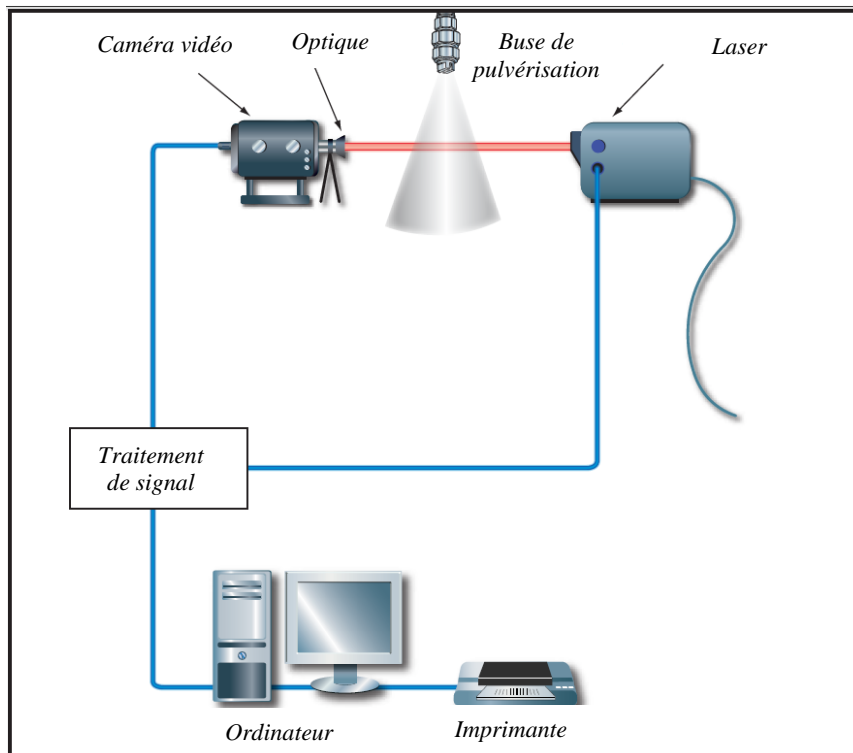


Fig. I.24 Principe de fonctionnement des analyseurs d'imagerie optique [3].

Certains fabricants de buses continuent de promouvoir activement ce type d'analyseur. La disponibilité limitée de cet instrument empêche toutefois les chercheurs indépendants et les autres membres intéressés de la communauté de l'analyse de la taille des gouttes de vérifier les données ou de comparer les performances issues de conceptions de buses similaires [6]. Un exemple d'analyseur d'imagerie optique est présenté dans la figure I.25.

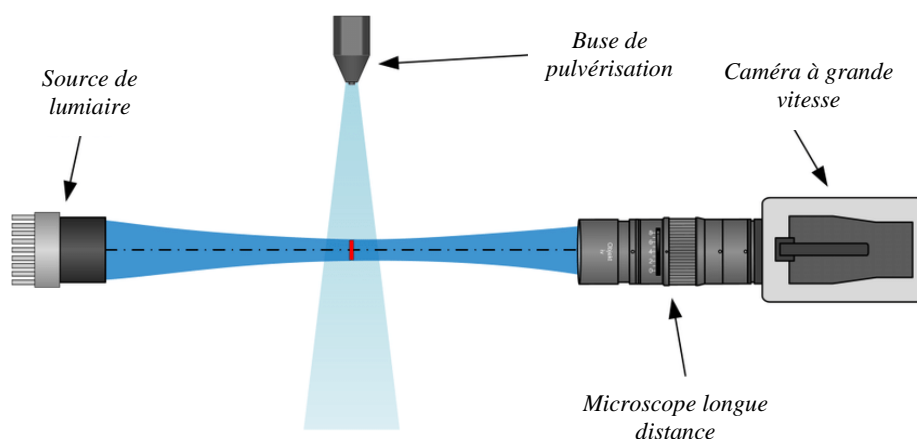


Fig. I.25 Exemple d'analyseur d'imagerie optique.

II.4.3.2 Analyseurs de diffraction laser

Les analyseurs de diffraction laser sont également des dispositifs d'échantillonnage spatial, ils appartiennent à la catégorie "non-imagerie". Ces analyseurs sont composés d'un émetteur,

d'un récepteur et d'un ordinateur. La technique consiste à mesurer l'intensité de la lumière diffusée causée par les gouttes lorsqu'elles traversent la zone d'échantillonnage de l'analyseur. L'intensité de la lumière diffusée est mesurée à l'aide d'une série de photodiodes semi-circulaires logées dans le récepteur. Un programme d'ajustement de courbe est utilisé pour convertir la distribution de l'intensité lumineuse en plusieurs fonctions empiriques de distribution de la taille des gouttes. La gamme d'instruments utilisant cette technique est comprise entre 1,2 et 1800 μm , bien que certains fabricants aient récemment augmenté la plage de mesure jusqu'à 3000 μm .

Cet instrument convient parfaitement à la mesure de buses de pulvérisation pneumatique de faible capacité, de buses de pulvérisation plates et hydrauliques. Il est également utile pour la comparaison et l'évaluation rapide de buses prototypes. La limitation la plus grave de cette technique est connue sous le nom de diffusion multiple [7]. La diffusion multiple se produit lorsque la densité de pulvérisation est trop élevée ; la lumière peut être dispersée par plusieurs gouttes avant d'atteindre le détecteur. Cela introduit des erreurs dans le calcul de la distribution de la taille des gouttes. L'instrument de diffraction laser le plus couramment utilisé aujourd'hui est l'analyseur Malvern. (Fabriqué par Malvern Instruments, Angleterre). Un schéma d'analyseur de diffraction laser est présenté à la figure I.26.

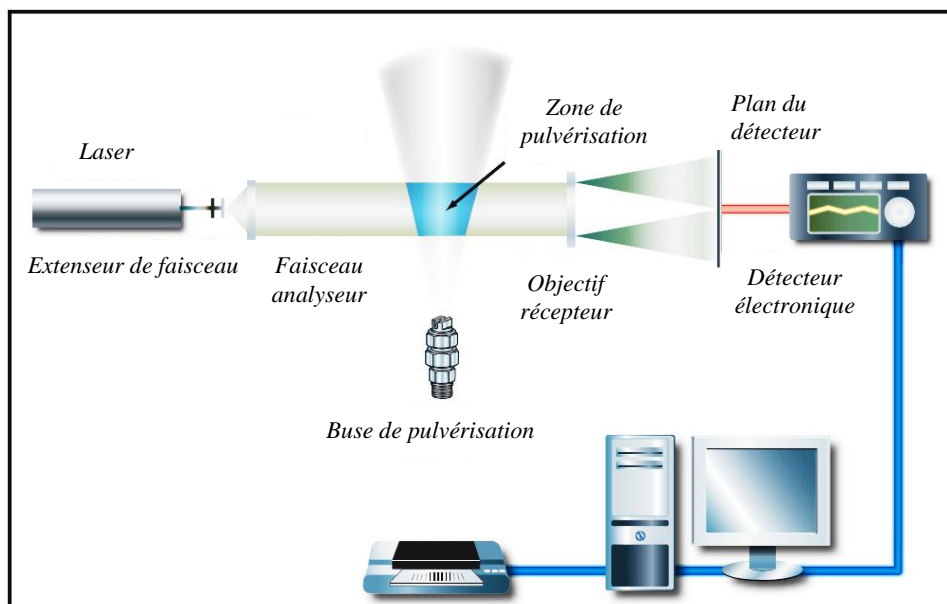


Fig. I.26 Composition et principe de fonctionnement d'Analyseur de diffraction laser [3] .

II.4.3.3 Sondes à matrice optique

Les sondes à matrice optique sont des instruments d'échantillonnage de flux ; ils entrent dans la catégorie "non-imagerie" (compteur de particules uniques). Ils sont constitués d'une source de lumière (faisceau laser de faible puissance), d'un réseau de photodiodes et d'un ordinateur.

Lorsque les gouttelettes passent dans le plan d'échantillonnage, elles sont dimensionnées et comptées, ce qui fournit des informations pouvant être utilisées pour déterminer la vitesse. La collecte de données est basée sur la mesure de la quantité de lumière ombrée par les gouttes traversant la région d'échantillonnage.

Une routine d'analyse des données est nécessaire pour convertir le nombre de gouttes brutes en une distribution significative de la taille des gouttes. La plage de mesure typique de ces sondes peut varier de 100 à 12 400 μm . Ces instruments conviennent parfaitement aux buses de grande capacité. La sonde à réseau optique la plus couramment utilisée est la PMS-OAP (fabriquée par des systèmes de mesure de particules, Boulder, CO). Un schéma de la sonde PMS-OAP est présenté à la figure I.27.

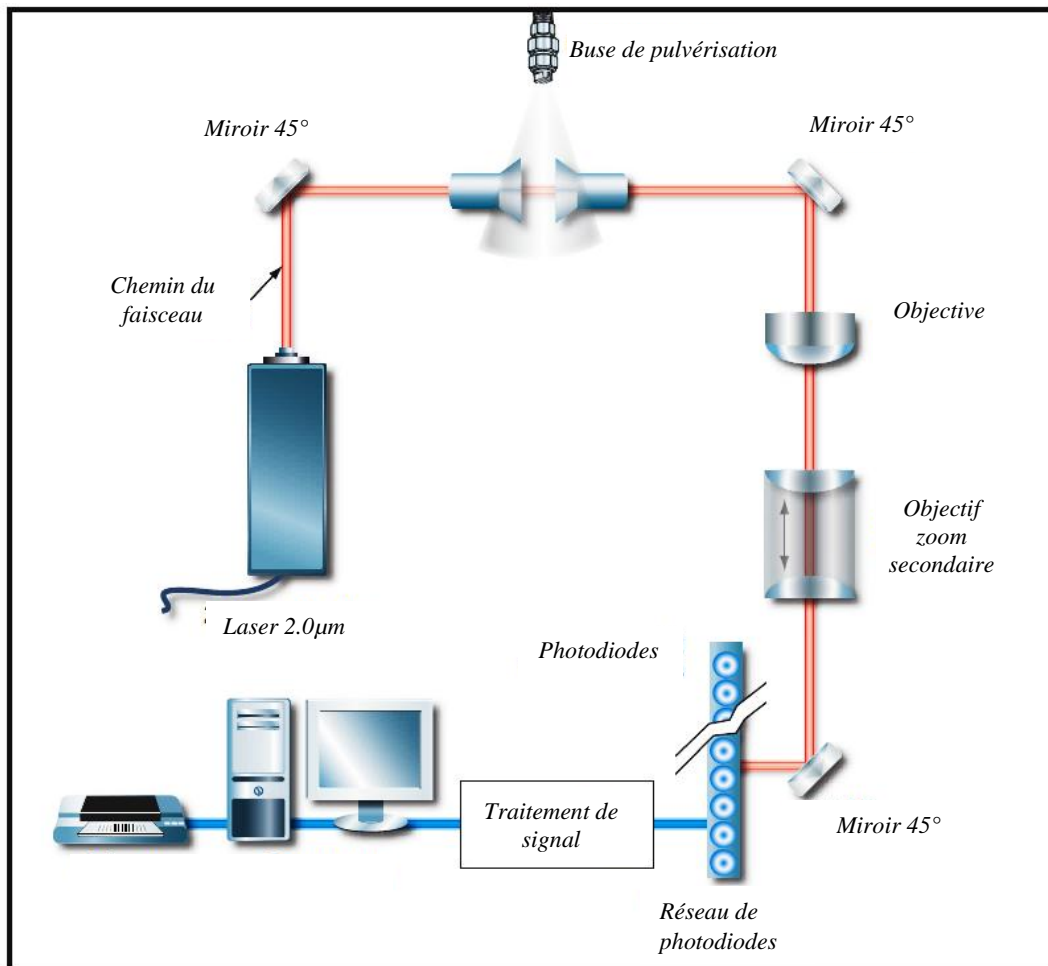


Fig. I.27 Schéma d'une Sondes à matrice optique ; la sonde PMS-OAP [3].

II.4.3.4 Analyseurs de particules Doppler de phase

Les analyseurs de particules à effet Doppler de phase (PDPA) sont des instruments d'échantillonnage de flux, ils appartiennent à la catégorie non imageur (compteur de particules uniques). Ces analyseurs comprennent un émetteur, un récepteur, un processeur de signal et un

ordinateur. Le PDPA utilise un laser de faible puissance divisé en deux faisceaux en utilisant un séparateur de faisceau et un module de fréquence ; ces deux faisceaux laser se croisent à nouveau en un point appelé volume de la sonde [3]. Lorsqu'une goutte traverse le volume de la sonde, la lumière diffusée forme un motif de franges d'interférence. Les interférences dispersées dépassent le récepteur à la fréquence de différence Doppler, qui est proportionnelle à la vitesse de chute. Une routine d'analyse de données est utilisée pour convertir le nombre de gouttes brutes en une distribution significative de la taille des gouttes. L'analyseur PDPA mesure des tailles allant de 0,5 à 10 000 en utilisant diverses configurations optiques. Le PDPA convient parfaitement aux buses d'atomisation pneumatique, hydrauliques et à jet plat de capacité petite, moyenne et grande. Il est idéal pour une évaluation complète d'un spray et lorsque des vitesses de chute sont requises. L'analyseur doppler de phase le plus couramment utilisé est le PDPA. (Fabriqué par Aérométries Inc., Sunnyvale, CA). Un schéma du PDPA est présenté à la figure I.28.

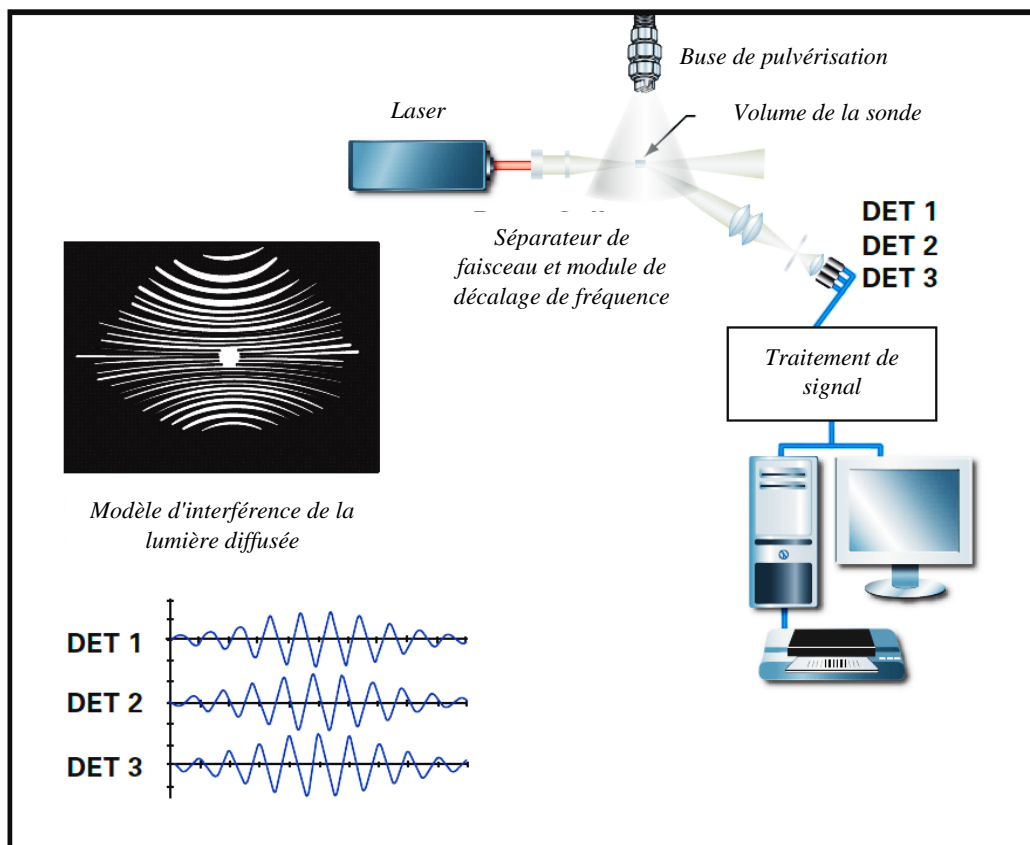


Fig. I.28 Analyseurs de particule PDPA.

Chaque analyseur est le mieux adapté à des types de tests spécifiques. Alors que certains domaines de mesure peuvent se chevaucher [8], il est pratiquement impossible de comparer les données de ces différents instruments sans une compréhension claire des conditions et de la méthodologie de test. De même, il est très difficile de comparer les données de différents

fabricants de buses même lorsque le même type d'instrument a été utilisé, car les méthodes de configuration optique et d'échantillonnage des données peuvent différer. Enfin, il ne faut pas négliger le calibrage et la maintenance appropriés de l'équipement de mesure.

II.4.4 Statistiques des gouttes

Les analyseurs de la taille des gouttes collectent et enregistrent des données qui se présentent généralement sous la forme d'un décompte numérique par taille de classe. Les données sont arrangées dans une représentation mathématique appelée distribution de taille des gouttes. La représentation mathématique dépend le plus souvent de l'analyseur utilisé. Cependant, certains fabricants d'analyseurs ont autorisé l'utilisateur à choisir dans une liste de fonctions de distribution plutôt qu'une fonction de distribution par taille de goutte par défaut. Les deux fonctions de distribution de la taille des gouttes les plus couramment utilisées dans l'industrie sont la fonction de distribution Rosin-Rammler (Eq I.3) et l'analyse ASTM Standard E799-92 (Eq I.4) [3].

$$F(D) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{D}{X} \right)^N \right] \quad (I.3)$$

C'est la fonction par défaut pour l'analyseur Malvern. Les paramètres (X et N) obtenus à partir de la mesure sont utilisés dans cette équation pour calculer la distribution et les diamètres caractéristiques ou moyens.

$$d_{pq} [p - q] = \left[\frac{\sum NiDi^p}{\sum NiDi^q} \right] \quad (I.4)$$

La norme ASTM E799-92 convient parfaitement aux analyseurs classés en tant que compteurs de particules uniques, tels que les analyseurs PMS et PDPA. Cette analyse est utilisée pour classer les comptes de gouttes / diamètres et également pour calculer la distribution et les diamètres caractéristiques ou moyens. Il existe de nombreuses autres distributions de tailles de gouttes souvent utilisées. Ils comprennent la distribution Log Normal, la limite supérieure Log Normal et le modèle indépendant. Quelle que soit la fonction de distribution de la taille des gouttes utilisée, elles effectuent toutes essentiellement la même tâche. Le résultat est une distribution mathématique de la taille des gouttes à partir de laquelle une collection de diamètres caractéristiques ou moyens peut être extraite. Ces diamètres sont des valeurs uniques qui

expriment les différentes tailles moyennes dans le spray. Les diamètres des gouttes sont généralement exprimés en micromètres (microns, μm).

II.4.5 Terminologie taille de goutte

La terminologie est souvent la principale source de discordance et de confusion dans la compréhension de la taille des gouttes. Les diamètres moyen et caractéristique sont les diamètres extraits de la distribution granulométrique. Pour comparer la taille des gouttes d'une buse à une autre, les mêmes diamètres doivent être utilisés comme source de comparaison. Par exemple, il est impossible de comparer le $D_{V0.5}$ d'une buse au D_{32} d'une autre buse. Ce qui suit est une brève liste des diamètres moyens et caractéristiques les plus populaires, leur définition et leur utilisation la plus appropriée. La terminologie complète concernant la taille des gouttes est décrite dans la norme ASTM E1296-92.

$D_{V0.5}$: Diamètre médian en volume (également appelé VMD ou MVD). Un moyen d'exprimer la taille des gouttes en termes de volume de liquide pulvérisé. Le VMD est une valeur où 50% du volume total (ou masse) du liquide pulvérisé est constitué de gouttes de diamètre supérieur à la valeur médiane et 50% inférieur à la valeur médiane.

$D_{V0.1}$: est une valeur où 10% du volume total (ou masse) du liquide pulvérisé est constitué de gouttes de diamètre inférieur ou égal à cette valeur. Ce diamètre convient le mieux pour évaluer le potentiel de dérive d'une buse.

$D_{V0.9}$: valeur dans laquelle 90% du volume total (ou masse) du liquide pulvérisé est constitué de gouttes de diamètre inférieur ou égal à cette valeur. Ce diamètre convient mieux lorsqu'une évaporation complète du spray est requise.

D_{32} : Le diamètre moyen de Sauter (également connu sous le nom de SMD) est un moyen d'exprimer la finesse d'un spray en termes de surface produite par le spray. Le diamètre moyen de Sauter est le diamètre d'une goutte ayant le même rapport volume / surface que le volume total de toutes les gouttes par rapport à la surface totale de toutes les gouttes. Ce diamètre est le mieux adapté pour calculer l'efficacité et les taux de transfert de masse dans les réactions chimiques [4].

II.4.6 Détermination de la taille des gouttelettes

La taille des gouttelettes est un facteur important dans son comportement. La forme des gouttelettes est un autre facteur avec des implications profondes. La tension superficielle aura tendance à minimiser la surface des gouttelettes, vu son volume, résultant en une forme

sphérique pour des gouttelettes suffisamment petites. La taille d'une gouttelette sphérique sera représentée le plus souvent par son diamètre d ou son rayon R . la plupart des sprays contient des gouttelettes de tailles différentes. La vaporisation, la condensation, la coalescence des gouttelettes et leur éclatement provoquent une variation temporelle de la taille des gouttelettes. Pour une pulvérisation, une fonction de distribution du diamètre instantané $f(d)$ est généralement utilisée pour décrire une pulvérisation. Cette fonction donne le nombre de gouttelettes possédant un certain diamètre. Souvent, un diamètre moyen de gouttelettes d_{mn} est utilisé pour représenter une pulvérisation. En particulier,

$$d_{mn} = \left(\frac{\int_0^{\infty} f(d) d^m dd}{\int_0^{\infty} f(d) d^n dd} \right)^{1/(m-n)} \quad (I.5)$$

En pratique, $f(d)$ ne sera pas une fonction continue. Cependant, pour un spray contenant de nombreuses gouttelettes (des millions peuvent être communs), la fonction est bien estimée comme une fonction variant continuellement. Un exemple de gouttelette moyenne est le diamètre moyen de Sauter d_{32} , qui est proportionnel au rapport du volume total de liquide dans un spray sur la surface totale des gouttelettes dans un spray.

Les forces aérodynamiques sur une gouttelette dépendront de sa taille de manière fonctionnelle différente. En conséquence, les petites gouttelettes subissent une accélération ou une décélération plus rapide que les grosses gouttelettes. Les temps de chauffage et de vaporisation seront plus courts pour les petites gouttelettes. La précision dans la distribution initiale de la taille des gouttelettes est obligatoire donc si nous voulons prédire le comportement des gouttelettes ; Malheureusement, nous devons actuellement nous appuyer principalement sur des méthodes empiriques pour représenter la distribution des gouttelettes ; il ne peut être prédit à partir d'une approche basée sur les principes de base pour la plupart des systèmes d'injection de liquide.

Les flux de liquide injectés dans un environnement gazeux ont tendance à être instables dans une large gamme de conditions. Un paramètre important est le nombre de Weber :

$$We = \frac{\rho \Delta U^2 L}{\sigma} \quad (I.6)$$

Où ρ est la densité du gaz, ΔU est la vitesse relative du gaz et du liquide, L est la dimension caractéristique du flux et σ est le coefficient de tension superficielle. Selon la forme du flux, l'oscillation de celui-ci et la rupture se produisent au-dessus d'une valeur critique du nombre de Weber. Les oscillations d'interface peuvent se produire à n'importe quelle longueur d'onde, sachant que certaines longueurs d'onde ont des taux de croissance d'amplitude élevés. En dessous de la valeur critique du nombre de Weber, les forces de tension superficielle sont suffisamment importantes pour vaincre la force aérodynamique qui tend à déformer le flux. Par conséquent, la forme de base du flux est maintenue sans désintégration. Plus le nombre de Weber est élevé, plus la force aérodynamique est dominante, entraînant la distorsion et la désintégration. Ce processus s'appelle l'atomisation.

La désintégration ou l'atomisation aboutit généralement à la formation de ligaments ou de gouttelettes liquides ayant une dimension caractéristique inférieure à l'échelle de longueur d'origine associée au flux. La désintégration se poursuivra en cascade jusqu'à ce que l'échelle de longueur réduite ramène le nombre de Weber pour les gouttelettes résultantes en dessous de la valeur critique pour les gouttelettes. D'autres paramètres affecteront la valeur critique du nombre de Weber; ils incluent le rapport de la densité du liquide à la densité du gaz et une représentation non dimensionnelle de la viscosité (par exemple, le nombre de Reynolds).

Les systèmes d'atomisation utilisent une variété de mécanismes pour atteindre les nombres critiques de Weber nécessaires. Les atomiseurs à jet utilisent une chute de pression suffisamment importante sur un orifice pour obtenir la vitesse de liquide nécessaire. Les atomiseurs à assistance pneumatique et à jet d'air forcent le débit d'air ainsi que le débit de liquide. Le nombre de Weber critique dépend ici de la vitesse relative air-liquide. Certains atomiseurs utilisent des aubes à tourbillons pour le liquide ou l'air afin de créer une composante tangentielle de la vitesse ; cela peut augmenter la vitesse relative. Les atomiseurs rotatifs impliquent des tasses ou des disques en rotation sur lesquels le liquide coule ; l'effet centrifuge crée la vitesse relative. Parfois, d'autres moyens sont utilisés pour l'atomisation, notamment des oscillations acoustiques ou ultrasonores, des forces électrostatiques et l'injection d'un liquide à bulles. Lefebvre [9] donne une excellente analyse des systèmes d'atomisation pratiques.

Il existe trois approches générales pour la prévision de la taille des gouttelettes résultant de la pulvérisation d'un flux de liquide. L'approche la plus largement utilisée implique l'utilisation de corrélations empiriques. Une autre approche nécessite la solution des équations de Navier-Stokes ou de leur forme limite non invisible, les équations d'Euler, pour prédire la désintégration

du flux de liquide. On prend souvent la forme linéaire des équations. La troisième approche suppose qu'outre la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, la fonction de distribution de la taille des gouttelettes satisfait à un principe d'entropie maximum.

L'équation de distribution de Rosin-Rammler régit le volume de liquide contenu dans toutes les gouttelettes en dessous d'un diamètre donné d . En particulier, la fraction de volume de liquide $\Phi(d)$ est décrite par :

$$\frac{\int_0^d f(d')[d']^3 dd'}{\int_0^\infty f(d)[d]dd} \equiv \Phi(d) = 1 - \exp\left(-\frac{d^b}{a}\right) \quad (\text{I.7})$$

Où a et b sont des constantes à choisir pour correspondre aux données expérimentales pertinentes. Il s'ensuit que

$$f(d) = \frac{b}{a} d^{b-4} \exp\left[-\left(\frac{d}{a}\right)^b\right] \quad (\text{I.8})$$

Une autre équation de corrélation couramment choisie est l'équation de Nukiyama-Tanasawa, selon laquelle

$$f(d) = ad^{-2} \exp(-bd^c) \quad (\text{I.9})$$

La constante a est liée à une fonction gamma par la condition que l'intégrale de $\int_0^\infty f(d)dd$ est égale au nombre total de gouttelettes. Il reste donc deux paramètres à ajuster pour s'adapter aux données expérimentales. Parfois, une distribution gaussienne ou normale avec le logarithme naturel du diamètre des gouttelettes en tant que variable donne une bonne corrélation pour les données expérimentales.

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{sd} \exp\left[-\frac{(\log d - \log d_{mm})^2}{2s^2}\right] \quad (\text{I.10})$$

Où d_{mm} est le nombre géométrique moyen des gouttelettes et s est l'écart-type correspondant à la fonction \log . Lefebvre [8] et Bayvel et Orzechowski [9] ont montré plus de détails sur les distributions de la taille des gouttelettes.

La deuxième approche majeure de la prévision de la taille des gouttelettes et de leur distribution dans une pulvérisation consiste en une analyse guidée par les premiers principes de

l'hydrodynamique et en prenant en compte les forces de tension superficielle. Cette approche remonte à Rayleigh [10]. La théorie aborde la distorsion du flux de liquide due à l'instabilité hydrodynamique, souvent de la variété de Kelvin-Helmholtz. La théorie se limite principalement aux traitements linéaires, bien que, avec les capacités de calcul modernes, une analyse non linéaire supplémentaire ait eu lieu récemment. Les analyses prédisent parfois la première étape de la désintégration d'un flux de liquide mais ne permettent généralement pas, sauf dans les configurations les plus simples, de prédire la distribution de la taille des gouttelettes.

Rayleigh [10] a analysé l'instabilité temporelle d'un jet de liquide rond et a prédit que le taux de croissance le plus élevé de l'instabilité se produit pour une longueur d'onde de perturbation 4,508 fois plus grande que le diamètre du jet non perturbé. Avec une gouttelette formant chaque longueur d'onde, la conservation de la masse permet de prédire un rapport du diamètre de la gouttelette au diamètre du jet d'environ 1,9. Weber a étendu l'analyse pour prendre en compte l'instabilité spatiale avec une vitesse de jet moyenne [11]. Par conséquent, une dépendance au désormais célèbre nombre de Weber a été démontrée. À mesure que le nombre de Weber dans le flux de liquide augmente, les effets aérodynamiques deviennent de plus en plus importants et des gouttelettes de diamètre décroissant résultent du processus de désintégration. Reitz et Bracco [12] donnent une bonne analyse de ces effets avec une classification des différents régimes.

Dans de nombreuses applications, le flux de liquide est injecté sous forme de fine feuille afin de maximiser la surface et d'améliorer le rapport de désintégration en petites gouttelettes. Des exemples de cette configuration de feuille sont les sprays à cône creux et les feuilles en éventail. La théorie sur cette configuration est plus limitée que celle du jet rond. Lefebvre [9], Bayvel Orzechowski [9] donnent un aperçu de la situation. La troisième approche dans laquelle une approche à entropie maximale est utilisée est la plus jeune et la moins développée des approches de prévision de la distribution de la taille des gouttelettes. Bien que le concept reste controversé dans la mesure où toutes les contraintes liées au processus de maximisation n'ont peut-être pas encore été identifiées.

II.5 Capacité de pulvérisation

Les fabricants de buses de pulvérisation calculent tous les capacités en fonction de l'eau. Etant donné que la densité d'un liquide affecte son débit, les valeurs doivent être ajustées à l'aide de l'équation ci-dessous, où Q_w est la capacité de l'eau et S_{pg} est la densité du fluide utilisé, ce qui donne le débit volumique du fluide utilisé. Q_f

$$Q_f = \frac{Q_w}{\sqrt{S_{p_g}}} \quad (\text{I.11})$$

La capacité de la buse varie avec la pression de pulvérisation. En général, la relation entre capacité et pression est la suivante :

$$Q_2 = Q_1 \sqrt{\frac{P_2}{P_1}} \quad (\text{I.12})$$

Où Q_1 est la capacité connue à la pression P_1 et Q_2 est la capacité à déterminer à la pression P_2 .

III. Classification des sprays

Les sprays sont aussi variables que les méthodes utilisées pour les générer : les différences tiennent aussi bien des caractéristiques de la distribution des gouttes que de la répartition globale du liquide dans l'espace. La classification des sprays est une étape nécessaire qui permettra ultérieurement de décrire la physique de l'écoulement du spray et du refroidissement par spray [2].

Les interactions liquide-air ainsi que l'impact des gouttes sur une surface mettent en jeu la cohésion de la goutte (atomisation, éclatement) et la dissipation de son énergie cinétique. Ce qui amène à considérer deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds Re_{sp} qui compare les forces d'inertie et de viscosité (Eq I.13), et le nombre de Weber We_{sp} qui compare les forces d'inertie et de tension superficielle (Eq I.14), le nombre d'Ohnesorge se déduisant à partir de ces deux derniers par l'équation I.15 :

$$Re_{sp} = \frac{\rho_L u d_{30}^3}{\mu_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u d_{32}}{\mu_L} \quad (\text{I.13})$$

$$We_{sp} = \frac{\rho_L u^2 d_{30}^3}{\sigma_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u^2 d_{32}}{\sigma_L} \quad (\text{I.14})$$

$$Oh_{sp} = \sqrt{\frac{We_{sp}}{Re_{sp}}} \quad (\text{I.15})$$

L'indice « *sp* » signifiera que ces nombres sont construits à l'échelle globale du spray et non sur une goutte individuelle particulière. Chacun de ces nombres représente le rapport entre une force volumique et une force surfacique, dont les statistiques à l'échelle du spray dépendent respectivement de la surface moyenne d_{20} et du volume moyen d_{30} [2]. Ces nombres peuvent être ainsi construits à partir du diamètre de Sauter d_{32} , pour l'échelle spatiale. Contrairement aux grandeurs d'un écoulement de spray dilué, ces nombres de Reynolds et de Weber s'écrivent uniquement à partir des propriétés physiques de la phase dispersée ρ_L , μ_L et σ_L .

Pour calculer ces grandeurs, il est plus juste d'utiliser la vitesse relative entre le gaz et les Gouttes :

$$u_{rel} = u_G - u \quad (\text{I.16})$$

Il faut toutefois noter que le champ gazeux est généralement plus difficilement accessible expérimentalement.

Le nombre de Weber des gouttes permet de qualifier leur comportement lors de l'impact avec une surface : rebond, déformation, éclatement ; il est souvent placé en premier plan dans l'étude de ces phénomènes, devant le nombre de Reynolds.

Le comportement du spray à l'échelle des gouttes sera donc décrit par le nombre de Weber, le comportement global par le flux surfacique liquide, ce dernier étant un paramètre essentiel pour l'étude des interactions gouttes-paroi. La figure I.29 regroupe les domaines d'étude utilisés dans plusieurs références disponibles dans la littérature. Seules les études qui traitent d'impacts sprays-paroi ou de refroidissement par sprays ont été considérées.

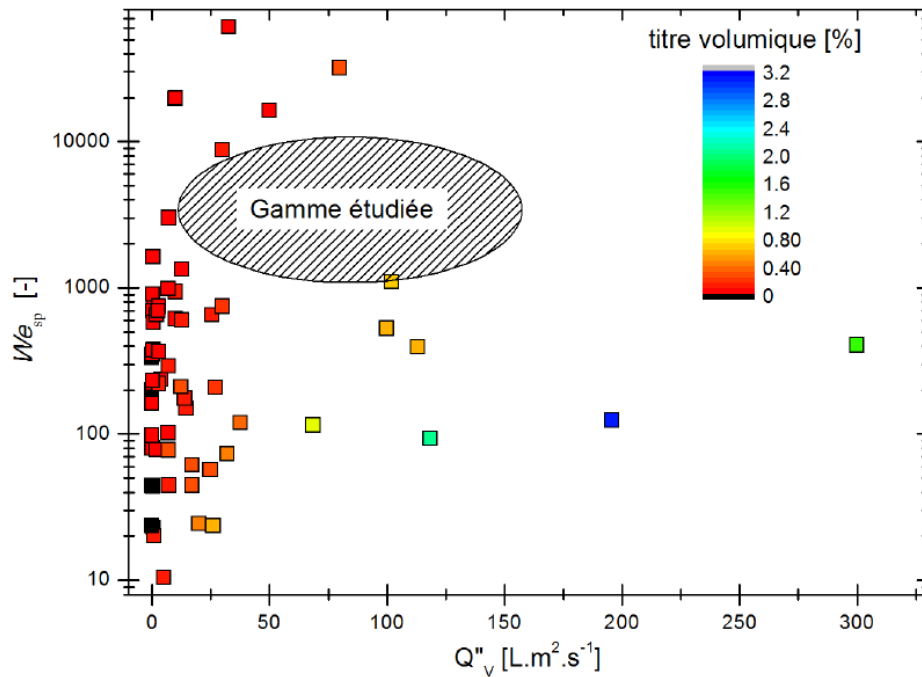


Fig. I.29 Classification des sprays utilisés dans des études d'interaction spray-paroi dans la littérature [2].

Peu de références correspondent à l'utilisation d'un débit surfacique très élevé. De plus, un grand nombre d'études concernent des sprays composés de très petites gouttes, très rapides. Les débits Q_V sont de l'ordre de 1 à 2 L.min⁻¹. Pour obtenir un débit surfacique élevé, les auteurs ont limité leurs études à une zone proche de la buse.

Le titre volumique a également été représenté sur la carte de la figure I.29. Les valeurs sont calculées à partir de l'équation I.20. On observe que les titres volumiques les plus importants correspondent aux flux surfaciques les plus grands. Les valeurs sont toutefois toutes inférieures à quelques pourcents et correspondent donc à des sprays en régime dilué [2].

III.1 Écoulement phase diluée

En phase diluée (Fig. I.1), les gouttes ne subissent que les forces aérodynamiques liées à la différence de vitesse entre elles et l'air qui les entoure. Ces interactions gaz-liquide sont bien connues, notamment grâce à une succession de travaux réalisés par Faeth et son équipe : [13] [14] [15] [16]. Dans le cas stationnaire, et lorsque la différence de densité entre le liquide et le gaz atteint un facteur 1000, la principale interaction gaz-liquide est représentée par la force de traînée. La fragmentation peut également avoir un grand rôle.

La figure I.30 résume l'ensemble des formes que peut prendre l'interaction gaz-liquide. Elle est construite en fonction de deux nombres adimensionnels :

III.1.1 Le nombre d'Ohnesorge :

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho\sigma L_c}} = \frac{1}{La} \quad (I.17)$$

- σ Tension superficielle [J/m²]
- μ Viscosité dynamique [pa s]
- L_c Longueur caractéristique [m]
- P Masse volumique [kg/m³]
- La Nombre de Laplace

Le nombre d'Ohnesorge représente le rapport entre les forces visqueuses et celles liées à la tension superficielle. Il décrit la capacité de déformation d'une goutte à partir de ses propriétés physiques et de son diamètre. Dans le cas d'une goutte d'eau de diamètre supérieur à 1 μ m, on obtient $Oh \leq 0.03$.

III.1.2 Le nombre de Weber :

Il Compare les forces d'inertie et celles de tension superficielle.

$$We_b = \rho_G u_{rel}^2 d / \sigma_L \quad (I.18)$$

Où u_{rel} est la vitesse relative moyenne entre le gaz et la goutte. La cohésion de la goutte peut donc s'exprimer par ce nombre.

Dans la gamme $Oh \leq 0.1$ les phénomènes sont indépendants du nombre d'Ohnesorge. On note quatre régimes :

- $We_B \leq 12$: Régime de déformation sans fragmentation.
- $12 \leq We_B \leq 20$: Régime de fragmentation bag.
- $20 \leq We_B \leq 80$: Régime de fragmentation multimode.
- $We_B > 80$: Régime de fragmentation shear.

Pour des nombres de Weber très grands ($We_B > 800$), il existe un autre régime nommé « catastrophique ». La goutte subit alors une fragmentation très rapide de type « explosif » [2].

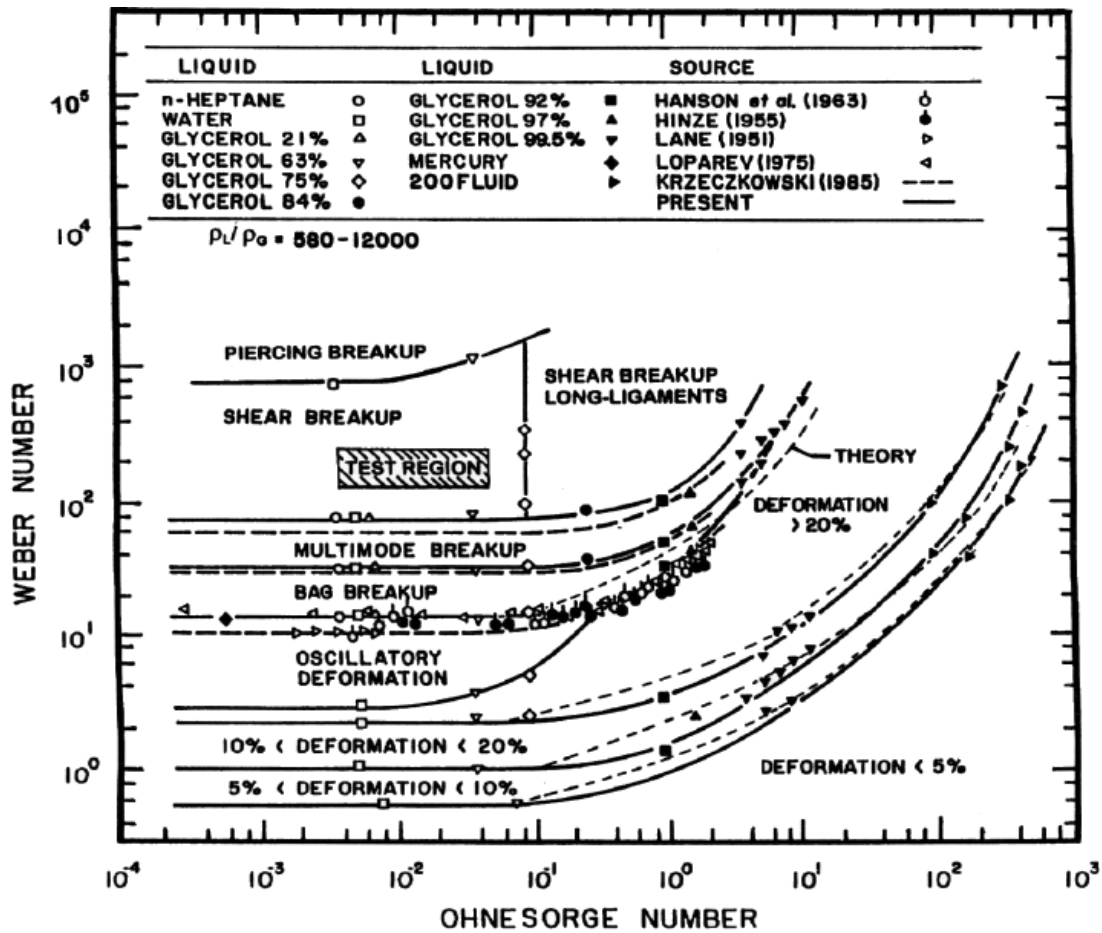


Fig. I.30 Carte de déformation et de fragmentation en fonction des nombres d'OHNESORGE et WEBER [2].

III.1.3 Régime de déformation

Dans la gamme des nombres de Weber We_B inférieurs à 12, la goutte subit une déformation lui donnant l'aspect d'un ovoïde plus ou moins aplati au lieu d'une sphère. Cette déformation est plus ou moins marquée en fonction de la valeur du nombre de Weber, dépassant 20% du diamètre initial pour $We_B \geq 3$. Au-delà de cette valeur, la goutte entre en oscillation. Ces changements provoquent une augmentation de la traînée de la goutte comparée à celle d'une sphère.

III.1.4 Régimes de fragmentation – Mécanismes et résultats

Dans les conditions permettant la fragmentation d'une goutte ($We_B \geq 12$), la déformation prend des formes très variables : un sac en régime bag, un disque en régime shear. La traînée est très influencée par ces changements. La figure I.30 présente un exemple de l'évolution temporelle

du coefficient de traînée C_D dans le cas d'une fragmentation en régime bag. Au maximum de la déformation de la goutte $t/t^* \approx 2$, le coefficient de traînée est trois fois plus important que celui d'une goutte sphérique [2].

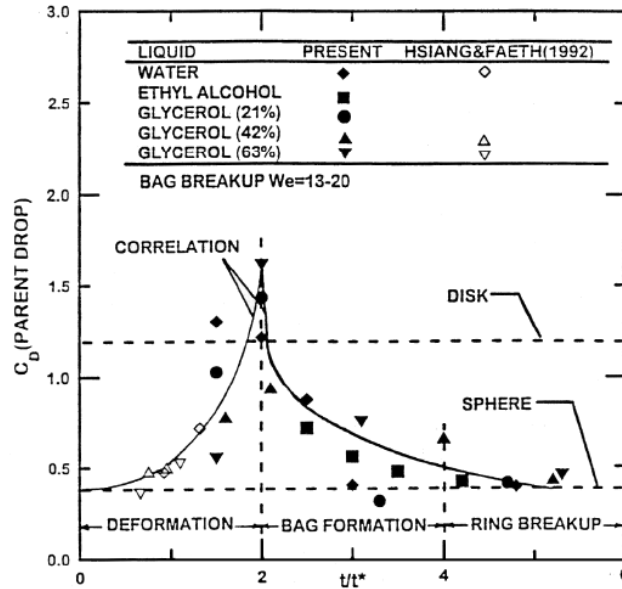


Fig. I.31 Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps, dans le cas d'une fragmentation Bag. Figure issue de Faeth [2].

III.2 Caractérisation de l'échelle globale du spray

À l'échelle globale, le spray est un volume discontinu de liquide en déplacement. La grandeur la plus commune pour décrire un spray est donc le débit $Q_V [L.s^{-1}]$. Cette grandeur ne comprend toutefois aucune information sur la répartition spatiale du liquide [17]. En revanche, lorsque l'on s'intéresse aux interactions entre un spray et une paroi plane, le débit surfacique $Q_V'' [L.m^{-2}.s^{-1}]$ constitue une grandeur intéressante. Il est généralement calculé sur une surface orientée perpendiculairement au sens de l'écoulement. Certaines études s'intéressent également à la densité de flux de gouttes $N'' [m^{-2}.s^{-1}]$. L'équation I.19 donne un ordre de grandeur de ce paramètre :

$$N'' = \frac{Q_V''}{\pi d_{30}^3 / 6} \quad (I.19)$$

Le titre volumique est également un bon indicateur de la densité d'un spray. Une approximation est donnée par l'équation I.14.

$$x_v = \frac{Q_v''}{\bar{u}^{vol}} \quad (I.20)$$

Où \bar{u}^{vol} est la vitesse moyenne des gouttes pondérée par leur volume.

III.3 La phase continue : l'air

La phase continue dans laquelle se déplacent les gouttes joue un rôle important. Ses caractéristiques physiques sont sa masse volumique ρ_G et sa viscosité μ_G , généralement considérées comme constantes dans les conditions où la vitesse d'écoulement u_G reste très inférieure à la vitesse du son locale, qui ne dépend que de la température du gaz.

La phase continue est simplement caractérisée par la vitesse locale $u_G(t)$ et par la pression locale $P_G(t)$ du gaz [2].

IV. Simulation d'un spray

La simulation de fluide est utilisée pour étudier le comportement des fluides d'une manière scientifiquement rigoureuse et pour aider à la conception d'objet dans le monde réel (moteurs, avions, digues etc.). Elle permet par exemple de prévoir des phénomènes, ou de mieux comprendre leur fonctionnement, en réduisant le nombre d'essais expérimentaux, souvent coûteux. Elle ne permet toutefois pas de s'affranchir de pratiques expérimentales et en sont même souvent très dépendantes. La constitution d'un modèle peut ainsi prendre pour base un ensemble de mesures expérimentales. La phase de test d'un modèle nécessite également une base expérimentale.

Le développement des performances de l'informatique de ces dernières années a permis d'augmenter considérablement la part de la simulation numérique dans la recherche scientifique des écoulements. On nomme ce domaine la *CFD*, pour *Computational Fluid Dynamic*. Les simulations peuvent maintenant être réalisées en trois dimensions, avec une résolution spatiale et temporelle très fine. De plus, le nombre important de modèles et de logiciels existant permet de développer rapidement une simulation couplant différents codes multi-physique. Malgré cet accroissement des performances de l'outil informatique, la mise en place d'une simulation demeure une opération complexe qui est de surcroît soumise à un compromis entre précision et temps de calcul.

IV.1 Méthodes et modèles pour la simulation d'un spray

Un spray est un écoulement diphasique, constitué d'un gaz en phase continue, et d'un liquide, en phase discrète. Comme nous l'avons expliqué précédemment, il existe des interactions entre ces phases. Il est donc nécessaire de modéliser correctement, l'échange de quantité de mouvement et la modification éventuelle de la turbulence.

La réalisation de la simulation d'un spray nécessite ainsi de répondre à trois grandes problématiques :

- Comment définir la géométrie limitant la zone de calcul, généralement appelée « domaine de calcul » ?
- Comment décrire l'état initial du spray, c'est-à-dire à la fois la phase discrète, et la phase continue ?
- Comment modéliser un écoulement composé de deux phases en prenant compte les interactions entre ces deux phases ?

Un certain nombre de méthodes et de modèles proposés dans la littérature concernant la résolution de ces problématiques sont présentés plus loin. Particulièrement, les méthodes et modèles applicables aux écoulements diphasiques sont disponibles dans les articles des auteurs suivants : Jiang [18], Gant [19], Jenny [20] et Gouesbet [21].

IV.2 Outils de simulations applicables aux sprays

D'une manière générale, les méthodes de simulation se scindent en deux classes, suivant le référentiel de calcul choisi : Eulérien ou Lagrangien. Dans un référentiel de calcul Lagrangien, on considère une particule individuelle fluide et on suit ses déplacements dans l'espace et le temps. Dans un référentiel de calcul Eulérien, on considère un point fixe de l'espace et on suit l'évolution temporelle des caractéristiques de l'écoulement en ce point. Une méthode de calcul utilisant un référentiel de calcul Eulérien est dite « Eulérienne », tandis qu'une méthode utilisant un référentiel de calcul Lagrangien est dite « Lagrangienne ».

Deux approches sont communément utilisées pour modéliser un spray : (a) l'approche Euler Euler où la phase liquide et la phase gazeuse sont modélisées par une méthode eulérienne en étant considérées comme deux fluides continus distincts ; (b) l'approche Euler-Lagrange où la phase gazeuse est décrite par une méthode eulérienne et la phase liquide par une méthode

lagrangienne. Une comparaison des avantages et inconvénients de chacune des méthodes, dans le cadre de la simulation d'un spray, est présentée par Gant [19]. Cette étude tend à montrer qu'une simulation Euléro-Lagrangienne est plus à même de reproduire l'écoulement d'un spray, pour un temps de calcul plus faible et une physique plus justement reproduite. Ainsi, les résultats des approches eulériennes-eulériennes varient fortement en changeant les conditions d'initialisation de la phase discrète (vitesse et diamètre des gouttes), tandis que le choix des conditions limite ainsi que la modélisation des termes de fermeture des équations sur la phase discrète restent peu fiable [21]. Pour les approches lagrangiennes, la phase discrète est simulée en effectuant le suivi d'un très grand nombre de gouttes au sein de l'écoulement d'air. Cette méthode peut s'avérer coûteuse en temps de calcul mais c'est la méthode qui s'appuie sur le moins d'hypothèses pour la résolution de la phase dispersée.

IV.2.1 Simulation eulérienne de la phase continue

La simulation eulérienne consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement d'un fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial X_i} = 0 \quad (\text{I.21})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial X_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial X_l} \right) \right] + S_{mom,i} \quad (\text{I.22})$$

Le terme $S_{mom,i}$ représente un terme source, traduisant le transfert de quantité de mouvement entre la phase dispersée et la phase continue. Dans le cas d'un spray, l'écoulement de gaz est un écoulement turbulent. Pour appréhender la turbulence de l'écoulement, trois approches peuvent être envisagées :

- La plus directe est l'approche DNS (Direct Numerical Simulation) dans laquelle l'espace est discrétisé en cellules aussi petites que les plus petites structures de l'écoulement. Cette approche n'utilise aucun modèle, et donc aucune approximation [20]. Cependant son coût numérique, en temps de calcul et en mémoire, limite son utilisation à des écoulements de faible extension et à des nombres de Reynolds turbulents modérés.

- La Simulation des Grandes Échelles (LES) est basée sur l'introduction d'un nombre d'onde de coupure en dessous duquel l'énergie due aux mouvements tourbillonnaires est prise en compte par un modèle [22]. En résumé, les plus grosses structures tourbillonnaires sont résolues exactement, tandis que les plus petites sont modélisées en introduisant une viscosité supplémentaire calculée par les modèles dits de « sous-maille ». L'approche LES nécessite d'utiliser des maillages demeurant relativement fins, et donc gourmands en puissance de calcul.
- Les approches RANS, *Reynolds Averaged Navier Stokes*, s'appuient sur une approche statistique afin de résoudre les grandeurs moyennes de l'écoulement turbulent. Ces méthodes RANS ne sont donc pas adaptées pour résoudre des problèmes fortement instationnaires. Il n'est d'ailleurs pas possible de résoudre des structures plus petites que la résolution spatiale de la grille de calcul.

L'utilisation de la moyenne temporelle en RANS et du filtrage spatial en *LES* aboutit dans les deux cas à un problème de fermeture du système d'équations à résoudre. Les approches permettant d'explicitier ces termes inconnus conduisent à un nombre important de modèles de turbulence [19]. L'approche LES est toutefois moins dépendante à la modélisation de ce terme inconnu quant à la précision de la simulation numérique. Enfin, le traitement d'un écoulement diphasique en LES est assez flou, notamment en ce qui concerne les échanges d'énergie turbulente entre les deux phases. Ces inconvénients sont mieux contournés par les méthodes RANS, que nous utiliserons donc dans les simulations.

Le paragraphe suivant présente les principes généraux des approches RANS pour la simulation d'écoulements turbulents.

IV.2.1.1 Présentation des équations RANS

L'approche RANS consiste à séparer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant en utilisant une moyenne temporelle, on parle de la décomposition de Reynolds. Une composante de vitesse est écrite comme la somme d'un champ de vitesse moyen $\bar{\vec{v}} = \bar{\vec{v}}(\vec{x}, t)$ et d'un champ de vitesse fluctuant $\vec{v}' = \vec{v}'(\vec{x}, t)$: $\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}'$. En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes et en moyennant l'ensemble de l'expression, l'équation se simplifie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial X_i}(\rho \overline{u_j u_i}) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial X_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial X_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial X_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) + \bar{S}_{mom, i} \quad (I.23)$$

Le terme $\overline{\rho u'_i u'_j}$ correspond à une composante du tenseur de Reynolds. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de modéliser le tenseur de Reynolds. L'hypothèse de Boussinesq (Eq I.24) permet d'exprimer le tenseur de Reynolds en fonction des gradients de vitesses. Deux grandeurs sont alors introduites : la viscosité dynamique turbulente μ_t et l'énergie cinétique turbulente $K = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial X_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial X_l} \right) - \frac{2}{3} \rho K \delta_{ij} \quad (I.24)$$

Si on introduit la relation 24, l'équation I.23 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial X_i}(\rho \overline{u_j u_i}) = + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial X_j} \right] + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(u + u_t) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial X_i} \right] - \frac{\partial}{\partial X_i} \left[\frac{2}{3} (u + u_t) \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial X_l} \right] - \frac{\partial}{\partial X_i} \left[P + \frac{2}{3} \rho K \right] + \bar{S}_{mom, i} \quad (I.25)$$

L'obtention du champ de vitesse nécessite la détermination de la viscosité dynamique turbulente μ_t et de l'énergie cinétique turbulente k . Différents modèles de turbulence permettent d'accéder à ces caractéristiques de l'écoulement.

IV.2.1.2 Modèles de fermeture RANS

Nous n'introduisons ici que les modèles à deux équations de transport disponibles dans la littérature et qui sont couramment utilisés. Le fondement de ces modèles repose sur l'introduction de deux équations différentielles permettant d'accéder à l'échelle des vitesses u' et à l'échelle des longueurs des structures turbulentes ℓ , en considérant par analyse dimensionnelle : $k \propto u'^2$ et $\mu_t \propto \rho u' \ell$.

IV.2.1.2.1 Le modèle k-ε

La formulation de ce modèle conduit à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation de l'énergie turbulente ε . La viscosité dynamique est alors obtenue par :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho K^2}{\varepsilon} \quad (I.26)$$

Ils existent plusieurs variantes de ce modèle : k-ε standard [23] , RNG-k-ε [24] [25] [26], k-ε réalisable [27]. Concernant le modèle k-ε standard, sa formulation est régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho K) + \frac{\partial}{\partial X_j}(\rho K \overline{u_j}) = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial X_j} \right) + G_K - Y_K + \overline{S_K} \quad (I.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial X_j}(\rho \varepsilon \overline{u_j}) = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_j} \right) + G_\varepsilon - Y_\varepsilon + \overline{S_\varepsilon} \quad (I.28)$$

Avec :

$$\Gamma_K = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_K} \text{ et } \Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$$

Tableau I.1 Formulation des différents termes des équations de transports pour les modèles RANS k-ε et RANS k-ω.

	Modèle RANS k-ε	Modèle RANS k-ω
Viscosité turbulente μ_t	$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$	$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega}$
Terme de production G_k		$G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i} G_k$
Terme de production de la dissipation G_ε ou G_ω	$G_\varepsilon = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$G_\varepsilon = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente Y_k	$Y_k = \rho \varepsilon$	$Y_k = \beta * f_\beta \rho k \omega$
Terme de dissipation de la dissipation Y_ε ou Y_ω	$Y_\varepsilon = C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2$

Tableau I.2 Constantes des modèles RANS k-ε et RANS k-ω.

Termes ou la constante apparaît	Modèle RANS k-ε	Modèle RANS k-ω
Constantes de diffusion	$\sigma_k = 1.0$ $\sigma_\epsilon = 1.3$	$\sigma_k = 2$ $\sigma_\omega = 2$
Constante de viscosité turbulente	$C_\mu = 0.09$	α^* : terme d'amortissement de la viscosité turbulente, correction pour les faibles Reynolds turbulents : $Re_t > 1000 \rightarrow \alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ $Re_t < 1000 \rightarrow 0 < \alpha^* < \alpha_\infty^*$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente Y_k	-	β^* : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds $f_{\beta^*} : f_{\beta^*} = f(x_k)$ avec x
Terme de dissipation de la dissipation Y_ϵ ou Y_ω	$C_{2\epsilon} = 1.92$	β : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds $f_\beta : f_\beta = f(x_\omega)$

Les termes en Γ représentent la diffusivité de la grandeur en indice, ceux en G représentent un terme de production par le champ de vitesse moyen, ceux en Y traduisent la dissipation et enfin les termes en S modélisent la modification de la turbulence par la phase discrète. Tous ces termes sont précisés dans le tableau I.1. Cette formulation de la turbulence fait intervenir cinq constantes ($C_\mu, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, \sigma_k, \sigma_\epsilon$), déterminées expérimentalement sur des études d'écoulements cisailés simples (Tab. I.2).

Ce modèle présente les avantages d'être simple à mettre en œuvre, stable et économique numériquement parlant et d'être applicable à de nombreux types d'écoulements confinés ou non. En revanche, à moins d'introduire des lois de parois supplémentaires ou d'utiliser des variantes (par exemple k-ε RNG et réalisable), ce modèle RANS-k-ε n'est pas valable dans les régions de proche paroi (zone de bas Reynolds) [24]. Enfin, on pourra noter que ce modèle ne permet pas de reproduire correctement les écoulements complexes présentant des phénomènes de recirculation ou de rotation. Cette limitation trouve sa source dans l'hypothèse d'isotropie de la turbulence et dans les limitations pour résoudre un décollement à la paroi, souvent présent dans ce type d'écoulement.

IV.2.1.2.2 Le modèle k- ω SST

En 1994, Menter [28] a proposé un modèle « hybride » entre les modèles RANS-k- ϵ et k- ω , appelé k- ω SST. Ce nouveau modèle permet de combiner les capacités du modèles RANS-k- ϵ loin ou en l'absence de paroi, aux qualités du modèle RANS-k- ω en proche paroi. Pour ce modèle, les valeurs des constantes sont modifiées comparé aux modèles standards.

IV.2.2 Suivi lagrangien de la phase discrète

IV.2.2.1 Équation du mouvement

La méthode Euler-Lagrange, également appelée « Suivi de Particule Lagrangien », propose de modéliser l'écoulement du gaz par une approche Eulérienne, tandis que le spray est représenté par un ensemble de « particules numériques » Lagrangiennes. Dans la suite de cette section, l'indice « p » désigne les particules et l'indice « G » désigne le gaz, également appelé fluide porteur.

La trajectoire de chaque particule à travers le domaine de calcul est calculée depuis le point d'injection. Les mouvements de chaque particule sont calculés à partir du système d'équations ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{d \vec{X}_p}{dt} &= \vec{u}_p \\ m_p \frac{d \vec{u}_p}{dt} &= \sum \vec{F}_{\text{extérieur}} \end{aligned} \quad (\text{I.29})$$

Où m_p représente la masse de la particule, \vec{u}_p sa vitesse absolue et \vec{x}_p sa position instantanée dans le référentiel absolu. Les équations de conservation de la masse et de l'énergie peuvent également être utilisées en fonction des mécanismes modélisés.

En considérant que la gravité est la seule force extérieure de volume, l'équation générale du mouvement pour la particule peut s'écrire :

$$m_p \frac{d \vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{masse-ajoutée}} + \vec{F}_{\text{Gradient-de-pressure}} + \vec{F}_{\text{portance}} + \vec{F}_{\text{historique}} + \vec{F}_{\text{flottabilité}} \quad (\text{I.30})$$

De nombreux auteurs se sont attachés à caractériser chacun des termes pour une plage de Reynolds particulière Re_p la plus étendue possible [29] [30]. Ce nombre de Reynolds particulière est calculé comme suit :

$$Re_p = \frac{\rho d_p u_{rel}}{\mu_G} \quad (I.31)$$

Où u_{rel} est la norme de la vitesse relative \vec{u}_{rel} entre la particule et le fluide porteur $\vec{u}_{rel} = \vec{u}_p - \vec{u}_G$.

IV.2.2.2 Force de traînée stationnaire

Cette force résulte du frottement visqueux et des actions de pression à la surface de la particule.

L'expression générale de cette force est la suivante :

$$\vec{F}_{trainée} = -\frac{1}{2} \rho_G S_p C_D u_{rel} \frac{\vec{u}_{rel}}{\|\vec{u}_{rel}\|} \quad (I.32)$$

Où S_p est le principal couple de la particule. Pour une particule sphérique $S_p = \frac{\pi d_p^2}{4}$. La grandeur C_D représente le coefficient de traînée. En régime de Stokes, c'est-à-dire $Re_p \ll 1$ pour une sphère rigide, le coefficient de traînée prend la forme suivante :

$$Re_p \ll 1 \Rightarrow C_D = \frac{24}{Re_p}$$

Toujours dans le cas d'une sphère rigide et pour $Re_p \leq 1000$, le coefficient de traînée est donné par la relation de Schiller et Nauman [31] :

$$Re_p \leq 1000 \Rightarrow C_{D,S\&N} \approx \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad (I.33)$$

Les expressions établies par Morsi et Alexander [32] sont adaptées pour une plus large gamme de Reynolds ($Re_p < 5 \times 10^4$). La forme générale du coefficient de traînée C_D s'écrit comme suit :

$$C_D = \frac{K_1}{Re_p} + \frac{K_2}{Re_p^2} + K_3 \quad (I.34)$$

Où les coefficients k_1 , k_2 et k_3 sont donnés par plage de Re_p dans le tableau I.3.

Tableau I.3 Valeurs des coefficients k_1 , k_2 et k_3 de Morsi et Alexander [32] en fonction de Re_p .

Re_p	K_1	K_2	K_3
<0.1	24	0	0
0.1→1	22.73	0.0903	3.69
1→10	29.167	-3.889	1.222
10→100	46.5	-116.67	0.6167
100→1000	98.33	-2778	0.3644
1000→5000	148.62	-4.75E +004	0.357
5000→10000	-490.55	5.79 E + 005	0.46
10000→50000	-1662.5	5.42 E+ 006	0.5191

Ces relations sont complétées par l'approximation $C_D \approx 0.44$ pour des valeurs de Reynolds retrouvons dans l'intervalle : $1000 < Re_p < 10^5$ (Loi de Newton). La figure I.32 récapitule l'évolution de ces coefficients en fonction du nombre de Reynolds. Sur cette figure, les corrélations établies pour des coefficients de traînée d'une sphère fluide peu déformée sont également présentées. Dans le domaine des Reynolds inférieurs à 200, la corrélation de Hadamard se base sur la différence de viscosité entre le fluide porteur, et le fluide de la sphère. Rivkind *et al.* [33] ont proposé une corrélation sur une plage plus étendue de Reynolds, $2 \leq Re_p \leq 500$ pour une sphère fluide peu déformée. On observe les faibles variations (à l'échelle de la figure) amenées par la prise en compte d'une déformation minime.

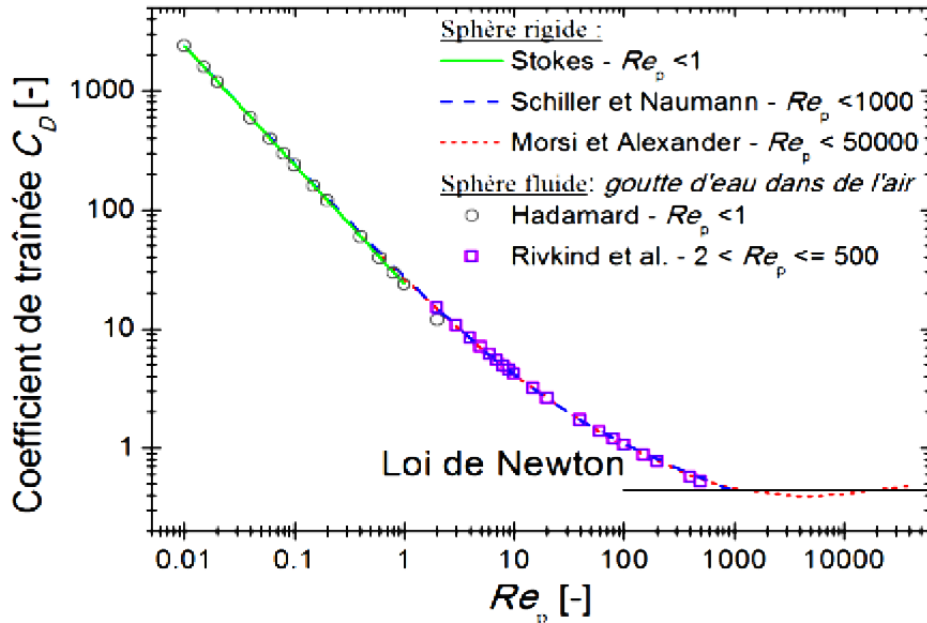


Fig. I.32 Comparaison des corrélations sur le coefficient de traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds.

Ces différentes corrélations ne sont valables que dans le cas de gouttes sphériques ou faiblement déformées. Pour une goutte d'eau en mouvement dans l'air, la déformation devient importante pour Y_{ad} supérieur à 1000 et il est nécessaire de corriger le coefficient de traînée [34]. Liu *et al.* [35] proposent le modèle « dynamically varying drop drag coefficient ». Ce modèle calcule le coefficient de traînée d'une sphère rigide déformée (Eq I.36) à partir de la corrélation de Schiller et Nauman $C_{D,S.&N.}$ et par la déformation de la goutte :

$$C_D = C_{D,S.&N.} (1 + 2.632 Y) \quad (I.35)$$

La déformation de la goutte est caractérisée par le facteur de forme y , calculé à partir du modèle de fragmentation TAB. Le principe de cette formulation est de faire varier le coefficient de traînée entre celui d'une goutte sphérique pour $y=0$, et celui d'un disque pour $y=1$. Ces auteurs proposent également de modifier le calcul du maître couple S_p de manière à prendre en compte l'aplatissement de la goutte.

$$\begin{aligned} a < d_p & \quad S_p = \pi a^2 \\ a > d_p & \quad S_p = \pi d_p^2 \end{aligned} \quad (I.36)$$

Avec a le demi grand axe de la goutte déformée.

IV.2.2.3 Force de masse ajoutée

La force de masse ajoutée traduit la force nécessaire à la mise en mouvement du fluide porteur autour de la particule. C'est donc une force qui freine les particules. Le coefficient C_{mA} donne la masse du fluide porteur réellement mis en mouvement, exprimé en ration de la masse de la particule. Le coefficient C_{mA} est généralement fixé à $1/2$, mais peut également varier en fonction de l'accélération relative de la particule et du fluide porteur [2].

$$\vec{F}_{Masse\ ;ajoutée} = -C_{mA} \rho \frac{\pi d_p^3}{6} \left(\frac{d \vec{u}_{rel}}{dt} \right); \text{ avec } C_{mA} = \frac{1}{2} \quad (I.37)$$

IV.2.2.4 Force de gradient de pression

La force de gradient de pression caractérise l'inertie du mouvement d'ensemble fluide porteur particule et représente la force que le fluide doit exercer sur un élément de lui-même, de volume identique à celui de la particule, afin de lui fournir une accélération égale à l'accélération de l'écoulement non perturbé (loin de la particule) [2]. La forme générale du gradient de pression s'écrit en fonction de la dérivée temporelle de la vitesse du fluide porteur :

$$\vec{F}_{Gradient\ ;de\ ;pression} = \rho_G \frac{\pi d_p^3}{6} \left(\frac{\partial u_G}{dt} + u_G \cdot \nabla u_G \right) \quad (I.38)$$

IV.2.2.5 Force d'histoire

La force d'histoire, ou terme historique de Basset, traduit le temps non nul que met une impulsion de mouvement issue de la particule à un instant t pour se propager dans le fluide porteur. Au contraire de la force de traînée qui est une interaction à action immédiate, la force d'histoire produit une interaction progressive qui s'atténue avec le temps. Sa forme générale s'écrit :

$$\vec{F}_{histoire}(t) = 3\pi\mu_G d \int_{-\infty}^t K(t-\tau, \tau) \left(\frac{du_p(t)}{d\tau} - \frac{du_G(t)}{d\tau} \right) d\tau \quad (I.39)$$

Avec $K(t-\tau, \tau) = \frac{d_p}{2\sqrt{\pi\nu_G(t-\tau)}}$ le noyau de la force d'histoire.

IV.2.2.6 Force de flottabilité

On limite l'action des forces volumiques à l'action de la gravité, au travers de la force de gravité et de la force d'Archimède. Ces deux forces sont réunies dans l'équation I.40. On note que pour $\rho_G \ll \rho_p$, la force d'Archimède devient négligeable, ce qui est le cas d'une goutte d'eau dans l'air.

Étant l'accélération de la pesanteur :

$$\vec{F}_{Gravité} = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho_G) \vec{g}, \vec{g} \quad (I.40)$$

IV.2.2.7 Simplification de l'équation du mouvement pour un écoulement air + gouttes d'eau

Dans le cas d'un spray, les deux phases ont un rapport de masse volumique très grand $\rho_p/\rho_G \approx 103$ de telle sorte que les forces de masse ajoutée et d'histoire peuvent être négligées comme l'a démontré Michaelides [36]. Pour les mêmes raisons, la force liée au gradient de pression est généralement négligeable devant la traînée. L'équation finale du mouvement dans le cas d'un écoulement gaz-goutte d'eau se simplifie donc suivant la relation :

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{d\vec{u}_p}{dt} = - \rho_p \frac{\pi d_p^2}{8} C_D u_{rel} \frac{\vec{u}_{rel}}{\|\vec{u}_{rel}\|} + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \vec{g} \quad (I.41)$$

Le temps de relaxation τ_p caractérise la durée nécessaire à une particule pour atteindre sa vitesse limite, ou vitesse terminale lorsque celle-ci est soumise à un incrément de vitesse. Toujours dans le cas où $\rho_p/\rho_G \gg 1$, on obtient à partir de la force de traînée :

$$\vec{F}_{trainée} = m_p \frac{\vec{u}_{rel}}{\tau_p}, \text{ avec } \tau_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho_G} \frac{d}{C_D u_{rel}} \quad (I.42)$$

Ce temps de relaxation permet d'introduire un nombre sans dimension caractérisant le temps de réponse d'une particule soumise aux fluctuations de la phase porteuse, le nombre de Stokes :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_G} \quad (I.43)$$

Où τ_G représente une échelle de temps caractéristique de l'écoulement et des structures de la turbulence en particulier.

On note que dans le cas où le coefficient de traînée est différent de celui de Stokes, le temps de relaxation change à chaque instant, en fonction de la vitesse instantanée $\vec{u}_{rel}(t)$, perdant par conséquent sa définition initiale. Il caractérise alors le temps de réponse de chaque particule en fonction de son diamètre et de sa vitesse.

IV.2.2.8 Déformation et fragmentation des gouttes

En simulation Lagrangienne, deux familles de modèles de fragmentation existent. Les modèles déterministes simulent le comportement de la goutte à partir d'équation physiques : oscillation d'une goutte (modèles TAB [37] , DDB [38], ITAB et ETAB [39] [40], propagation d'onde (modèles WAVE ou KH-RT [41] [12]). Les modèles stochastiques calculent l'évolution d'une distribution de diamètres de gouttes à partir d'équation de probabilité sur la fragmentation et la collision [22] . Les nombreux modèles disponibles ont principalement été développés pour des simulations d'injection diesel. À titre de comparaison, les régimes de fragmentation pour cette application sont principalement de type *shear1*, alors même que dans une application de refroidissement telle que la nôtre, les régimes sont de type *bag* au plus. Enfin, les gouttes sont généralement de petite dimension ($d_{diesel} < 100 \mu m$), mais très rapides ($u_{diesel} \approx 100 m.s^{-1}$). Parmi les modèles déterministes les plus utilisés se trouve le modèle TAB, *Taylor Analogous Breakup*, développé par O'Rourke et Amsden [37]. Ce modèle consiste à caractériser le déplacement x de l'équateur de la goutte, par rapport à sa position d'équilibre sphérique. Ce déplacement est supposé obéir aux équations régissant un oscillateur harmonique forcé, soumis aux forces internes (tension superficielle, viscosité interne) et externe (traînée). Les constantes du modèle sont issues de calculs théoriques sur l'oscillation d'une goutte dans son mode fondamental (Lamb [42]), et vérifient le seuil de fragmentation minimum $We_B = 12$. La déformation adimensionnelle y utilisée au paragraphe précédent est donnée par l'équation :

$$y = \frac{2}{C_b} \frac{x}{d_p}, \text{ avec } C_b = \frac{1}{2} \quad (I.44)$$

V. Synthèse du chapitre

- De nombreux procédés industriels nécessitent la pulvérisation d'un liquide en gouttes fines ou très fines. Ce résultat peut être obtenu en pulvérisant le liquide par des atomiseurs purement hydrauliques ou bien pneumatiques.
- Plusieurs techniques sont utilisées pour produire un spray. Les différentes techniques varient en fonction des types de buses.
- L'énergie nécessaire à l'atomisation provient de l'énergie potentielle du liquide à pulvériser
- Caractériser un spray nécessite de connaître à la fois des informations sur les gouttes (diamètre, vitesse, répartition spatiale et locale des gouttes et du liquide), des informations plus macroscopiques comme la forme générale du spray, le débit total de liquide pulvérisé, la vitesse du liquide à l'orifice du pulvérisateur, la pression moyenne d'impact de la pulvérisation et la densité de débit liquide.
- La différence entre brume, brouillard ou pulvérisation dépend de la taille des gouttelettes projetées :
 - Brouillards secs : taille des gouttelettes entre 10 et 20 μ
 - Brouillards humides : taille des gouttelettes entre 20 et 30 μ
 - Brumes : taille des gouttelettes entre 30 et 60 μ
 - Tout ce qui est au-dessus de 60 μ est considéré comme pulvérisation.
- Chaque spray fournit une gamme de tailles de gouttes ; cette plage est appelée distribution de la taille des gouttes.
- La taille des gouttes diminue lorsque la pression de pulvérisation est importante par contre, elle augmente avec les faibles pressions.
- Les principaux facteurs influant la taille des gouttes sont :
 - Les buses à cône plein ont la plus grande taille de goutte, suivies des buses à jet plat. Les buses à cône creux produisent la plus petite taille de goutte.
 - Une augmentation du débit augmentera la pression et réduira la taille des gouttes, tandis qu'une diminution du débit réduira la pression et augmentera la taille de la goutte.
 - Une augmentation de l'angle de pulvérisation réduira la taille des gouttes, alors qu'une réduction de l'angle de pulvérisation augmentera leurs tailles.

- La viscosité et la tension superficielle augmentent la quantité d'énergie nécessaire pour atomiser le liquide. Une augmentation de l'une de ces propriétés augmentera généralement la taille de la goutte.
- Les interactions liquide-air ainsi que l'impact des gouttes sur une surface mettent en jeu la cohésion de la goutte (atomisation, éclatement) et la dissipation de son énergie cinétique, ce qui amène à considérer deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds Re_{sp} qui compare les forces d'inertie et de viscosité, et le nombre de Weber We_{sp} qui compare les forces d'inertie et de tension superficielle.
- Deux approches sont communément utilisées pour modéliser un spray : (a) l'approche Euler Euler où la phase liquide et la phase gazeuse sont modélisées par une méthode eulérienne en étant considérées comme deux fluides continus distincts. ; (b) l'approche Euler-Lagrange où la phase gazeuse est décrite par une méthode eulérienne et la phase liquide par une méthode lagrangienne.

Chapitre II

Refroidissement par pulvérisation et paramètres hydrodynamiques

I. Refroidissement par spray

La capacité d'évacuation de chaleur varie en fonction des technologies de refroidissement, qui sont résumées dans la figure II.1 (a). Concernant le refroidissement à faible flux de chaleur, le refroidissement par air, qui élimine la chaleur de la surface chaude par circulation d'air, est largement utilisé. Les performances de refroidissement peuvent être améliorées en augmentant la surface ou en augmentant le débit d'air sur la surface. La première approche est connue sous le nom de convection naturel, tandis que la seconde est la convection forcée. En comparaison avec la convection libre, le mouvement du fluide en convection forcée est généré par une source externe, afin d'améliorer la convection locale. Dans les ordinateurs, des ailettes de refroidissement sont ajoutées au dissipateur thermique pour élargir la surface, tandis qu'un ventilateur est fixé aux ailettes de refroidissement pour améliorer la convection de l'air. Le flux de chaleur par convection forcée peut atteindre $\sim 35 \text{ W / cm}^2$ alors que seulement $\sim 15 \text{ W / cm}^2$ par convection à air libre (Fig. II.1 (a)). En raison de l'augmentation de la densité de puissance, de nombreux dispositifs microélectroniques et électroniques de puissance se situent maintenant dans la gamme des flux thermiques allant au-delà de la capacité de refroidissement de l'air [43]. Des solutions efficaces de refroidissement par liquide sont nécessaires pour la gestion thermique des dispositifs à flux de chaleur élevé [2].

Le refroidissement par pulvérisation est une solution efficace qui présente un potentiel énorme pour la gestion des flux de chaleur élevés dans les composants électroniques de grande puissance tels que les superordinateurs, les lasers et les radars et d'autres applications industrielles. Le refroidissement par pulvérisation présente plusieurs avantages par rapport aux autres techniques de refroidissement. Par comparaison au refroidissement par air et au refroidissement par impact de jet, le refroidissement par pulvérisation possède une capacité élevée d'élimination du flux de chaleur. Le refroidissement par pulvérisation peut transférer une chaleur supérieure à 100 W / cm^2 en utilisant des fluides fluorés et à plus de 1000 W / cm^2 en utilisant de l'eau (Fig. II.1 (a)). En raison de sa grande capacité d'élimination du flux thermique, le refroidissement par pulvérisation permet un contrôle précis de la température avec un faible débit de fluide.

En outre, le refroidissement par pulvérisation offre une distribution de température uniforme sur toute la surface couverte par le spray. En effet, toute la zone refroidie par pulvérisation reçoit des gouttelettes fraîches de liquide de refroidissement. Pour le refroidissement par impact de jet, le liquide de refroidissement s'écoule radialement vers l'extérieur depuis le point

d'impact. A l'issue du flux radial la température est non uniforme, le plus important sous-refroidissement et le refroidissement local optimal se produisent au point de stagnation. Le refroidissement non uniforme se traduit par une température non uniforme de la surface dans la zone de refroidissement, ce qui peut être significatif pour les flux de chaleur élevés.

Cependant, concernant l'application du refroidissement par pulvérisation des difficultés peuvent être rencontrées. Une importante puissance de pompage est nécessaire afin d'obtenir une différence de pression considérable via une buse de pulvérisation ; dans le but d'avoir une pulvérisation fine. Le facteur économie (faible coût) reste primordial dans l'application commerciale des technologies de refroidissement. En outre, la conception et la fabrication de la buse de pulvérisation ne suivent pas les mêmes normes industrielles, ce qui rend imprévisible la caractérisation de la pulvérisation. Par conséquent, il est difficile d'obtenir une corrélation universelle entre la caractérisation de la pulvérisation et les performances de refroidissement, ces difficultés limitent la mise en œuvre du refroidissement par pulvérisation. De plus, l'encrassement des buses à petits orifices engendre l'apparition d'une zone de séchage sur la surface chauffée. Malgré toutes ces contraintes, le refroidissement par pulvérisation reste une technologie de refroidissement appréciée et de nombreuses applications ont été réalisées : pour le supercalculateur (CRAY X-1), les réseaux de diodes laser, les composants de source hyperfréquence et les avions à gravité réduite de la NASA...

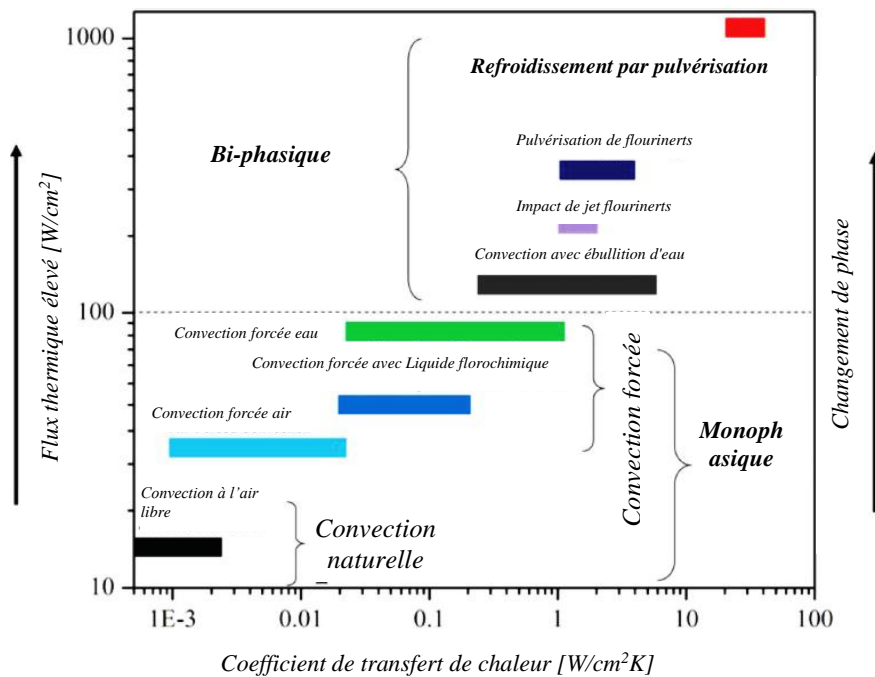


Fig. II.1 (a) Capacité d'évacuation de la chaleur en appliquant différentes technologies de refroidissement, caractérisée par deux paramètres : le flux de chaleur le plus élevé et le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé.

Pulvériser une masse liquide, c'est la fractionner en une multitude de petites gouttes. Cette opération a pour résultat d'augmenter considérablement l'aire inter faciale entre le liquide et le milieu dans lequel il pénètre. La pulvérisation est donc de nature à intensifier les processus physiques ou chimiques qui ont lieu à l'interface.

On tire parti de cet avantage dans de nombreuses applications industrielles ; particulièrement dans celle qui est envisagée dans cette thèse à savoir abaisser de façon contrôlée la température d'une paroi chaude. Parmi les secteurs industriels qui ont recours au refroidissement par pulvérisation, citons les industries nucléaires, chimiques, électroniques et métallurgiques. Le refroidissement par pulvérisation est également utilisé dans d'autres divers domaines : protection contre l'incendie, refroidissement des gaz chauds, fonctionnement dermatologique et refroidissement des surfaces chaudes, y compris les laminoirs à chaud et les dispositifs électroniques à haute performance [44].

Le refroidissement par pulvérisation d'eau permet d'atteindre des densités de flux de chaleur extraites de la paroi qui varient dans une gamme assez large : de 10^5 à 10^7 W/m^2 environ : figure II.1 (b). A l'aide de cette dernière, on peut comparer les échanges de chaleur obtenus avec plusieurs procédés de refroidissement : air calme, trempe à l'eau, jets laminaires [45]. Cette comparaison est différente à celle de la figure II.1 (a) ; elle est basée sur le flux de chaleur et la température. Le tableau II.1 présente également une comparaison entre plusieurs technologies de refroidissement ainsi que les flux thermiques et les coefficients de transfert de chaleur [46].

Il est possible que d'autres travaux répertorient des valeurs en dehors de ce tableau, mais les capacités nominales de ces technologies de refroidissement peuvent toujours être considérées comme une bonne référence. En général, les méthodes de refroidissement utilisant l'ébullition en sous-refroidissement, le refroidissement par micro-canaux, l'impact par jets diphasiques et le refroidissement par pulvérisation ont permis d'atteindre des flux de chaleur très élevés et des coefficients de transfert de chaleur comparés aux autres techniques de refroidissement traditionnelles. Cependant, avec la bonne combinaison de facteurs, le refroidissement par pulvérisation s'est avéré être préféré aux autres techniques de refroidissement à flux de chaleur élevé [47].

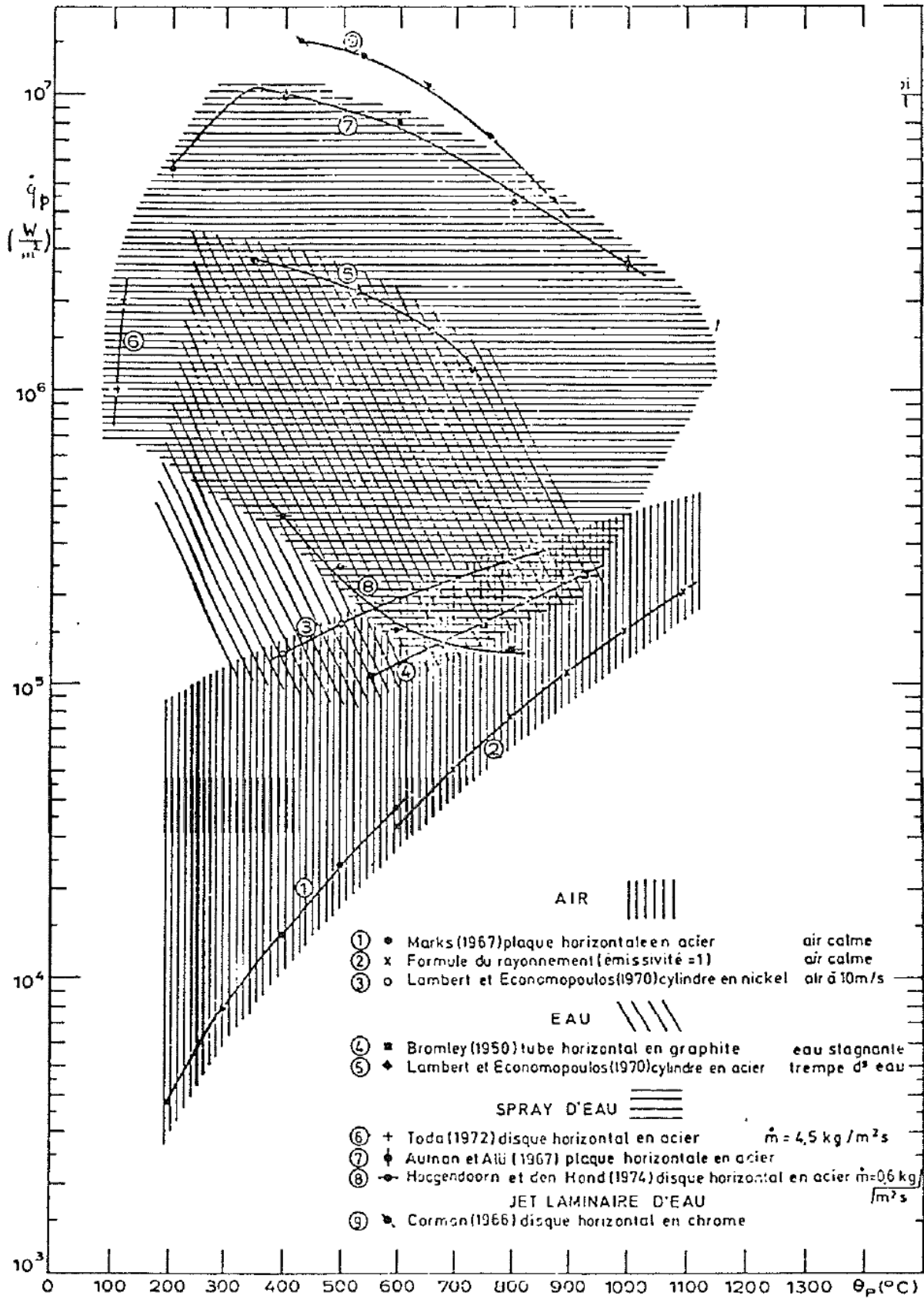


Fig. II.1 (b) Comparaison des densités calorifique extraites de la paroi par divers procédés de refroidissement [45].

Tableau II.1 Comparaison entre plusieurs techniques de refroidissement [47].

Mécanisme	Méthode de refroidissement	Coefficient de transfert de chaleur (W/cm ² K)	Flux de chaleur maximal
Monophasique	Convection a l'air libre	0.0005 à 0.0025	15
Monophasique	Convection forcée -air-	0.0005 à 0.0025	35
Monophasique	Convection forcée avec FC	0.1	0.1 à 3
Monophasique	Convection naturelle d'eau	0.08 à 0.2	5 à 90
Bi-phasique	ébullition en piscine avec des milieux poreux	3.7	140
Bi-phasique	sous-refroidi avec écoulement bouillant	2	129
Bi-phasique	ébullition à microcanaux	10 à 20	275
Bi-phasique	Refroidissement par pulvérisation	20 à 40	1200
Bi-phasique	impact de jet	28	1820

II. Mécanismes de transfert de chaleur

Les mécanismes de base par lesquels la chaleur est évacuée lors du refroidissement par pulvérisation sont très peu définis, car il s'agit d'une technologie combinant plusieurs processus fondamentalement complexes de dynamique thermo/fluide. De plus, le transfert de chaleur dépend fortement de la quantité de liquide à la surface. Dans une extrémité, le débit de liquide est suffisant pour créer un film liquide continu [48]. Ce film est exposé au mélange provoqué par les gouttelettes entrantes, l'entraînement de gaz, l'ébullition et l'évaporation (Fig. II.2). À l'extrémité opposé, une surface relativement sèche peut résulter à cause d'une pulvérisation dispersée (faible débit volumétrique) et / ou d'une température de surface élevée. Sur une surface sèche, l'ébullition au sens traditionnel peut avoir moins d'importance que l'évaporation

goutte à goutte et que l'impact de gouttelettes. Dans ce cas, la distribution des tailles et des vitesses des gouttelettes due à la méthode d'atomisation affecte fortement le taux de transfert de chaleur. Ces gouttelettes peuvent éclabousser, rebondir et fusionner à la surface. Les gouttelettes individuelles et les flaques de gouttelettes sont alors libres de s'évaporer car elles sont poussées hors de la surface chauffée par la quantité de mouvement radial du liquide [49].

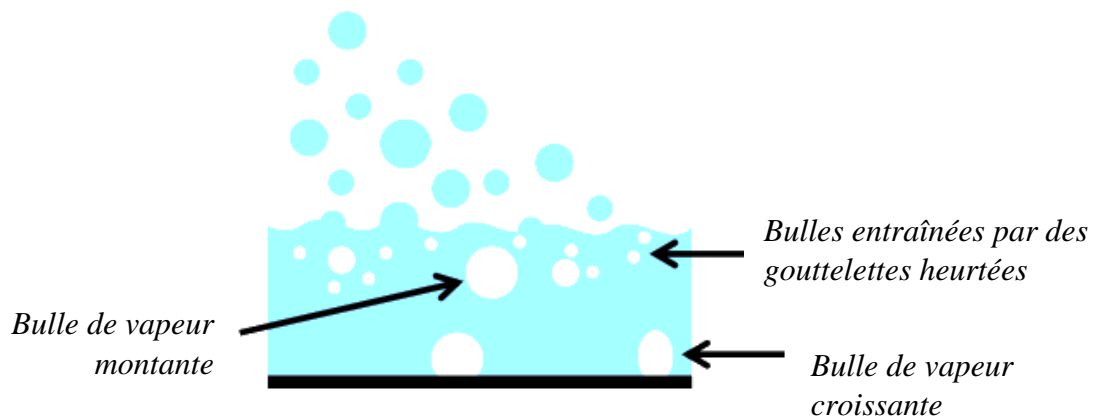


Fig. II.2 Illustration du refroidissement par pulvérisation dans un film liquide continu [51].

Les mécanismes de transfert de chaleur intervenant dans un processus de refroidissement par pulvérisation vont être présentés dans cette partie. Sachant que le refroidissement par pulvérisation comprend plusieurs mécanismes de transfert de chaleur qui contribuent à son taux d'extraction de chaleur [50], [51], [52] et [53]. La combinaison et l'interférence de ces mécanismes sont spécifiques au refroidissement par pulvérisation, par comparaison aux autres méthodes de refroidissement conventionnelles telles que la convection forcée qui utilise uniquement un fluide monophasique pour atteindre les objectifs de refroidissement.

D'après [47], Trois modes de transfert de chaleur sont impliqués dans le refroidissement par spray : (1) le transfert de chaleur entre les gouttes et la surface chaude, (2) le transfert de chaleur par convection entre les gouttes et la phase gazeuse (réfrigérant et éventuellement de l'air) à l'intérieur de la chambre de pulvérisation, et (3) le rayonnement de la paroi (négligeable, car il ne représente que 1,5 % de la chaleur totale dissipée).

Cependant, Quatre principaux mécanismes de transfert de chaleur ont été proposés par [54] [55] [56] [50]. Il s'agit (1) de l'évaporation de la surface du film liquide, (2) de la convection forcée résultant de l'impact de gouttelettes sur la surface chauffée, (3) de l'augmentations des zones

de nucléation sur la surface chauffée, et enfin (4) la présence de sites de nucléation secondaires à la surface au niveau des gouttelettes de pulvérisation.

La figure II.3 illustre les principaux mécanismes de transfert de chaleur qui seront expliqués plus en détail par la suite. D'autres chercheurs ont suggéré que d'autres mécanismes soient à l'œuvre. Selvam *et al.* [53] ont proposé que la conduction transitoire accompagnant le remblayage liquide de la surface chauffée et surchauffée après le départ de la bulle domine le transfert de chaleur élevé dans le refroidissement par pulvérisation selon leur simulation numérique 2D. En corrélant les données de transfert de chaleur avec les longueurs de la ligne de contact, [57] ont suggéré que le transfert de chaleur par la ligne de contact était crucial pour le refroidissement par pulvérisation.

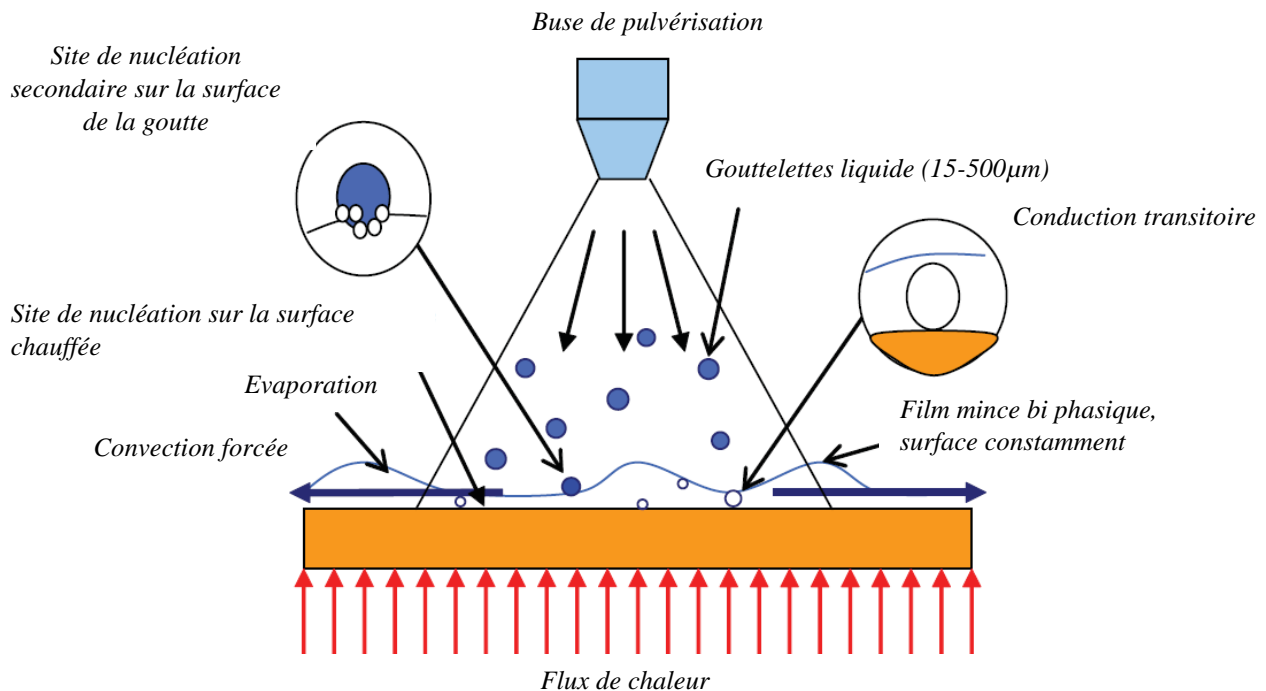


Fig. II.3 Les mécanismes de transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation [47].

II.1 Évaporation de la surface du film liquide

L'évaporation et l'ébullition sont les deux principaux phénomènes de changement de phase entre l'état liquide et l'état gazeux, que ce soit dans les phénomènes naturels ou dans les systèmes industriels. Ces transformations physiques sont provoquées par un déséquilibre thermodynamique, modélisé par un écart de potentiel de nature chimique entre les phases

liquides et gazeuses d'un corps pur. Ces processus font intervenir des transferts à la fois de masse et de chaleur [58].

L'évaporation des molécules liquides de la surface du film liquide est l'un des facteurs clés du mécanisme de transfert de chaleur lors d'un refroidissement par pulvérisation. Comme le montre la figure II.4, un film de liquide est formé sur la surface chauffée lorsque le refroidissement par pulvérisation est initié. Ce film est généralement très fin à quelques centaines de microns (300-500 μm). L'impact des gouttelettes de pulvérisation peut générer un mélange supplémentaire, ce qui diminue la résistance thermique effective résultante du film mince de liquide et améliore considérablement l'efficacité globale du transfert de chaleur. Selon une étude expérimentale sur des surfaces ultra-lisses, Pais *et al.* [59], ont suggéré que l'évaporation à partir d'un film mince était le principal mécanisme de transfert de chaleur dans le refroidissement par pulvérisation. Alors qu'ils ont proposé que l'évaporation des gouttes comme une amélioration possible du transfert de chaleur, n'ayant pas un effet dominant.

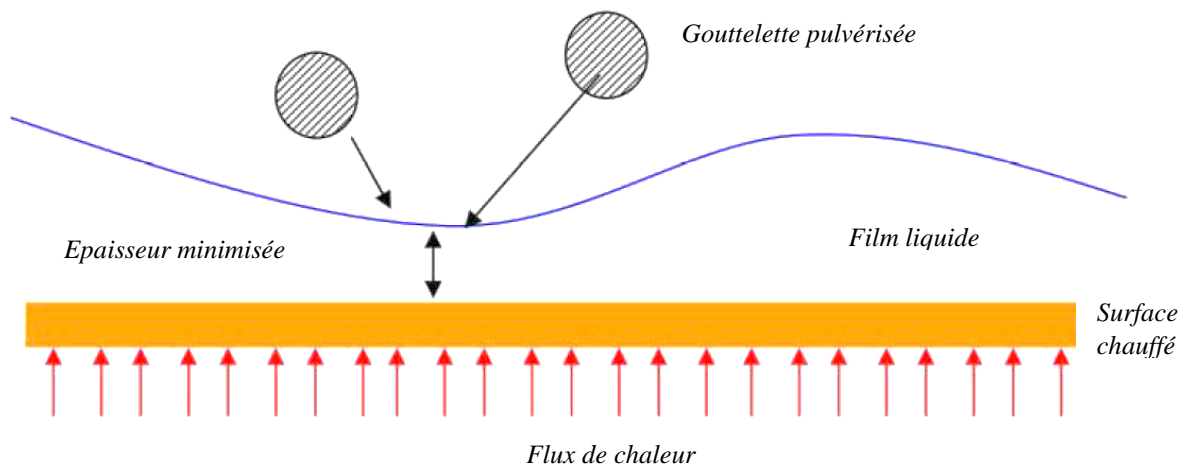


Fig. II.4 Résistance thermique réduite en raison de l'impact des gouttelettes [47].

Silk *et al.* [47] ont conclu que le refroidissement par pulvérisation avec une efficacité d'évaporation modérée peut atteindre un flux de chaleur plus élevé ; par rapport au processus de refroidissement par pulvérisation avec évaporation complète du liquide sur la surface chauffée.

II.2 Convection forcée par impact de gouttelettes

La convection désigne l'ensemble des mouvements internes (verticaux ou horizontaux) qui animent un fluide et qui impliquent alors le transport des propriétés de ce fluide au cours de son déplacement. Ce transfert implique l'échange de chaleur entre une surface et un fluide mobile à

son contact, ou le déplacement de chaleur au sein d'un fluide par le mouvement d'ensemble de ses molécules d'un point à un autre. La convection constitue, avec la conduction thermique et le transfert radiatif, l'un des trois modes d'échange de chaleur entre deux systèmes, et diffère de ces derniers par la méthode de transfert. Elle a aussi pour effet d'accélérer l'homogénéisation de la composition chimique du fluide, par rapport à la seule diffusion chimique.

Lorsque les gouttelettes du spray entrent en contact avec le film liquide mince, la force exercée par les gouttelettes entrantes produit une augmentation de la convection forcée dans le film liquide, comme illustré à la figure II.5. Cela s'est avéré être un facteur très important dans les travaux antérieurs sur le refroidissement par pulvérisation d'eau [52]. Un taux de refroidissement aussi élevé que 200 W/cm^2 et une température de surface de 99°C ont été observée en utilisant de l'eau comme fluide de travail [60].

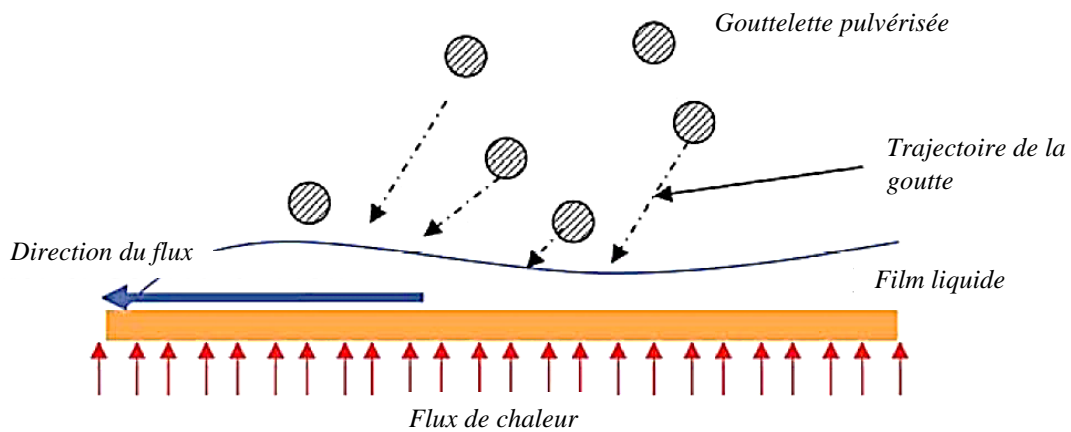


Fig. II.5 Schéma de convection forcée sous impact de gouttelettes [47].

Étant donné que la nucléation est absente à la température de surface de 99°C , la majeure partie du flux de chaleur éliminé a été attribuée à la convection forcée provoquée par l'impact des gouttelettes pour le refroidissement par pulvérisation monophasique (sans changement de phase). Dans la région à deux phases, il est proposé que la convection forcée par impact de gouttelettes ait l'effet dominant lors de la période de faible flux de chaleur et de surchauffe de surface.

Pautsch, *et al.* [61] ont mené une série d'expériences de refroidissement par pulvérisation avec des buses simples et multiples et ont développé un modèle empirique basé sur leurs résultats expérimentaux. À l'aide d'études de visualisation, leur modèle indiquait que le transfert d'énergie monophasique par la quantité de mouvement du fluide jouait un rôle majeur dans le

refroidissement par pulvérisation à flux de chaleur élevé, lorsqu'un film liquide mince s'était formé sur la surface chauffée [47].

II.3 Zone de nucléation

Plusieurs expériences réalisées sur le refroidissement par pulvérisation, montrent que les bulles semblent se développer à partir des zones de nucléation fixées sur la surface chauffée. Ceci est probablement dû aux cavitations sur la surface chauffée qui favorisent la croissance des bulles. L'initiation de la croissance des bulles est due au flux de chaleur absorbé et à la température de la zone de nucléation local atteignant T_{sat} , ce qui entraîne un changement de phase du liquide. Lorsque cela se produit, la bulle commence à se développer à partir du noyau en absorbant la chaleur de la surface chauffée donc la température de la surface diminue. Il a été également noté que les bulles ne commencent pas à croître autour d'un site de nucléation existant, probablement du fait que la bulle existante retire la chaleur requise de la surface environnante pour initier de nouvelles bulles [62].

En ébullition piscine, la bulle nécessite un certain temps pour avoir un certain diamètre, lui permettant d'acquiescer suffisamment de force de flottabilité, pour surmonter la tension superficielle du liquide et la gravité. Les sites de nucléation ont également besoin de temps pour récupérer les pertes de chaleur et augmenter la température jusqu'à T_{sat} avant l'initiation d'une nouvelle bulle à partir du même site. Cependant, lors du refroidissement par pulvérisation, la quantité de mouvement disponible dans une gouttelette lui permet de traverser le film liquide et de frapper fréquemment la surface chauffée, ce qui entraîne la rupture des bulles sur les sites de nucléation. Cela provoque une élimination rapide des bulles donc la croissance des bulles à partir du même site est effectuée dans un intervalle plus court. Un autre scénario possible est celui où la convection forcée causée par l'impact des gouttelettes, évoquée précédemment, élimine les bulles de la surface. Ce qui entraîne une augmentation de la formation de nouvelles bulles à partir des sites et une réduction de la durée d'ancrage des bulles sur la surface chauffée.

Ces caractéristiques du refroidissement par pulvérisation permettent aux bulles de croître à la surface, car la taille de la « bulle réduite » permet le développement des bulles autour du site à un rythme plus rapide, comme le montre la figure II.6. Plusieurs études [54], [63], [56] et [64]; ont montré que le transfert de chaleur lors du refroidissement par pulvérisation est presque un ordre de magnitude supérieure à l'ébullition en piscine. Bien que les deux méthodes de

refroidissement impliquent des processus de changement de phase, les mécanismes et facteurs supplémentaires présents dans le refroidissement par pulvérisation favorisent l'évaporation et permettent d'utiliser pleinement la chaleur latente pour refroidir la source de chaleur [47].

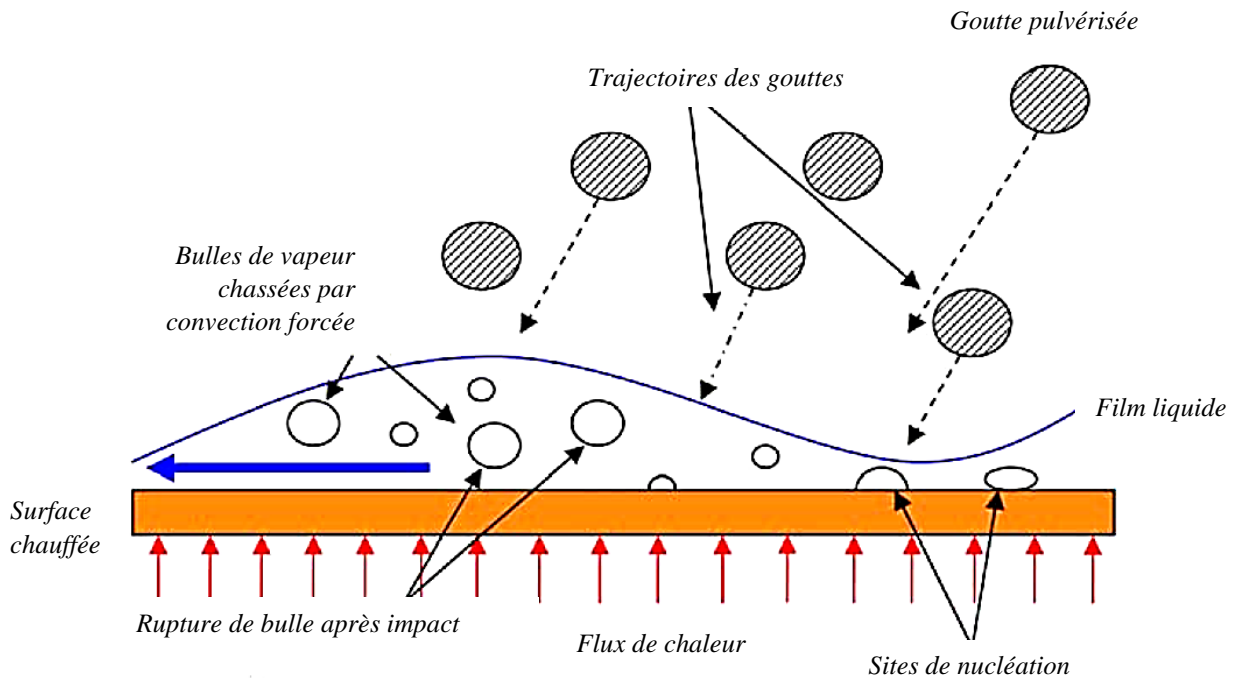


Fig. II.6 Schéma des sites de nucléation sur une surface chauffée sous l'effet d'un impact de gouttelettes [47].

II.4 Nucléation secondaire par les gouttelettes d'eau

Le nombre important des zones de nucléation secondaires entraînés par les gouttelettes de pulvérisation représente une raison majeure pour que le refroidissement par pulvérisation puisse extraire un flux de chaleur plus élevé que celui extrait par l'ébullition en piscine. Esmailzadeh *et al.* [65]; [65] Sigler *et al.* [55] ont tous les deux constaté que la surface supérieure d'une bulle se fragmente en petites gouttelettes et retombe dans le film liquide lorsque les bulles frappent le film liquide lors des études d'ébullition en piscine. Par la suite, ces petites gouttelettes peuvent emprisonner de la vapeur autour d'elles et l'amener dans le film liquide. Enfin, les petites bulles de vapeur servent éventuellement de noyaux lorsqu'elles se rapprochent de la surface chauffée et favorisent ainsi, le transfert de chaleur en ébullition. Dans le refroidissement par pulvérisation, un phénomène similaire à celui de l'éclatement des bulles sur le film liquide a également été observé. Lorsque les gouttelettes touchent le film liquide, les bulles de vapeur piégées agissent comme des sites de noyaux secondaires pour faire croître de nouvelles bulles. Par conséquent, le refroidissement par pulvérisation peut produire 3 à 4 fois plus de bulles que l'ébullition piscine [66]. Ces sites de noyaux supplémentaires jouent un rôle très important dans

le mécanisme de transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation, car ils fournissent beaucoup plus de sites de nucléation pour que les bulles se développent et absorbent la chaleur de la surface chauffée.

II.5 Conduction transitoire avec remblayage liquide

La conduction transitoire accompagnant le remblayage du liquide sur la surface surchauffée après le départ de la bulle a été étudiée par Selvam *et al.* [67] [68], en utilisant la méthode de simulation numérique directe. Leur modèle suggère que l'impact des gouttelettes froides pendant collision et rebond ainsi que la conduction transitoire jouent un rôle dominant dans le mécanisme de refroidissement par pulvérisation à flux de chaleur élevée. Bien qu'aucun résultat expérimental ne montre que la conduction transitoire est le mécanisme dominant du refroidissement par pulvérisation.

Des études expérimentales précédentes sur l'ébullition en piscine ont fourni la preuve que la conduction transitoire améliore le transfert de chaleur de l'ébullition en piscine [69]. Selon la définition du flux thermique transitoire par conduction dans une région semi-infinie avec une température de surface constante (Eq II.1) [70], le flux de chaleur transitoire dans le film liquide lors du refroidissement par pulvérisation est déterminé par la fréquence de sortie des bulles de vapeur et le flux de liquide autour d'elles.

$$\dot{q}'' = \frac{k (T_{surface} - T_i)}{\sqrt{\pi \alpha t}} \quad (II.1)$$

II.6 Transfert de chaleur de la ligne de contact

La ligne de contact ou la ligne de contact triphasique est la région où les phases solide, liquide et gazeuse se croisent. En raison de l'interaction entre ces phases, cette région est différente du reste de la surface en ébullition et mérite une étude attentive. La ligne de contact triphasique apparaît macroscopiquement comme une frontière nette entre le liquide et la vapeur. En fonction de la taille du ménisque et de la nature des forces agissant sur le liquide, la région de la ligne de contact peut être divisée en quatre zones : la région du film adsorbé, la région de transition, la région intrinsèque du ménisque et la région de micro convection. Une représentation schématique des régions est illustrée par la Figure II.7. Le film adsorbé et les régions de transition peuvent être décrits comme étant la région du film mince et se caractérisent

par le rôle dominant des forces intermoléculaires à longue distance. La région adjacente à la région de film mince est la macro région de la ligne de contact, elle peut être aussi catégorisée dans la région de ménisque intrinsèque et la région de micro convection [71].

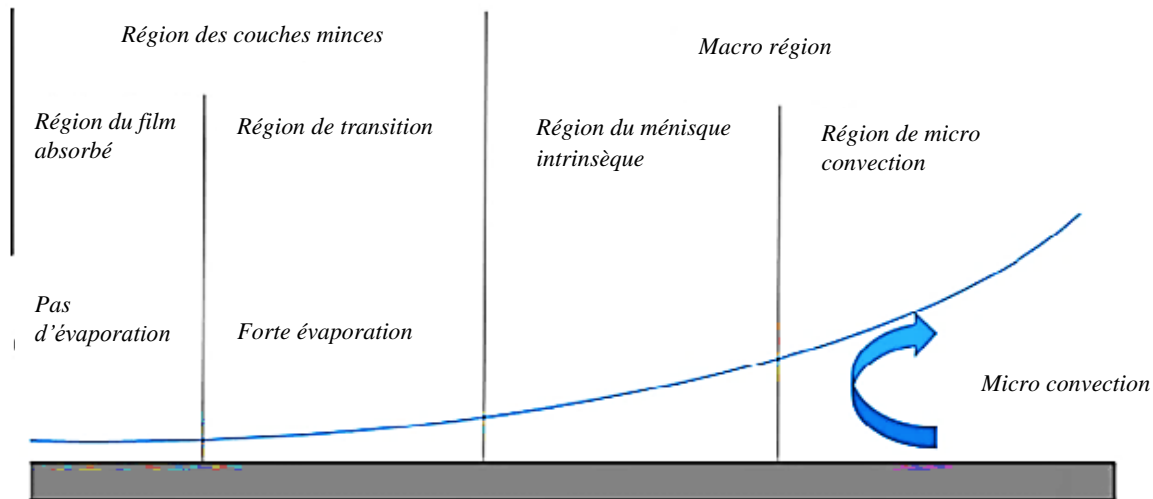


Fig. II.7 différentes régions de la ligne de contact [64].

Il a été proposé par Horacek *et al.* [57] que le transfert de chaleur de la ligne de contact était responsable du transfert de chaleur en deux phases du refroidissement par pulvérisation, sur la base de leurs mesures de la longueur des lignes de contact utilisant la technique de réflectance interne totale (TIR). Les résultats de leurs mesures ont indiqué que l'élimination du flux thermique ne dépendait pas de la fraction de surface mouillée du liquide, mais bien en corrélation avec la longueur de la ligne de contact. Il a été suggéré que l'élimination du flux de chaleur pourrait être améliorée en contrôlant la longueur de la ligne de contact ou la position de la ligne de contact par la construction de la géométrie de surface.

III. Pulvérisation et Courbe d'ébullition

L'un des aspects du refroidissement par pulvérisation concerne les phénomènes d'ébullition basiques, qui doivent être considérés comme une condition préalable au processus plus complexe de refroidissement par pulvérisation. L'ébullition est un moyen très efficace de transport de la chaleur dans lequel le liquide est vaporisé du fait que la température du liquide dépasse la pression de vapeur saturante. De nombreux auteurs ont également ajouté l'exigence

de présence de bulles pour faire la distinction avec l'évaporation non bouillante (mais cette distinction n'est pas prise en considération dans cette thèse).

Plusieurs études sur des gouttelettes simples ont fourni suffisamment d'informations sur le mécanisme de transfert de chaleur dans les gouttelettes. Néanmoins, le refroidissement par pulvérisation en gouttelettes multiples rend le phénomène de transfert de chaleur très complexe. Dans la partie précédente on a vu que lors de la pulvérisation, les gouttelettes forment un film liquide sur la surface. Ces gouttelettes se propage, se dispersent, éclaboussent et rebondissent de sorte que le flux est irrégulier.

Le transfert de chaleur se produit par ébullition et évaporation sur ce film liquide avec des bulles de vapeur entraînées par des gouttelettes. L'ébullition est donc le mécanisme principal du refroidissement par pulvérisation. En ébullition, il existe un transfert de chaleur monophasique et multiphasique.

À l'ébullition, la chaleur peut être dissipée en augmentant la température du liquide (chaleur sensible) ainsi que le processus de vaporisation (chaleur latente). En règle générale, une grande quantité de chaleur peut être évacuée avec une différence de température relativement faible. Le transfert de chaleur en ébullition est généralement caractérisé par une courbe d'ébullition (Fig. II.8) avec divers régimes.

Dans le premier régime (Fig. II.8, I), la convection libre se produit lorsqu'aucune vapeur ne peut être générée en raison de l'insuffisance du sur-chauffage de la paroi et des sites de nucléation. Ce régime monophasique peut être traité analytiquement ou avec des corrélations, il s'achève lorsque la génération des bulles commence. Ce simple régime est assez compliqué durant le refroidissement par pulvérisation en raison du mouvement du film liquide et du mélange provoqué par les gouttelettes incidentes.

Le régime d'ébullition des noyaux (Fig. II.8, II - III) commence une fois que les bulles sont générées, il est caractérisé par deux sous-régimes. Le premier est le régime de bulles isolées (Fig. II.8, II), où les bulles se forment sur leurs propres sites de nucléation et se séparent distinctement. Suite à ce sous-régime, pendant une surchauffe de paroi supérieure, la fréquence de départ est si grande que les bulles commencent immédiatement à se fusionner horizontalement et verticalement, ceci représente le deuxième sous-régime (Fig. II.8, III).

Après le régime d'ébullition des noyaux, la courbe d'ébullition se poursuit jusqu'au flux de chaleur maximal local appelé flux de chaleur critique (CHF) ou flux de chaleur de combustion.

Cela est dû à la génération de vapeur si importante que le liquide ne peut plus entrer en contact avec la surface chaude. En cas de manque de liquide froid pour refroidir la surface, la chaleur doit être transportée à travers la vapeur. Le transfert de chaleur à travers la vapeur est moins efficace (en raison de sa conductivité thermique plus faible) et entraîne une diminution du flux de chaleur. Il représente une limite de conception thermique pour de nombreuses applications car, à ce stade, le flux de chaleur diminue à mesure que la température augmente, ce qui provoque la défaillance du système.

Le régime d'ébullition de transition (Fig. II.8, IV) suit CHF et se caractérise par une augmentation de la température de la paroi et une diminution du flux de chaleur. Ceci est dû à une augmentation de la surface sèche recouvrant la surface chaude. Ce régime présente peu d'intérêt pratique car il est instable et entraîne rapidement le régime d'ébullition du film. Cependant, il est important de noter que toute expérience de flux de chaleur constant qui entraîne le chauffage en CHF entraînera inévitablement le chauffage dans le régime d'ébullition de transition. Les températures plus élevées et l'exposition aux gaz dissous peuvent entraîner des modifications de la microstructure de surface.

Finalement, un minimum local dans la courbe d'ébullition est atteint, le point de Leidenfrost. À ce stade, la surface entre dans le régime d'ébullition du film (Fig. II.8, V). Dans ce régime, la chaleur doit être conduite sur un film de vapeur continu avant de pouvoir être transférée dans le liquide. Ce processus inefficace peut entraîner des flux de chaleur importants, mais les températures requises sont très élevées. Le régime d'ébullition du film n'est donc pas pratique comme moyen de refroidir de nombreux dispositifs pratiques, mais il est important pour la trempe par pulvérisation des métaux [49].

L'Ébullition, comme le refroidissement par pulvérisation, est également incomplètement comprise par la communauté de chercheur. Bien que cette thèse se concentre sur l'amélioration du refroidissement par pulvérisation ont optimisons les paramètres hydrodynamiques qui peuvent affecter la qualité d'ébullition.

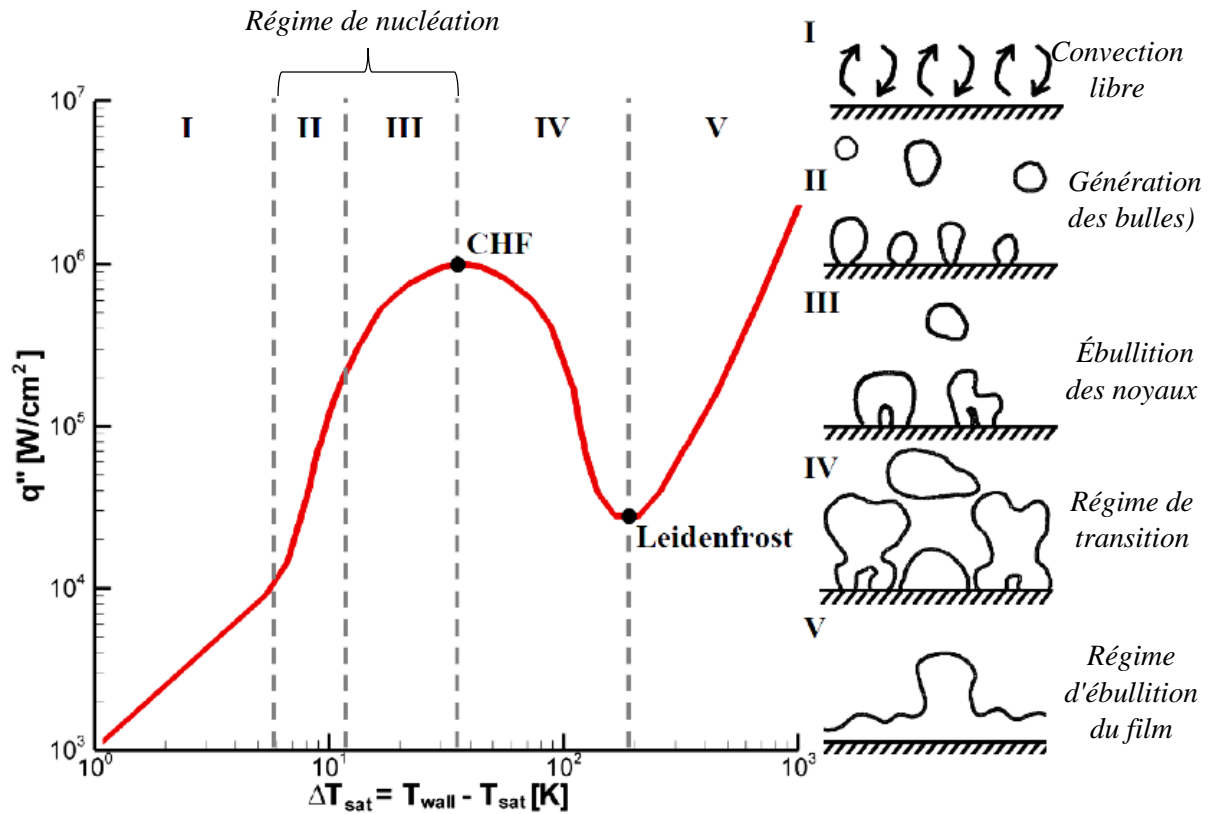


Fig. II.8 Courbe d'ébullition typique [43].

III.1 Ébullition nucléée

L'ébullition nucléée est affectée par de nombreux paramètres, les plus importants sont : le flux de chaleur, la pression de saturation et les propriétés thermo-physiques. D'autres propriétés, telles que le matériau, la finition et la microstructure de la surface, affectent l'ébullition en piscine. Les propriétés précitées ainsi que la capacité du liquide à mouiller la surface sont indispensables pour déterminer le nombre de sites de nucléation actifs. La densité des sites de nucléation détermine alors en grande partie la quantité de transfert de chaleur latente et le degré de mélange causé par la sortie des bulles.

Certains mécanismes dominants le transfert de chaleur se produisent pendant le régime d'ébullition nucléée sont illustrés dans la figure II.9. La conduction de la surface chauffée au fluide crée une couche de liquide surchauffée (Fig. II.9, à gauche), qui à son tour provoque l'évaporation près de la base de la bulle (Fig. II.9, milieu). Dans une piscine saturée, il y a évaporation autour de la bulle entière. Dans une piscine sous-refroidie, les bouchons froids des bulles servent de région de condensation. Ce qui permet aux bulles de jouer le rôle d'une pompe à chaleur. Le détachement de la bulle se produit lorsque la force de flottabilité (en combinaison avec les forces du corps externes) dépasse la force de tension superficielle qui maintient la bulle

à la surface. Ensuite, la surface chauffée sera remouillée par un liquide froid frais (Fig. II.9, à droite). Après le remouillage, la couche de liquide surchauffée doit être repeuplée, ce qui répète le cycle de transfert de chaleur [43]. Les spécificités de chacun de ces mécanismes et leur contribution relative restent un sujet de débat [72] et sortent du cadre du présent travail.

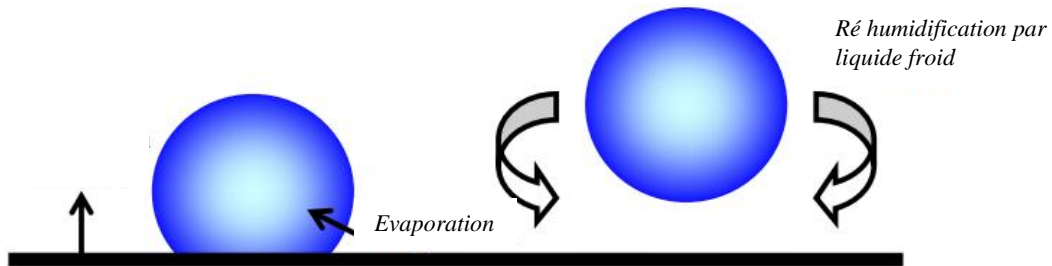


Fig. II.9 Illustration simplifiée des mécanismes de transfert de chaleur par ébullition nucléée [43].

III.2 Flux de chaleur critique CHF

Il marque le point tournant lorsque le transfert de chaleur commence à diminuer en raison de la surchauffe de la surface. Ce phénomène reste mal compris, en partie à cause des difficultés d'observation de la zone proche de la surface qui contrôle probablement le mécanisme de séchage. Des mécanismes de CHF ont été suggérés ; ces derniers incluent le modèle d'instabilité hydrodynamique, le modèle de *bubblepacking* et le modèle de *macrolayer*. Cependant, ces modèles négligent de nombreux facteurs qui se sont avérés avoir une influence sur le CHF, tels que la gravité, l'état de surface et la mouillabilité, les dimensions de l'élément chauffant et les propriétés thermiques de l'élément chauffant.

Malgré ces contraintes, la nécessité de prévoir le CHF a entraîné un certain nombre de corrélations. En se basant sur l'analyse dimensionnelle et l'analyse de l'instabilité hydrodynamique, Kutateladze et Zuber ont développé la corrélation suivante :

$$q''_{CHF} = Ch_{fg} \rho_v \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right] \left(\frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (II.2)$$

La constante C varie en fonction du modèle. Kutateladze a montré que des valeurs de 0,13 à 0,19 pouvaient corréliser les données de diverses études disponibles à l'époque. Dans la forme la plus largement utilisée, la corrélation de Zuber, la constante est égale à $\pi / 24$. Cependant, il est important de noter que Zuber a négligé les effets de mouillabilité de surface, qui se révéleront être d'une grande importance dans l'ébullition des nanofluides.

III.3 Mouillabilité de la surface à refroidir

L'importance de la microstructure de surface est en partie due aux effets de mouillabilité de surface. Les angles de contact en progression et en recul sont importants tout au long de la courbe d'ébullition. La densité initiale du site de nucléation est déterminée en partie par la capacité du liquide à piéger les noyaux vapeur / gaz dans la microstructure de la surface en ébullition. Les fluides très mouillants tels que le R-113 et le FC-72 peuvent réduire le nombre de sites de nucléation et conduire à de grands circuits de surchauffe en ébullition. Cet effet est régi par l'angle de contact en progression. L'angle d'avancement est à nouveau important lors du remouillage des surfaces sèches, car les bulles se détachent de la surface en ébullition [73].

L'angle de contact en retrait est important pendant la période de croissance des bulles, car la vapeur éloigne le liquide pour créer une zone sèche plus grande. Avec un angle de contact plus petit, un coin de liquide plus fin est créé entre le réchauffeur et l'interface bulle-vapeur, ce qui favorise l'évaporation. L'angle de contact en recul peut également jouer un rôle important dans la détermination de la survenue du CHF, qui peut se produire lorsque la vapeur recouvre la surface en raison du refoulement du liquide.

On sait que les oxydes métalliques en particulier améliorent le CHF en augmentant la mouillabilité de la surface [74] [75]. Tachibana *et al.* [74] ont testé plus de 400 plaques métalliques dans une piscine à eau saturée bouillante à la pression atmosphérique. Ils ont chauffé les plaques jusqu'à leur destruction physique et ont découvert que l'aluminium avait un CHF beaucoup plus élevé en raison d'un film d'oxyde qui s'est développé peu après le début de l'ébullition et s'est étendu pendant toute l'expérience. En outre, l'acier inoxydable revêtu d'aluminium présentait une amélioration similaire. Ils pensaient que cette hausse du CHF était due à la « bonne affinité » de l'oxyde pour l'eau. Liaw et Dhir [75] ont mesuré le CHF sur une surface verticale de cuivre dans un bassin d'eau saturée à 1 atm. Ils ont systématiquement réduit l'angle de contact statique en chauffant la surface de cuivre à l'air pour créer un oxyde thermique. En faisant varier la température maximale et la durée pendant laquelle la surface a été chauffée, l'angle de contact a été réduit de 90 ° à 14 °. Il a été observé que le CHF augmente d'environ 90% avec la diminution de l'angle de contact.

IV. Paramètres affectant le refroidissement par pulvérisation

De nombreux paramètres importants contrôlent le transfert de chaleur lors du refroidissement par pulvérisation (Tab. II.2).

Tableau II.2 Paramètres importants affectant le refroidissement par pulvérisation [43].

Propriétés du spray	Taille et distribution des gouttelettes
	Flux des gouttelettes
	Vitesse et distribution des gouttelettes
	Flux massique & distribution
	Angle de pulvérisation
Propriétés du fluide	Conductivité thermique du liquide
	Tension superficielle du liquide
	Chaleur spécifique du liquide
	La chaleur latente de vaporisation
Caractéristiques de la surface refroidie	Surchauffe
	Conductivité thermique
	Finition et état de surface
Propriétés de l'environnement	Sous-refroidissement
	Noyaux étrangers
	La gravité
	Densité de gaz ambiant
	Viscosité du gaz ambiant

L'un des plus grands défis de l'étude du refroidissement par pulvérisation est l'incapacité de contrôler ses paramètres d'une manière indépendante et précise. Par exemple, le flux massique peut être augmenté en augmentant la pression différentielle dans une buse de pression. Cependant, cette augmentation de pression affecte fortement la rupture des gouttelettes, elle modifie aussi, complètement la taille, le nombre et la vitesse des gouttelettes.

IV.1 Positionnement de la buse

Les performances de refroidissement peuvent être influencées par le changement de la position du spray. Il y a deux paramètres de positionnement importants (Fig. II.10) : la distance surface-buse H (distance entre la pointe de la buse et la surface d'impact) et l'angle d'inclinaison θ (angle entre l'axe de pulvérisation et la normale à la surface) [76].

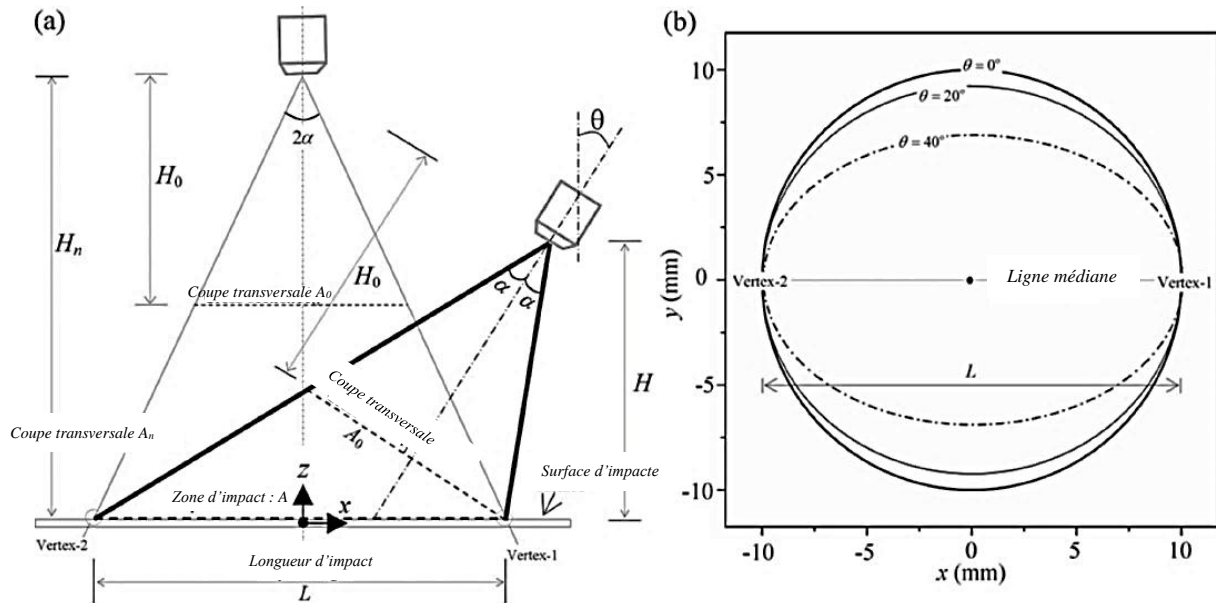


Fig. II.10 (a) La géométrie 2D se trouve sur le plan central (plan z-x) du cône perpendiculaire à la surface d'impact (plan x-y). Le positionnement de la buse est déterminé par l'angle d'inclinaison θ et la hauteur de pulvérisation H . H_n est la hauteur de pulvérisation requise par impact normal pour couvrir une longueur d'impact L donnée. b) Zone d'impact à longueur d'impact constante L formée par le jet incliné selon différents angles θ [76].

Géométriquement, l'impact de pulvérisation sur une surface est un cône de pulvérisation isolé par la surface d'impact. En mode de pulvérisation normal, le changement de distance entre la surface et la buse provoque le changement de la zone couverte par pulvérisation (voir longueur d'impact L sur la figure II.10a), le flux volumétrique local et le flux de film ainsi que le refroidissement local correspondant. Dans une surface d'environ 1 cm^2 , Mudawar et Estes [64] ont constaté que le maximum de CHF est atteint à l'aide d'une distance optimale entre la surface et la buse et aussi lorsque l'empreinte de pulvérisation est exactement enfermée dans la surface de refroidissement.

IV.1.1 Influence de l'angle d'inclinaison

Certains chercheurs se sont intéressés aux effets de l'inclinaison de la pulvérisation sur les performances de transfert de chaleur. La zone d'impact est circulaire pour un impact normal $\theta=0^\circ$ et elliptique pour un impact de pulvérisation incliné $0^\circ < \theta < (90^\circ - \alpha)$. L'angle d'inclinaison

est limité à $90^\circ - \alpha$. Sinon, aucune pulvérisation ne tombe sur le substrat refroidi. Dans les tests expérimentaux, la zone d'impact, la surface et la zone de chauffage sont généralement concentriques et le centre est situé à $(x, y) = (0, 0)$ (voir Figure II.10b). En outre, la longueur d'impact L reste la même pour étudier l'influence de l'inclinaison sur le refroidissement. Silk *et al.* [77] ont comparé les performances de refroidissement d'un impact à trois inclinaisons à un impact normal sur une surface améliorée. Il a été constaté à la fois sur la surface plane et sur la surface améliorée que le flux de chaleur augmente avec l'augmentation de l'angle de pulvérisation jusqu'à $\theta = 15^\circ$. Cependant, lorsque $\theta > 15^\circ$, la performance du flux thermique change peu avec l'incertitude expérimentale. L'amélioration du refroidissement par pulvérisation inclinée est attribuée à un meilleur drainage du liquide grâce à l'élimination de la zone de stagnation qui apparaît au centre lors d'un impact de pulvérisation normal. Wang *et al.* [78] ont trouvé que l'inclinaison de la buse de pulvérisation pourrait améliorer le transfert de chaleur si une distance optimale de la surface de l'orifice était trouvée. Cependant, Visaria et Mudawar [79] ont indiqué que l'angle d'inclinaison avait un impact minimal sur les régions monophasées ou biphasées de la courbe d'ébullition.

L'augmentation de l'angle d'inclinaison diminue même le CHF et le maximum est toujours atteint avec le spray normal sur la surface refroidie. Rybicki et Mudawar [80] ont utilisé des buses de pulvérisation orientées vers le haut et vers le bas pour évaluer leurs effets sur les performances de refroidissement. Les résultats expérimentaux ont montré que l'orientation de la pulvérisation n'avait aucun effet mesurable sur les performances de refroidissement global dans les régimes monophasés et biphasés. Cheng *et al.* [81] ont constaté que l'angle d'inclinaison aggraverait le transfert de chaleur lorsque l'empreinte de pulvérisation est plus petite que la surface chauffée. Par conséquent, les conclusions de ces études sur l'inclinaison de la pulvérisation sont contradictoires.

La conclusion contradictoire de l'inclinaison de la pulvérisation est motivée par trois raisons. L'une concerne le positionnement différent de la buse. Comme illustré à la figure II.10, deux paramètres clés, la distance de pulvérisation et l'angle d'inclinaison, déterminent le positionnement de la buse. Cependant, à un certain angle d'inclinaison, certaines études [77] ont appliqué une distance de pulvérisation constante, tandis que d'autres [73, 74, 75] ont ajusté la distance pour une longueur d'impact constante. Une autre raison est liée à l'hypothèse d'une conduction unidimensionnelle en régime stationnaire à travers la surface chauffante pour le calcul du flux de chaleur en surface. Un impact de pulvérisation incliné provoque une différence de température considérable sur la surface refroidie (Fig. II.11). Par conséquent, la conduction

radiale doit être prise en compte pour le refroidissement par pulvérisation inclinée. La dernière raison provient du lieu de mesure de la température de surface. Différents emplacements radiaux fournissent des mesures de température différentes en raison de la différence de température significative dans le refroidissement par pulvérisation incliné.

Pour obtenir la distribution de la température de surface en pulvérisation inclinée, certains chercheurs ont étudié le transfert de chaleur local en remplaçant la cartouche chauffante par une plaque chauffante à couche mince recouverte par pulvérisation cathodique, ce qui permet la thermographie infrarouge pour la mesure de la température [82], [83], [84]. Toutes ces études ont révélé une différence de température significative sur la surface refroidie pour le refroidissement par pulvérisation inclinée (un exemple de la figure II.11b1). Gao et Li [85] ont comparé la distribution de la vitesse d'impact des gouttelettes et du coefficient de transfert de chaleur le long de la ligne médiane pour l'impact normal et l'impact de pulvérisation incliné (fig. II.11a2 et b2).

La vitesse d'impact a été capturée par un système de vélocimétrie par imagerie stéréoscopique et par particules. La ligne de tendance du coefficient de transfert de chaleur et de la vitesse des gouttelettes montre une corrélation claire. Dans les deux cas, les emplacements de la vitesse maximale des gouttelettes coïncident avec ceux du coefficient de transfert de chaleur le plus élevé. L'étude ultérieure de Gao et Li [82] a indiqué que le refroidissement global montre une légère diminution pour un faible angle d'inclinaison et une amélioration pour de grands angles d'inclinaison. Sur le plan central du cône de pulvérisation, l'amélioration et la diminution de la performance de refroidissement local concordent généralement avec l'augmentation et la diminution du flux de pulvérisation.

Le réchauffeur à film mince n'est pas fiable pour une température de surface supérieure au point d'ébullition et les expériences sont testées dans une région monophasée. C'est la limitation du réchauffeur à film mince, et le réchauffeur robuste pour le test d'ébullition est nécessaire pour une étude future.

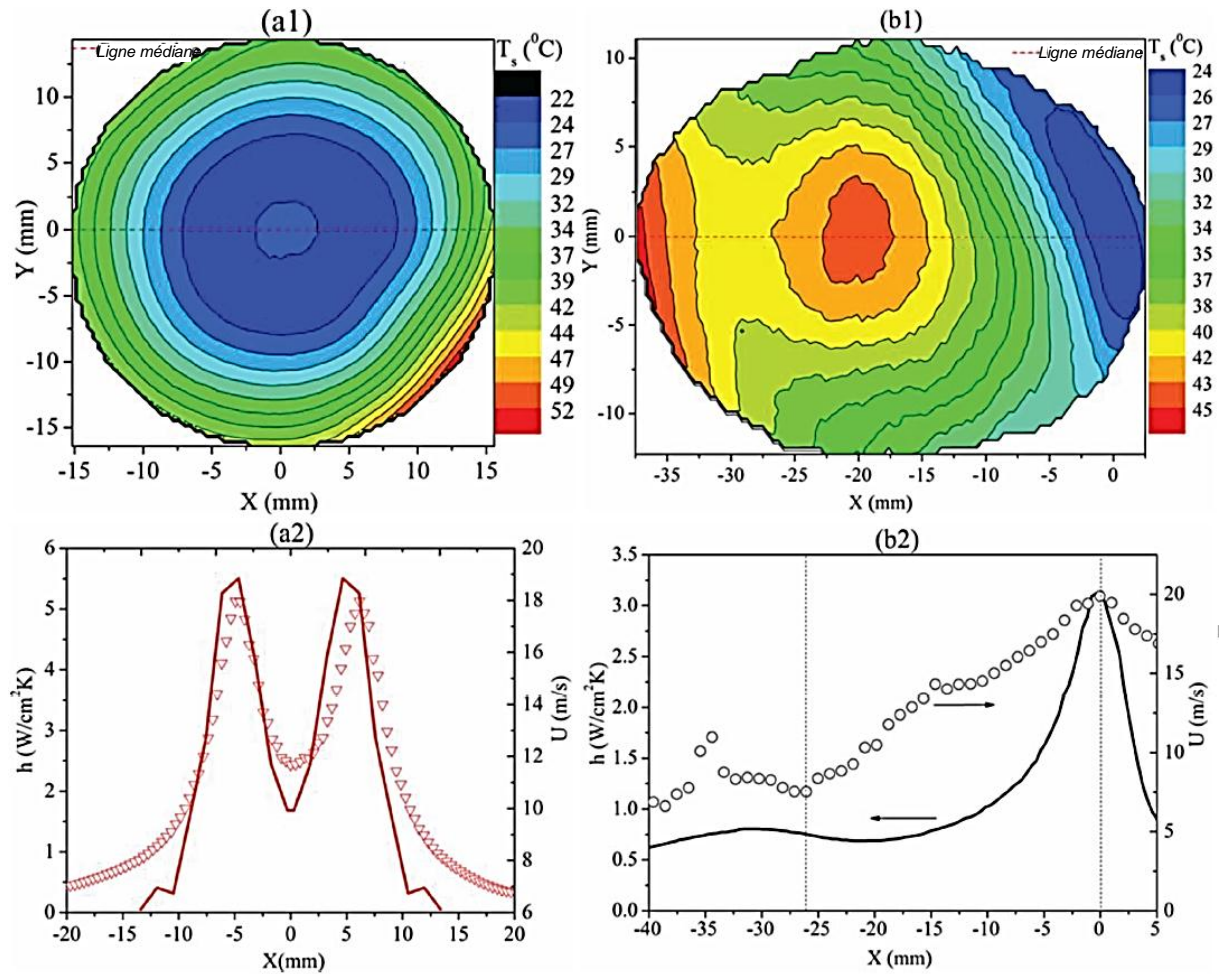


Fig. II.11 La distribution de la température de surface locale pour l'impact normal (a1) et l'inclinaison affecte avec $\theta = 30^\circ$ (b1). La vitesse des gouttelettes locales et le coefficient de transfert de chaleur local correspondant sont tracés le long de la ligne médiane en (a2) et (b2) [76].

IV.1.2 Influence de la hauteur de pulvérisation

Plusieurs études ont été réalisées sur ce paramètre. Trois hauteurs de pulvérisation ont été testées pour le refroidissement de cylindre de laminage. Les buses ont été rapprochées et éloignées de la surface du cylindre, comme indiqué schématiquement à la figure II.12. Des distances de 50 mm, 100 mm et 200 mm ont été utilisées. Des buses à jet plat avec un angle de pulvérisation de 60° ont été utilisées pour les tests. La figure II.13 montre la répartition du spray sur la surface du cylindre. La figure II.13 montre la répartition du refroidissement pour trois hauteurs de pulvérisation. Le résultat le plus surprenant est que les valeurs maximales de HTC ont été déterminées sur une distance de 100 mm, ce qui n'est ni la hauteur minimale ni la hauteur maximale de pulvérisation [86].

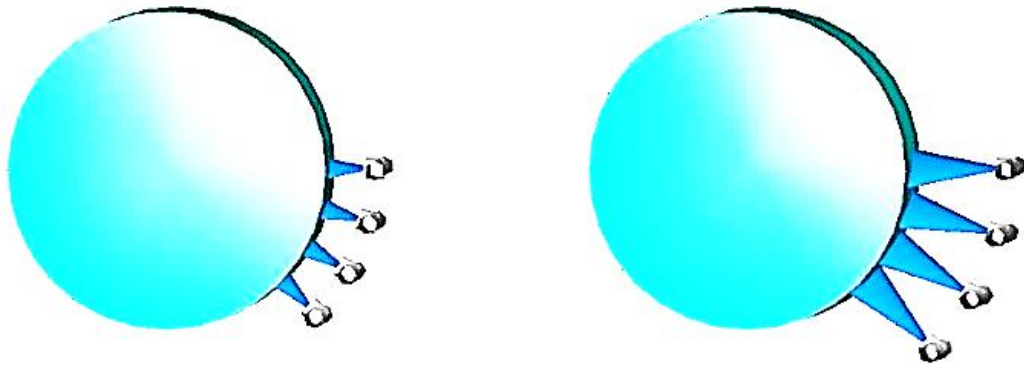


Fig. II.12 Schéma de positionnement des buses pour les tests utilisant différentes hauteurs de pulvérisation.

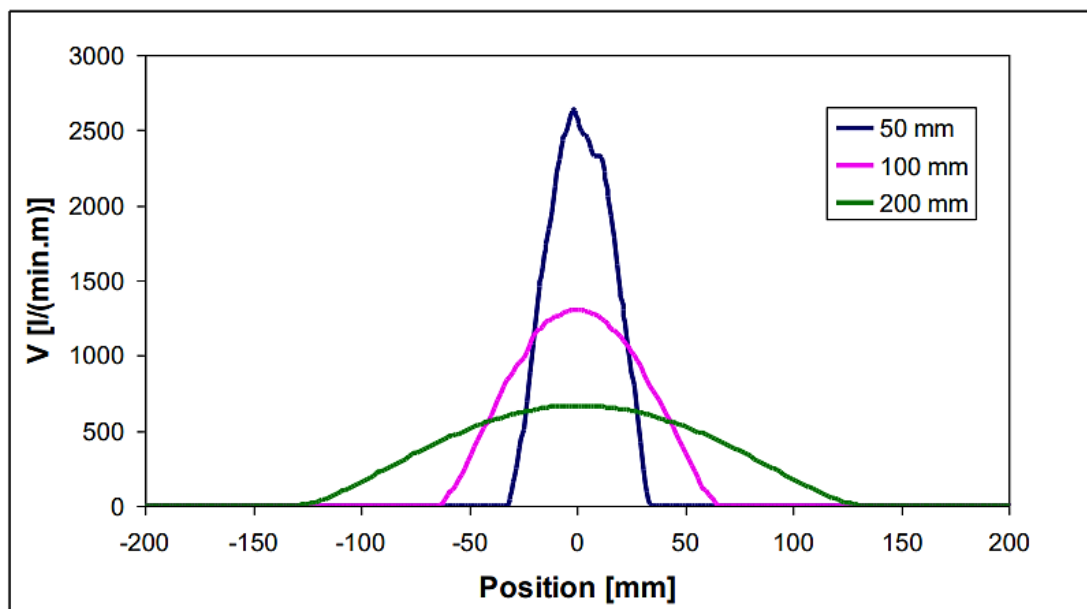


Fig. II.13 Répartition de l'impact de l'eau sur la longueur du rouleau pour trois hauteurs de pulvérisation.

L'expérience avec une hauteur de pulvérisation de 50 mm montre ce qui suit : si la buse est très proche de la surface, les valeurs de HTC ne sont pas les plus élevées. Cette constatation peut s'expliquer par l'existence d'une grande quantité d'eau dans la zone d'impact qui empêche le jet d'atteindre la surface à haute énergie en raison de la pulvérisation mettant en contact un bassin d'eau. Etant donné que cette conclusion n'était pas attendue, l'effet de la pulvérisation à partir de hauteurs de pulvérisation rapprochées devrait être étudié. La chaleur totale extraite est la plus grande pour la hauteur de pulvérisation la plus éloignée [86].

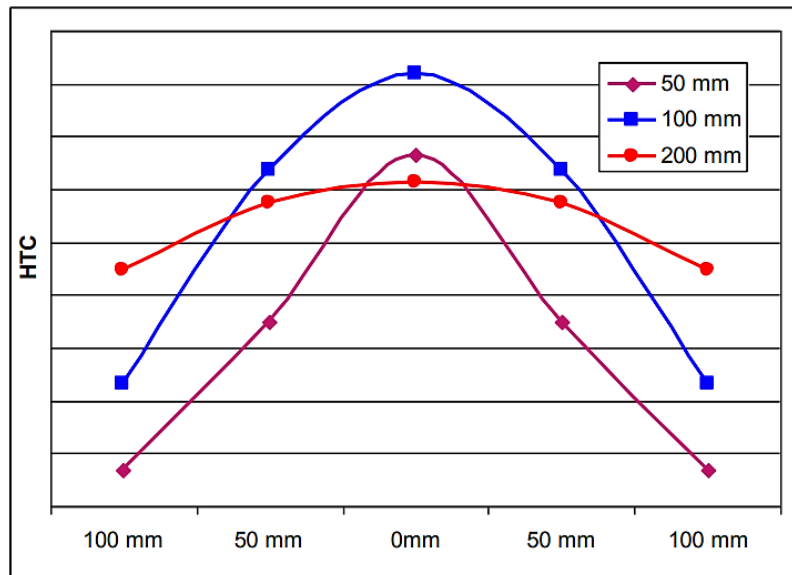


Fig. II.14 Coefficient de transfert de chaleur (HTC) pour trois hauteurs de pulvérisation [86].

La Figure II.14 montre l'effet de la distance de pulvérisation (5–50 mm) sur la température de surface en fonction du temps pour quatre pressions, 100 kPa, 50 kPa, 10 kPa et 1 kPa. Comme le montre la figure, la température de surface subit d'abord une diminution rapide dès que les gouttelettes de basse température viennent frapper la surface, résultant d'un fort transfert de chaleur par convection et de l'évaporation. Elle est suivie d'une lente diminution sur une longue période pendant laquelle le film liquide s'est formé à la surface et une température de surface minimale (T_{\min}) a été atteinte à un certain moment. Le transfert de chaleur est probablement dominé par la conduction thermique pendant cette période en raison de la faible conductivité thermique du film liquide. Le temps de séjour du film liquide est beaucoup plus long que la durée de la projection, et l'évaporation continue du film liquide a maintenu la température de surface basse pendant une longue période [87]. Il commence à reprendre la température initiale lorsque le film liquide s'est complètement évaporé. Il est à noter que la distance de pulvérisation a un impact significatif sur la T_{\min} à 100 kPa, ce qui a permis d'obtenir la valeur la plus basse de $52,6^{\circ}\text{C}$ à une distance de 30 mm. Bien que T_{\min} diminue à environ $58,9^{\circ}\text{C}$ et à $79,8^{\circ}\text{C}$ à 30 mm lorsque la pression est réduite à 50 et 10 kPa, la distance de pulvérisation montre un effet relativement faible sur la T_{\min} , qui ne semble pas différer pour des distances variées sauf pour les distances les plus éloignées de 50 mm. On peut également voir que la température de surface change à peine pendant une longue période, une fois T_{\min} atteinte pour une pression de 10 kPa. En abaissant davantage la pression (1 kPa), T_{\min} décroît continuellement jusqu'à 97°C à 5 mm; Cependant, les longues distances de pulvérisation de 40 et 50 mm ne peuvent pas réduire considérablement la température de surface. Par ailleurs, la distance de pulvérisation

affecte différemment l'ampleur de la diminution de la température de surface (dT/dt) lors de la période de refroidissement initiale. Aux pressions relativement élevées de 100 kPa et 50 kPa, aucune divergence évidente de dT/dt n'est observée sauf à la plus grande distance de 50 mm. Cependant, cette réduction rapide prend beaucoup plus de temps pour une distance de pulvérisation supplémentaire lorsque la contre-pression de pulvérisation ne dépasse pas 10 kPa [88].

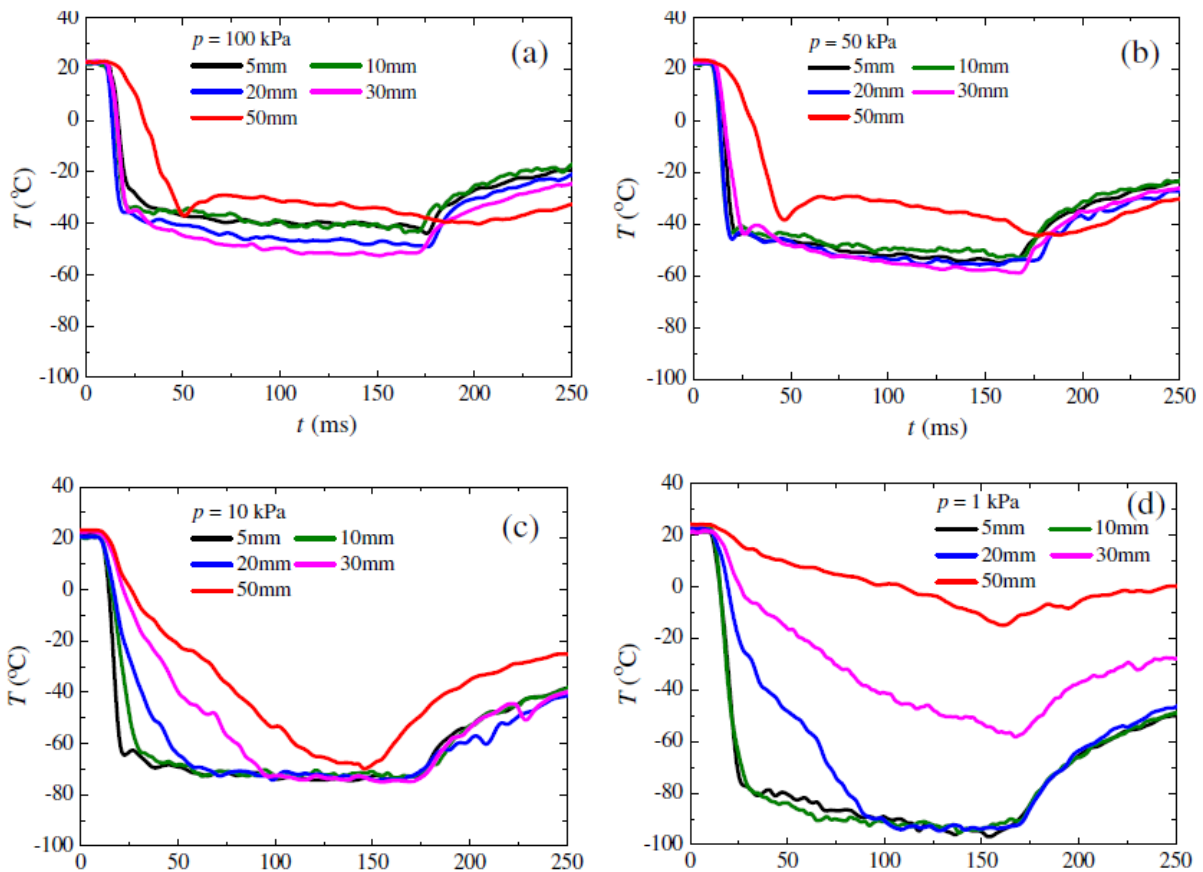


Fig. II.15 Effet de la distance de pulvérisation sur la température de surface en fonction du temps à différentes pressions : (a) $p = 100$ kPa, (b) $p = 50$ kPa, (c) $p = 10$ kPa et (d) $p = 1$ kPa; toute la durée de la poussée est de 50 ms [88].

L'effet de la distance de pulvérisation sur le flux thermique de surface en fonction du temps est illustré dans la figure II.16 pour quatre pressions, 100 kPa, 50 kPa, 10 kPa et 1 kPa. Le flux de chaleur augmente d'abord rapidement jusqu'à une valeur maximale de q_{\max} , puis commence à diminuer pendant le temps de résistance du film liquide jusqu'à zéro. On remarque également que la distance de pulvérisation conduit à des performances différentes en termes de flux de chaleur à différentes pressions. À des pressions élevées de 100 kPa et 50 kPa, le flux de chaleur présente des pics élevés car la distance de pulvérisation est inférieure à 50 mm. Les valeurs les plus élevées de q_{\max} sont 368 et 428 kW/m^2 qui apparaissent à 20 mm, avec des valeurs

inférieures à 320 et 375 kW/m² apparaissant à 30 et 40 mm respectivement. Le flux de chaleur maximal peut encore être augmenté à 522 et 540 kW / m² en abaissant la pression à 10 et 1 kPa, uniquement à des distances courtes de 5 mm.

IV.1 Influence de la pression et du débit de pulvérisation

Les processus de conception et d'optimisation du refroidissement des cylindres de laminage ont été étudiés. Des buses à jet plat avec un angle de pulvérisation de 60 ° ont été utilisées pour quatre expériences. La pression a été augmentée en quatre étapes : 2, 5, 8 et 12 bars. La configuration de pulvérisation est représentée schématiquement à la Fig. II.12. La distribution d'eau (angle de pulvérisation) n'est pas affectée par la pression [86]. La figure II.16 montre que l'intensité de refroidissement augmente avec la pression mais que la distribution de HTC sur la surface refroidie n'est pas affectée par la pression.

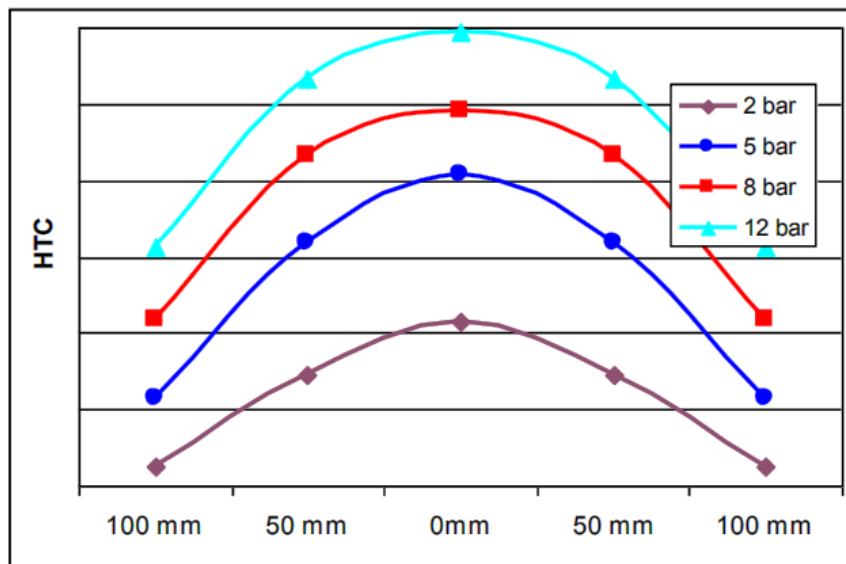


Fig. II.16 Coefficient de transfert de chaleur (HTC) pour les mesures utilisant une pression croissante [86].

Le débit augmente avec la racine carrée de la pression. Une dépendance linéaire peut être observée entre le HTC et le débit, comme indiqué sur la figure II.17. Cette dernière présente les valeurs moyennes du coefficient de transfert de chaleur pour trois positions sur la surface du cylindre, par rapport à l'axe de la buse.

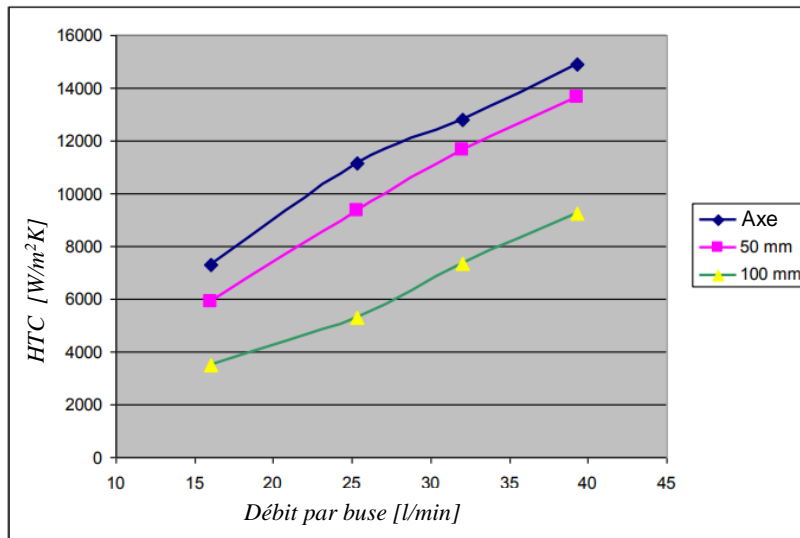


Fig. II.17 Valeurs moyennes du coefficient de transfert de chaleur en fonction du débit.

Mzad *et al.* [89] ont étudié et examiné l'effet de la pression sur le refroidissement d'une plaque d'alliage béryllium-cuivre à 815 °C. La température en fonction du temps à la surface du métal est prédite avec une pression de pulvérisation croissante de 1 à 4 bars (Fig. II.18). Les courbes de température obtenues présentent le même profil ; une baisse rapide de température à cause de l'augmentation de la pression. Les profils de température pour 3 et 4 bar sont similaires en ce qui concerne le chevauchement de leurs courbes. Néanmoins, les graphiques montrent que de grandes quantités de chaleur pourraient être extraites pendant les 10 premières secondes, ce qui explique la chute brutale de la température de surface.

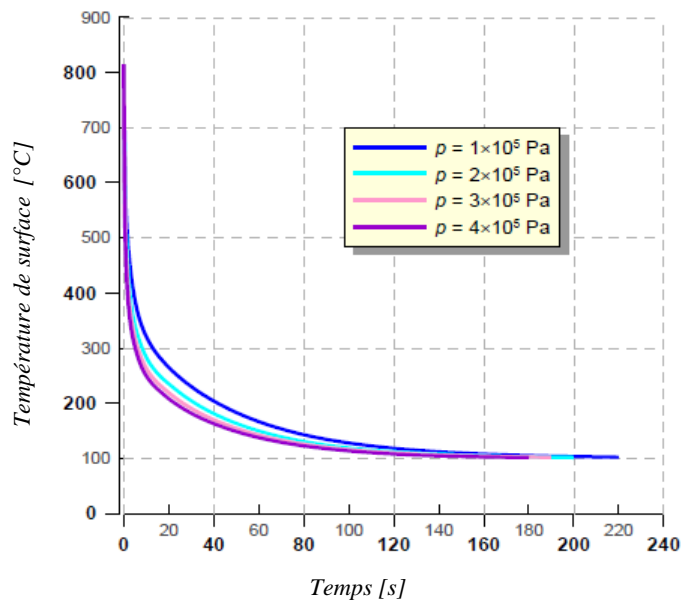


Fig. II.18 Evolution de la température pour quatre pressions différentes [89].

À $t = 40$ s, la température de surface atteint $200\text{ }^{\circ}\text{C}$, correspondant à la pression la plus basse. En même temps, des valeurs de température plus basses sont enregistrées pour des pressions de 2 à 4 bars. À partir de cet instant, le ralentissement de la chute de température est remarquable en raison de l'approche de la température de saturation en eau. En bref, le temps de refroidissement a été réduit à 45 secondes pour une pression plus élevée, ce qui est important dans l'industrie. Cependant, lorsque les courbes se chevauchent, il n'est pas nécessaire de continuer à augmenter la pression. Une pression de 3 bars assure un refroidissement optimal pour cette application [89].

La figure II.19 montre une comparaison des coefficients de transfert de chaleur pour différentes pressions de pulvérisation. Il est évident que le coefficient de transfert de chaleur (HTC) augmente avec l'augmentation de la pression de l'eau. Une augmentation de la pression de l'eau entraîne également une augmentation de la densité de l'impact de l'eau [90]. Par conséquent les flux thermiques maximaux correspondent aux coefficients maximaux de transfert thermique. Évidemment, cela se produit au début du processus de refroidissement lorsque la différence de température est maximale. En fait, les gouttelettes d'eau se vaporisent instantanément pour créer une couche limite qui empêche l'eau de mouiller la surface.

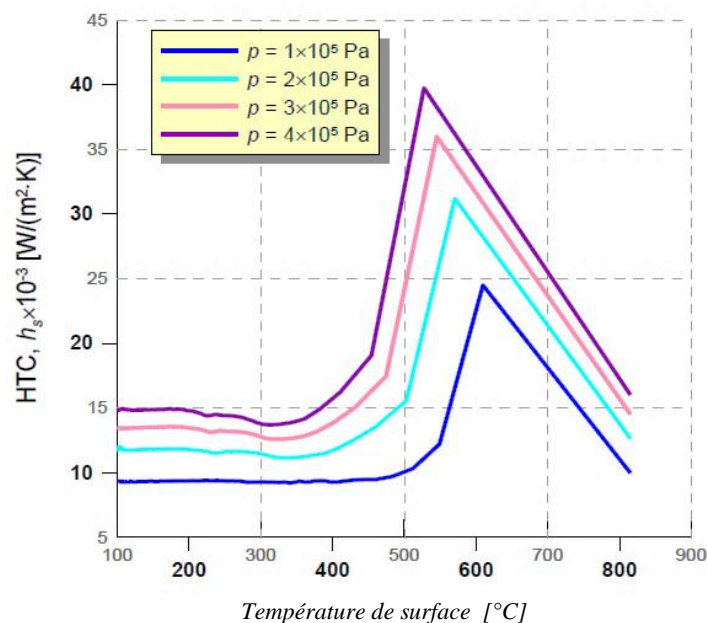


Fig. II.19 Influence de la pression de pulvérisation sur le coefficient de transfert de chaleur et la température de surface [89].

Le coefficient de transfert de chaleur est influencé par de nombreux paramètres tels que la pression de l'eau, la distance de la buse, la densité de l'impact de l'eau et la température de l'eau. En effet, pour une pression d'eau de 1 bar, la stabilisation de HTC commence à une température de surface de 500 ° C, alors que cette stabilisation se produit à 350 ° C pour une pression d'eau de 4 bars [89].

IV.2 Influence de l'angle de pulvérisation

L'influence de l'angle de pulvérisation des buses à jet plat a été étudiée [86]. Trois groupes de buses à jet plat ont été utilisés. Toutes les buses ont des débits identiques, mais chaque type utilise un angle de pulvérisation différent. Des angles de pulvérisation de 30 °, 60 ° et 120 ° ont été utilisés. Les autres paramètres de refroidissement sont les suivants : hauteur de pulvérisation de 100 mm, pression de 5 bars, débit par buse de 25 l/min (à 5 bars), vitesse circonférentielle de 1 m/s. La distribution du spray le long du cylindre refroidi est illustrée par la Figure II.20.

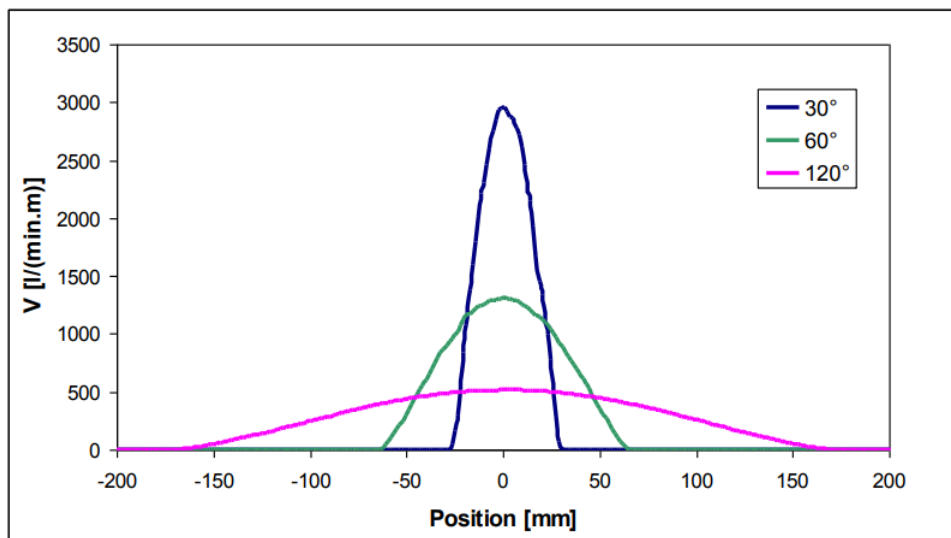


Fig. II.20 Répartition de l'impact de l'eau sur la longueur du cylindre pour trois angles de pulvérisation [86].

La figure II.21 montre les valeurs moyennes du coefficient de transfert de chaleur sur la longueur de la surface. Il est évident que les buses avec un angle de pulvérisation étroit atteignent des valeurs de HTC plus élevées dans la position de l'axe de la buse. Les Figures II.20 et II.21 fournissent des informations intéressantes : la densité d'impact de l'eau pour une buse à 30 ° est (dans la position de son axe) 6 fois supérieure à celle d'une buse à 120 °, mais l'intensité de refroidissement n'est supérieure que de 40%.

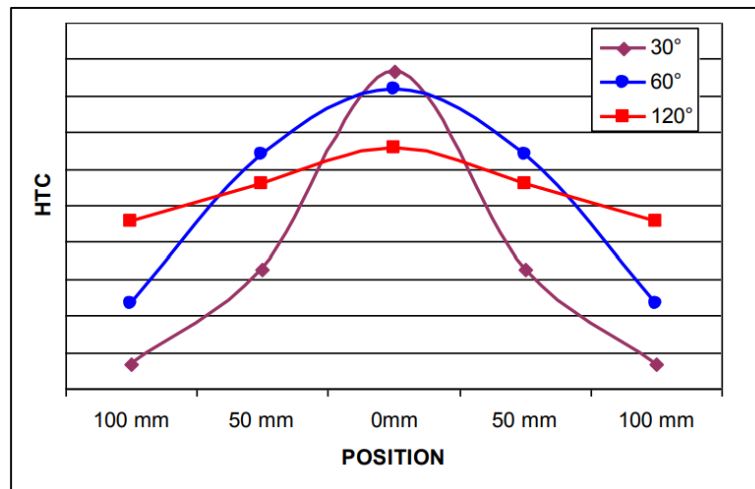


Fig. II.21 Valeurs moyennes du HTC sur la longueur du cylindre pour les tests de transfert de chaleur avec divers angles de pulvérisation [86].

L'effet de l'angle de pulvérisation sur le refroidissement d'une plaque en alliage d'aluminium extrudé a été étudié [91]. Un code commercial FVM, Fluent, a été utilisé pour calculer la distribution de la température dans la plaque d'aluminium refroidie. La figure II.22 montre la distribution du coefficient de transfert de chaleur sur la surface supérieure pour différents angles de pulvérisation. Il est clair que dans tous les cas le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé se situe au point de stagnation de la pulvérisation (situé au point central de la surface supérieure). Plus on s'éloigne du point de stagnation, plus le coefficient de transfert de chaleur diminue globalement.

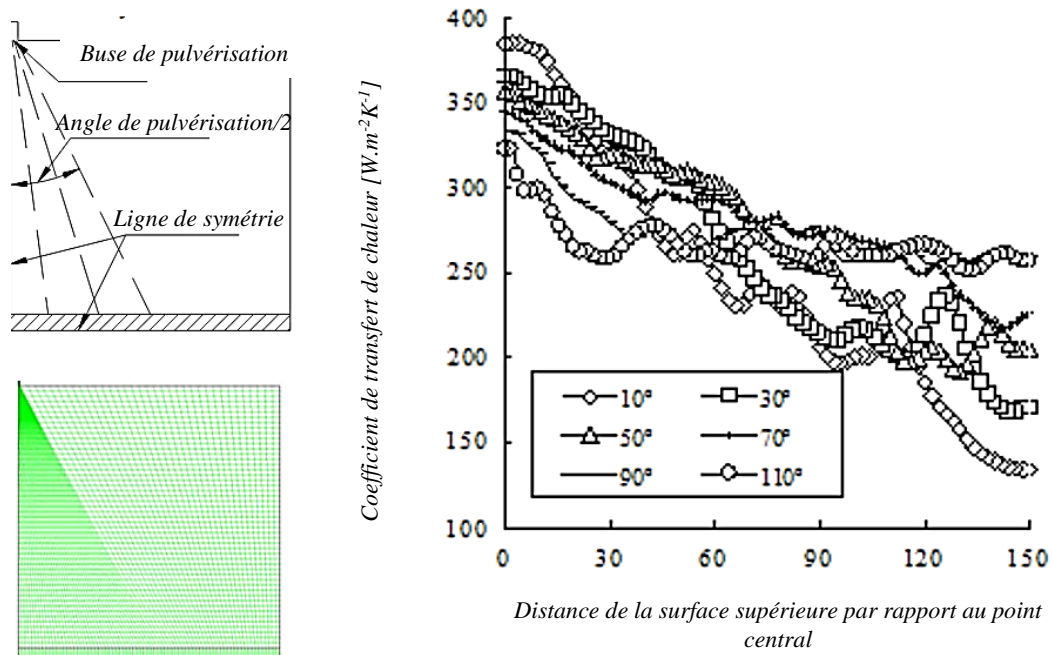


Fig. II.22 Distribution du coefficient de transfert de chaleur pour six différents angles de pulvérisation [91].

Le coefficient de transfert de chaleur est un facteur très important qui influence le changement de température. Il ressort donc des figures II.23 que plus l'angle de pulvérisation est grand, plus la répartition de la température de surface devient uniforme, et lorsque l'angle de pulvérisation est égal à environ 90°, la température moyenne de la surface atteint la valeur maximale. Ainsi, augmenter l'angle de pulvérisation peut contribuer dans une certaine mesure à l'uniformité et l'efficacité du refroidissement.

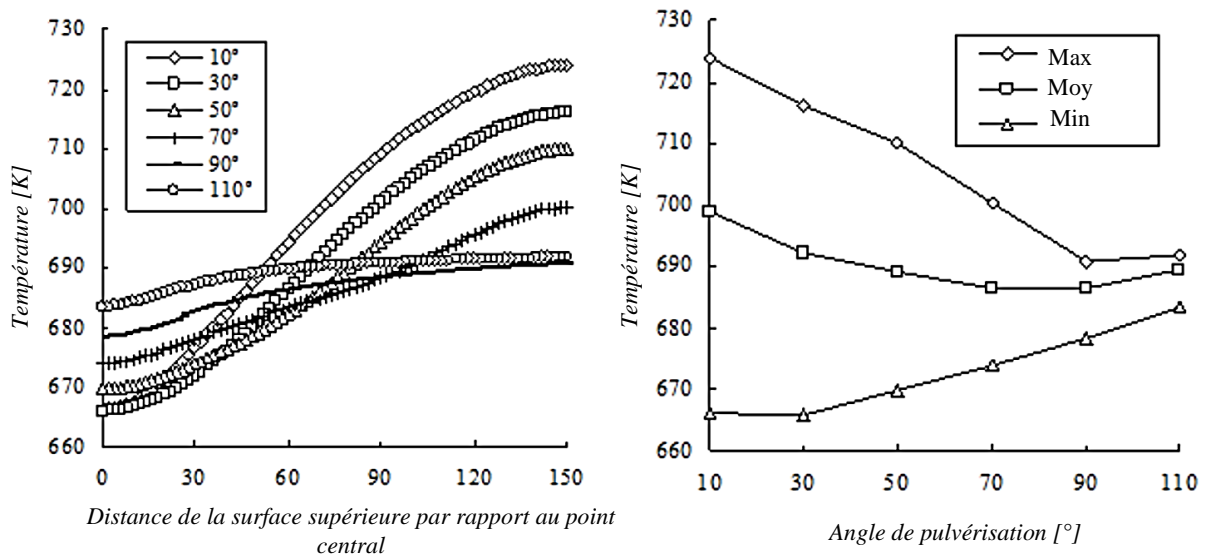


Fig. II.23 Répartition de la température de surface à différents angles de pulvérisation / relation entre les angles de pulvérisation et la répartition de la température de surface [91].

IV.3 Influence de l'espacement des buses de pulvérisation

Étant donné que les buses de pulvérisation peuvent être placées dans différentes positions ; trois positions ont été étudié pour la conception d'un système de refroidissement des cylindres de laminage. Des conditions identiques de pression, de type de buse et de hauteur de pulvérisation, ont été utilisé ; le seul paramètre variable étant "l'angle d'espacement des buses". Le positionnement des buses autour du cylindre est représenté sur la figure II.24 dont l'espacement des buses est de 7 °, 15 ° et 30 ° [86].

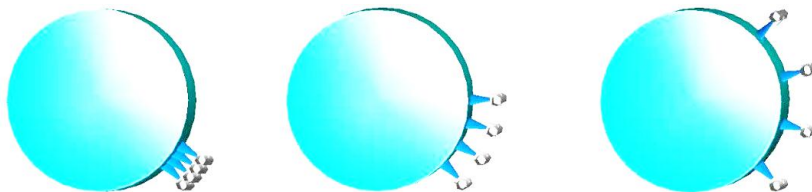


Fig. II.24 Schéma de configuration avec un espacement des buses de 7 °, 15 ° et 30 °.

La figure II.25 montre la distribution du coefficient de transfert de chaleur sur la surface refroidie. Les buses espacées de 7 ° et de 15 ° forment des pics élevés. Le pic le plus élevé correspond à l'expérience dont l'espacement est de 7 °, où la configuration de la buse crée un "point haute densité" d'eau sur la surface du cylindre. Les valeurs maximales de HTC sont : pour 7 ° environ 40 000 W/m²K, pour 15 ° environ 30 000 W/m²K et pour 30 ° environ 15 000 W/m²K. Les valeurs moyennes de HTC se trouvent dans la Figure II.26. L'espacement des buses de 15 ° semble être le plus efficace. Il convient de noter que l'efficacité du refroidissement ne dépend pas seulement des valeurs de HTC, mais également d'une combinaison des températures de surface et de HTC. Une distribution identique de ce dernier évacue beaucoup plus de chaleur lorsque les sprays sont proches de la sortie du cylindre de laminage où se trouvent les températures de surface les plus élevées [86].

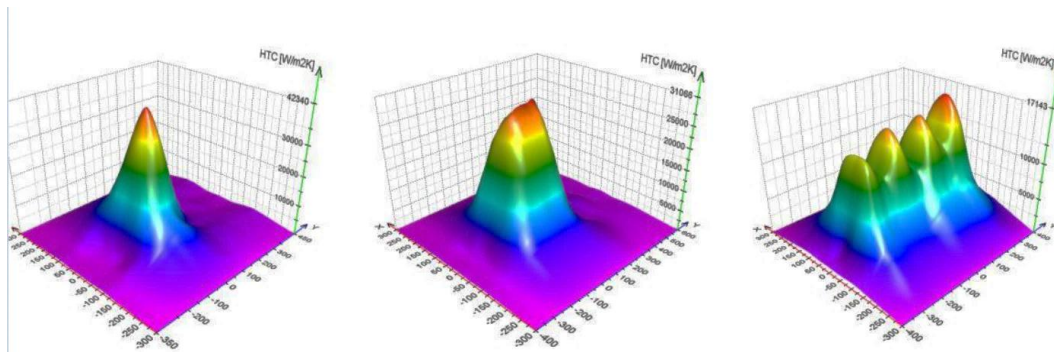


Fig. II.25 Distribution de l'intensité de refroidissement pour la configuration de pulvérisation de la Fig. II.24.

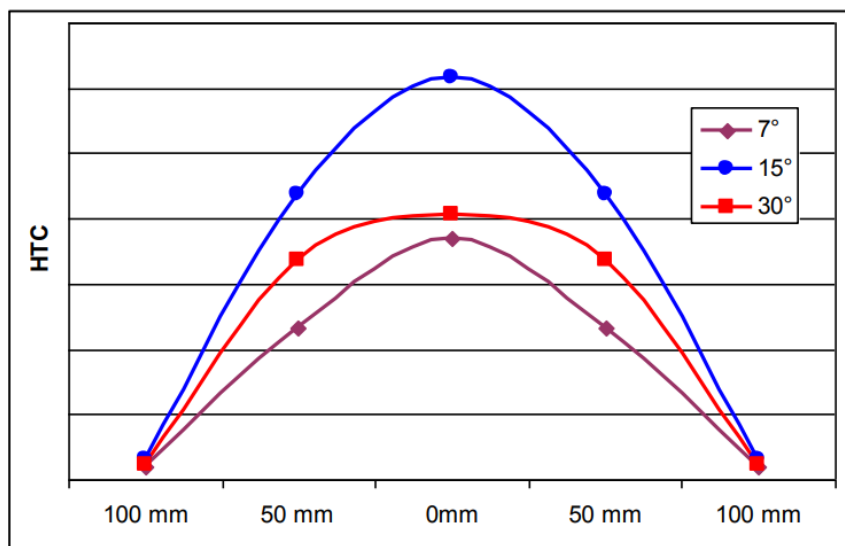


Fig. II.26 Coefficient de transfert de chaleur (HTC) pour trois espacements de buses différents autour du cylindre [86].

IV.4 Influence de la surface d'impacte

L'amélioration du refroidissement par pulvérisation en modifiant la structure de la surface est une approche efficace et peu coûteuse, qui permet une gestion optimale des liquides et favorise l'efficacité du refroidissement local. Selon la taille de la structure, la surface améliorée est classée en quatre catégories : surface mini-structurée, surface micro-structurée, surface nano-structurée et surface à structure hybride. La plupart des premières études sur le refroidissement par pulvérisation ont été menées sur des surfaces planes. Quelques-unes d'entre elles se concentrent sur les effets de la rugosité de surface vis à vis de l'amélioration du refroidissement. Pais *et al.* [54] ont fabriqué trois surfaces rugueuses avec des grains de polissage allant de 0,3 à 22 μm et ont examiné l'influence de la rugosité sur les capacités d'évacuation de la chaleur. Les tests ont montré que, lorsque la rugosité de la surface diminue, le CHF (flux de chaleur critique) augmente. Il est de l'ordre de 1200 W/cm^2 à la surface pour un polissage de 0,3 μm mais il atteint seulement 1000 W/cm^2 en surface pour un polissage de 22 μm . Ceci est dû au fait que la grande rugosité de surface engendre une épaisseur importante du film liquide, entraînant la rupture et le départ tardifs des bulles ; Ainsi qu'une résistance amplifiée du flux de chaleur par évaporation à la surface du film et une atténuation de l'impact des gouttelettes [85].

Les surfaces à mini-texture présentent une taille de structure supérieure à 1 mm. Cette dernière peut être une structure d'ailettes à broches cubiques, d'ailettes pyramides ou d'ailettes droites, etc. (Fig. II.27a). Silk *et al.* [59] ont observé que l'ajout d'une structure à ailettes à une surface refroidie diminue la résistance thermique de convection et augmente le transfert de chaleur par convection par rapport à la surface plane. En effet, la surface totale mouillée est plus grande pour une surface améliorée. Bien que les ailettes à broches cubiques et les ailettes droites aient la même surface mouillée, les performances de refroidissement de la surface des ailettes droites sont supérieures à celles de la surface des ailettes à broches cubiques. Ceci est attribué à la gestion des liquides sur la surface chauffée et à l'efficacité du refroidissement sur la surface mouillée. D'autres études ont indiqué que la disposition des ailettes est un facteur déterminant l'amélioration du transfert de chaleur lorsque la surface est mouillée. Le mauvais agencement des ailettes provoque un film liquide lent et épais, ce qui nuit aux performances de refroidissement locales. Ce point de vue doit encore être vérifié en examinant la variation de température de la surface locale.

Les surfaces structurées micro/nano ou hybrides ont suscité un vif intérêt pour le refroidissement par pulvérisation car la technologie de micro-fabrication a permis de faire progresser de nouvelles surfaces micro/nano-conçues au cours de la dernière décennie (fig. II.27 b, c, d).

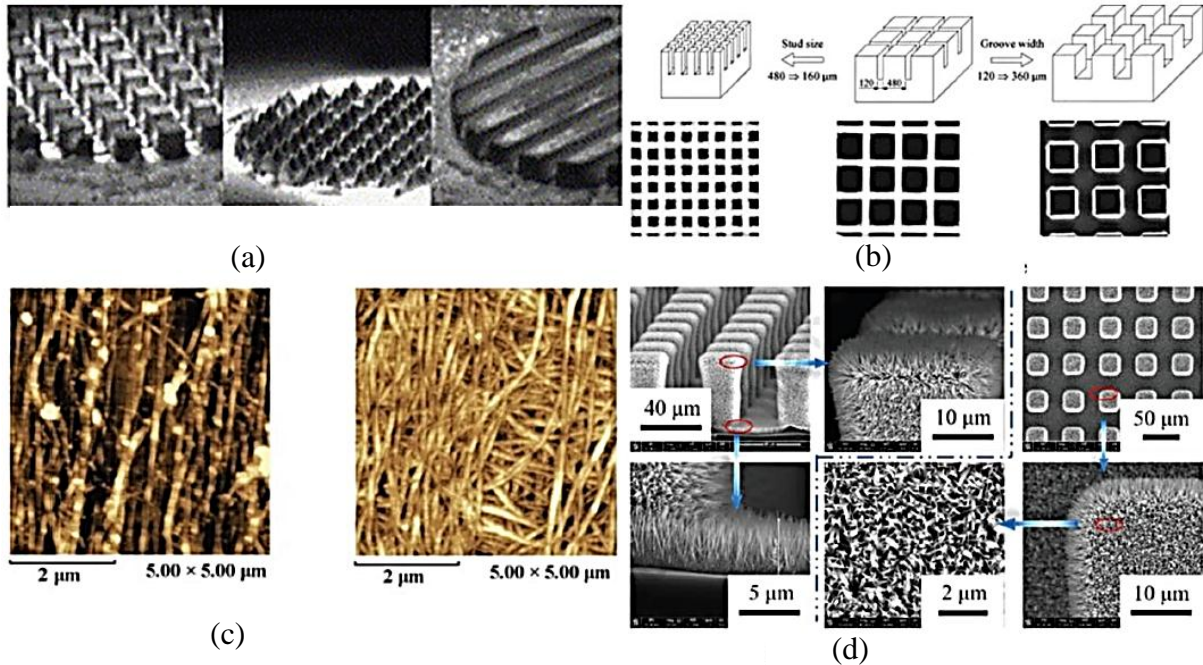


Fig. II.27 (a) Surface structurée millimétrique [77], (b) Surface micro-structurée [36], (c) Surface nano-structurée [92], (d) Surface hybride micro / nano structurée [93].

Des études expérimentales ont appliqué des surfaces micro-texturées présentant des caractéristiques de surface comprises entre 25 et 480 µm, proche de l'épaisseur du film liquide mais supérieure à la taille moyenne des gouttelettes. Elles ont montré que les surfaces micro-structurées ont un léger effet sur l'amélioration du transfert de chaleur dans la zone inondée, mais améliore considérablement les performances de refroidissement dans les régions à film mince et à séchage partiel par rapport à la surface plane [85].

Zhang *et al.* [92] ont montré que la surface nano-structurée offre de meilleures performances de refroidissement car l'angle de contact est plus faible sur la surface nano-structurée par rapport aux surfaces micro-structurées et aux surfaces planes. Récemment, Chen *et al.* [93] ont développé une surface hybride micro/nano-structurée en faisant croître les matrices de nano file de ZnO au-dessus d'une tranche de silicium micro-structurée gravée. Les résultats des tests ont montré que les performances de refroidissement des surfaces hybrides sont meilleures que celles des surfaces micro-structurées en régime d'ébullition en raison de leur grande capacité de mouillage et de la réduction de leur surface de séchage. Si l'on compare les performances de la

surface nano-structurée [92] et de la surface hybride [93], il n'y a pas de différence significative dans l'amélioration du flux de chaleur par rapport à la surface lisse.

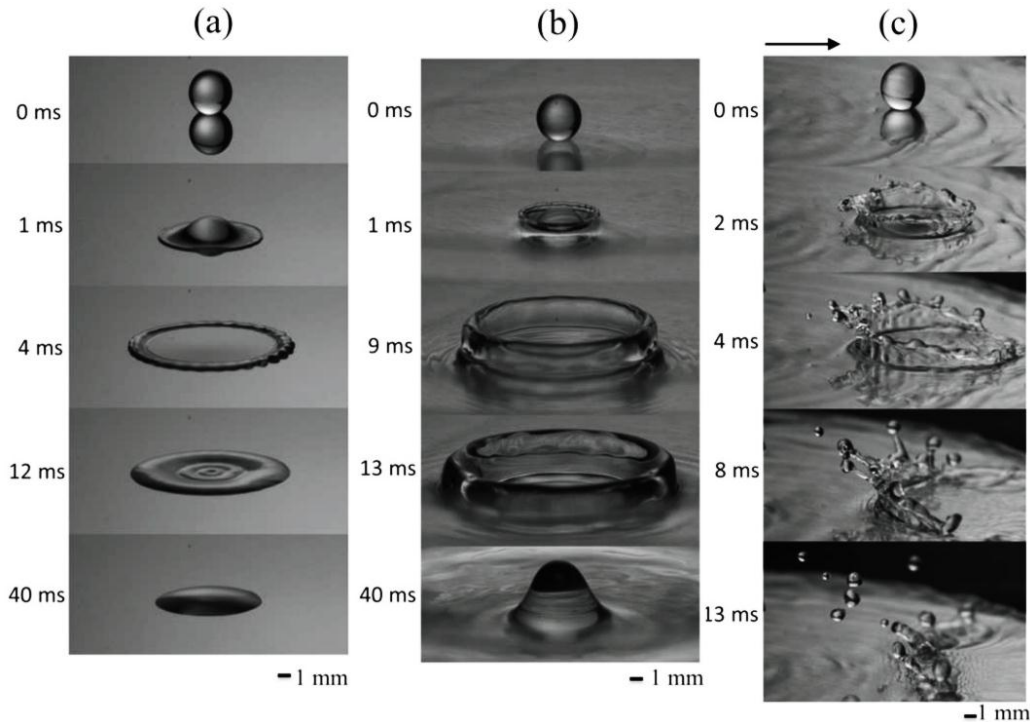


Fig. II.28 Gouttelettes d'eau de même vitesse et de même diamètre ($U_0 = 1,85 \text{ m/s}$, $D_0 = 3,2 \text{ mm}$) dans trois conditions de surface différentes : a) une surface sèche, b) un film d'eau stationnaire, c) un film d'eau en écoulement [94].

La dynamique d'impact lors du refroidissement par pulvérisation est compliquée car elle implique de nombreux phénomènes, tels que la collision de gouttelettes, la génération de film stationnaire et de film à écoulement radial et l'inondation de liquide, « spreading, receding, splashing ». Tous ces phénomènes d'impact résultent de l'interaction de l'écoulement des gouttelettes et de l'écoulement du film sur la surface d'impact. Le flux de gouttelettes comprend trois types : une gouttelette simple, un train de gouttelettes (gouttelettes continues formées par la rupture du jet) et une rafale de gouttelettes (partie du train de gouttelettes sélectionnée à une certaine fréquence). De manière similaire, les conditions d'écoulement du film impliquent une surface sèche (pas de film), un film fixe, un film circulant radialement ou leur combinaison sur la surface de refroidissement (Fig. II.28).

Les conditions d'écoulement des gouttelettes et du film sont deux paramètres d'écoulement qui déterminent directement le mécanisme de transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation. Les gouttelettes du liquide de refroidissement apportent une différence de température significative entre le flux de gouttelettes en expansion et le film fluide, ce qui contribue à la réduction de la résistance thermique à l'intérieur de la couche de film et à

l'amélioration du transfert de chaleur de la surface chauffée au flux fluide. La dynamique des fluides sur la surface d'impact régit le transfert de chaleur par convection locale. Le film qui coule rapidement transfère plus de chaleur en aval. L'épaisseur du film mince réduit la couche limite thermique et favorise l'évaporation à partir de l'interface liquide. Par conséquent, l'étude de la dynamique des fluides d'un film affectant les gouttelettes nous permet de mieux comprendre les résultats thermiques de l'impact des gouttelettes sur la surface chaude refroidie par le film et de mieux comprendre les performances de refroidissement par pulvérisation [85].

IV.4.1 Refroidissement par simple goutte d'impact

IV.4.1.1 Impact sur surfaces sèches

La surface sèche apparaît généralement dans un refroidissement par pulvérisation en deux phases, comme le montre le changement de longueur de la ligne de contact. Plusieurs études précédentes ont montré que le flux de chaleur critique dans le refroidissement par pulvérisation est atteint à la plus grande longueur de la ligne de contact. Sur une surface sèche, la dynamique de l'impact des gouttelettes sur une surface recouverte de gouttelettes est essentielle aux performances de refroidissement locales. Le processus d'un impact de gouttelette liquide a été divisé par Rioboo *et al.* [95] en cinq phases successives : cinématique, étalement, relaxation, mouillage et équilibre. La plupart des travaux de recherche ont été axés sur la propagation et la relaxation. En phase d'étalement, la ligne de contact se dilate radialement jusqu'à atteindre un étalement maximal, déterminé par le diamètre initial des gouttelettes, la vitesse d'impact, la tension superficielle, la viscosité et la mouillabilité de la surface solide (Li *et al.* [96]). Le diamètre maximal de propagation a une importance cruciale dans la phase de propagation. En plus, sur une surface super-hydrophobe, l'étalement maximal dépend d'une manière significative de la viscosité des gouttelettes liquides et de la graduation, en fonction du nombre de Weber $\sim We^{1/4}$. Van Dam et Clerc [97] ont mis en évidence une différence significative d'étalement maximal entre les substrats présentant des angles de contact petits et grands, ce qui montre l'influence significative de la mouillabilité au dernier stade de l'impact. Une pression atmosphérique plus faible peut empêcher la propagation des gouttelettes, ce qui provoque une faible propagation maximale [85].

Certains modèles analytiques ont été proposés pour prédire le processus d'impact, dont la plupart étaient basés sur la conservation de l'énergie de la gouttelette d'impact. Chandra et Avedisian [98] ont développé une corrélation empirique entre la dissipation visqueuse, tenant

en compte le temps d'étalement estimé, la fonction de dissipation simplifiée et le volume estimé de la dissipation visqueuse. Gao et Li [99] ont proposé un modèle théorique basé sur la forme dynamique réelle de la gouttelette, capable de prédire avec succès le diamètre maximum d'étalement et le diamètre de retrait pendant le processus de recul. Certains chercheurs ont concentré leurs efforts sur l'étude des éclaboussures sur des surfaces sèches variées. Il a été démontré que la rugosité de surface et les textures influencent la limite d'éclaboussure. Il a été constaté que l'impact des gouttelettes sur une surface en mouvement présente différents phénomènes d'éclaboussures et de non-éclaboussures par rapport aux surfaces stationnaires.

Sur une surface sèche et chauffée, Bernardin *et al.* [100] ont tracé la courbe d'ébullition du refroidissement par impact des gouttelettes comme identique au refroidissement par pulvérisation. Dans le régime de refroidissement liquide monophasé, Pasandideh-Fard *et al.* [101] ont observé qu'une augmentation de la vitesse d'impact favorise l'élévation du flux de chaleur autour de la zone d'impact. En effet, la vitesse de croissance des gouttelettes favorise la propagation des gouttelettes, élargissant ainsi la surface mouillée sur le substrat chauffé. Cependant, l'augmentation de la vitesse d'impact des gouttelettes améliore légèrement le flux de chaleur au point d'impact. Batzdorf *et al.* [102] ont proposé un modèle théorique permettant de prédire le taux de transfert de chaleur lors de l'impact des gouttelettes. La prédiction théorique est plus précise lorsque le nombre de Prandtl liquide Pr est supérieur à 5 étant donné que l'évaporation des gouttelettes n'est pas prise en compte dans le modèle. Le taux de transfert de chaleur prévu montre une augmentation rapide de la valeur maximale, puis une diminution lente.

Sur une surface surchauffée avec une température supérieure à $200\text{ }^{\circ}\text{C}$, Tran *et al.* [103] ont trouvé trois phénomènes significatifs après l'impact des gouttelettes : l'ébullition par contact (contacts de la gouttelette avec la surface), l'ébullition du film (couche de vapeur formée sous la gouttelette) et l'ébullition du film de pulvérisation (couche de vapeur et minuscules gouttelettes éjectées vers le haut) (Fig. II.29a). Leurs expériences ont montré que l'impact maximum d'une gouttelette s'étend après une mise à l'échelle universelle avec le nombre de Weber ($\sim We^{2/5}$), qui est plus rapide que celle sur une surface non chauffée ($\sim We^{1/4}$). Staat *et al.* [104] ont mentionné que la température de transition de Leidenfrost montre peu de dépendance vis-à-vis du nombre de Weber affectant les gouttelettes, par contre le passage aux éclaboussures dépend significativement de la température de surface. Adera *et al.* [105] ont étudié la formation de gouttelettes non mouillantes sur une surface micro-structurée super-hydrophile en chauffant légèrement la surface au-dessus de la température de saturation du

fluide en gouttelettes, ce qui est dû à l'augmentation de la conductivité thermique et à la diminution de la perméabilité à la vapeur de la région structurée. Dans une étude expérimentale de Jung *et al.* [106], la distribution transitoire de la température lors de l'étalement des gouttelettes a été détectée par thermographie infrarouge.

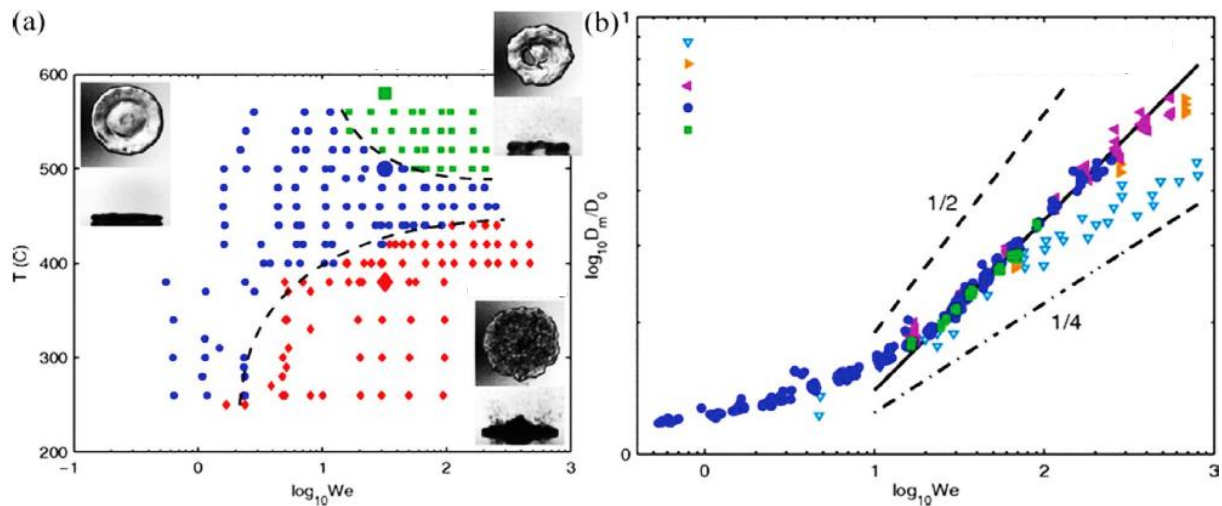


Fig. II.29 (a) Diagramme de phase de l'impact des gouttelettes d'eau sur une surface surchauffée, (b) diamètre d'épandage maximum en fonction du nombre de Weber.

Au contact de l'ébullition, le liquide de refroidissement en gouttelettes entre en contact avec la surface et le flux de chaleur maximal est rapide à atteindre au début de l'impact : environ 2 ms au point d'impact. Lors de l'ébullition pelliculaire, une surface non mouillante apparaît au début de l'impact et le flux de chaleur maximal est même inférieur à celui de l'ébullition par contact en raison de la présence d'une couche de vapeur sous la gouttelette. Sur une surface chauffée, l'étude de l'impact simultané de plusieurs gouttelettes est peu importante, ce qui nécessite une discussion plus approfondie de l'influence de la collision des gouttelettes sur la ligne de contact et l'évaporation locale. Cela favorise la compréhension du refroidissement par pulvérisation en deux phases et l'optimisation de l'efficacité du refroidissement.

IV.4.1.2 Impact sur films stationnaires

Un film stationnaire apparaît au centre d'un impact de pulvérisation normal ou se situe à l'endroit où l'axe de la buse de pulvérisation est en contact avec la surface d'impact en pulvérisation inclinée. Sur un film fixe, la plupart des chercheurs se sont concentrés sur le processus de propagation et le mécanisme de formation d'éclaboussures après l'impact. Yarin et Weiss [107] ont développé un modèle quasi-unidimensionnel qui prédit l'existence d'une discontinuité cinématique dans la distribution de la vitesse et de l'épaisseur du film. La discontinuité correspond à l'émergence d'une feuille liquide de soulèvement. Roisman et

Tropea [108] ont généralisé la théorie de Yarin pour le cas de vecteurs de vitesse arbitraires dans les films liquides à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de la couronne. Yarin et Weiss [107] ont trouvé expérimentalement que le rayon de la couronne du centre d'impact pouvait être exprimé en fonction du temps d'étalement non dimensionnel. La dernière étude de Cossali *et al.* [109] ont donné deux paramètres empiriques existant dans leur modèle. L'impact de gouttelettes sur un film immobile peut entraîner ou non des éclaboussures. La recherche du seuil d'impact des éclaboussures a fait l'objet de quelques études expérimentales. Cossali *et al.* [109] ont testé des gouttes de divers mélanges d'eau et de glycérol agissant sur un film liquide mince et proposé un paramètre empirique permettant de prévoir l'apparition d'un impact par projection. Pour les films épais, Cossali *et al.* [109] Et Rioboo *et al.* [95] ont trouvé une valeur critique du paramètre de seuil, au-dessus de laquelle l'impact par éclaboussure se produit (Tab. I.1). Les auteurs reconnaissent que peu d'études ont été menées sur le transfert thermique de l'impact d'une seule gouttelette sur un film fixe chauffé [85].

IV.4.1.3 Impact sur films en écoulement

L'interaction entre l'écoulement des gouttelettes et l'écoulement du film constitue une dynamique de fluide fondamentale dans le refroidissement par pulvérisation en une seule phase ou l'ébullition nucléée. La dynamique de l'impact a été abordée dans certaines recherches. Alghoul *et al.* [110] ont présenté une étude expérimentale sur une gouttelette liquide agissant sur des films liquides en mouvement horizontal. Une forme de couronne asymétrique a été observée en raison de l'effet du film en mouvement. Che *et al.* [111] ont démontré que la forme asymétrique de la couronne en écoulement décroissant se forme également après l'impact des gouttelettes. Gao et Li [94] ont également analysé l'évolution précoce de l'impact des gouttelettes sur la base d'expériences et d'un modèle théorique. Une fois que les gouttelettes ont atterri sur le film, le flux de gouttelettes s'étend rapidement et pousse le liquide vers l'extérieur, ce qui provoque la formation des feuilles de liquide soulevées. Au début de l'impact des gouttelettes, la direction du flux d'étalement est opposée à celle du film en amont du point d'impact, alors que leur direction est la même en aval. Les feuilles de la couronne qui se lèvent peuvent éclabousser, ce qui dépend de l'instabilité du bord de la feuille. Une analyse a été menée pour dériver l'équation du taux d'étirement, en concluant que le taux d'étirement le plus élevé apparaît à l'emplacement où le flux d'étalement des gouttelettes est exactement opposé au flux du film, et l'emplacement est également l'emplacement le plus probable des éclaboussures. La valeur du seuil de projection a été fournie pour estimer si une projection se produit ou non. Les gouttelettes secondaires des éclaboussures s'envolent de la surface refroidie, ce qui ne contribue

pas à la performance de refroidissement. En d'autres termes, la suppression des éclaboussures devrait être bénéfique au refroidissement.

L'étude tardive de Gao et Li [112] [113] a également permis de mieux observer le développement de l'impact des gouttelettes sur le film fluide et de démontrer sa relation avec le refroidissement local. Le processus d'impact est observé par la vidéo à haute vitesse, montrant deux états : l'état en propagation, l'état en remplacement. En état de propagation, le flux de gouttelettes se diffuse et ralentit progressivement jusqu'à atteindre la propagation maximale. Après cela, le flux de gouttelettes est poussé vers l'aval et éventuellement remplacé par le flux de film. La température mesurée indique également deux étapes : l'étape de réponse lorsque la température diminue rapidement et l'étape de récupération dans laquelle la température revient à l'état d'équilibre. Un facteur d'amélioration a été proposé pour indiquer une amélioration de la convection par rapport au refroidissement en régime permanent. L'amélioration de pic sert à prendre en compte l'influence de la vitesse d'impact, de la taille des gouttelettes et du débit du film sur l'amélioration, laquelle est proportionnelle à la racine carrée du rapport débit de gouttelettes sur le débit du film appliqué directement au refroidissement par pulvérisation. Une des raisons est que le flux de film a été généré par une source externe plutôt que par le flux de gouttelettes lui-même.

IV.4.2 Refroidissement par impact d'une série de gouttelettes (train de gouttelettes)

Un phénomène possible dans le refroidissement par pulvérisation est que les gouttelettes fraîches impactent la surface de manière continue à une certaine fréquence. Le flux de gouttelettes est défini comme le flux du train de gouttelettes. La dynamique du fluide sous-jacente est l'interaction d'un flux continu de trains de gouttelettes avec le film fluide formé sur la surface chauffée. Afin d'étudier le transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation sous cet aspect, quelques études ont été menées sur le transfert de chaleur d'un train de gouttelettes continu frappant des surfaces chaudes. Qiu *et al.* [114] Ont démontré l'influence de la température de surface sur la dynamique de l'impact. Avant l'état d'équilibre, le film de gouttelettes s'étale sur la surface chauffée et la température de surface augmente le taux d'étalement du film qui s'écoule lorsque la température de surface dépasse le point d'ébullition. Avec l'augmentation de la température de surface la surface mouillée par le film à l'état d'équilibre diminue et finit par rester constante lorsque la température est supérieure à 190 ° C. En outre, la température affecte également l'angle de projection (Fig. II.30). Un angle de projection stable marqué par une ligne rouge est établi à une température de surface supérieure

à 192 ° C. La dernière étude de Qiu *et al.* [114] Ont montré que l'inclinaison du train de gouttelettes diminue l'angle d'éclaboussure et augmente la taille moyenne des gouttelettes secondaires.

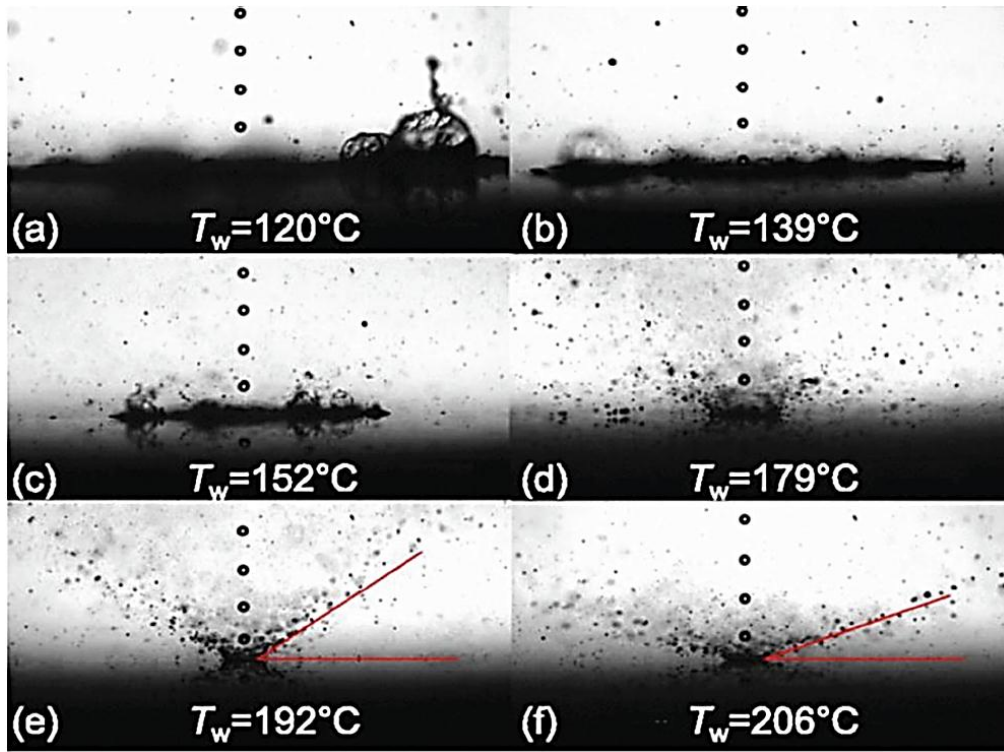


Fig. II.30 Dynamique d'impact du train de gouttelettes à différentes températures de surface est une vitesse de 15,2 m/s [114].

Soriano *et al.* Ont présenté une observation expérimentale d'un conflit entre plusieurs trains de gouttelettes. L'espacement des impacts entre plusieurs flux de gouttelettes affecterait la propagation et les éclaboussures des régimes d'impact, et la performance de refroidissement optimale était atteinte lorsque la vitesse du film n'a pas été perturbée par les flux de gouttelettes adjacentes. En outre Zhang *et al.* [92] Ont démontré que l'espacement des impacts et le motif d'impact influent considérablement sur les performances de refroidissement local et global sur la surface chaude. En comparaison avec le refroidissement par impact de jet circulaire, l'impact de train de gouttelettes permet d'obtenir de meilleures performances de refroidissement pour divers modèles. La même conclusion a été faite en comparant les performances de refroidissement du train de gouttelettes et de l'impact du jet sur un film fluide qui refroidit la surface chaude. Grâce à des buses piézoélectriques, plusieurs groupes de flux de jet ont été générés et divisés en trains de gouttelettes pour refroidir la surface chaude, et le flux de chaleur maximal atteint environ 170 W/cm² avec un diamètre de buse de 25 μm . Cependant, la

dynamique d'impact peu claire et sa relation avec le refroidissement local nécessitent une étude plus approfondie.

V. Nombres adimensionnelles pour refroidissement par pulvérisation

Il faut souligner que la courbe d'ébullition en piscine est valable pour le refroidissement par pulvérisation. En effet, ce dernier est aussi divisée en quatre régimes : régime monophasé, régime d'ébullition nucléée, régime d'ébullition de transition et régime d'ébullition du film. En régime monophasé, le flux de chaleur augmente linéairement avec l'augmentation de la différence de température de surface entre la surface chauffante et le liquide de refroidissement. La convection forcée par film en mouvement radial et l'évaporation sur l'interface instable d'une couche de film mince jouent un rôle dominant en régime monophasé. Dans le régime d'ébullition nucléée, des bulles commencent à apparaître de manière répétée sur les sites de nucléation de la surface chauffée, ainsi le flux de chaleur augmente fortement par rapport au refroidissement monophasé. Concernant le régime d'ébullition de transition, quand les sites de nucléation recouvrent complètement la surface chauffée, le flux thermique moyen atteint une valeur maximale, définie en tant que flux thermique critique (CHF). Lorsque ce point est atteint et la température d'ébullition est obtenue (zone décroissante de la courbe d'ébullition), l'efficacité du transfert de chaleur diminue considérablement. Le liquide de refroidissement absorbe la chaleur de la surface et forme une couche de vapeur, de sorte qu'il devient difficile pour les liquides environnants de pénétrer dans la surface chaude. Ce qui explique la forte diminution du flux de chaleur dans ce régime. Dans le film, le régime d'ébullition est un phénomène intéressant, à savoir une tendance croissante au flux de chaleur. Une chaleur massive est générée à partir de la surface chauffée et le transfert de chaleur par rayonnement devient un mécanisme clé de transfert de chaleur entre la surface chauffée et le liquide, de sorte que le flux de chaleur a tendance à augmenter à partir du point de Leidenfrost. Compte tenu de la limite de sécurité et de la mise en œuvre rapide du refroidissement électronique, les chercheurs se penchent sur la corrélation théorique en régime monophasé et en régime d'ébullition de nucléation [76].

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel utilisé pour caractériser les transferts thermiques entre un fluide et une paroi, appelé transfert convectif. On le définit de la manière suivante :

$$N_u = \frac{hL_c}{\lambda} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

- h coefficient de transfert thermique [W/m²K]
- L_c longueur caractéristique [m]
- λ conductivité thermique du fluide [W/mK]

La longueur caractéristique dépend de la géométrie en présence. Dans le cas d'un écoulement dans une conduite, on prendra le diamètre de la canalisation, ou le diamètre hydraulique si la conduite n'a pas une section circulaire. Dans le cas d'une plaque plane, on prendra la longueur de la plaque, ou l'abscisse à compter du bord d'attaque de la plaque.

Comme tout nombre sans dimension, la valeur du nombre de Nusselt dépend fortement des grandeurs de référence que l'on choisit, et de la signification physique que l'on entend lui donner (locale ou globale par exemple). Il est notamment important de savoir, lors de l'utilisation d'une corrélation, si le coefficient de convection h a été défini par rapport à une température de référence fixe, ou à une température de mélange locale.

L'application du théorème de Buckingham à un problème de convection forcée, pour un écoulement établi en vitesse et en température avec un fluide dont les propriétés thermomécaniques sont constantes, fait apparaître trois groupements ou nombres sans dimension en relation sous la forme suivante :

$$N_u = \sum C \cdot Re^\alpha \cdot Pr^\beta \quad (\text{II.4})$$

Avec :

- Re le nombre de Reynolds
- Pr le nombre de Prandtl

Cette somme représente une fonction quelconque des deux variables qui ne peut être précisée que par l'expérience :

$$N_u = f(Re, Pr) \quad (\text{II.5})$$

Ici, l'expérience montre qu'une fonction monôme est généralement adéquate.

L'objectif est, en général, de déterminer le nombre de Nusselt afin d'en déduire le coefficient de transfert thermique.

Le nombre de Prandtl (Pr) est un nombre sans dimension, ainsi nommé en hommage au physicien allemand Ludwig Prandtl. C'est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (viscosité cinématique) et celle de la chaleur (diffusivité thermique) :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{II.6})$$

Avec :

- ν La viscosité cinématique ;
- α La diffusivité thermique.

Qui s'expriment toutes deux en m^2/s

Comme $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ et $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$, une définition équivalente est :

$$\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (\text{II.7})$$

Avec :

- μ la viscosité dynamique (exprimée en $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$) ;
- ρ la masse volumique (en kg m^{-3}) ;
- λ la conductivité thermique, (en $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) ;
- C_p la capacité thermique massique à pression constante (en $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$).

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un nombre de Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un nombre de Prandtl faible (exemple : métaux liquides) indique que la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température.

Exemple :

fluide	Prandtl
eau	7,01
air	0,707

En régime monophasé, Rybicki et Mudawar [80] ont proposé la corrélation pour le spray diélectrique PF-5050, qui est :

$$Nu = 4.7 Re^{0.61} Pr^{0.32} \quad (\text{II.8})$$

Karwa *et al.* [115] ont développé une relation concernant le transfert de chaleur pour les sprays d'eau à cône plein :

$$Nu = 20.344 Re^{0.659} \quad (\text{II.9})$$

Cette relation a une précision de $\pm 7,3\%$ pour des pertes de charge variées. Heieh et Tien [116] ont étudié le refroidissement par pulvérisation de R-134a et ont établi une corrélation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Weber, la répartition de la taille et les effets de la chaleur sensible dans le régime monophasé, qui est :

$$Nu = 933 We^{0.36} (d_{32} / d_0)^{0.25} (\Delta T / T_s)^{0.027} \quad (\text{II.10})$$

Des relations généralisées ont été développées pour le nombre de Nusselt lié à la température de paroi et au nombre moyen de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds de pulvérisation et de la température non dimensionnelle, avec une erreur absolue de 4% et 15% lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 440 [117]. Les expériences ont été réalisées à l'aide d'une buse à cône plein Unijet fournies par la société Spraying System Company. Les résultats montrent l'influence du flux massique et la température de paroi sur les performances du transfert de chaleur en régime sans ébullition. Pour étudier le facteur d'effet de manière exhaustive, les données expérimentales ont été utilisées pour développer une relation empirique, qui relie le nombre de Nusselt au nombre de Reynolds de pulvérisation et à la température non dimensionnelle. L'expression obtenue est la suivante :

$$Nu_T = 0.1275 Re^{0.9322} \xi^{2.2485} \quad (\text{II.11})$$

La température sans dimension est le rapport entre la température de la paroi T_w et la différence de la température d'ébullition du liquide et de la température ambiante, comme suit :

$$\xi = \frac{T_w}{T_{\text{Ébullition}} - T_e} \quad (\text{II.12})$$

où T_e est la température ambiante. $T_{\text{Ébullition}}$ La température d'ébullition de l'eau 373 K.

La figure II.31 montre le nombre de Nusselt lié à la température de la paroi (Nu_T) par rapport à la température non dimensionnelle avec une erreur absolue moyenne de $\pm 4\%$ pour différents nombres de Reynolds.

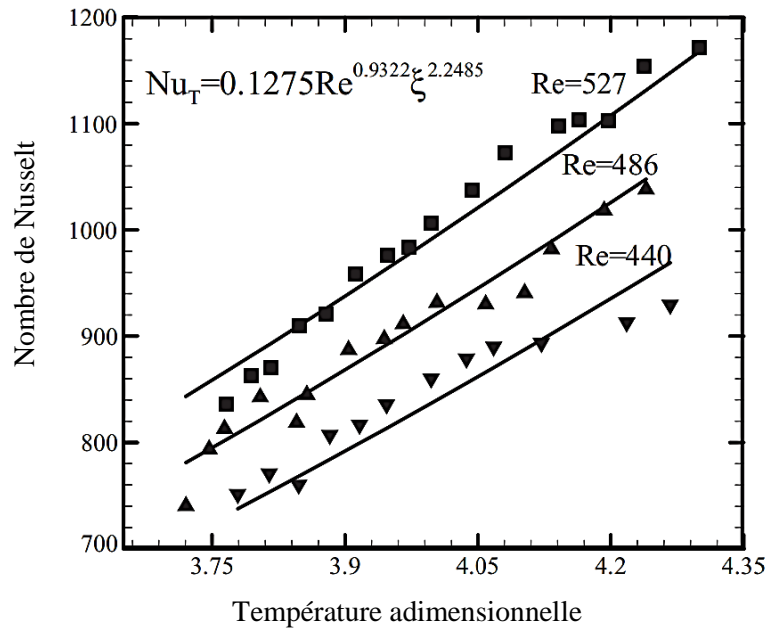


Fig. II.31 Corrélation du nombre de Nusselt pour différents nombres de Reynolds [117].

Il est clair que le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds et la température non dimensionnelle. Le nombre moyen de Nusselt attire également de nombreuses inquiétudes, comme celles de Nitin *et al.* [118] et Oliphant *et al.* [119] Afin de vérifier la validité de l'équation II.9, le nombre moyen de Nusselt est déterminé par intégration pour être comparé au résultat fourni précédemment :

$$\overline{Nu} = \frac{0.1275}{\xi_{\max} - \xi_{\min}} \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} Re^{0.9322} \xi^{2.2485} d\xi = 3.1699 Re^{0.9322} \quad (\text{II.13})$$

Lorsque le liquide de refroidissement est de l'eau les valeurs de ξ_{\max} et ξ_{\min} sont respectivement 4.6625 et 3.6625.

Oliphant *et al.* [119] Ont présenté la corrélation du nombre de Nusselt avec une erreur moyenne de 12% comme suit :

$$\overline{Nu} = 32.5 Re^{0.51} \quad (\text{II.14})$$

Ceci est valable pour $10 \leq Re \leq 1000$, pour les buses pneumatiques en régime sans ébullition.

VI. Corrélations pour refroidissement par pulvérisation

De nombreux résultats expérimentaux de l'échange calorifique entre une surface métallique très chaude et une pulvérisation mécanique d'eau ont été publiés au cours des dernières années. On y constate de grandes différences selon la température de la paroi et pour une même température de paroi, selon les conditions de pulvérisation. Parmi les caractéristiques macroscopiques d'une pulvérisation, il faut citer : le débit total de liquide pulvérisé, la vitesse du liquide à l'orifice du pulvérisateur, la pression moyenne d'impact de la pulvérisation et la densité de débit liquide. C'est sans conteste ce dernier paramètre qui est le plus important et c'est pourquoi la plupart des corrélations existantes le font intervenir explicitement. D'après Gaugler [120], la densité de flux de chaleur extraite de la paroi vaut (en W/m^2) :

$$\dot{q}_p = 4500 (\theta_p - \theta_{sat}) \dot{m}_\ell^{1/3} \pm 10 \% \quad (\text{II.15})$$

Avec :

$$250 < \theta_p < 450 \text{ } ^\circ C$$

$$0.7 < \dot{m}_\ell < 3.7 \text{ kg} / \text{m}^2$$

Pour la plupart des applications industrielles le domaine de validité de cette expression est trop restreint.

Müller et Jeschar [121] ont étudié le refroidissement de plaques d'acier verticales par des pulvérisations d'eau. Leur objectif était de simuler le refroidissement secondaire d'une coulée continue. Leurs mesures sont synthétisées par l'expression suivante :

$$\dot{q}_p = \Gamma \varepsilon_p (T_p^4 - T_{env}^4) + [10 v_0 + (107 + 0.688 v_0) \dot{m}_\ell] [T_p - T_{sat}] \pm 12 \% \quad (\text{II.16})$$

Pour autant que :

$$973 < T_p < 1473 \text{ K}$$

$$11 < v_0 < 32 \text{ m} / \text{s}$$

$$0.3 < \dot{m}_\ell < 9 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$$

Il faut remarquer que cette relation fait intervenir à la fois la densité de débit liquide pulvérisé \dot{m}_ℓ et la vitesse du liquide à l'orifice v_0 .

Pour Yanagi [122] , le refroidissement de tôles sous des jets pulvérisés obéit à la corrélation expérimentale :

$$\dot{q}_p = 1.10 \cdot 10^5 (\dot{m}_\ell)^{0.7} \left(\frac{\theta_\ell}{26} \right)^{-0.54} \quad (\text{II.17})$$

Notons que dans cette formule la température de la paroi chaude n'apparaît pas, et que plus la température du liquide θ_ℓ croît, plus q_p décroît. Une série de mesures ont été effectuées de la densité de flux calorifique extrait d'une plaque horizontale en acier inoxydable (A.I.S.I.309 S).

$$\dot{q}_p = 423 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \pm 17 \% \quad (\text{II.18})$$

Pour une aspersion verticale dirigée vers le bas à condition que :

$$\begin{aligned} 900 < T_p < 1200 \text{ K} \\ 1 < \dot{m}_\ell < 7 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s} \end{aligned}$$

Pour une aspersion verticale dirigée vers le haut :

$$\dot{q}_p = 360 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \quad (\text{II.19})$$

Lorsque

$$\begin{aligned} 1000 < T_p < 1300 \text{ K} \\ 0.8 < \dot{m}_\ell < 2.5 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s} \end{aligned}$$

Ces densités de flux sont proches de celles de Nozaki et alii [45]:

$$\dot{q}_p = 333 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \quad (\text{II.20})$$

De l'analyse de ces résultats expérimentaux, il ressort que la densité de flux de chaleur extraite varie proportionnellement à $\dot{m}_\ell^{0.5 \dots 0.7}$, ce qui montre que l'on n'a pas intérêt à accroître toujours davantage le débit surfacique d'eau.

De telles corrélations globales peuvent servir de guides pour le dimensionnement d'installations de refroidissement. Elles ne permettent toutefois pas d'expliquer les phénomènes physiques apparaissant lors de l'aspersion de parois très chaudes. Pour tenter une approche plus fondamentale, il faut connaître les caractéristiques microscopiques de la pulvérisation : diamètres et vitesses des gouttes pulvérisées ainsi que leur concentration spatiale. La détermination de ces grandeurs nécessite le recours à des techniques élaborées telles que la

photomicrographie ou la vélocimétrie laser. Il est alors possible d'obtenir pour chaque pulvérisation considérée les spectres de distribution des diamètres et de répartition de vitesses des gouttes.

La plupart des gouttes pulvérisées entrant en collision avec une paroi chaude se fractionnent en un grand nombre de petites gouttelettes. Ce fractionnement se produit lorsque le nombre de Weber de la goutte est supérieur à une valeur critique égale à 80.

Des films rapides (7 000 images par seconde) ont permis de détailler les différents stades d'évolution de cette rupture. Peu après l'impact, un film liquide continu entoure une zone centrale plus compacte en forme de dôme. Ce dernier ne subsiste plus alors qu'un film liquide qui devient peu à peu instable puis se brise en une multitude de gouttelettes. Les évolutions temporelles du diamètre du dôme d_D et du film d_F ont pu être mises en évidence et sont données par les expressions suivantes :

$$\left(\frac{d_D}{d}\right)^2 = 6.97 \tau (1 - \tau) \quad \text{Et} \quad \frac{d_F}{d} = 1.67 (3.1\tau - \tau^2) \quad (\text{II.21})$$

Où τ est un temps adimensionnel qui vaut t/t^+ .

Un modèle théorique a été proposé [45] et il se base sur ce comportement de la goutte et comporte deux étapes : d'abord l'évaluation de l'énergie calorifique Q_i extraite par une goutte unique de diamètre et de vitesse connus, ensuite le calcul de l'accumulation des échanges individuels afin d'obtenir l'effet d'ensemble de la pulvérisation. Il suppose trois modes d'échange calorifique

- a) par contact direct liquide-paroi sous la zone centrale du dôme de chaque goutte
- b) par conduction à travers le film de vapeur qui se forme à la périphérie sous le film annulaire
- c) par rayonnement entre la paroi et l'environnement.

La densité de flux de chaleur prédite théoriquement peut s'écrire dans le cas d'une aspersion verticale dirigée vers la face supérieure d'une plaque horizontale en acier inoxydable :

$$\dot{q}_p = \Gamma \varepsilon_p (T_p^4 - T_{env}^4) + 0.86 \sqrt{k_p \rho_p c_p} (T_p - T_\ell) \sum_i \frac{d_i^{2.5}}{u_{\ell ni}^{0.5}} x_i \quad (\text{II.22})$$

Dans cette relation apparaît la somme étendue à toutes les classes de la pulvérisation des nombres x_i de gouttes de chaque classe entrant en collision par unité de temps avec l'unité de surface de paroi.

La comparaison de cette expression avec les résultats expérimentaux montre un écart relatif inférieur à 20 % pour les cas étudiés.

Il est important de souligner que, d'après cette approche théorique, à densité de débit d'eau fixée, les gouttes dont le diamètre est compris entre 200 et 400 microns élimine le plus de chaleur de la paroi [45]. On note que l'efficacité n'est pas relative aux plus petites et aux plus grosses gouttes.

Le tableau II.3 résume quelques Relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte.

D'autres auteurs ont étudié le refroidissement par impact d'un spray sur une surface chaude en régime d'ébullition en film de vapeur. Le tableau II.4 regroupe les principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité du refroidissement obtenue dans cette configuration. Les paramètres du spray pouvant influencer le refroidissement sont : le diamètre statistique d_{10} ou d_{32} , la vitesse moyenne u , le débit surfacique, ou encore le nombre de Weber W_{esp} et le nombre de Reynolds Re_{sp} basés sur les caractéristiques du spray. La température de la surface (indice « w »), ainsi que les propriétés physiques de celle-ci et celles du liquide de refroidissement (indice « L ») interviennent également.

Dans le cas de l'impact d'un spray mono dispersé en diamètre, Deb et Yao [123] ont obtenus une relation analytique pour l'efficacité du refroidissement dans la gamme $W_{esp} \in [40 ; 80]$ et $Q''_v \in [0.3 ; 2] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Pour des refroidissements allant du régime de refroidissement transitoire au régime d'ébullition en film de vapeur c'est-à-dire $T_w \in [140 ; 600] \text{ }^\circ\text{C}$ pour de l'eau, l'efficacité du refroidissement croît avec le nombre de Weber [45].

Le flux de chaleur surfacique q''_T et l'efficacité de refroidissement ε_T permettent respectivement de quantifier et de qualifier le refroidissement. L'efficacité de refroidissement correspond au rendement de ce dernier par rapport au spray utilisé, c'est-à-dire à la part de la consommation liquide réellement utile au refroidissement. Elle s'écrit comme le rapport entre le flux de chaleur réelle et le flux de chaleur maximal que peut idéalement extraire le spray (Eq II.23).

Lorsqu'une goutte interagit avec une paroi à haute température, la goutte est soumise à trois types de flux de chaleur. Ces différents échanges sont schématisés sur la figure II.32 dans le cas d'une goutte de température initiale T_L interagissant avec une paroi chaude de température T_w .

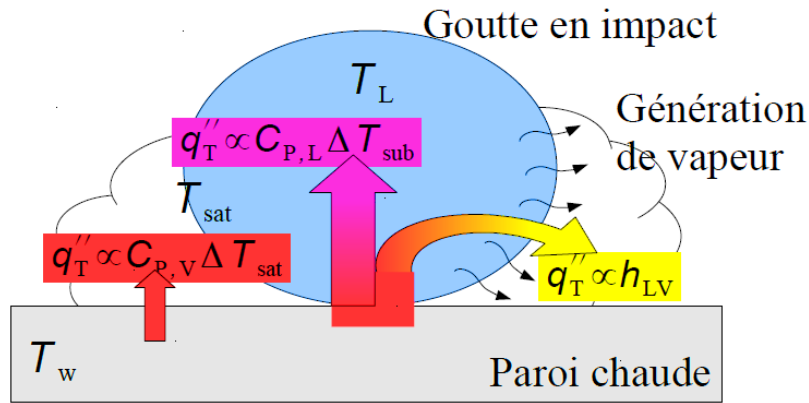


Fig. II.32 Schéma illustrant les trois formes de transfert de chaleur entre une goutte et une surface chaude. Chaque terme, exprimé en énergie massique [J.kg⁻¹], correspond à un terme du dénominateur de l'équation II.23.

Le premier terme (violet) correspond au flux de chaleur sensible vers le liquide lorsque sa température s'élève de ΔT_{sub} entre sa température initiale T_L et sa température de saturation T_{sat} . Le second terme (jaune) correspond au flux de chaleur prélevé pour assurer le changement de phase d'une fraction du liquide. Le troisième terme (rouge) correspond au flux de chaleur sensible acquis par la vapeur qui subira une surchauffe $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$. Dans le cas limite où tout le liquide participe à ces trois phases d'échanges, on obtient un flux de chaleur maximal que peut extraire le liquide pour une température initiale T_L et une température de paroi T_w . Ainsi, l'efficacité de refroidissement d'un spray dont le débit surfacique de liquide est Q_V'' peut s'écrire selon l'équation II.23.

$$\varepsilon_T = \frac{q_T''}{\rho_L Q_V'' (C_{p,L} \Delta T_{sub} + C_{p,V} \Delta T_{sat})} \quad (\text{II.23})$$

Tableau II.3 Récapitulation des relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte. Les indices « sd » et « ss » correspondent au type d'élément liquide pour lequel est calculé la grandeur, avec respectivement une goutte seule ou un train de gouttes. [2].

Nom de la corrélation et références des auteurs	Grandeur corrélée	Corrélation
$\varepsilon_{T-sd}^{Bolle \& M}$: bolle et moreau [124]	Expérience d'impact d'une goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $We \in [1;1500]$, $T_w \in [(800);1200]^\circ C$	
	Energie extraite par l'impact d'une goutte	$E_{T-sd}^{Bolle \& M} = 0.82 (\lambda_w \rho_L C_{p,L})^{0.5} (T_w - T_L) \frac{d^{2.5}}{\sqrt{u}}$
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Bolle \& M} = 1.566 \frac{\sqrt{\lambda_w \rho_w C_{p,w}}}{\rho_L h_{LV}} (T_w - T_L) \sqrt{\frac{1}{ud}}$
ε_{T-ss}^{Tak} : Takeuchi et al. [125]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [290 ;560] \mu m$, $u \in [2.2;4.8] m.s^{-1}$ $f \in [10 ;100] s^{-1}$, $We \in [22 ;210]$, $T_w \in [600 ;1000]^\circ C$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{Tak} \alpha f^{0.95} u^{0.65} d^{2.62}$
	Efficacité de refroidissement pour un train de gouttes	$\varepsilon_{T-ss}^{Tak} \alpha f^{-0.05} u^{0.65} d^{-0.38}$
$\varepsilon_{T-ss}^{B \& M}$: Bernardin et Medawar [100]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [240 ;1000] \mu m$, $u \in [1.2;7] m.s^{-1}$ $f \in [500 ;12000] s^{-1}$, $We \in [20 ;200]$, $T_w \in [200 ;400]^\circ C$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{B \& M} = 383 .6 \Delta T^{0.912} d^{0.912} d^{0.996} u^{0.254}$
	Efficacité de refroidissement pour un train de gouttes	$\varepsilon_{T-ss}^{B \& M} = \frac{1719}{\rho_L H_{LV}} \Delta T^{0.912} u^{-0.746} d^{-1.004}$
$\varepsilon_{T-sd}^{Issa}$: Issa et Yao [126]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [200 ;482] \mu m$, $u \in [2;10] m.s^{-1}$ $f \in [50 ;10816] s^{-1}$, $We \in [10 ;650]$, $T_w \in [255 ;621]^\circ C$	
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Issa 1} = 3.771 \times 10^{-3} We^{0.691} e^{-9.079 E - 4 We}$
	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition nucléée :	
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Issa 2} = 9.844 E - 2 We^{0.3428}$

Tableau II.4 Principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité de refroidissement [2].

Auteurs	Corrélation et gammes de validités
<p>$\varepsilon_{T-sp}^{D \& Y}$: Deb et yao [123]</p>	$\varepsilon_{T-sp}^{D \& Y} = 0.02729 \exp \left(\frac{0.081 \sqrt{\ln(We_{sp} / 35 + 1)}}{(B + S / 60.5)^{1.5}} \right) + 0.21085 KB \exp \left(\frac{-90}{We + 1} \right)$ <p style="text-align: right;">Avec :</p> $B = C_{pV} (T_w - T_{sat}) / h_{LV}, K = \lambda_{vap} / (C_{p,vap} \mu_{vap}), S = \frac{(\lambda \rho C_p)_w^{0.5}}{(\lambda \rho C_p)_{Steel}^{0.5}} - 1$
Eau	
<p>Gammes : $d \approx 300 \mu m, \bar{u} \in [3;4] m.s^{-1}, We \in [40;80]$ $Q''_V \in [0.3;2] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [150;600] ^\circ C$</p>	
<p>$q_{T-sp}''^{Klinzing}$: Klinzing et al. [127]</p>	$Q''_V \in [0.58;3.5] L.m^{-2}.s^{-1} : q_{T-sp}''^{Klinzing 1} = 63.25 \Delta T_w^{1.691} Q''_V^{0.264} d_{32}^{-0.062}$ $Q''_V \in [3.5;9.96] L.m^{-2}.s^{-1} : q_{T-sp}''^{Klinzing 2} = 1.413 E 5 \Delta T_w^{0.461} Q''_V^{0.566} u^{-0.639}$
Eau	
<p>Gammes : $d_{32} \in [0.137;1350] \mu m, \bar{u} \in [10.1;29.9] m.s^{-1}, We \in [200;20000]$ $T_w > T_{leid}$</p>	
<p>$q_{T-sp}''^{B \& M}$: Bernardin et Mudawar [100]</p>	$q_{T-sp}''^{B \& M} = \rho_L h_{LV} Q''_V \varepsilon_{T,sd} \left(1 - \frac{Q''_V}{Q''_{V,dense}} \right) + 1720 \Delta T_w^{0.12} d_{32}^{-1.004} \bar{u}^{-0.746} \frac{(Q''_V)^2}{Q''_{V,dense}}$ <p style="text-align: right;">Avec</p> $\varepsilon_{T,sd} = \frac{3.68 E 4}{\rho_L h_{LV}} \Delta T_w^{1.691} d_{32}^{-0.062} \text{ et } Q''_{V,dense} = 5 L.s^{-1}.m^{-2}$
Eau	
<p>Gammes : $d \in [250;1002] \mu m, \bar{u} \in [1.0;10] m.s^{-1}, We \in [20;200]$ $Q''_V \in [0.175;2.63] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [180;380] ^\circ C$</p>	
<p>$\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re}$:</p>	<p>$Re_{Q''_V} \in [0.002;50];$</p> $\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re} = 2.5 E^{-4} \left[Re_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-1.05} + 2.5 E^{-2} \left[Re_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.5}$
<p>$\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-We}$:</p>	<p>$We_{Q''_V} \in [6 E^{-10};3 E^{-\varepsilon}];$</p> $\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re} = 8 E^{-7} \left[We_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.62} + 3.5 E^{-3} \left[We_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.2}$
<p>Yao et Cox [128]</p>	<p style="text-align: right;">Eau</p> <p>Gammes : $d \in [130;25 E + 3] \mu m, \bar{u} \in [(0.6;7.3);20] m.s^{-1}, We \in [100;3659]$ $Q''_V \in [(0.016;2.05);50] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [300;800] ^\circ C$</p>

VII. Synthèse du chapitre

- Le refroidissement par pulvérisation est une solution efficace qui présente un potentiel énorme pour la gestion des flux de chaleur élevés dans les composants électroniques de grande puissance tels que les superordinateurs, les lasers et les radars et plusieurs autres applications industrielles. Le refroidissement par pulvérisation présente plusieurs avantages par rapport aux autres techniques de refroidissement. Comparé au refroidissement par air et au refroidissement par impact de jet, le refroidissement par pulvérisation possède une capacité élevée d'élimination du flux de chaleur.
- Quatre principaux mécanismes de transfert de chaleur sont impliqués dans le refroidissement par spray. Il s'agit (1) de l'évaporation de la surface du film liquide, (2) de la convection forcée résultant de l'impact de gouttelettes sur la surface chauffée, (3) de l'augmentations des zones de nucléation sur la surface chauffée, et enfin (4) la présence de sites de nucléation secondaires à la surface des gouttelettes de pulvérisation.
- Semblable à la courbe d'ébullition en piscine, la courbe de transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation peut être divisée en quatre régimes : régime monophasé, régime d'ébullition nucléée, régime d'ébullition de transition et régime d'ébullition du film.
- L'un des plus grands défis de l'étude du refroidissement par pulvérisation est l'incapacité de contrôler ces paramètres de manière indépendante et précise. Par exemple, le flux massique peut être augmenté en augmentant la pression différentielle dans une buse de pression. Cependant, cette augmentation de pression affecte fortement la rupture des gouttelettes ; modifier complètement la taille, le nombre et la vitesse des gouttelettes.
- Le flux de chaleur augmente avec l'augmentation de l'angle de pulvérisation. L'amélioration du refroidissement par pulvérisation inclinée est attribuée à un meilleur drainage du liquide grâce à l'élimination de la zone de stagnation qui apparaît au centre lors d'un impact de pulvérisation normal.

- Si la buse est très proche de la surface, les valeurs de HTC ne sont pas les plus élevées. Cependant la chaleur totale extraite est la plus grande pour la hauteur de pulvérisation la plus éloignée.
- L'augmentation de la pression entraîne une meilleure densité d'impact du liquide ainsi qu'un coefficient de transfert de chaleur élevé. Par conséquent les flux thermiques maximaux correspondent aux coefficients maximaux de transfert thermique.
- Plus l'angle de pulvérisation est grand, plus la répartition de la température de surface devient uniforme. Ainsi, augmenter l'angle de pulvérisation peut contribuer dans une certaine mesure à l'uniformité et l'efficacité du refroidissement.
- Lorsque la rugosité de la surface diminue, le CHF (flux de chaleur critique) augmente. Améliorer le refroidissement par pulvérisation en modifiant la structure de la surface est une approche efficace et peu coûteuse, qui bénéficie d'une gestion optimale des liquides et d'une amélioration de l'efficacité du refroidissement local.

L'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation bi-phasique a été largement étudié. Cependant leurs effets sur le refroidissement monophasique sont rarement considérés.

Chapitre III

Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation

I. Introduction

Depuis les années 80, de nombreuses études ont été réalisées pour comprendre le refroidissement par spray, dans des configurations très variées. On distingue des refroidissements par spray en milieu confiné, en apesanteur, par aspersion sur des plaques verticales ou horizontales ; avec des recouvrements totaux ou partiels de la surface à refroidir, on rencontre aussi l'utilisation de plusieurs buses simultanément. Les paramètres étudiés concernent les propriétés du spray (diamètre des gouttes, vitesse des gouttes, débit surfacique, flux surfacique de gouttes), ainsi que les propriétés de la surface chauffée (température/régime de refroidissement, état de surface, affinité entre le liquide et le matériau de la surface, formes et dimensions, propriétés thermo physiques du matériau constituant de la surface). L'angle entre l'axe du spray et la plaque, le type de liquide, la dissolution de gaz dans le liquide sont également d'autres paramètres permettant la compréhension du refroidissement par spray.

La multitude des configurations étudiées a permis de mettre en lumière les mécanismes du refroidissement par spray. Toutefois, la difficulté se pose lors de la modélisation, en ce qui concerne le nombre et la complexité de ces mécanismes. De ce fait, une bonne compréhension des liens entre les conditions du refroidissement et chacun des mécanismes est nécessaire afin de faciliter l'étude numérique.

La buse contrôle le débit, atomise le liquide en gouttelettes et les disperse selon un motif spécifique. La buse appropriée doit être choisie pour le travail souhaité, aucune buse ne peut répondre à tous les besoins de pulvérisation. Le perfectionnement des caractéristiques du jet lors de la conception de la buse permet d'obtenir une meilleure dispersion et une économie de consommation d'eau. Cependant, l'optimisation des paramètres hydrodynamique du spray permet un meilleur refroidissement et une extraction de la chaleur. Dans ce chapitre trois paramètres hydrodynamiques ont été étudiés par simulation numérique dans le but d'examiner leurs effets sur le refroidissement monophasique.

II. Simulation transitoire du refroidissement par pulvérisation

L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence des paramètres impliqués dans le processus de refroidissement par projection d'eau sur une plaque d'aluminium à une température de 92 ° C. Vu que le comportement des paramètres de refroidissement par pulvérisation, lors d'un refroidissement monophasique, est rarement examiné précédemment, et qu'il n'y a que peu d'études sur ce sujet.

Une étude détaillée sur l'effet du débit volumique, de la pression du fluide et de la hauteur de la buse au-dessus de la plaque a été réalisée à l'aide de la version 5.2 du code COMSOL Multiphysics. Tout d'abord, une variation du débit de 0,497 à 1 *L/min* est effectuée. Ensuite, la pression d'entrée a été variée de 0,7 à 2,1 *bars*. L'influence de la distance entre la buse et la surface d'impact a été également étudiée dans une large plage de hauteur (100 à 505 mm). L'influence des paramètres cités précédemment, sur la température, sur l'énergie interne totale, sur le flux de chaleur convectif, sur le nombre de Reynolds, sur la distribution et sur la vitesse des gouttelettes a été étudiée.

II.1 Initiation au code COMSOL Multiphysics

La simulation numérique est une approche donnant la possibilité aux chercheurs d'analyser les comportements de plusieurs phénomènes qui par leur complexité, échappent au calcul classique. La modélisation, quant à elle, est la mise en équations de ces phénomènes, pour la large gamme de problèmes scientifiques basés sur des équations aux dérivées partielles, COMSOL Multiphysics peut servir d'une manière puissante et interactive à les résoudre en se fondant sur la méthode des éléments finis ou encore interagir avec des logiciels de programmation tels que Matlab.

COMSOL Multiphysics est un outil très employé dans des secteurs divers de recherche, car il facilite amplement les étapes de modélisation et de simulation, soit : la définition de la géométrie, des propriétés physiques des matériaux présents et des conditions aux limites, le maillage, la résolution et l'affichage des résultats. Par ailleurs, le logiciel ne demande pas de connaissances approfondies dans les mathématiques ou les analyses numériques. En effet, toutes les équations nécessaires à la résolution sont déjà prédéfinies, il suffit alors de préciser dans quel domaine (électromagnétisme, transfert de chaleur, acoustique, MDF...) et dans quel régime (stationnaire, temporel...) le modèle doit être construit. Selon le choix, la modélisation est disponible en 1D, 2D, 2D axisymétrique ou encore en 3D.

II.1.1 Analyse par éléments finis FEA

L'analyse par éléments finis (FEA) est la modélisation de produits et de systèmes dans un environnement virtuel ; L'objectif est de détecter et de résoudre des problèmes potentiels (ou réels). La FEA est la mise en pratique de la méthode des éléments finis (FEM), qui est utilisée par les ingénieurs et les scientifiques pour une modélisation mathématique et une résolution numérique de problèmes structurels complexes, de fluides et multiphysiques.

Le but du logiciel d'analyse par éléments finis (FEA) est de réduire le nombre de prototypes et d'expériences qui doivent être exécutés lors de la conception, de l'optimisation ou du contrôle d'un appareil ou d'un processus.

Une fois qu'un modèle FEA est établi et s'est révélé utile pour prédire les propriétés réelles, il peut générer la compréhension et l'intuition pour améliorer considérablement la conception et le fonctionnement d'un appareil ou d'un processus. À ce stade, les méthodes d'optimisation et le contrôle automatique peuvent fournir le dernier degré d'améliorations qui peuvent être difficiles à obtenir uniquement par intuition. La plupart des logiciels FEA modernes proposent des méthodes pour décrire le contrôle automatique et incorporer ces descriptions dans des modèles mathématiques et numériques. Les méthodes d'optimisation sont généralement incluses dans le processus de solution.

II.1.2 Méthode des éléments finis

COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. A l'aide de cette méthode, le logiciel permet de simuler de nombreuses physiques et applications en ingénierie.

En analyse numérique, la méthode des éléments finis (MEF, ou FEM pour *finite element method*) est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles. Celles-ci peuvent par exemple représenter analytiquement le comportement dynamique de certains systèmes physiques (mécaniques, thermodynamiques, etc.).

Concrètement, cela permet par exemple de calculer numériquement le comportement d'objets même très complexes, à condition qu'ils soient continus et décrits par une équation aux dérivées partielles linéaire : mouvement d'une corde secouée par l'un de ses bouts, déformation d'une structure métallique, comportement d'un fluide arrivant à grande vitesse sur un obstacle ; ce dernier représente le cas étudié dans cette thèse.

II.1.2.1 Principe général

Considérons un domaine Ω (typiquement une portion de l'espace) dont la frontière est notée $\delta\Omega$ ou Σ . Nous cherchons à déterminer une fonction u définie sur Ω , qui est une solution d'une équation aux dérivées partielles (EDP) pour des conditions aux limites données. L'EDP décrit le comportement physique du système, il s'agit par exemple des lois de l'élasticité pour un problème de résistance des matériaux ou des équations de Maxwell pour les problèmes d'électromagnétisme ou l'équation de la chaleur comme dans le cas étudié dans cette thèse. Les conditions aux limites sont les contraintes s'exerçant sur le système. Par exemple, pour un problème de transfert de chaleur, on impose la température de certaines parties du système, et/ou l'isolation d'autres parties. La méthode des éléments finis (MEF) permet de résoudre de manière discrète et approchée ces problèmes.

II.1.2.2 La discrétisation

La discrétisation consiste à "découper" le domaine Ω , c'est-à-dire à chercher une solution du problème sur un domaine polygonal ou polyédrique par morceaux ; il y a donc une redéfinition de la géométrie. Une fois la géométrie approchée, il faut choisir un espace d'approximation de la solution du problème. Dans la MEF, cet espace est défini à l'aide du maillage du domaine (ce qui explique aussi pourquoi il est nécessaire d'approcher la géométrie). Le maillage du domaine permet d'en définir un pavage dont les **pavés** sont les *éléments finis*.

Sur chacun des éléments finis, il est possible de linéariser l'EDP, c'est-à-dire de remplacer l'équation aux dérivées partielles par un système d'équations linéaires, par approximation. Ce système d'équations linéaires peut se décrire par une matrice ; il y a donc une matrice par élément fini. Cependant, les conditions aux limites sont définies sur les frontières du système global et pas sur les frontières de chaque élément fini ; il est donc impossible de résoudre indépendamment chaque système. Les matrices sont donc réunies au sein d'une matrice globale. Le système d'équations linéaires global est résolu par l'ordinateur. L'EDP est résolue aux nœuds du maillage, c'est-à-dire que la solution est calculée en des points donnés (résolution discrète) et non en chaque point du domaine Ω . Cela nécessite de pouvoir interpoler, c'est-à-dire déterminer les valeurs en tout point à partir des valeurs connues en certains points.

II.1.2.3 Choix du maillage

Un modèle par éléments finis (FE) comprend un système de points, appelés "nœuds", qui définissent la forme de la conception. Les éléments finis sont connectés à ces nœuds et ils forment le maillage d'éléments finis qui contient les propriétés du matériau et de la structure du

modèle, définissant ainsi la manière dont ce dernier réagira dans certaines conditions. La densité du maillage d'éléments finis peut varier dans le matériau, en fonction de la modification des niveaux de contraintes dans une zone particulière. Les régions qui subissent des modifications de contraintes importantes nécessitent habituellement une densité de maillage plus forte que celles subissant peu ou pas de variations de contraintes. Les points d'intérêt peuvent inclure des points de rupture d'un matériau préalablement testé, d'angles, de zones aux détails complexes et subissant de fortes contraintes.

La méthode des éléments finis repose sur un découpage de l'espace selon un maillage. D'habitude on choisit un maillage carré ou triangulaire mais rien n'interdit de choisir des maillages plus complexes. Il n'est pas non plus nécessaire que le maillage soit régulier et l'on a tendance à resserrer le maillage près des endroits d'intérêt (par exemple aux endroits où l'on pense que la solution va beaucoup varier) ; cependant, il faut veiller à avoir des éléments faiblement distordus (se rapprocher d'un polygone régulier). Plus ce maillage est resserré, plus la solution que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la « vraie » solution de l'équation aux dérivés partielles.

II.1.2.4 Principaux types d'éléments utilisé

➤ **En géométrie bidimensionnelle :**

Triangles

Triangles de degré 1, (triangles à 3 nœuds, fonctions linéaires)

Triangles de degré 2 (triangles à 6 nœuds, polynômes de degré 2)

Quadrilatères

Quadrilatères de degré 1 (carrés à quatre nœuds, fonctions linéaires)

Quadrilatères de degré 2 (carrés à 8 ou 9 nœuds, polynômes de degré 2)

➤ **En géométrie tridimensionnelle (Fig. III.1) :**

Tétraèdres

Tétraèdres de degré 1, (quatre nœuds, fonctions linéaires)

Tétraèdres de degré 2, (dix nœuds, polynômes de degré 2)

Hexaèdres

Hexaèdres de degré 1, (huit nœuds, fonctions linéaires)

Hexaèdres de degré 2, (vingt nœuds, polynômes de degré 2)

Hexaèdres triquadratique, (vingt-sept nœuds, polynômes de degré 2)

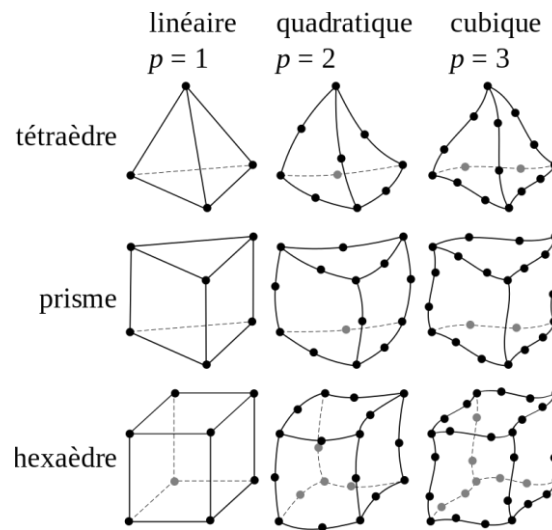


Fig. III.1 Principaux types d'éléments utilisés en 3D.

II.1.2.5 Erreurs et précision

Généralement il existe trois sources d'erreurs, c'est-à-dire d'écart entre la solution calculée et les valeurs réelles :

- La modélisation de la réalité : le domaine Ω correspond en général à des pièces matérielles, le calcul se fonde sur des versions idéales (sans défaut) des pièces, de la matière et des conditions aux limites ; cette source d'erreur n'est pas spécifique à la méthode des éléments finis.
- La géométrie idéale et continue est remplacée par une géométrie discrète, et les valeurs sont interpolées entre des points ; plus les points sont espacés, plus la fonction d'interpolation risque de s'écarter de la réalité, mais à l'inverse, un maillage trop fin conduit à des temps de calculs extrêmement longs et nécessite des ressources informatiques importantes, il faut donc trouver un compromis entre coût du calcul et précision des résultats ;
- Pour les calculs numériques, les erreurs d'arrondissement sont inévitables, les nombres étant représentés par un nombre fini d'octets.

L'un des défis de la simulation consiste à maîtriser ces erreurs, notamment :

- En simplifiant la géométrie (*defeaturing*), en enlevant des détails qui se situent loin des zones que l'on veut étudier et ayant une faible influence sur le résultat ;

- En choisissant des maillages adaptés, par exemple, des éléments de type poutre pour des pièces élancées, ou de type coque pour des pièces fines, en découpant la pièce pour pouvoir faire des maillages réguliers sur certaines zones, en affinant le maillage dans les zones critiques...

II.2 Description du schéma numérique

Tout d'abord la simulation a été basée sur un schéma numérique contenant (Fig. III.2) :

- Un volume de contrôle cylindrique définissant l'air dans les conditions normales de pression et de température ;
- Une plaque d'aluminium de 6 mm d'épaisseur et de 1200 mm² de surface ;
- Une buse de pulvérisation mécanique.

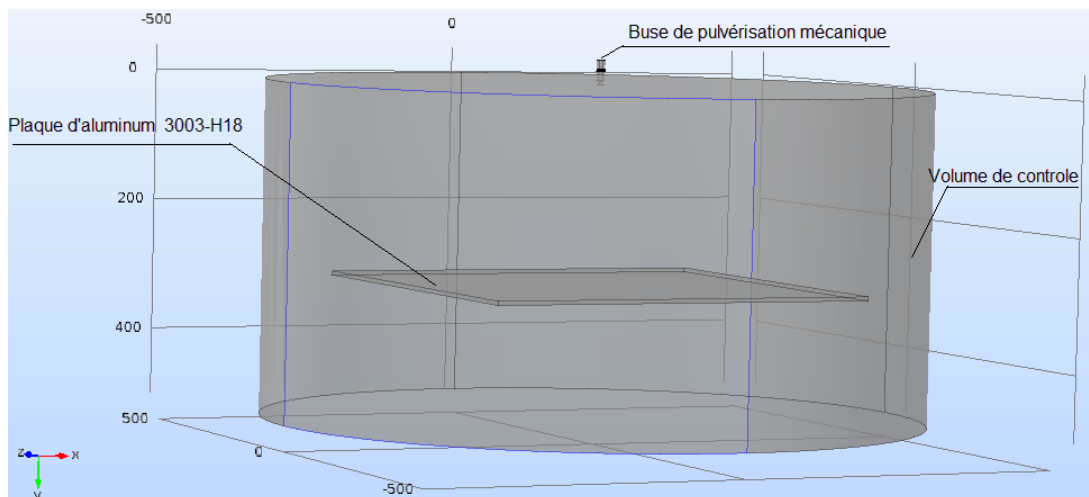


Fig. III.2 Représentation de la géométrie de simulation.

Le refroidissement est réalisé avec un spray à cône plein obtenu grâce à une buse de pulvérisation BETE WL6 avec un angle de pulvérisation qui peut varier de 30° à 120° (voir annexe). La plaque à refroidir est un alliage d'aluminium 3003-H18. Ce dernier est un alliage de la famille d'aluminium et du manganèse corroyé. Il peut être travaillé à froid (contrairement à certains autres types d'alliages d'aluminium, traité thermiquement) pour produire des états ayant une résistance plus élevée mais une faible ductilité. Comme la plupart des autres alliages aluminium-manganèse, le 3003 est un alliage à usage général offrant une résistance modérée, et une bonne résistance à la corrosion. Il est généralement laminé et extrudé, mais non forgé. En tant qu'alliage corroyé, il n'est pas utilisé dans la coulée. En revanche, il est couramment utilisé dans les applications de tôle (telle que les tôle des panneaux PV), les toitures et

Chapitre III Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation monophasique

réservoirs, appareils à pression. La majorité de ces applications implique l'utilisation du refroidissement pour l'optimisation du rendement. En effet, le choix de la nuance 3003-H18 a été basé sur cette hypothèse. Une buse mécanique à cône plein (Fig. III.3) a été utilisée pour la génération du spray.

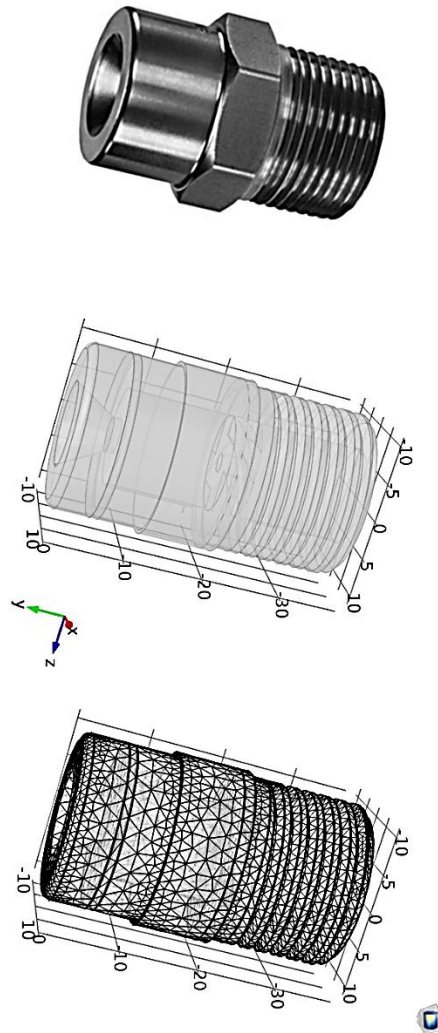


Fig. III.3 Conception, géométrie et maillage de la buse de pulvérisation BETE WL6.

Un maillage tétraédrique libre a été appliqué pour tous le schéma numérique. Une grille très fine est appliquée pour la buse (Fig. III.3) et une grille extra-grossière pour la plaque d'aluminium et le volume de control (Fig. III.4). La composition du maillage est présentée dans le tableau III.1.

Tableau III.1 Composition du maillage du schéma numérique.

Le Maillage complet se compose de			
Éléments de domaine		41640	
Éléments de délimitation (<i>Boundary elements</i>)		5100	
Éléments de bord		541	
Tétraédrique fin		Tétraédrique extra grossière	
Taille d'élément maximale [mm]	38.9		242
Taille d'élément minimale [mm]	7.33		51.3

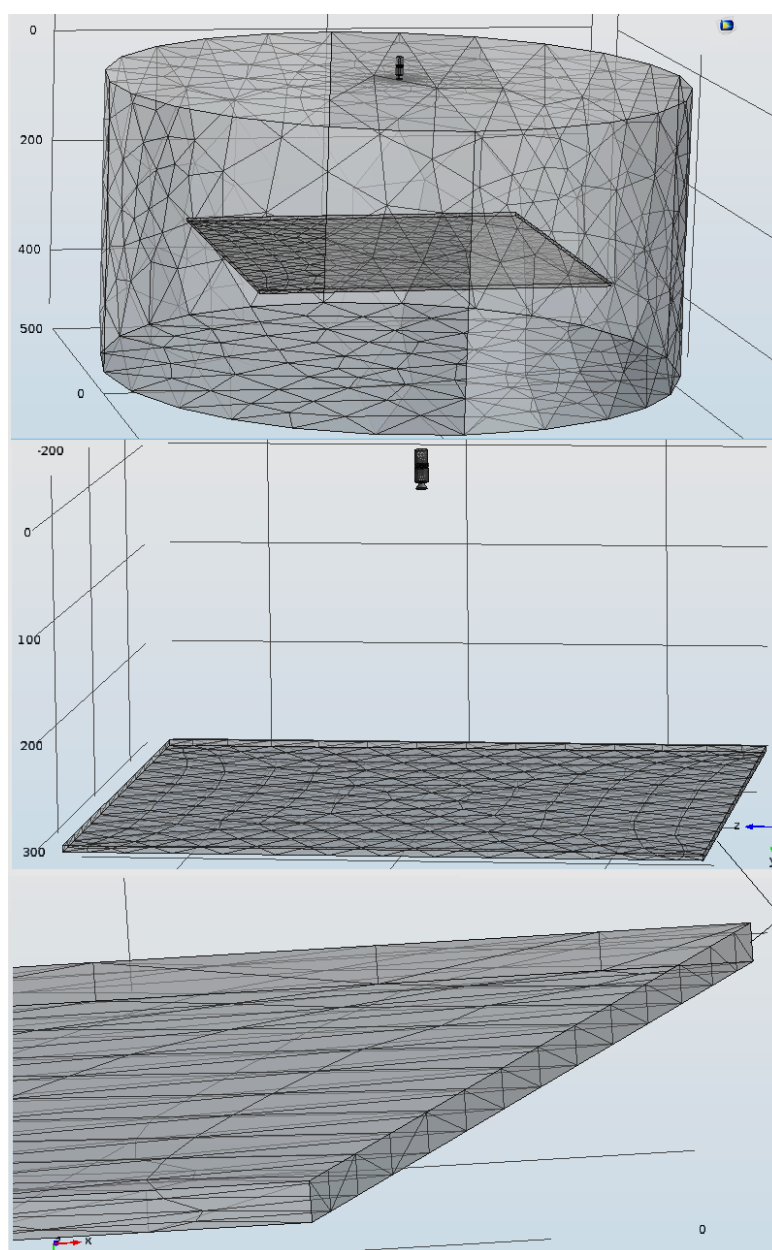


Fig. III.4 Maillage 'Free tetrahedral' du domaine de calcul.

II.3 Modélisation et simulation de la problématique

En ce qui concerne les conditions initiales ; la plaque d'aluminium est supposée être entourée par de l'air à pression atmosphérique et à température ambiante. L'application numérique réalisée est basée sur trois modèles de simulation 3D. Le premier modèle consiste à simuler en régime stationnaire l'écoulement du fluide dans la buse de pulvérisation, à l'extérieur de la buse et autour de la plaque d'aluminium (Fig. III.5).

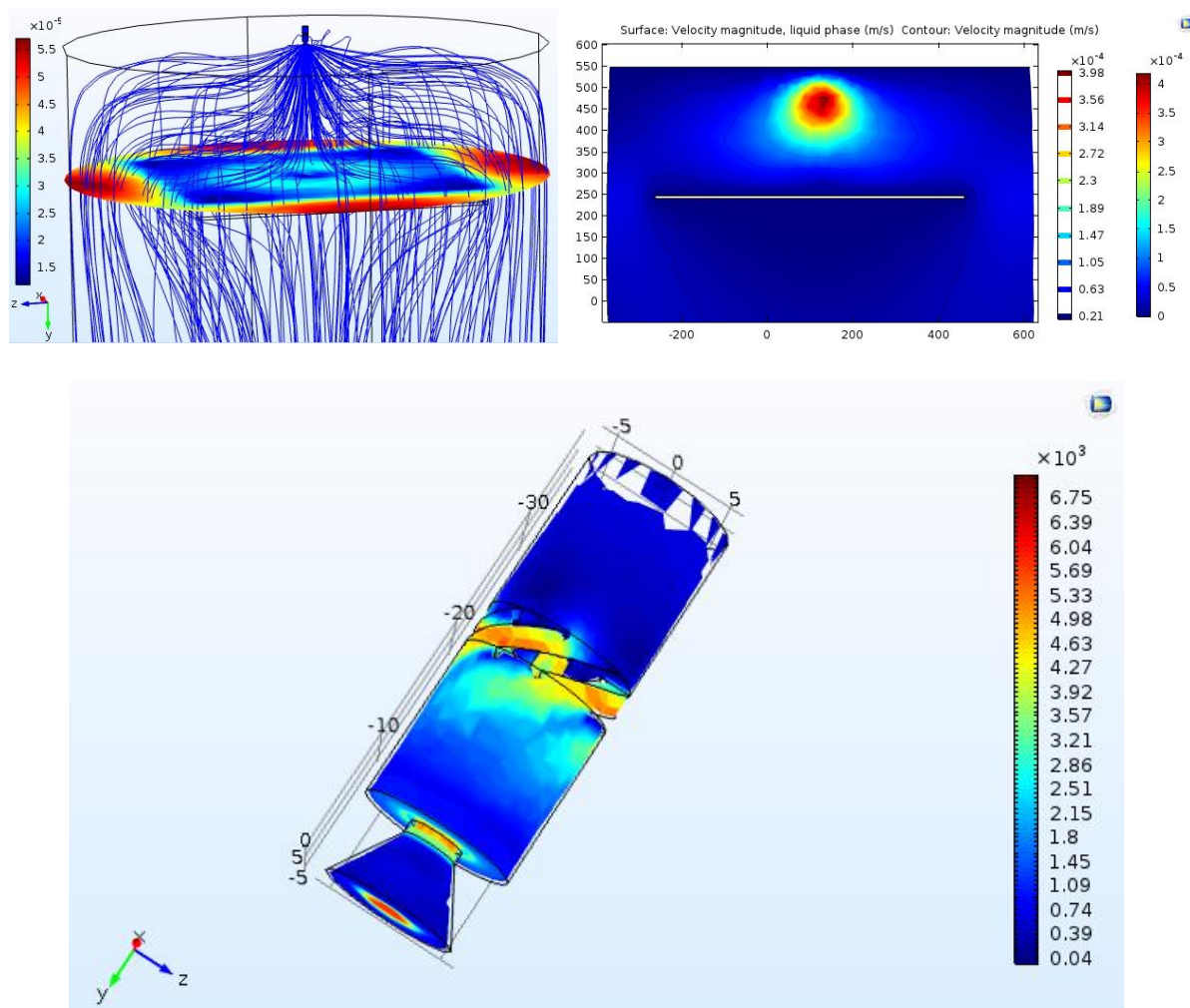


Fig. III.5 Ecoulement du spray autour de la plaque à l'intérieur et à l'extérieur de la buse.

Les résultats obtenus sont utilisés pour la simulation d'un second modèle. Ce dernier a pour but de simuler le spray (*the bubbly flow*) en régime permanent en prenant en considération la transformation du liquide en une multitude petite gouttelettes (Fig. III.6). En fin ; le troisième modèle utilise les résultats obtenus précédemment pour simuler en régime transitoire le transfert de chaleur dans le fluide et le solide (Fig. III.7). Etant donné que la température de la plaque

Chapitre III Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation monophasique

d'aluminium est inférieure à la température de saturation de l'eau, le transfert de chaleur avec changement de phase n'est pas pris en considération. En ce qui concerne les conditions initiales de pression ; on suppose dans un premier temps que la pression du liquide à l'entrée de la buse est constante (0.7 bar).

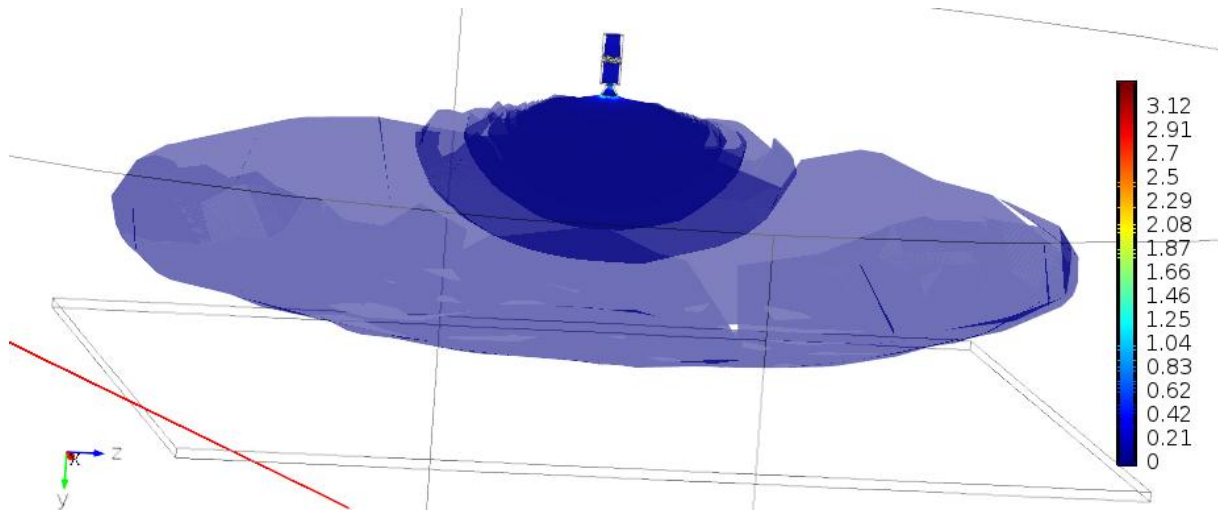


Fig. III.6 Simulation du spray (bubbly flow); distribution et vitesse des gouttes [m/s].

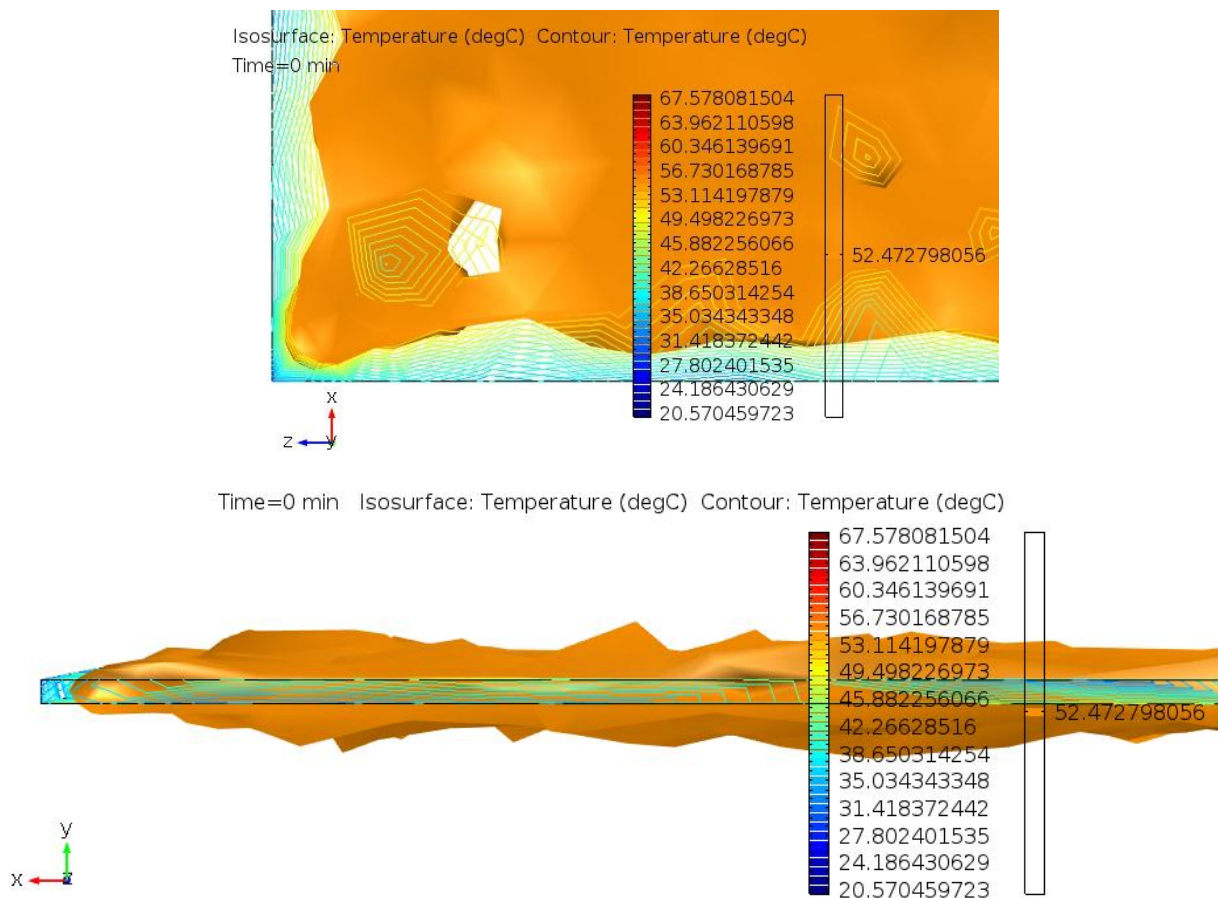


Fig. III.7 Simulation du transfert de chaleur dans le solide et le fluide.

II.3.1 Simulation de l'écoulement du fluide

La résolution des équations de Navier Stokes prend beaucoup de temps et nécessite un ordinateur professionnel. De ce fait, l'écoulement du fluide a été simulé en mode stationnaire. De plus, pour des raisons de simplification, nous avons utilisé l'écoulement laminaire au lieu de l'écoulement turbulent.

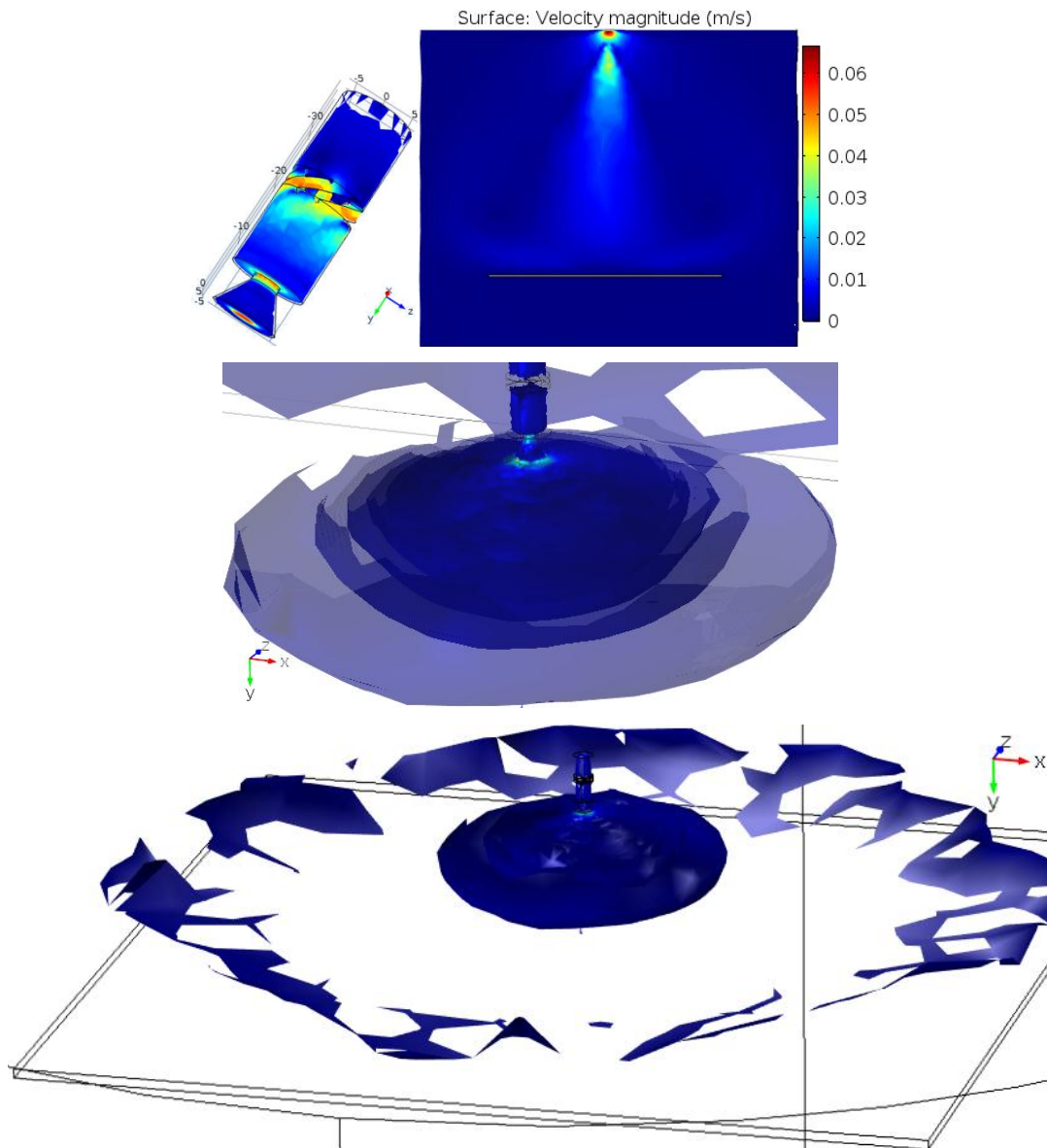


Fig. III.8 Simulation du spray à l'intérieure et l'extérieure de la buse.

Comme il a été mentionné précédemment, La simulation du spray a été réalisée en deux étapes. La première est la simulation de l'écoulement laminaire autour de la plaque d'aluminium, à l'intérieur et à l'extérieur de la buse. Les résultats obtenus ont été utilisés dans la deuxième étape, qui consiste à simuler le flux laminaire des bulles (Fig. III.8).

II.3.1.1 Description des équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes régissent le mouvement des fluides et peuvent être considérées comme la deuxième loi de Newton sur le mouvement des fluides. Dans le cas d'un fluide newtonien compressible, cela donne :

$$\underbrace{\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla p \right)}_1 = \underbrace{-\nabla p}_2 + \underbrace{\nabla \cdot \left[\mu (\nabla u + (\nabla u)^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot u) I \right]}_3 + \underbrace{\underline{\underline{F}}}_4 \quad (\text{III.1})$$

Où u est la vitesse du fluide, p est la pression du fluide, ρ est la densité du fluide et μ est la viscosité dynamique du fluide. Les différents termes correspondent aux forces d'inertie (1), aux forces de pression (2), aux forces visqueuses (3) et aux forces externes appliquées au fluide (4). Les équations de Navier-Stokes ont été dérivées par Navier, Poisson, Saint-Venant et Stokes entre 1827 et 1845.

Ces équations sont toujours résolues avec l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (\text{III.2})$$

Les équations de Navier-Stokes représentent la conservation du '*Momentum*', tandis que l'équation de continuité représente la conservation de la masse.

II.3.1.2 Modélisation des équations de Navier-Stokes

L'équation de continuité et les équations de Navier-Stokes représentent le cœur de la modélisation des écoulements fluides. La résolution de ces équations, pour un ensemble particulier de conditions aux limites prédit la vitesse du fluide et sa pression dans une géométrie donnée. En raison de leur complexité, ces équations n'admettent qu'un nombre limité de solutions analytiques. Il est relativement facile, par exemple, de résoudre ces équations pour un écoulement entre deux plaques parallèles ou pour l'écoulement dans une conduite circulaire. En revanche, pour les géométries plus complexes telles qu'une buse de pulvérisation, la résolution des équations assez complexe.

II.3.1.3 Régime de l'écoulement

En fonction du régime d'écoulement, il est souvent possible de simplifier les équations. Dans d'autres cas, des équations supplémentaires peuvent être nécessaires. Dans le domaine de la dynamique des fluides, les différents régimes d'écoulement sont catégorisés à l'aide d'un nombre non dimensionnel, tel que le nombre de Reynolds et le nombre de Mach.

Le nombre de Reynolds correspond au rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses. Il mesure la turbulence de l'écoulement. Les flux à faible nombre de Reynolds, comme dans notre cas, sont laminaires, tandis que les flux à plus grand nombre de Reynolds sont turbulents. Le nombre de Mach ($M = U/c$) correspond au rapport de la vitesse du fluide, U , à la vitesse du son dans ce fluide, c . Le nombre de Mach mesure la compressibilité de l'écoulement.

II.3.2 Simulation du spray

Deux méthodes sont disponibles pour la simulation d'un spray : les méthodes de suivi et les méthodes dispersées.

Les méthodes de suivi modélisent l'écoulement de deux fluides immiscibles différents séparés par une interface clairement définie. Ces méthodes sont généralement utilisées pour modéliser la formation de bulles ou de gouttelettes, tel que les réservoirs de ballotement ou l'écoulement séparé d'huile / eau / gaz.

Bien que les méthodes de suivi soient précises et fournissent une image claire du champ d'écoulement (vitesse, pression et force de tension superficielle), elles ne sont pas toujours pratiques en raison de leur coût de calcul élevé. Ainsi, les méthodes de suivi d'interface sont généralement mieux adaptées aux problèmes micro fluidiques dans lesquels seules quelques gouttelettes ou quelques bulles sont suivies ce qui n'est pas valable pour notre étude.

Les simulations à plus grande échelle impliquant un plus grand nombre de gouttelettes tel qu'un spray nécessitent des méthodes de calcul moins coûteuses. En effet, les méthodes dispersées ne déterminent pas explicitement la position de l'interface entre les deux fluides, mais donnent plutôt la fraction volumique de chaque phase, réduisant ainsi la charge de calcul.

Les méthodes dispersées sont les suivantes :

- Modèle *Euler-Euler*
- Modèle *de mélange*
- Modèle *Bubbly flow*

II.3.2.1 Modèle Euler-Euler

Le modèle Euler-Euler simule le flux de deux phases incompressibles continues et entièrement interpénétrées. Les applications typiques sont les lits fluidisés (particules solides dans le gaz),

la sédimentation (particules solides dans le liquide) ou le transport de gouttelettes ou bulles de liquide dans un liquide.

Ce modèle nécessite la résolution de deux ensembles d'équations de Navier-Stokes, un pour chaque phase, afin de calculer le champ de vitesse pour chaque phase. La fraction volumique de la phase dispersée est suivie avec une équation de transport supplémentaire.

Le modèle Euler-Euler est la méthode d'écoulement diphasique correcte pour modéliser un lit fluidisé. Le modèle repose sur l'hypothèse que les particules, bulles ou gouttelettes dispersées sont beaucoup plus petites que la taille de la grille.

Le modèle Euler-Euler est le plus polyvalent des trois modèles dispersés, mais il a un coût de calcul élevé. Le modèle résout deux ensembles d'équations de Navier-Stokes, au lieu d'un, ce qui est le cas pour tous les autres modèles. Les modèles d'écoulement "bubbly flow" et de mélange sont des simplifications du modèle Euler-Euler et reposent sur des hypothèses supplémentaires.

II.3.2.2 Modèle de mélange

Le modèle de mélange est utilisé pour simuler des liquides ou des gaz contenant une phase dispersée. La phase dispersée peut être des bulles, des gouttelettes liquides ou des particules solides, qui sont supposées toujours voyager avec leur vitesse terminale. Bien que ce modèle puisse être utilisé pour les bulles, il est recommandé d'utiliser le modèle bubbly flow pour les bulles de gaz dans un liquide.

Le modèle de mélange résout un ensemble d'équations de Navier-Stokes pour la quantité de mouvement du mélange, une équation de continuité moyenne du mélange et une équation de transport pour la fraction volumique de la phase dispersée.

Le modèle de mélange repose sur les hypothèses suivantes :

- La densité de chaque phase est constante ;
- Les gouttelettes ou particules en phase dispersée voyagent avec leur vitesse terminale.

II.3.2.3 Modèle Bubbly flow

Le modèle Bubbly flow est utilisé pour prédire l'écoulement de liquides avec des bulles dispersées. Donc il représente le modèle idéal pour la modélisation d'un spray.

Comme il a été mentionné précédemment, le modèle *bubbly flow* est un cas simplifié du modèle Euler-Euler et il repose sur les hypothèses suivantes :

Chapitre III Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation monophasique

- La densité du gaz est négligeable par comparaison à la densité du liquide.
- Le mouvement des bulles dans le liquide est déterminé par une traînée visqueuse et un équilibre des forces de pression.
- Les deux phases partagent le même champ de pression.

Le modèle est basé sur l'équation du ''momentum'' exprimée par :

$$\phi_l \rho_l \frac{\partial u_l}{\partial t} + \phi_l \rho_l u_l \cdot \nabla u_l = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\phi_l (\mu_l + \mu_T) \left(\nabla u_l + \nabla u_l^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u_l) I \right) \right] + \phi_l \rho_l g + F \quad (\text{III.3})$$

Le momentum est le mouvement de masse, il s'applique uniquement aux objets en mouvement. C'est un terme qui décrit la relation entre la masse et la vitesse d'un objet, et nous pouvons le voir quand il est écrit sous la forme d'une équation, $p = mv$, où p est le moment, m est la masse en kg et v est la vitesse en m / s.

Le model utilise également l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_l \phi_l + \rho_g \phi_g) + \nabla \cdot (\rho_l \phi_l u_l + \rho_g \phi_g u_g) = 0 \quad (\text{III.4})$$

Ainsi, l'équation de transport de la phase gazeuse est la suivante :

$$\frac{\partial \rho_g \phi_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi_g \rho_g u_g) = -m_{gl} \quad (\text{III.5})$$

La vitesse du gaz u_g est la somme des vitesses :

$$u_g = u_l + u_{slip} + u_{drift} \quad (\text{III.6})$$

La fraction de volume de liquide est calculée à partir de :

$$\phi_l = 1 - \phi_g \quad (\text{III.7})$$

L'expression de la vitesse de déviation (*drift*) est :

$$u_{drift} = - \frac{\tilde{\mu}}{\rho_l} \frac{\nabla \phi_g}{\phi_g} \quad (\text{III.8})$$

Une combinaison des équations ci-dessus donne :

$$\frac{\partial \rho_g \phi_g}{\partial t} + \nabla \cdot [\phi_g \rho_g (u_l + u_{slip})] = \nabla \cdot \left(\frac{\tilde{\mu} \rho_g}{\rho_l} \nabla \phi_g \right) - m_{gt} \quad (\text{III.9})$$

Un terme diffusif est introduit dans l'équation de transport de gaz (Eq III.5), qui est mis en œuvre dans le modèle d'écoulement de fluide.

II.3.3 Simulation du transfert de chaleur

II.3.3.1 Transfert de chaleur dans le solide

Le transfert de chaleur dans le solide (plaque) est décrit par la loi de Fourier définissant le flux thermique de conduction, q , proportionnel au gradient de température :

$$q = -k \nabla T$$

Pour un problème transitoire, le champ de température dans un solide immobile est défini par la forme suivante de l'équation de chaleur :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \nabla T + \nabla q = 0 \quad (\text{III.10})$$

Pour étudier l'effet des paramètres hydrodynamiques en résolvant l'équation de chaleur, nous évaluons la variation de température maximale de la plaque, l'énergie interne totale moyenne et le flux thermique convectif moyen. La variable de flux de chaleur convective, C_{flux} , est définie à l'aide de l'énergie interne, E comme suite :

$$C_{flux} = \rho u E \quad \text{Ou} \quad E = C_p T \quad (\text{III.11})$$

Et l'énergie interne totale est calculée à partir de :

$$E_0 = E + \frac{1}{2} u \cdot u \quad (\text{III.12})$$

Les propriétés de l'aluminium 3003-H18 nécessaire pour le calcul numérique sont présentées dans le tableau III.2.

Tableau III.2 Propriétés de l'aluminium 3003-H18.

Paramètres	Valeur
Chaleur spécifique à pression constante, C_p	890 [Jkg ⁻¹ K ⁻¹]
Masse volumique, ρ	2.8 [gcm ⁻³]
Conductivité thermique, k	180 [Wm ⁻¹ K ⁻¹]
Coefficient de dilatation thermique, α	2.3E-5 [K ⁻¹]
Température de fusion, T_m	913 [K]

II.3.3.2 Transfert de chaleur dans le fluide

Il n'y a pas d'évaporation de liquide car la température maximale de la plaque est inférieure à la température de saturation de l'eau. La température initiale d'alimentation en eau était de 20 ° C.

Le transfert de chaleur dans le flux de fluide est résolu en utilisant l'équation :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) + \nabla \cdot (q + q_r) = Q_p + Q_{vd} \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$Q_p = \alpha_p T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \cdot \nabla p \right) \quad (\text{III.14})$$

$$\alpha_p = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (\text{III.15})$$

$$Q_{\text{visc}} = \tau : \nabla u \quad (\text{III.16})$$

Le terme ci-dessus représente la dissipation visqueuse dans le fluide. Pour l'estimation de la densité de gaz, le modèle utilise la loi des gaz parfaits, c'est-à-dire le coefficient de dilatation thermique $\alpha_p = 1/T$.

III. Analyses des résultats

III.1 Effet du débit volumique

Dans le but de comprendre l'influence du débit d'eau sur le refroidissement par pulvérisation, on a varié la valeur du débit volumique de 0.497 jusqu'à 1 L/min. Les résultats concernant la température maximale de la plaque (Fig. III.9) montrent une diminution brusque lors des cinq premières minutes. Ensuite la diminution devient moins importante ce qui est due au rapprochement à l'équilibre thermique.

Donc, le point d'équilibre entre les deux systèmes devient de plus en plus proche. En effet ceci est valable pour les trois cas. Pour expliquer l'influence de la variation du débit sur le transfert de chaleur, un agrandissement au niveau de la figure III.9 permet d'analyser l'effet de l'augmentation du débit sur le refroidissement. Il est clair que l'augmentation du débit volumique a une influence remarquable sur la température et le temps de refroidissement.

En effet le débit est une quantité (masse ou volume) transmise par unité de temps. Cette quantité joue le rôle d'un fluide caloporteur, plus elle est importante plus l'évacuation de la chaleur est meilleur, et la diminution de l'énergie interne de la plaque est importante (Fig. III.10). Donc, à l'aide d'un débit élevé on peut rapidement atteindre de faibles températures. Contrairement à un refroidissement avec changement de phase.

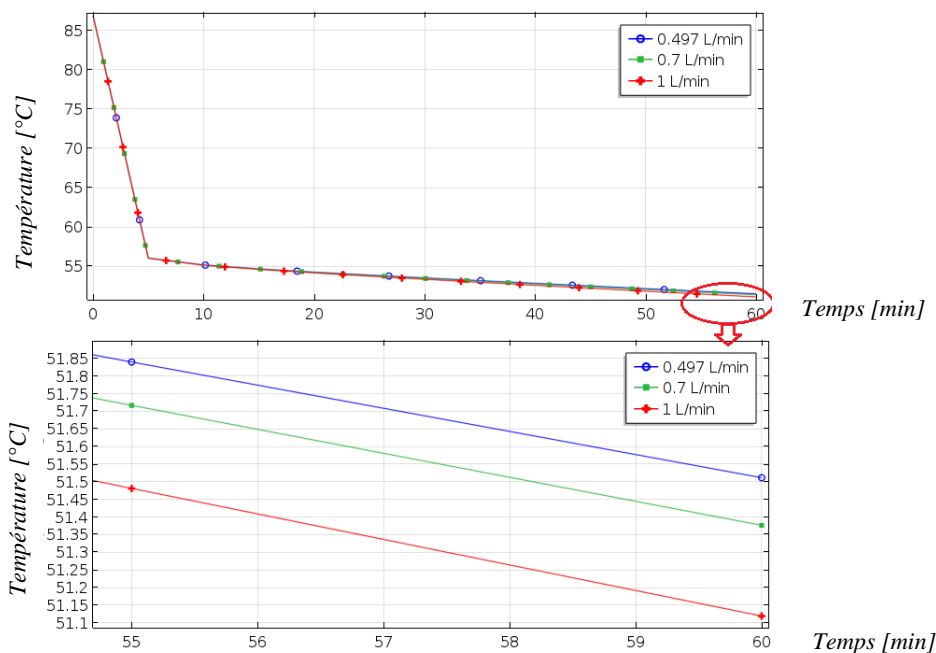


Fig. III.9 Variation de la température maximale de la plaque pour plusieurs débits volumiques.

L'augmentation du débit a également une influence significative sur le flux de chaleur convectif entre la plaque et l'air ambiant. D'après les résultats obtenus (Fig. III.11), on remarque une diminution du flux convectif au niveau des trois courbes (0.497 ; 0.7 et 1 L/min). Ceci est dû à la diminution de l'énergie interne et la température de la plaque.

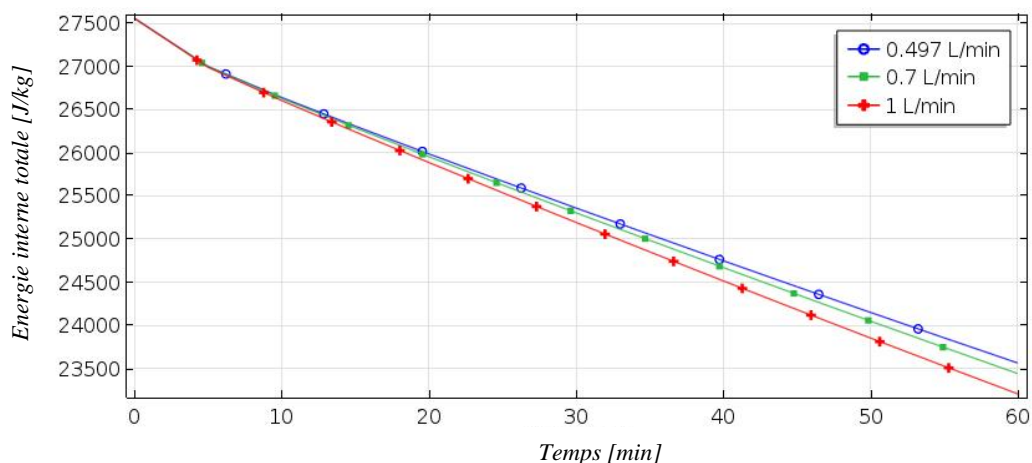


Fig. III.10 Diminution de l'énergie interne moyenne de la plaque en fonction du temps.

On remarque aussi que l'augmentation du débit provoque une forte dissipation de chaleur. Pour un débit de 0.497 L/min, le flux convectif moyen échangé à $t=0$ est de 37.803 w/m^2 . Bien que lorsqu'on augmente le débit jusqu'à 1 L/min le flux convectif échangé à $t=0$ devient 74.462 W/m^2 . Cette influence est due à l'augmentation de la vitesse du spray lors de l'élévation du débit (Fig. III.12) plus la vitesse du fluide est importante plus la convection forcée est performante. Donc le refroidissement est de plus en plus efficace pour des nombres de Reynolds

élevé. Les valeurs de la vitesse et des nombres de Reynolds sont mesurées au niveau des deux lignes horizontales virtuelles présentées dans la figure III.13.

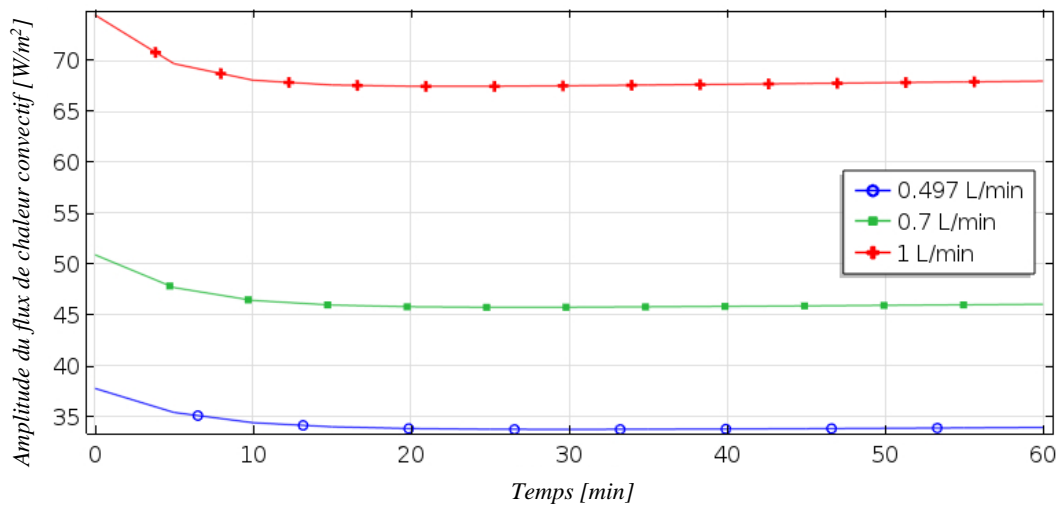


Fig. III.11 Flux de chaleur convectif en fonction du temps.

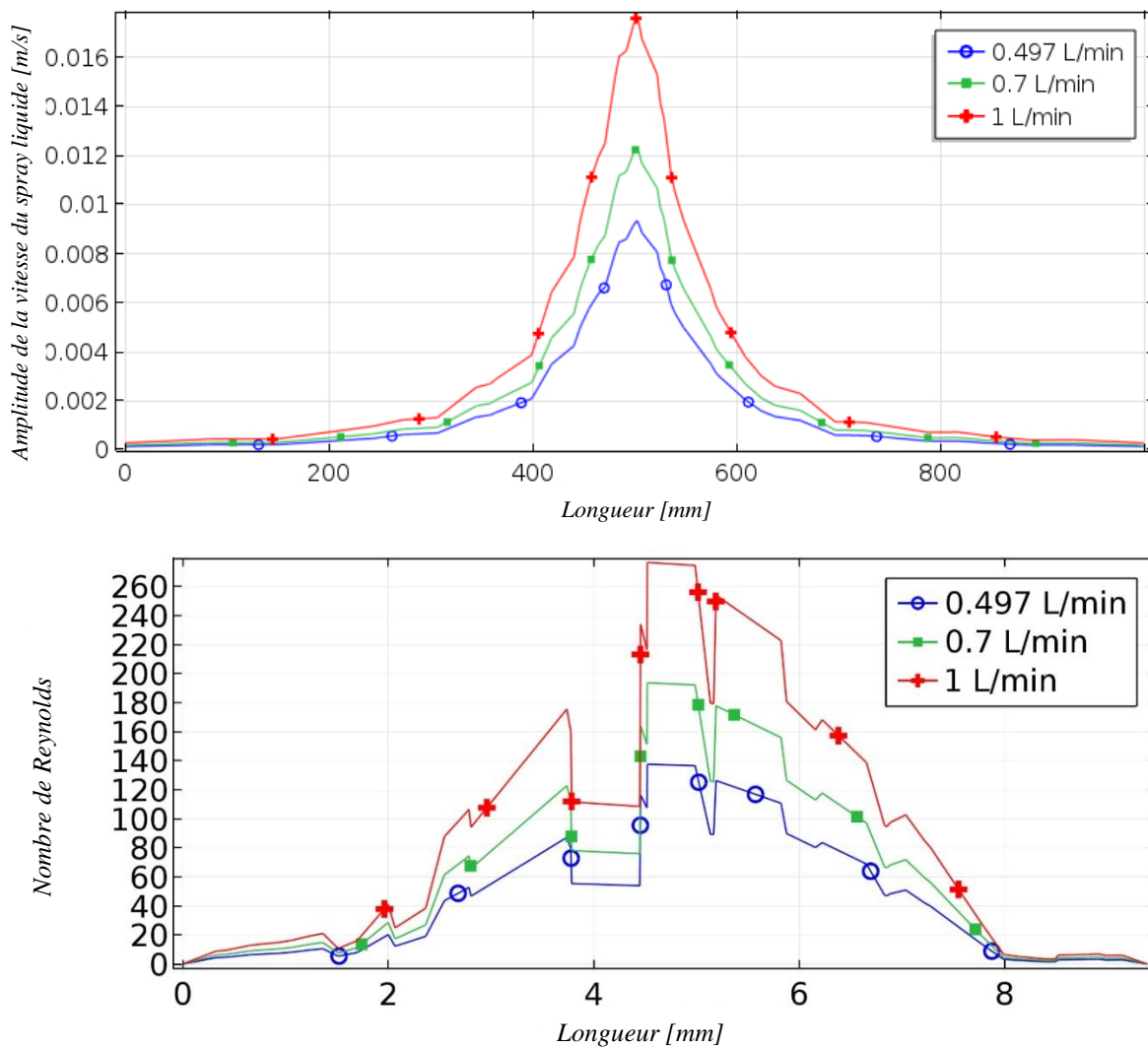


Fig. III.12 Effet du débit sur la vitesse de pulvérisation et le nombre de Reynolds.

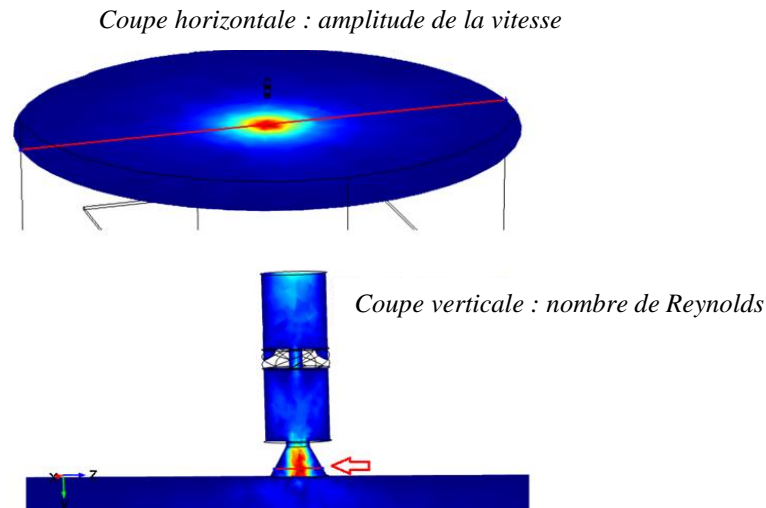


Fig. III.13 Emplacement de la mesure de la vitesse et du nombre de Reynolds (lignes rouges).

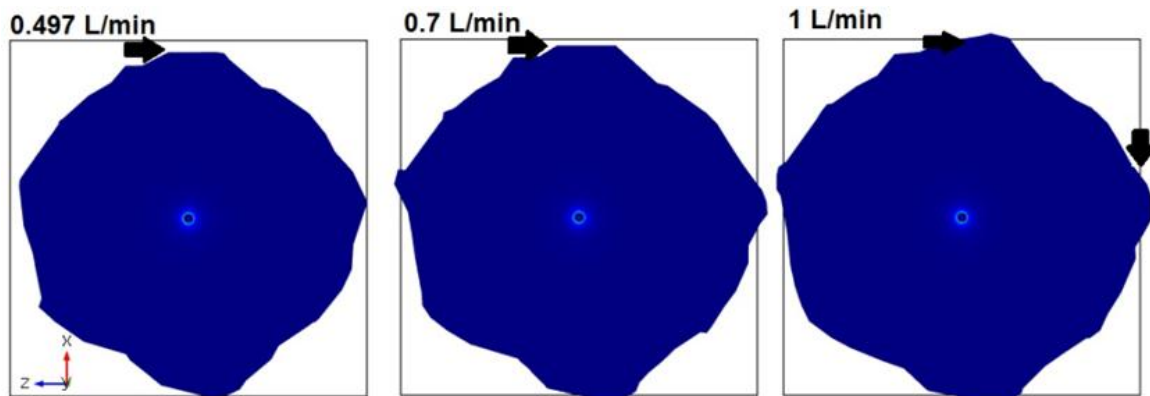


Fig. III.14 Surface couverte par le spray pour trois débits différent.

III.2 Effet de la pression du spray

D'abord, l'objectif de cette étude est de déterminer la pression optimale pour le refroidissement de la plaque d'aluminium. Ensuite, de déduire l'influence de la pression sur le refroidissement par pulvérisation. Alors, on a appliqué trois pressions différentes 0.7 bar, 1.9 bars et 2.1 bars. D'après les résultats obtenus, 2.1 bars est la pression optimale pour le refroidissement de la plaque. En outre, on voit clairement que l'augmentation de la pression provoque une diminution rapide de la température (Fig. III.15) et de l'énergie interne de la plaque (Fig. III.16). Pour 0.7 bar la température et l'énergie interne à $t=60$ min sont respectivement 51.721°C et 23757 J/Kg. Alors que, pour une pression de 2.1 bars on peut atteindre une plus basse température 42.454°C et une faible énergie interne 15415 J/Kg. La diminution de la température et de l'énergie interne lors de l'augmentation de la pression est due à la quantité importante du flux convectif échangé entre la plaque et l'air ambiant.

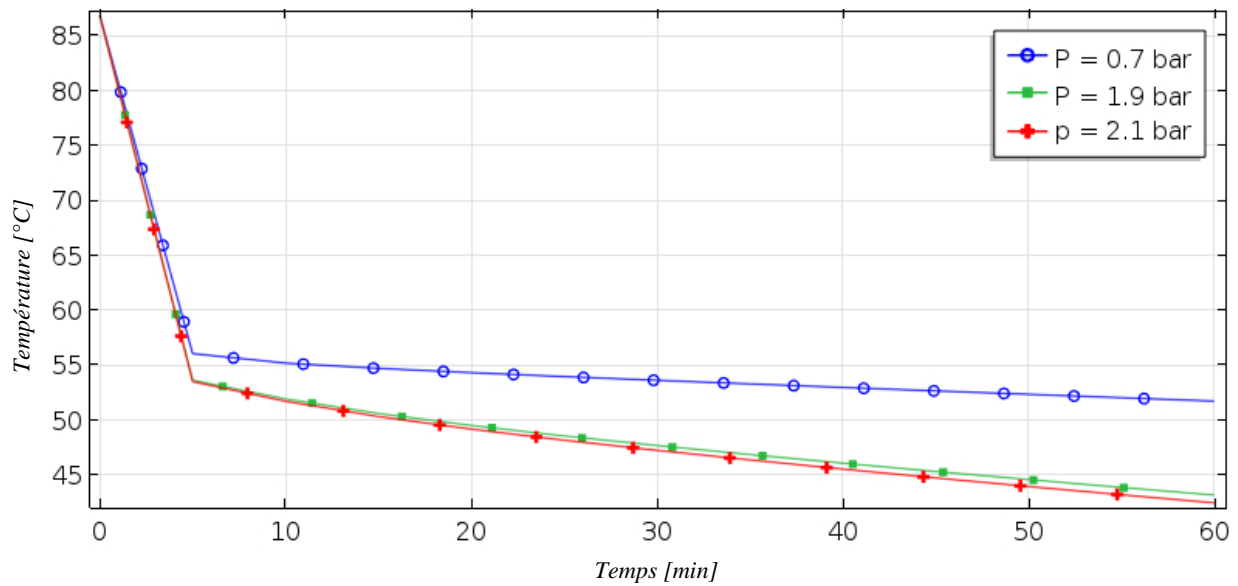


Fig. III.15 Variation de la température maximale de la plaque sous l'influence de la pression.

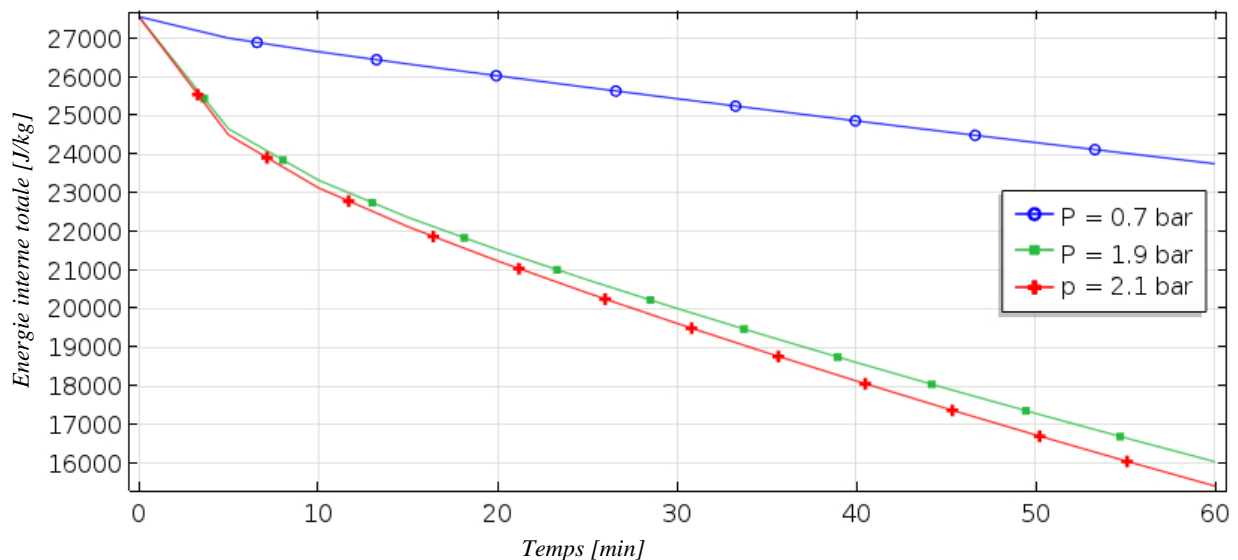


Fig. III.16 Diminution de l'énergie interne totale de la plaque en fonction du temps.

La figure III.17 montre l'influence considérable de la pression sur le flux convectif évacué. Pour une pression de 2.1 bars, le flux convectif échangé (1103.8W/m^2) est largement supérieur au flux obtenu par 0.7 bars (16.916W/m^2). Alors ; lorsque la pression d'entrée est importante, on obtient par conséquent une évacuation élevée de la chaleur.

Cette forte évacuation est provoquée par l'élévation de la vitesse du spray, ce qui favorise la convection forcée. La figure III.18 montre clairement l'augmentation de la vitesse avec l'augmentation de la pression. Donc, le refroidissement est plus efficace pour un nombre de Reynolds élevé. Effectivement, pour une pression de 0.7 bar la vitesse maximale du spray ne dépasse pas 0.0039913 m/s (à 56.5 mm au-dessous de l'orifice). Alors que cette vitesse peut

Chapitre III Etude numérique sur l'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation monophasique

aller jusqu'à 0.99039 m/s lorsque la pression est 1.9 bar, et elle atteint 1.0979 m/s pour une pression de 2.1 bar.

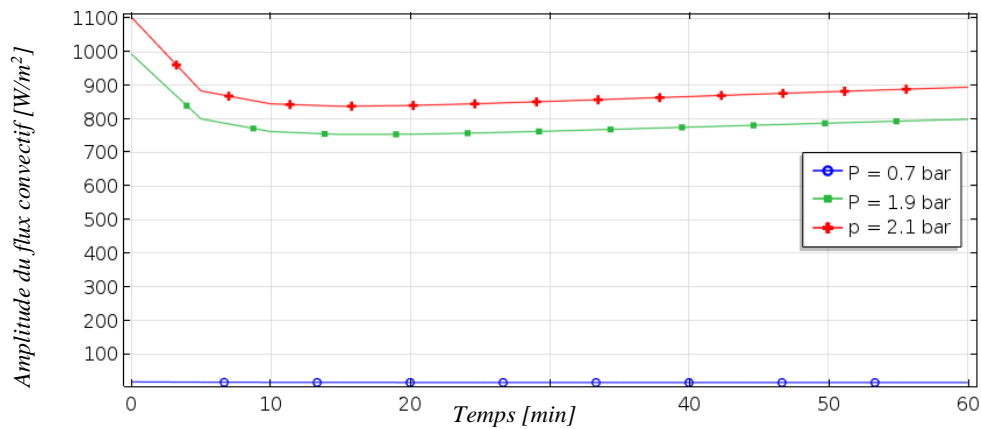


Fig. III.17 Influence de la pression sur le flux convectif moyen évacué vers l'air ambiant.

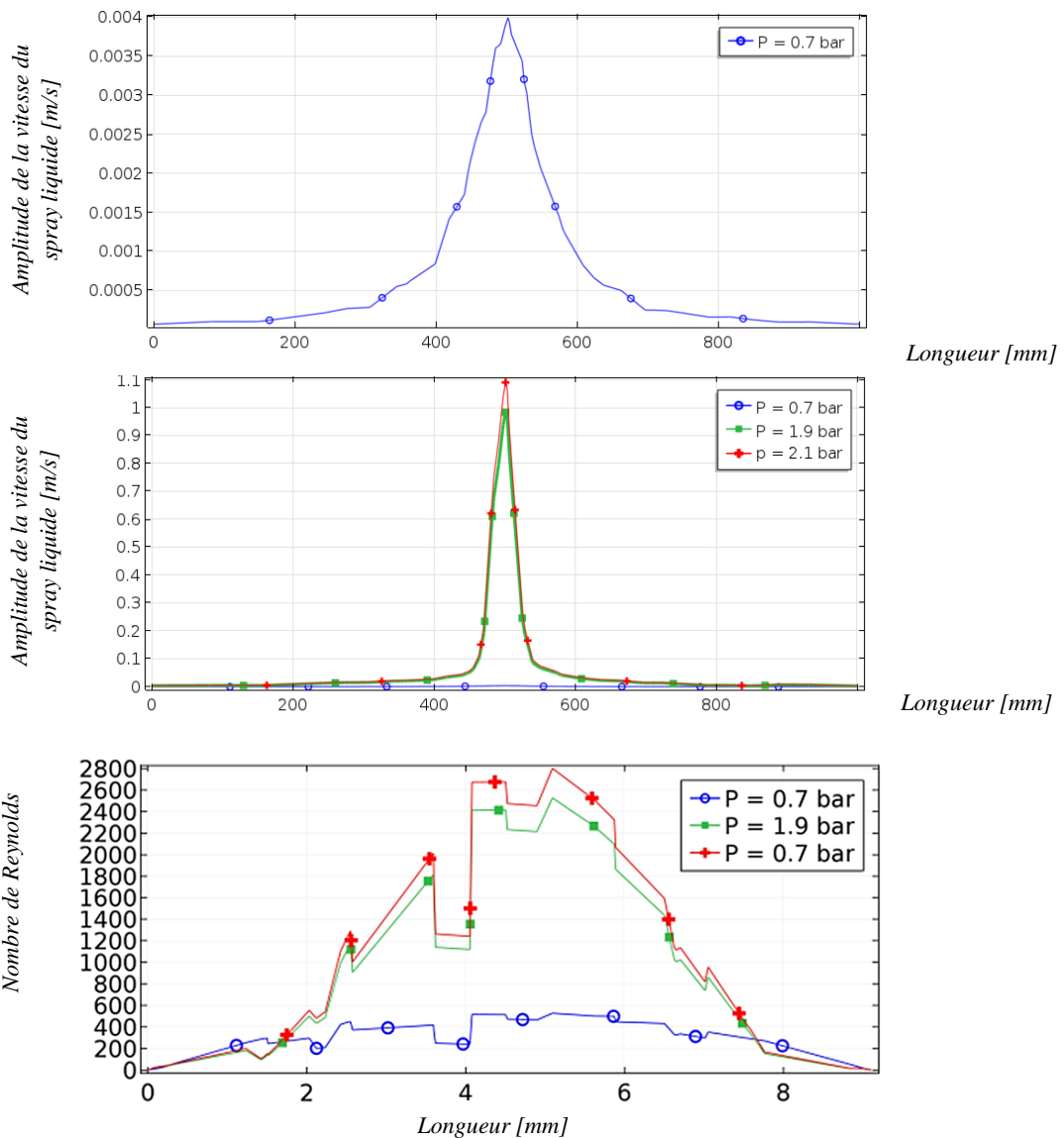


Fig. III.18 Nombre de Reynolds et Vitesse du spray à 56.5 mm au-dessous de la buse de pulvérisation, pour plusieurs pressions d'entrée.

La surface couverte par le spray diminue lorsque la pression d'entrée augmente, c'est la première remarque qui ressort de l'étude de l'effet de pression sur la dispersion du fluide (Fig. III.19). Donc, si nous devons couvrir une plus grande surface, il faut réduire la pression du spray. En effet, la zone d'impact des gouttelettes est moins importante pour $P = 1,9$ et $2,1$ bar, mais la vitesse des gouttes est plus élevée (Fig. III.18), ce qui favorise un refroidissement plus rapide dans la zone d'impact. Cependant, pour une pression d'entrée de 0.7 bar, la surface couverte par le spray est importante mais la distribution de la vitesse est faible (Fig. III.18).

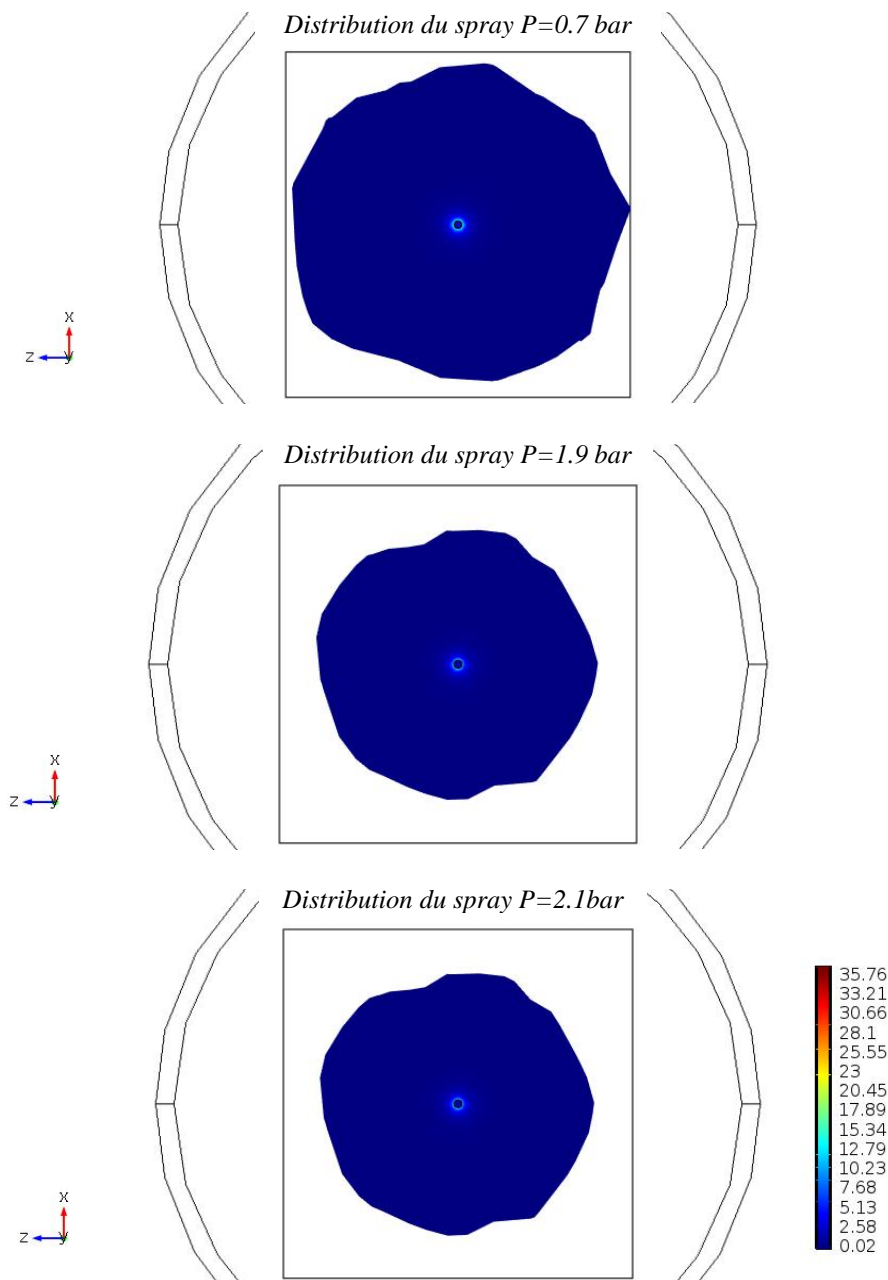


Fig. III.19 Comparaison entre les surfaces couvertes par le spray pour 0.7, 1.9 et 2.1 bar.

III.3 Influence de la hauteur de la buse de pulvérisation

Cette partie a pour but l'investigation de l'effet de la hauteur de la buse sur les paramètres du refroidissement. Alors ; on a conservé la valeur optimale de la pression en effectuant des variations au niveau de la hauteur de la buse. Cette dernière a été placée à 100, 191, 330 mm et puis à 505 mm. En effet, l'éloignement de la buse a un effet significatif sur la température et l'énergie interne de la plaque (Fig. III.20 et 21).

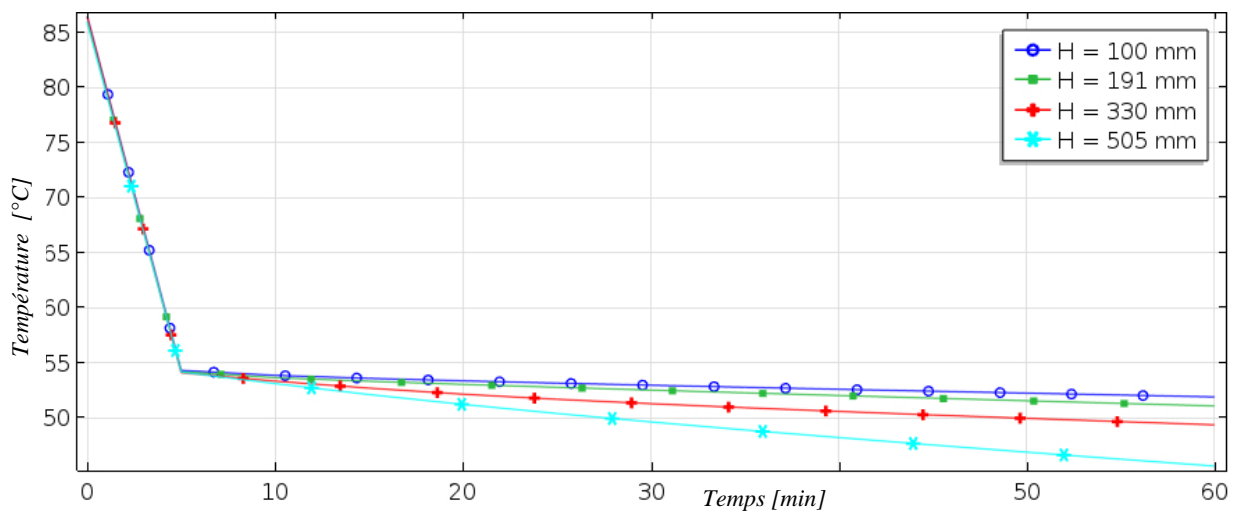


Fig. III.20 Influence de la hauteur de la buse sur la température de la plaque.

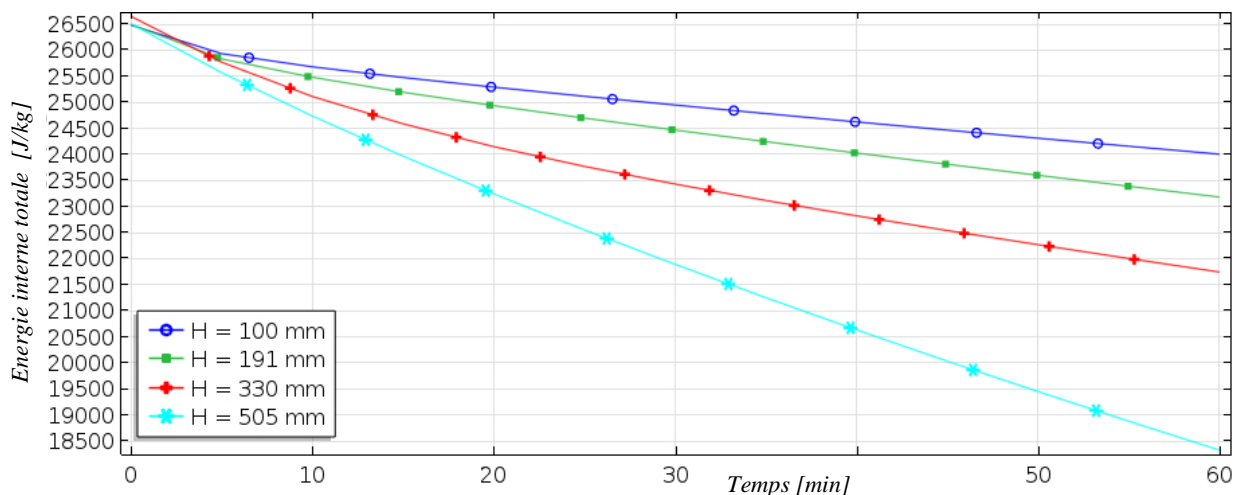


Fig. III.21 Energie interne totale de la plaque pour différentes hauteurs de buse.

Lorsque la buse est placée à une hauteur optimale, le spray peut couvrir une surface plus large (Fig. III.24). Effectivement, lorsque la buse est placée à 505 mm de la plaque, les températures obtenues sont plus basses que celles obtenues pour les autres hauteurs. Cependant ; si la hauteur de la buse dépasse une certaine limite, le refroidissement sera plus long et l'extraction de l'énergie

interne sera plus faible. En fait, lorsque la buse est trop loin de la plaque la dispersion maximale (g_{max}) du spray diminue [90].

L'effet de la hauteur apparaît également sur le flux de chaleur convectif (Fig. III.22), en effet, pour $H = 505$ mm, la surface importante couverte par le spray améliore le transfert de chaleur par convection. Évidemment, le flux de chaleur minimal est enregistré pour $H = 100$ mm. La figure III.23 montre la vitesse de pulvérisation mesurée à une hauteur de 27 mm au-dessus de la plaque. La vitesse des gouttes est d'autant plus grande que la hauteur diminue. Lorsque la buse est placée à la hauteur optimale, le spray peut couvrir une surface plus large, comme illustré par le traçage des particules représenté sur la figure III.24.

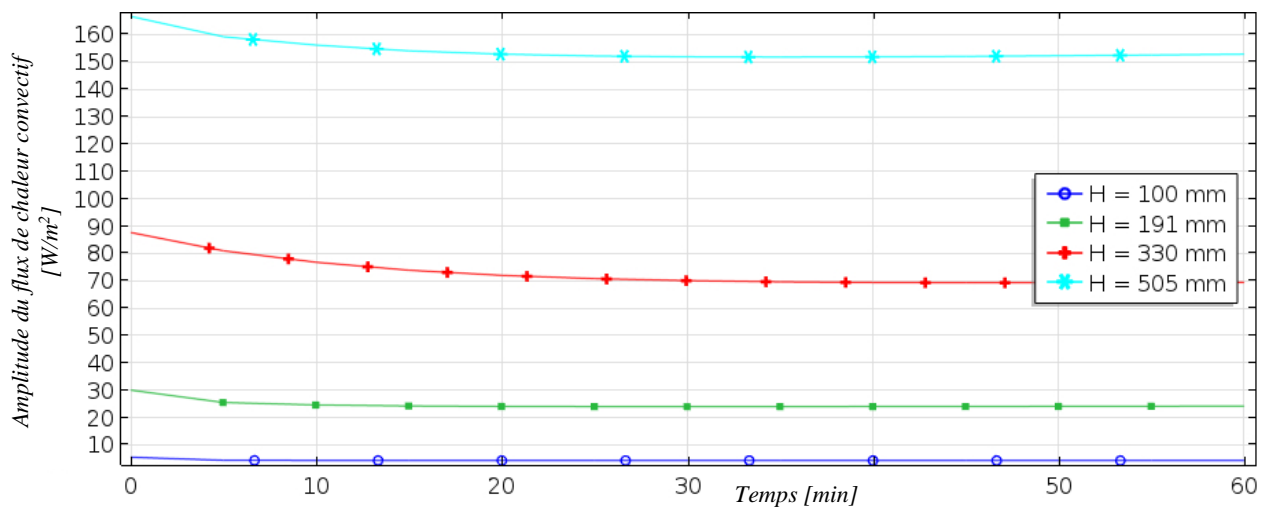


Fig. III.22 Variation du flux convectif au niveau de la région couverte par le spray.

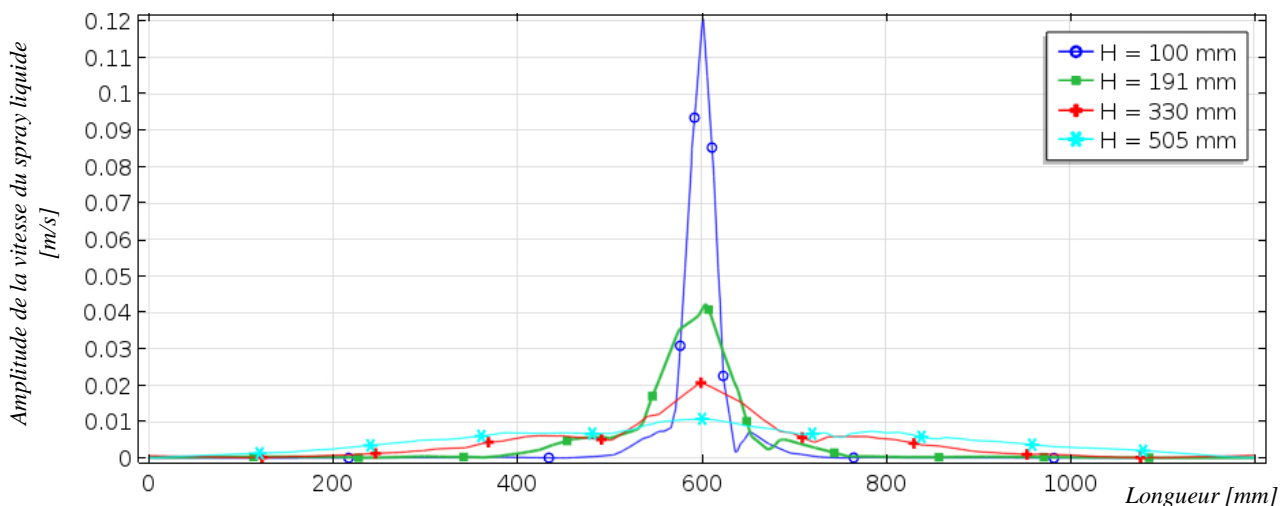


Fig. III.23 Vitesse du spray (à 27 mm au-dessus de la plaque) sous plusieurs hauteurs.

Une buse très proche de la plaque réduit considérablement la surface d'impact et peut affecter la surface du matériau étudié. Enfin, le choix de la hauteur idéale pour un refroidissement optimal repose sur une analyse objective des figures III.23 et III.24 qui nous aideront à trouver

un compromis entre la vitesse des particules du jet et la surface couverte par les gouttelettes dispersées.

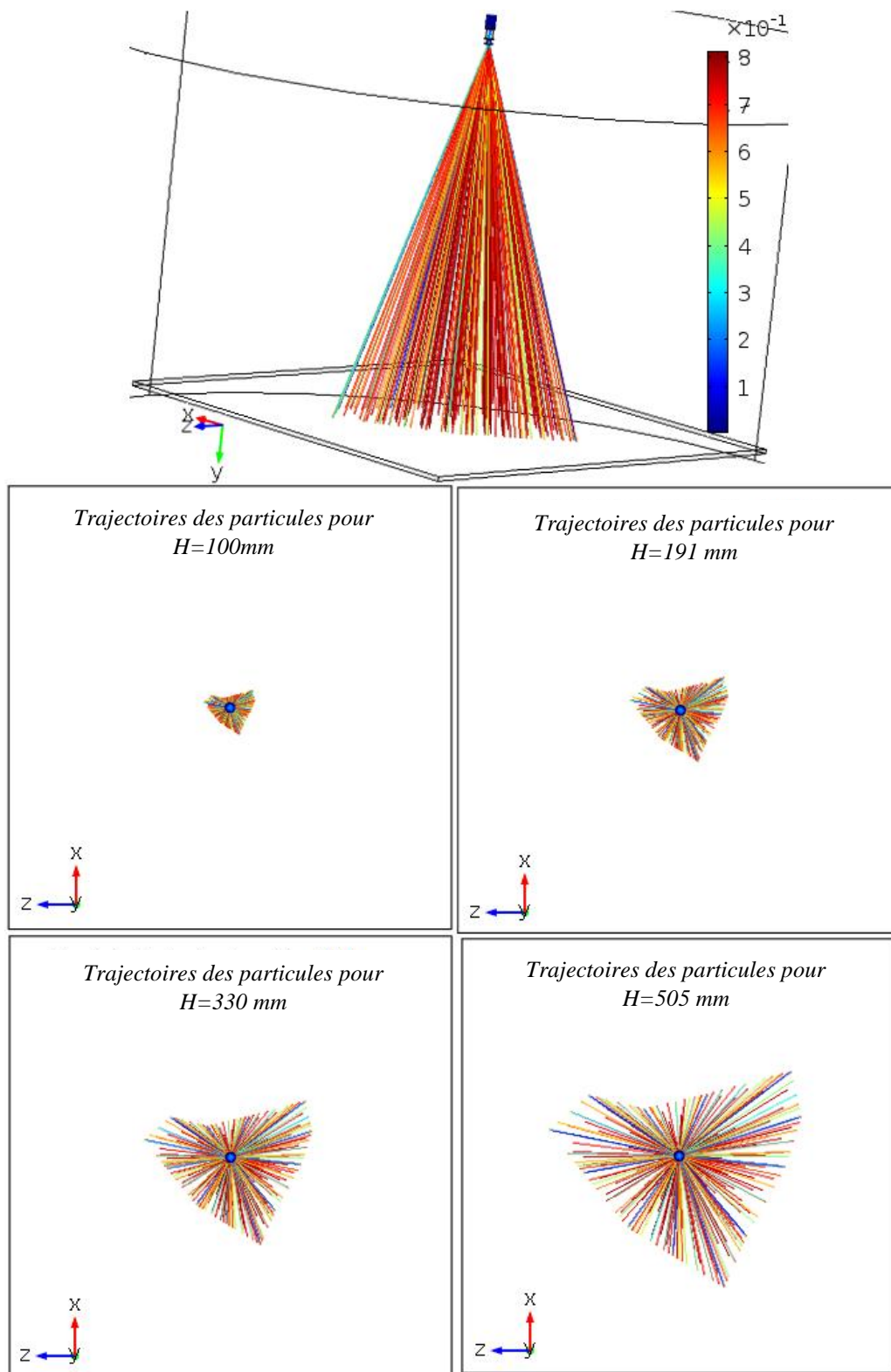


Fig. III.24 Distribution de 3000 particules du spray pour différente hauteurs.

Chapitre IV

*Simulation d'un procédé de coulée continue sous refroidissement secondaire
par pulvérisation*

I. Introduction

La fabrication de l'acier implique un certain nombre d'étapes afin de passer du minerai de fer brut ou de ferraille de recyclage, à de l'acier prêt à être utilisé dans différents secteurs industriels (la construction de bâtiments, la fabrication de voitures, ...). Le procédé le plus répandu qui permet de passer de l'acier liquide à un bloc d'acier solide, que l'on pourra ensuite travailler pour obtenir des tôles ou des poutres..., s'appelle la coulée continue. C'est cette étape de la fabrication de l'acier qui sert d'exemple d'application pour l'ensemble du travail présenté dans ce chapitre.

La coulée continue est un procédé de solidification du métal en fusion. Il consiste à remplir de métal liquide un moule violemment refroidi, puis à extraire lentement le produit du moule alors que celui-ci est dans certains cas, encore liquide à cœur. La solidification du métal liquide varie considérablement en fonction du mode de refroidissement établi.

La machine de coulée continue est composée d'un moule sans fond en cuivre appelé lingotière (repère numéro 3 sur la figure IV.1). Elle sert à solidifier l'acier à son contact ; ceci est appelé refroidissement primaire (Fig. IV.3). Pour cela, elle est parcourue par un réseau de canaux dans lesquels circule de l'eau afin de la refroidir en permanence. L'acier liquide est injecté par le haut de la lingotière par la busette (repère numéro 1).

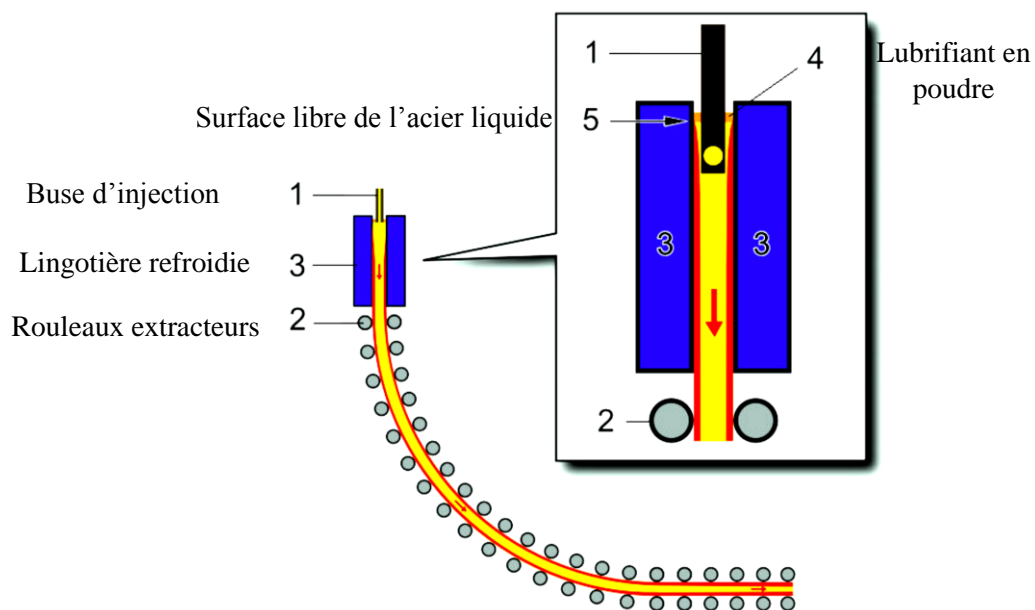


Fig. IV.1 Schéma de principe de la coulée continue [120].

Au contact de la paroi de la lingotière, la température de l'acier liquide diminue ce qui entraîne sa solidification. Cette solidification se propage donc de la paroi de la lingotière vers le cœur du produit, ainsi, l'épaisseur solide est proportionnelle au temps de séjour dans la lingotière. Par conséquent, comme l'acier avance dans la lingotière et que celle-ci est refroidie, l'épaisseur solidifiée est plus importante en bas qu'en haut de la lingotière. L'acier se trouvant au centre du produit reste liquide.

La partie d'acier solide qui enveloppe la partie liquide s'appelle la peau solide. Un ensemble de rouleaux dit "rouleaux extracteurs" (Fig. IV.1 : repère numéro 2) situé juste en dessous de la lingotière permet de guider et de tirer sur le produit partiellement solidifié par le bas de la lingotière pour l'extraire en continu. Un refroidissement par pulvérisation d'eau sur la surface de l'acier permet d'achever la solidification, ceci désigne le refroidissement secondaire (Fig. IV.3). L'extraction du produit peut continuer dans le sens vertical, comme elle peut être transféré par les rouleaux dans le sens horizontal (coulée horizontal – coulée courbé : Fig. IV.2). A l'extrémité de la machine, le produit est découpé en morceaux selon la taille voulue.

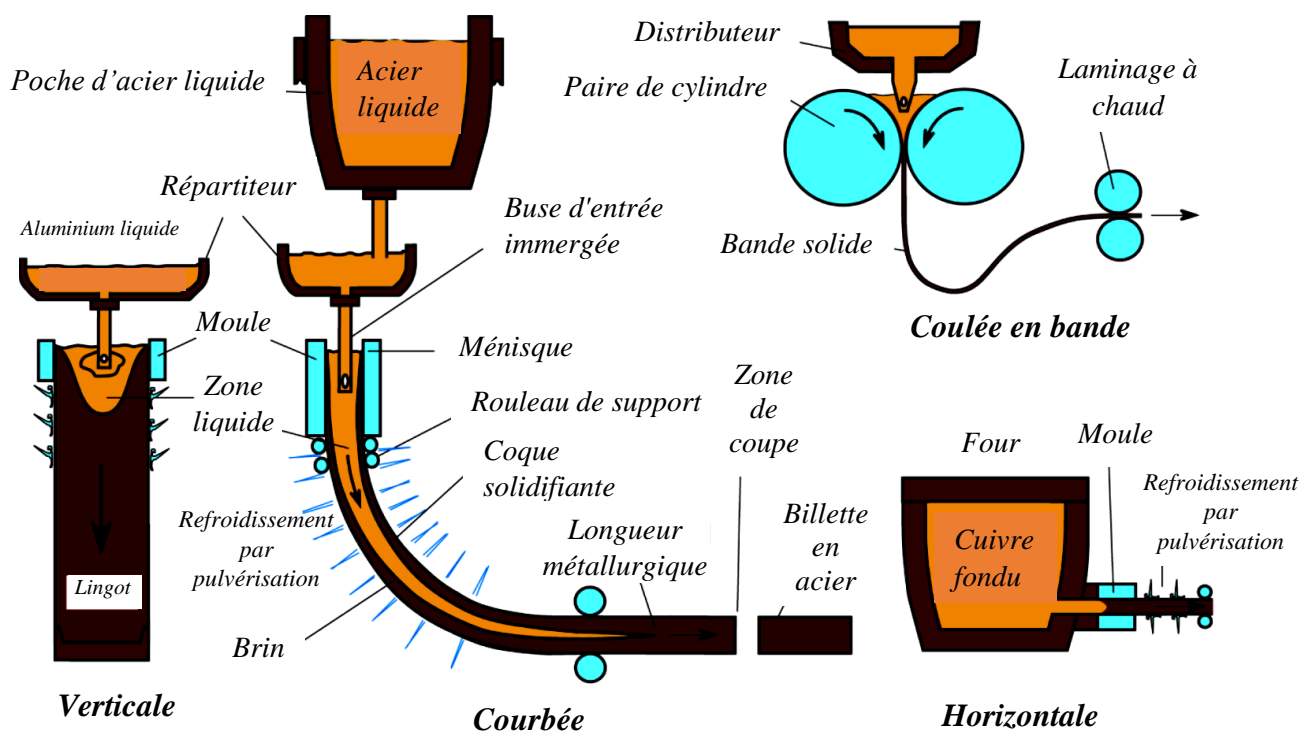


Fig. IV.2 Différents types de coulée continue [129].

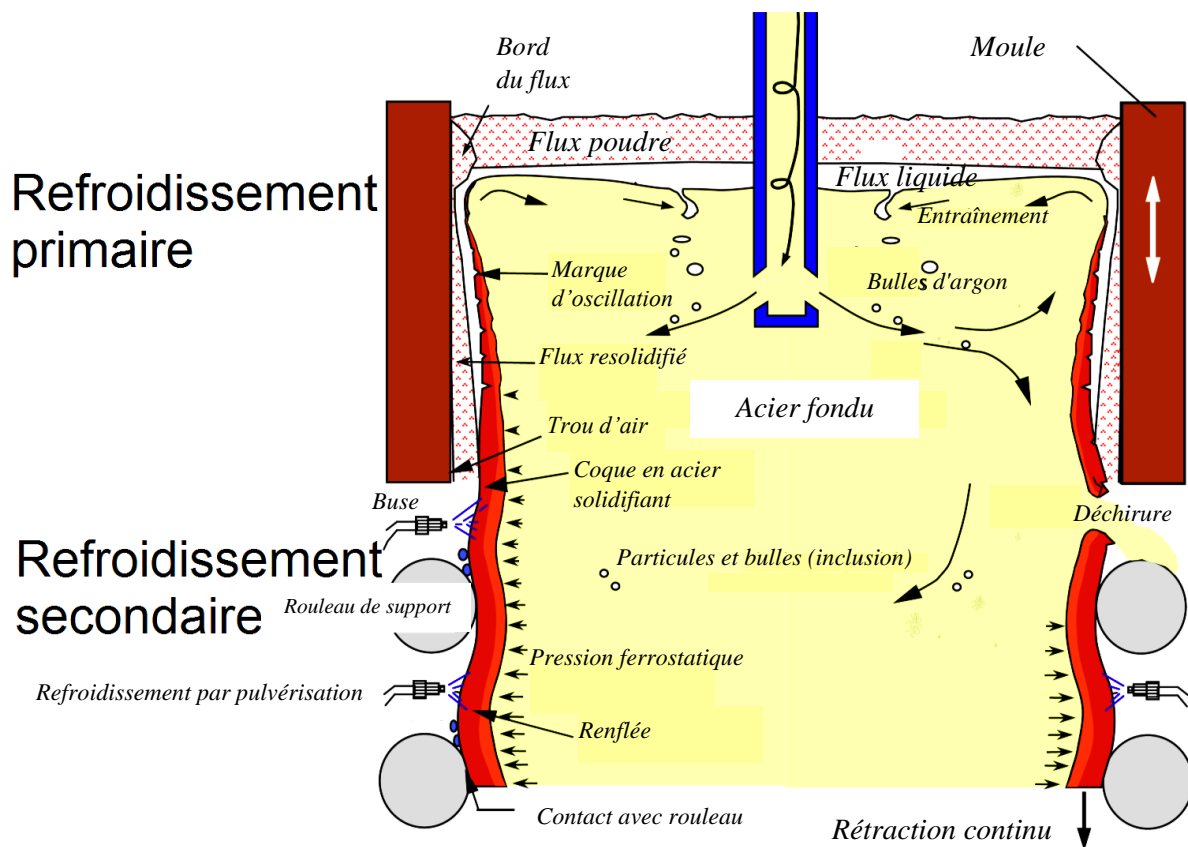


Fig. IV.3 Refroidissement primaire et secondaire lors de la coulée continue.

En premier lieu, l'objectif de cette étude est d'établir une comparaison entre trois modes de refroidissement pour déduire le mode adéquat pour un procédé de coulée continue. En second lieu, il vise à étudier l'influence du coefficient de transfert de chaleur du spray (h_{spray}) sur la transition du métal liquide en solide, sur la température de la zone refroidie par pulvérisation et sur la distribution de la chaleur latente de solidification. Le procédé de coulée continue a été simulé à l'aide du code COMSOL MULTIPHYSICS. A l'aide des résultats obtenus ; on a d'abord examiné l'efficacité du refroidissement par pulvérisation par rapport au refroidissement par convection naturelle ou forcée d'air. Ensuite on a déduit l'existence de trois relations importantes : la première relation montre que h_{spray} est inversement proportionnel à la température de la peau solide. La deuxième relation concerne la dissipation de la chaleur latente, celle-ci est aussi inversement proportionnel à h_{spray} . En fin, la troisième relation montre que l'intervalle de solidification est inversement proportionnel à h_{spray} . Finalement, on a conclu que le coefficient de transfert de chaleur h_{spray} a une influence remarquable sur l'emplacement de la région de transition.

II. Positionnement du problème

En coulée continue, le métal en fusion est coulé dans un moule ouvert pouvant être en graphite ou en cuivre. Les moules en graphite sont largement utilisés en coulée continue verticale et horizontale. Le métal est d'abord fondu dans un four et versé dans une poche. De la poche, le métal chaud est transféré dans le répartiteur. Le métal chaud est versé dans la machine de coulée continue à partir du répartiteur. Le moule dans le processus de coulée continue est refroidi à l'eau ; cela contribue à accélérer la solidification. Cependant cette dernière est achevée à l'extérieur du moule à l'aide d'un refroidissement secondaire par pulvérisation.

L'un des plus gros problèmes pouvant arriver au cours de la coulée continue est une percée ou déchirure "Breakout". La peau solide n'est pas suffisamment épaisse pour contenir l'acier liquide et se déchire, laissant ainsi l'acier s'écouler (Fig. IV.3). Ce problème est principalement dû à un refroidissement par pulvérisation, insuffisant. Il entraîne une grosse perte financière due aux dégâts causés et au temps perdu pour la remise en marche de l'installation. Donc le refroidissement secondaire doit être bien contrôlé et optimisé pour pouvoir maîtriser la solidification ce qui permet d'éviter les déchirures de métal et d'assurer également une zone de coupe adéquate. Pour ces objectifs un processus de coulée continue en régime permanent a été modélisé et simulé à l'aide du code commercial COMSOL MULTIPHYSICS 5.2 (Fig. IV.4).

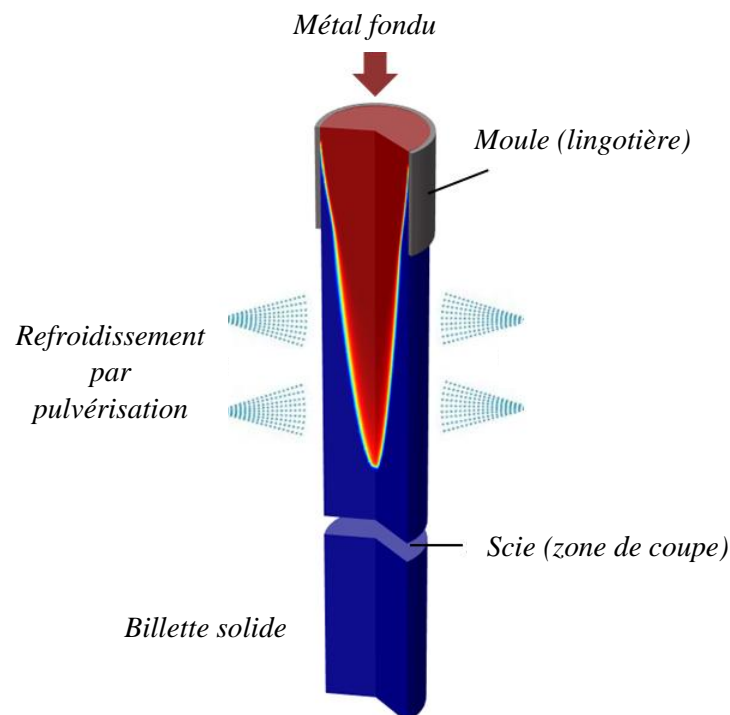


Fig. II4 Schématisation de la problématique.

III. Simulation de la coulée continue sous refroidissement secondaire par pulvérisation

III.1 Hypothèses de simulation

Pour simplifier le problème, le champ d'écoulement (*Flow Field*) du métal liquide n'est pas pris en considération, ainsi on suppose qu'il n'y a pas de changement de volume lors de la solidification. On suppose également que la vitesse de coulée est constante et uniforme dans tout le domaine, ayant une valeur de 2.5 mm/s. Dans cette étude, la géométrie 3D de la coulée continue est simplifiée en 2D axisymétrique composée de deux régions rectangulaires (Fig. IV.5) : l'une représente le métal dans le moule et l'autre représente la région refroidie par pulvérisation en dehors du moule. Dans la deuxième région s'effectue aussi un refroidissement par rayonnement. Dans cette région, on suppose que le métal fondu se trouve dans un état hydrostatique, et que le seul mouvement dans le fluide est dû au déplacement du métal vers le bas. Cette simplification permet la prise en charge du mouvement de la masse dans le domaine.

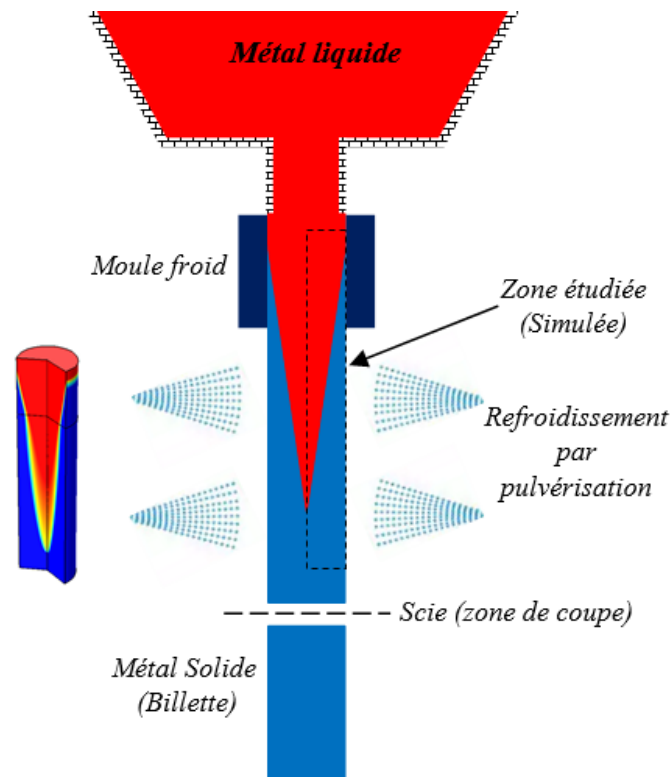


Fig. IV.5 Représentation de la zone de calcul.

Chapitre IV Simulation d'un procédé de coulée continue sous refroidissement secondaire par pulvérisation

Le matériau considéré est une fonte grise présentant les propriétés thermiques indiquées dans le tableau IV.1. Ce matériau est largement utilisé dans les domaines industriels et résidentiels ; Par conséquent, l'investigation de ses propriétés est très importante. Selon les différentes qualités, la fonte grise possède différents composants chimiques, cependant ; toutes les qualités de fonte grise ont la gamme de composants chimiques suivante :

Tableau IV.1 Propriétés chimiques de la fonte grise.

Carbone (C)	Silicium (Si)	Manganèse (Mn)	Phosphore (P)	Soufre (S)
2,8 à 3,9%	1,1 à 2,6%	0,5 à 1,2%	≤ 0,3%	≤ 0,15%

Tableau IV.2 Propriétés thermo physiques de la fonte grise.

Paramètre	Valeur
Chaleur latente de fusion	240×10^3 J/kg
Température de solidification T_s	1356 K
Température de fusion T_l	1463 K
Chaleur spécifique à T_s	660 J/(kg.K)
Chaleur spécifique à T_l	950 J/(kg.K)
Conductivité thermique à T_s	29 W/(m.K)
Conductivité thermique à T_l	26 W/(m.K)
Masse volumique à T_s	6964 kg/m ³
Masse volumique à T_l	6368 kg/m ³
Viscosité dynamique à T_l	0.0143 Pa.s

III.2 Formulation de la simulation

L'équation de conduction thermique qui décrit le transfert thermique du cas étudié s'écrit comme suite :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \nabla T + \nabla q = Q \quad (\text{IV.1})$$

Équation dans laquelle u représente la vitesse de coulée et : $q = -k\nabla T$

En théorie, C_{p_s} est supposé constant en phase solide, mais en phase liquide, C_{p_l} est calculé à l'aide de la formule suivante :

$$C_{p_l} = C_{p_s} + \frac{\Delta H}{T_m} \quad (\text{IV.2})$$

Dans l'équation ci-dessus, H représente la variation d'enthalpie et T_m la température de fusion. Ainsi, l'équation thermique en régime permanent du processus de coulée continue s'écrit simplement :

$$\rho C_p u \Delta T + \Delta(-k \Delta T) = 0 \quad (\text{IV.3})$$

La solidification du métal commence lorsque le métal liquide atteint la température de changement de phase (T_{pc}). Il est à noter que le changement de phase se produit dans un intervalle de température compris entre $T_{pc} - (DT/2)$ et $T_{pc} + (DT/2)$. Dans cet intervalle, la phase matérielle est modélisée par une fonction lissée θ représentant la fraction de phase avant la transition elle est égale à 1 avant $T_{pc} - (DT/2)$ et égale à zéro après $T_{pc} + (DT/2)$.

La densité et l'enthalpie spécifique sont respectivement :

$$\rho = \theta \rho_s + (1 - \theta) \rho_l \quad (\text{IV.4})$$

$$H = \frac{1}{\rho} \{ \theta \rho_s H_s + (1 - \theta) \rho_l H_l \} \quad (\text{IV.5})$$

Au cours de la transformation du liquide en solide, une quantité importante de chaleur latente est libérée. La quantité totale de chaleur libérée par unité de masse pendant la transition est donnée par la variation d'enthalpie DH . En plus, la chaleur spécifique varie avant, pendant et après la transition selon la formule :

$$\Delta C_p = \frac{\Delta H}{T} \quad (\text{IV.6})$$

Après quelques transformations formelles on obtient :

$$C_p = \frac{1}{\rho} (\theta_1 \rho_s C_{p,s} + \theta_2 \rho_l C_{p,l}) + \Delta H_f \frac{\partial \alpha_m}{\partial T} \quad (\text{IV.7})$$

Avec :

$$\alpha_m = \frac{(1 - \theta) \rho_l - \theta \rho_s}{2[\theta \rho_s + (1 - \theta) \rho_l]}$$

Il est égal à $-1/2$ avant transformation et $1/2$ après transformation. La capacité thermique spécifique est la somme d'une capacité thermique équivalente C_{eq} :

$$C_{eq} = \frac{1}{\rho} [\theta_1 \rho_s C_{p,s} + \theta_2 \rho_l C_{p,l}] \quad (\text{IV.8})$$

Et la distribution de la chaleur latente C_L :

$$C_L(T) = (H_l - H_s) \frac{d\alpha_m}{dt} \quad (\text{IV.9})$$

La distribution de la chaleur latente C_L est simplifiée :

$$C_L(T) = L \frac{d\alpha_m}{dt} \quad (\text{IV.10})$$

Alors que la chaleur totale par unité de volume libérée lors de la transformation de phase coïncide avec la chaleur latente :

$$\int_{T_{pc} - \frac{DT}{2}}^{T_{pc} + \frac{DT}{2}} C_L(T) dT = L \int_{T_{pc} - \frac{DT}{2}}^{T_{pc} + \frac{DT}{2}} \frac{d\alpha_m}{dt} dT = L \quad (\text{IV.11})$$

Enfin, la capacité thermique apparente, C_p , utilisée dans l'équation de chaleur, est donnée par:

$$C_p = \frac{1}{\rho} [\theta_1 \rho_s C_{p,s} + \theta_2 \rho_l C_{p,l}] + C_L \quad (\text{IV.12})$$

La conductivité thermique effective se réduit à :

$$K = \theta_1 K_s + \theta_2 K_l \quad (\text{IV.13})$$

La variation de la conductivité thermique permet l'obtention de l'expression :

$$k = \theta k_s + (1 - \theta)k_l \quad (\text{IV.14})$$

Au cours du refroidissement primaire, le flux de chaleur de convection transféré dans le moule par le métal liquide a été estimé à l'aide de l'équation de Newton :

$$q_0 = h(T_{ext} - T) \quad (\text{IV.15})$$

T_{ext} et T sont respectivement la température externe et de la paroi du moule.

h représente le coefficient de transfert de chaleur du moule ($h = 800 \text{ W} / (\text{m}^2 \cdot \text{K})$)

En ce qui concerne le refroidissement secondaire, la convection dans la zone de refroidissement par pulvérisation est calculée à l'aide de la même équation (Eq IV.15). Dans ce cas, T_{ext} et T sont respectivement la température externe et la température de l'acier ; h représente le coefficient de transfert de chaleur par pulvérisation. Comme mentionné précédemment, le rayonnement se produit pendant le processus de coulée continue. Il est décrit par l'équation de Stefan-Boltzmann dans laquelle la température T est exprimée en Kelvin :

$$q_0 = \varepsilon \sigma (T_{ext}^4 - T^4) \quad (\text{IV.6})$$

σ Est la constante de Stefan-Boltzmann et ε l'émissivité thermique du métal. Dans notre model, $\varepsilon = 0,8$.

III.3 Simulation et analyse des résultats

III.3.1 Simulation de trois modes de refroidissement secondaire

Le premier model consiste à simuler un refroidissement secondaire par convection naturelle avec de l'air à pression atmosphérique et à une température de 27 °C [300 K]. Le résultat de la simulation de ce mode de refroidissement, illustrée à la figure IV.6 (a), montre la zone de transition qui dépasse le niveau de coupe. Donc, le risque d'obtenir un produit final solide à l'extérieur mais toujours liquide au cœur.

Le deuxième model consiste à simuler le refroidissement secondaire par convection forcée avec de l'air à une vitesse de 3 m/s à pression atmosphérique et une température de 20°C [293 K]. Le résultat obtenu sur la figure IV.6 (b) est similaire à la convection libre précédente ; Néanmoins, il existe une légère différence qui ne peut pas être observée à l'œil nu. Le troisième et dernier model est une simulation de refroidissement secondaire par pulvérisation d'eau. La figure IV.6 (c) illustre le résultat de ce mode de refroidissement. On peut distinguer une solidification complète du métal liquide avant d'atteindre la zone de coupe et ce qui permet également de minimiser les risques de déchirure du métal.

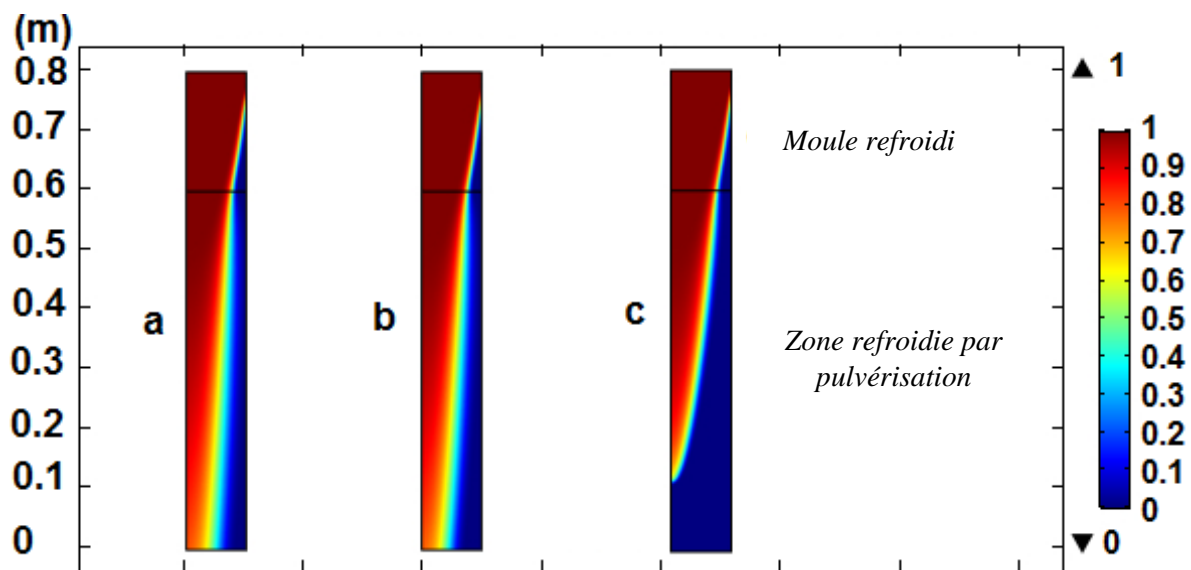


Fig. IV.6 Représentation de la transition de l'état liquide (1) à l'état solide (0) sous trois modes de refroidissement secondaire.

Des comparaisons plus convaincantes des trois modes de refroidissement décrits ci-dessus sont illustrées aux figures IV.7 et IV.8. En ce qui concerne la température dans la zone de refroidissement secondaire, (Fig. IV.7) elle varie de quelques degrés entre la convection naturelle et la convection forcée. La température minimale enregistrée pour ces deux modes de refroidissement est d'environ 1318 K, ce qui reste supérieur à la valeur requise pour une solidification complète. Cette analyse est confirmée par la figure IV.8 montrant l'évolution du passage de l'état liquide à l'état solide.

Les valeurs de transition sont prises sur l'axe de symétrie pour un intervalle de mesure de 0 à 0.6 m. Pour le refroidissement par convection, la solidification du métal n'atteint que 20%, alors que l'objectif est d'atteindre 0% de liquide à $L = 0$ m. Par ailleurs, comme on peut le voir à travers les graphiques (Fig. IV.7& IV.8), le refroidissement par pulvérisation permet une solidification complète (0% liquide) à partir du point $L = 0,1$ m. Ceci est dû à une chute de température relativement importante. En fait, une température de $T = 1186$ K est enregistrée au point $L = 0$ m.

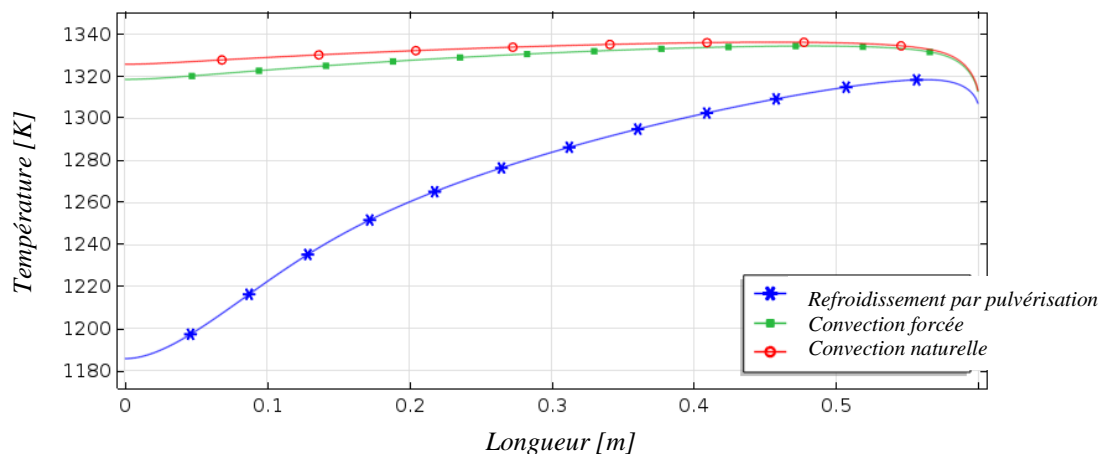


Fig. IV.7 Résultat de la température au niveau de la surface refroidie par les trois modes de refroidissement secondaire.

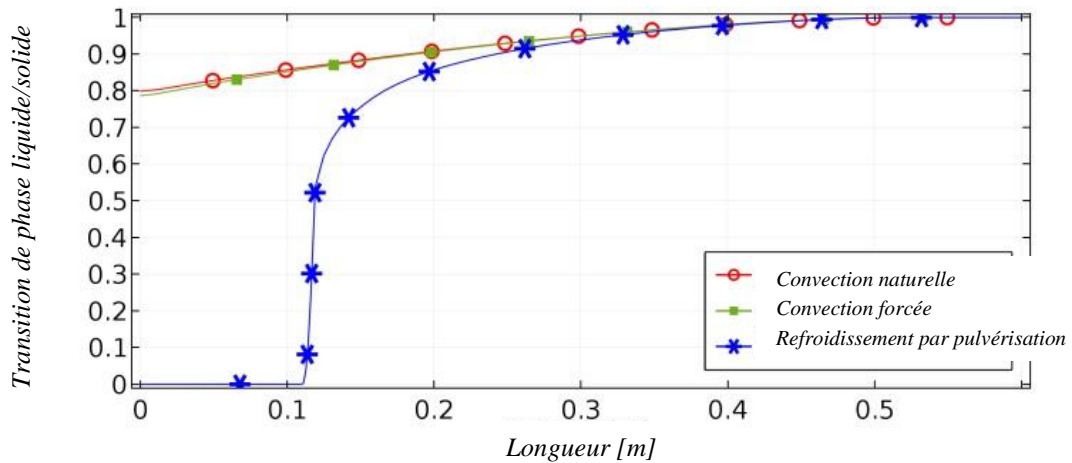


Fig. IV.8 Transition de l'état liquide à l'état solide sous les trois modes de refroidissement.

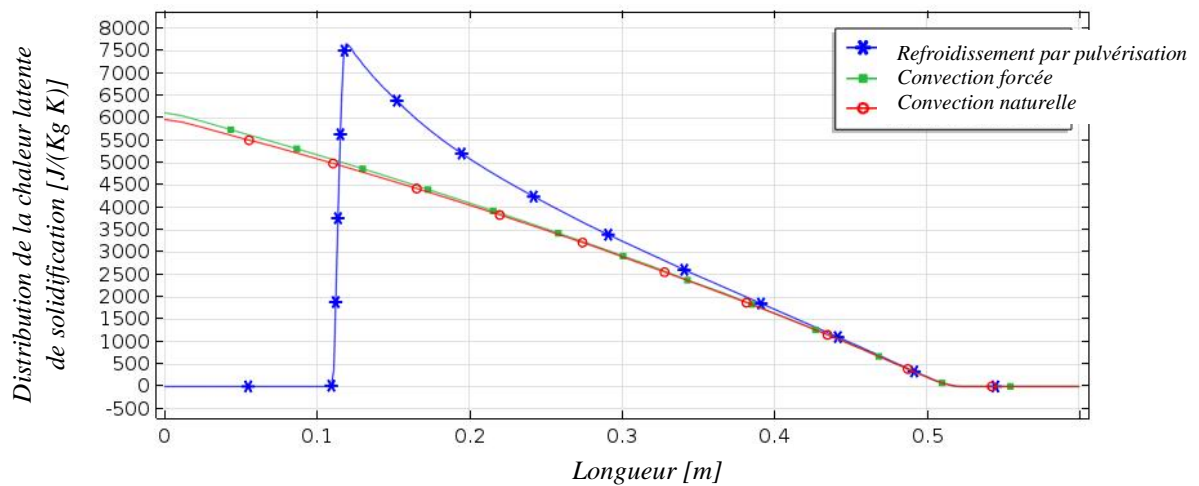


Fig. IV.9 distributions de la chaleur latente de solidification (au niveau de l'axe de symétrie) pour les trois modes de refroidissement.

Evidemment, la température de la paroi (zone refroidie) a une influence directe sur la solidification du métal liquide. Cette température et l'intervalle de dissipation de la chaleur latente de solidification sont relativement liés, et cela est clairement visible sur les figures IV.9 et IV.7. Il est à noter que, lorsque la température de la paroi extérieure est élevée, la chaleur latente dégagée est faible, inférieure à 5 000 J / (kg.K).

En conclusion, le processus de refroidissement par pulvérisation est indispensable pour la coulée continue. En effet il accélère le processus par une grande quantité d'évacuation de la chaleur sans gaspillage d'eau, ce qui implique un gain de temps et d'énergie.

III.3.2 Effet du coefficient de transfert de chaleur du spray sur le refroidissement secondaire

L'efficacité du refroidissement par pulvérisation étant établie en vue d'une optimisation paramétrique de ce type de refroidissement lors du processus de coulée continue. Nous étudions dans cette partie l'influence du coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}) sur la vitesse de refroidissement du métal. Les résultats obtenus précédemment montrent très significativement l'efficacité du refroidissement par pulvérisation d'eau. En effet, l'augmentation de h_{spray} accélère le transfert de chaleur. Si nous considérons le niveau $L = 0,3$ m, la température de la paroi chute à 35%, ce qui correspond à une valeur h_{spray} de $1500 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Si la valeur h_{spray} est supérieure, de l'ordre de $6000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, la diminution de la température de la paroi est de 70%.

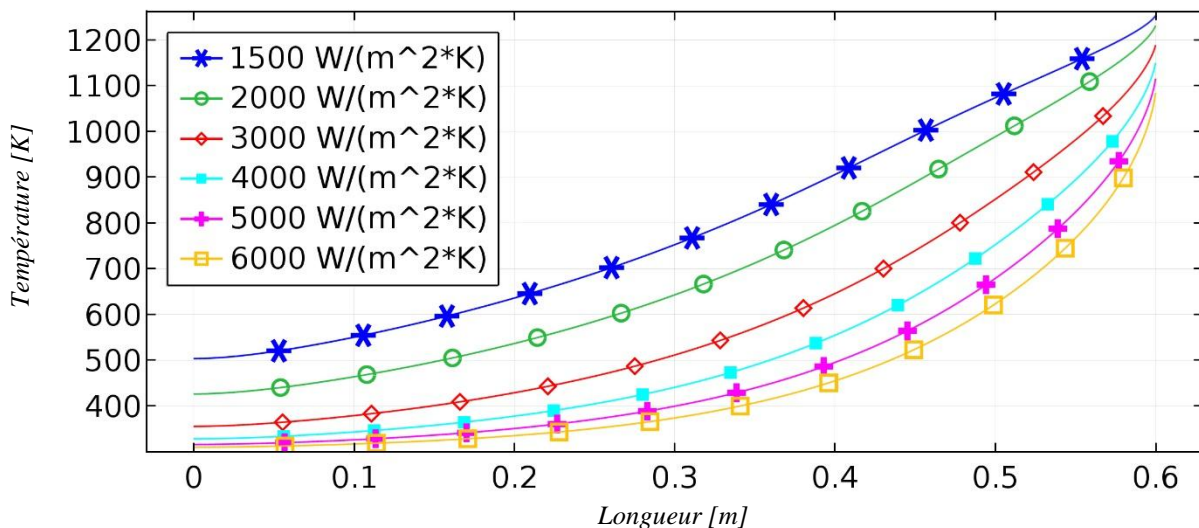


Fig. IV.10 Effet du coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}) sur la température de la paroi extérieure lors du refroidissement par pulvérisation.

Effectivement, La solidification est plus rapide avec des coefficients de transfert de chaleur plus élevés, par exemple pour $h_{spray} = 6000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. La solidification commence à $L = 0.5615$ m et se termine à $L = 0.537$ m, tandis que pour $h_{spray} = 1500 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ le processus commence au niveau $L = 0,532$ m et se termine à $L = 0,451$ m (Fig. IV.12).

En outre ; plus on diminue la valeur de h_{spray} , plus la température de la paroi extérieure augmente (Fig. IV.10). Pour cette raison l'intervalle de dissipation de la chaleur latente augmente jusqu'à ce qu'il dépasse 0.5 m (Fig. IV.11). Donc l'intervalle de solidification est inversement proportionnel au coefficient de transfert de chaleur h_{spray} . Ce qui fait que ; ce dernier à une influence remarquable sur l'emplacement de la région de transition (Fig. IV.13).

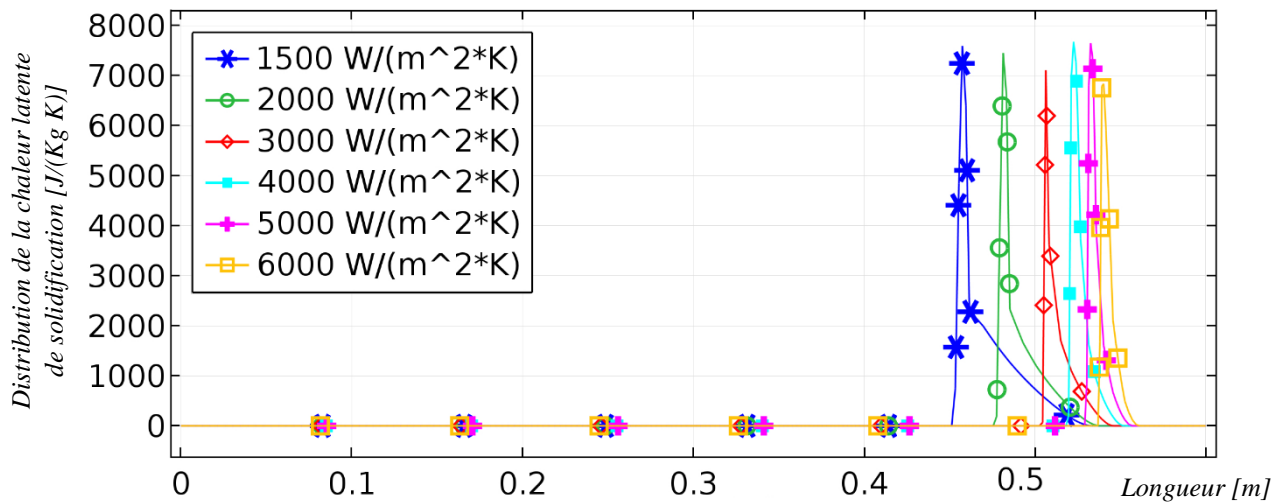


Fig. IV.11 Effet du coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}) sur la distribution de la chaleur latente de solidification.

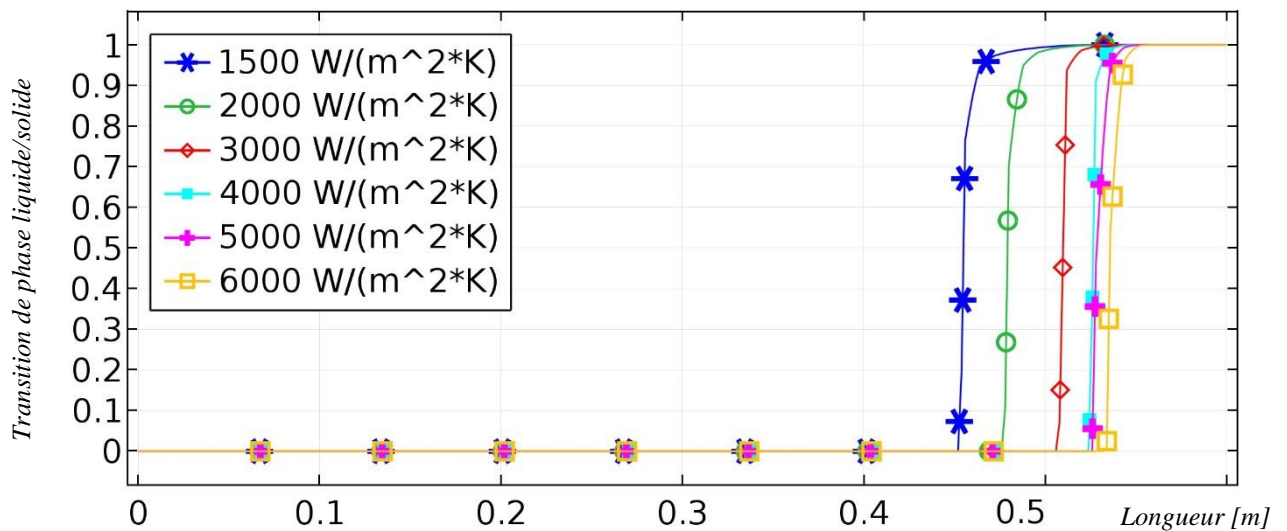


Fig. IV.12 Effet du coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}) sur la transition du liquide (1) en solide (0).

Cette étude prend en compte l'évolution de la chaleur latente et permet de déterminer son effet sur le taux de solidification, qui a implicitement une influence remarquable sur l'emplacement de la région de transition. Il est clair que l'intervalle de solidification est inversement proportionnel au coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}). Ce qui fait que ; ce dernier à une influence remarquable sur l'emplacement de la région de transition (Fig. IV.13).

Chapitre IV Simulation d'un procédé de coulée continue sous refroidissement secondaire par pulvérisation

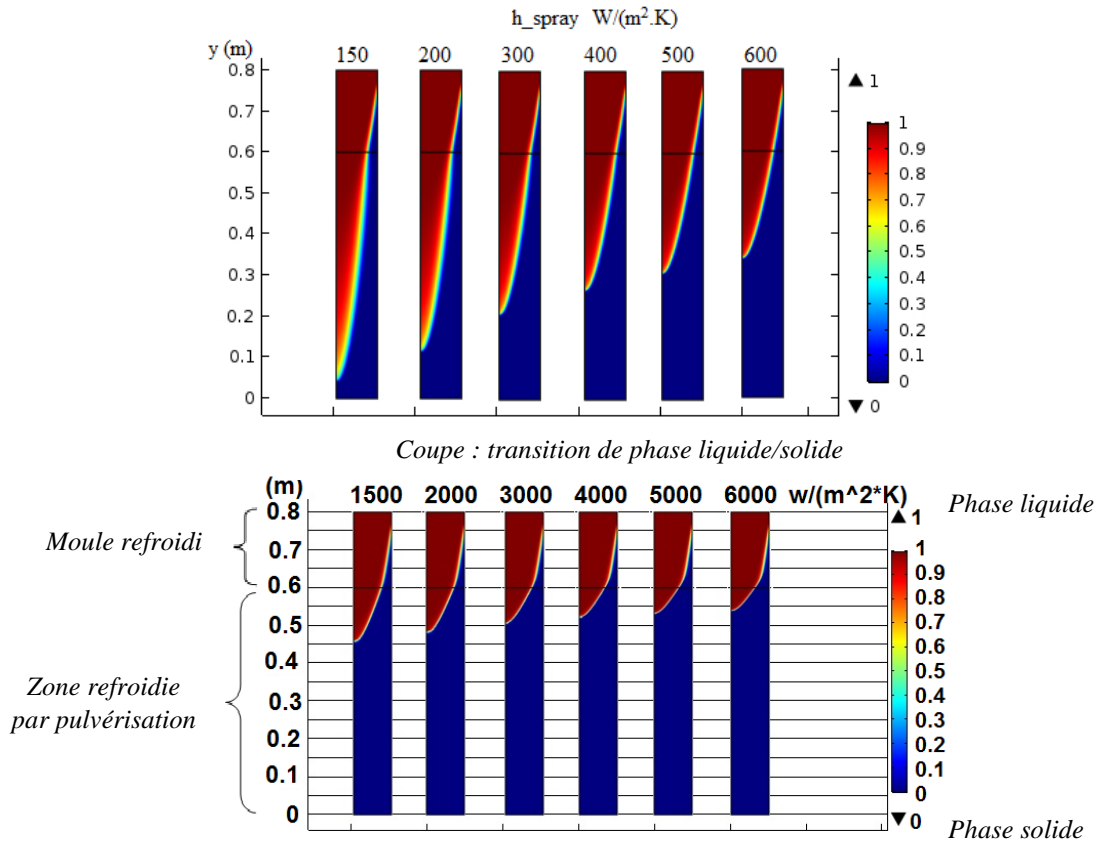


Fig. IV.13 Effet du coefficient de transfert de chaleur (h_{spray}) sur l'emplacement de la zone de transition.

Conclusions et perspectives

I. Conclusions

- ❖ En premier lieu, cette thèse traite l'influence des paramètres hydrodynamiques de pulvérisation sur le comportement thermodynamique et thermique d'une plaque d'aluminium à une température de 92°C. Contrairement aux études précédentes de la littérature consacrées uniquement au refroidissement intensif de surfaces à haute température, la présente thèse permet d'observer l'évolution des paramètres hydrodynamiques et thermiques lors du refroidissement de surface par spray d'eau à une température inférieure à la température de saturation du fluide de refroidissement. Les principales conclusions de cette partie sont :
 - Lors d'un refroidissement par pulvérisation sans changement de phase, l'augmentation du débit entraîne une meilleure évacuation de chaleur ainsi qu'une meilleure diminution d'énergie interne. Ce qui n'est pas le cas pour un refroidissement bi-phasique [130].
 - L'augmentation de la pression d'entrée du liquide de refroidissement, provoque une diminution rapide de la température et de l'énergie interne du corps à refroidir. Il y a aussi une influence considérable sur le flux convectif évacué vers l'air ambiant. Donc ; la variation de la pression réagit de la même manière que lors d'un refroidissement avec changement de phase [131].
 - Dans le cas d'un refroidissement monophasique, l'éloignement de la buse de pulvérisation améliore le refroidissement. Cependant ; si la hauteur de la buse dépasse une certaine limite, le refroidissement sera plus long et l'extraction de l'énergie interne sera plus faible. En effet ; ce comportement est exactement le même pour un refroidissement avec changement de phase [130].

L'étude précédente est valable pour plusieurs applications tel que le refroidissement des panneaux photovoltaïques. Etant donné que l'augmentation du rendement électrique dépend principalement des techniques de refroidissement. Il est évident qu'une diminution de la température du panneau photovoltaïque entraîne une augmentation du rendement électrique. En outre, les températures élevées réduisent la durée de vie du système PV. Pour augmenter l'efficacité moyenne des panneaux PV conventionnels, il est nécessaire d'avoir une dissipation thermique plus efficace. En effet, la face arrière des panneaux PV est généralement en aluminium. A cet égard, les résultats de cette étude peuvent contribuer à l'amélioration du refroidissement par pulvérisation des panneaux photovoltaïques.

- ❖ En second lieu, trois modes de refroidissement d'un procédé de coulée continue ont été étudiés dans cette thèse. On a d'abord appliqué un refroidissement par convection naturelle et puis par convection forcée avec de l'air ambiant. Dans les deux cas, la solidification du métal liquide dépasse la zone de coupe. Donc le refroidissement secondaire par pulvérisation est indispensable pour les procédés de coulée continue. Effectivement, on a obtenu une solidification complète juste après 0,5 m de la sortie du moule avec un refroidissement secondaire par pulvérisation. On déduit alors que le refroidissement par pulvérisation est le mode le plus optimal pour le refroidissement secondaire de coulée continue.

Les résultats obtenus montrent clairement que la température de la paroi extérieure a une influence sur la solidification du métal liquide. Ceci nous a permis de déduire une relation entre la température et l'intervalle de dissipation de la chaleur latente de solidification (plus la température est faible, plus la dissipation de la chaleur latente de solidification est importante). Il découle alors une relation inversement proportionnelle entre la température et la dissipation de la chaleur latente de solidification. On conclut également que l'augmentation de la dissipation engendre une diminution de l'intervalle de solidification.

Par ailleurs, le coefficient de transfert de chaleur du Spray (h_{spray}) a été examiné. En effet, il a été constaté que l'augmentation de ce coefficient provoque une chute importante de température au niveau de la peau solide. Cette chute favorise la dissipation de la chaleur latente de solidification. Donc, cette dernière est proportionnelle à h_{spray} .

Les relations déduites sont les suivantes :

- Une relation inversement proportionnelle entre h_{spray} et la température de la paroi extérieure (peau solide) : $\uparrow h_{\text{spray}} \rightarrow \downarrow T$;
- Une relation inversement proportionnelle entre la température de la paroi extérieure et la dissipation de la chaleur latente de solidification : $\downarrow T \rightarrow \uparrow \text{dissipation}$;
- Une relation inversement proportionnelle entre la dissipation de la chaleur latente de solidification et l'intervalle de solidification du métal liquide : $\uparrow \text{dissipation} \rightarrow \downarrow [\Delta t]_{\text{de solidification}}$.

Les relations relatives précédentes sont résumées comme suite :

$$\uparrow h_{\text{spray}} \Rightarrow \downarrow T \Rightarrow \uparrow \text{dissipation} \Rightarrow \downarrow [\Delta t]_{\text{de solidification}}$$

II. Perspectives

L'influence des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement des hautes températures par pulvérisation, n'a pas été traitée dans cette thèse. A ce propos, une étude numérique validée expérimentalement va être réalisée pour la conception d'un système de refroidissement par pulvérisation, destiné au cylindre de laminage à pas de pèlerin. Car le système de refroidissement (par jet d'eau) actuel a montré plusieurs défaillances. Tel que les brûlures et les fissures qui ont un impact direct sur la qualité du produit laminé et aussi la cadence et la productivité de l'entreprise. Donc la conception d'un nouveau système de refroidissement est indispensable pour la prévention et la résolution de plusieurs problèmes. L'entreprise concernée est la deuxième *tuberie sans soudure* en Afrique, situé au complexe sidérurgique El-Hadjar, Annaba.

La conception de ce système de refroidissement par pulvérisation nécessite l'optimisation de plusieurs paramètres hydrodynamiques :

- La distance entre les buses de pulvérisation et le cylindre ;
- L'angle d'inclinaison des buses ;
- Le type de buse ;
- L'angle de pulvérisation ;
- Le nombre de buse ;
- La distance de séparation entre les buses ;
- Le diamètre et le design du tube d'alimentation.

Travaux Réalisés

➤ Publications internationales

- A. Otmani, H. Mzad, K. Bey ; A thermal parametric study of non-evaporative spray cooling process ; MATEC Web of Conferences 240, 01030
- A. Otmani, H. Mzad ; PARAMETRIC STUDY OF NON-EVAPORATIVE SPRAY COOLING ON ALUMINUM PLATE: Simulation and Analysis; THERMAL SCIENCE , Vol. 23, pp: S1393-S1402, ISSN 2334-7163
- H. Mzad, A. Otmani, K. Bey, S. Łopata; A model of water-spray cooling effect on a continuous casting process; MATEC Web of Conferences 240, 04006
- H. Mzad, A. Otmani, A. Haouam, S. Łopata, P. Ocloń; Tilt optimization of a double-glazed air solar collector prototype ; MATEC Web of Conferences 240, 04006
- H. Mzad, A. Otmani; THERMAL SIMULATION OF A CONTINUOUS CASTING PROCESS SUBJECTED TO WATER-SPRAYS COOLING; Archives of Thermodynamics, AOT-00167-2018-02

➤ Communications internationales

- Influences des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation ; 3^{ème} Conférence internationale de mécanique ; Annaba 2017.
- Investigation thermique sur le four de trempe d'Arcelor Mittal pipe et tube Algérie ; International seminar on the apport of the simulation in technological innovation (S.I.A.S.I.T'17) Ghardaia 2017.
- A thermal parametric study of non-evaporative spray cooling process; XI International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer; Cracow, Poland 2018

➤ Communications nationales

- Problème des pertes énergétique d'un four de traitement thermique, solution proposes ; Congrès annuel sur les sciences et technologies appliquées CASTA'16 ; Boumerdes 2016
- Evaluation des pertes énergétique d'un four de traitement thermique et leurs influences sur l'environnement ; Journées d'études sur la fonderie et l'environnement JEFE'2016 ; Annaba 2016

Références

- [1] N. Sandro, «Water spray cooling technique applied on a,» *Energy Conversion and Management*, 2016.
- [2] A. S. WILLIAM, Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays, University of California Irvine: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1999.
- [3] R. J. Schick, General Guidelines on Drop Size Measurement Techniques and Terminology, Wheaton, IL 60187 USA: Spray Analysis and Research Services, 1997.
- [4] S. Kooij, R. Sijs, M. M. Denn, E. Villermaux et D. Bonn, «What Determines the Drop Size in Sprays?,» *PHYSICAL REVIEW*, vol. 8, 2018.
- [5] R. Schick, Understanding Drop Size, Wheaton USA: Spraying Systems Co., 2008.
- [6] M.-G. Eduardo, «Effect of the spray cone angle in the spray cooling with R134a,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 50, p. 127–138, 2013.
- [7] L. F. Pierre, Thermal Spray Fundamentals, New York: Springer Science+Business Media, 2014.
- [8] W.-L. Cheng, «Spray characteristics and spray cooling heat transfer in the non-boiling regime,» *ELSEVIER Energy*, vol. 36, pp. 3399-3405, 2011.
- [9] H. L. Arthur et G. Vincent, Atomization and Sprays, New York, N.Y. : 1989: CRC Press, 1989.
- [10] L. Rayleigh, «The Instability Of Jets,» *F.R.S.*, vol. 10, pp. 4-13, 1879.
- [11] C. Weber, «For the decay of a liquid jet,» 1931.
- [12] R. Reitz, «Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays,» *Atomization and Sprays*, vol. 3, pp. 309-337, 1987.
- [13] G. Faeth et L. P. Hsiang, «drop properties after secondary breakup,» *Int. J. of Multiphase*, pp. 721-735, 1993.
- [14] W. H. Chou et e. all, «Temporal properties of secondary drop,» *Int. J. of Multiphase Flow*, 1997.
- [15] G. Faeth et G. Chou, «Temporal properties of secondary drop breakup in the bag,» *Int. J. of Multiphase Flow*, 1998.
- [16] Z. Dai et G. Faeth, «Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode,» *Int. J. of Multiphase Flow*, 2001.
- [17] Z. Rui et C. Wen-long, «Study on heat transfer performance of spray cooling model and analysis,» *Springer Verlag*, vol. 46, p. 821–829, 2010.
- [18] X. Jiang et G. Siamas, «Physical modelling and advanced simulations of gas–liquid two-phase jet flows in atomization and sprays,» *Progress in Energy and Combustion Science*, 2010.
- [19] S. Gant, «CFD Modelling of Water Spray Barriers,» Health and Safety Laboratory, 2006.

- [20] P. Jenny, D. Roekaerts et N. Beishuizen, «Modeling of turbulent dilute spray combustion,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 38, pp. 846-887, 2012.
- [21] G. Gouesbet et A. Berlemont, «Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows Progress in Energy and Combustion,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 25, pp. 133-159, 1999.
- [22] S. Apte et M. Gorokhovoski, «LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup,» *Int. J. of Multiphase Flow*, vol. 29, pp. 1503-1522, 2003.
- [23] B. Launder et D. Spalding, «Lectures in Mathematical Models of Turbulence,» *Academic Press London*, 1972.
- [24] D. Choudhury, « Introduction of the renormalization group method and turbulence modeling,» 1993.
- [25] S. A. Orszag, «Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations,» chez *International Conference on Near-Wall Turbulent Flows*, Arizona, 1993.
- [26] V. Yakhot et S. Orszag, «Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique,» *Physic of Fluids*, pp. 1510-1520, 1992.
- [27] T. H. Shih, W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang et J. Zhu, «A New k- ϵ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation,» *Computers Fluids*, pp. 227-238, 1995.
- [28] F. Menter, «Zonal Two Equation k- ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows,» *AIAA Journal*, 1993.
- [29] M. Maxey et J. Riley, «Equation of motion for a small rigid sphere in a non-uniform flow,» *Physic of Fluids*, vol. 26, pp. 883-889, 1983.
- [30] R. Gatignol, «The Faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform flow,» *J. Meca. Théor. et Appliquée*, vol. 1, pp. 143-160, 1983.
- [31] L. Schiller et A. Nauman, «A drag coefficient correlation,» *V.D.I. Zeitung*, vol. 77, pp. 318-320, 1935.
- [32] S. Morsi et A. Alexander, «An investigation of particle trajectories in two-phase flow system,» *J. Fluid Mech.*, vol. 55, pp. 193-208, 1972.
- [33] V. Rivkind, G. Ryskin et G. Fishbein, «Flow around a spherical drop at intermediate Reynolds numbers,» *Appl. Math. Mech.*, vol. 40, pp. 687-691, 1976.
- [34] B. Oesterlé, «Multiphasiques, Ecoulements» Hermes Science.
- [35] A. B. Liu, D. Mather et R. D. Reitz, «Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays,» SAE Technical Paper., 1993.
- [36] E. E. Michaelides, «Review-The transient Equation of Motion for Particles, Bubbles and Droplets,» *J. Fluids Engin*, 1997.

- [37] A. Rourke et A. Amsden, «The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup ;,» *SAE Technical Paper*, 1987.
- [38] E. Ibrahim, H. Yang et A. Prezelwas, «Modeling of spray Droplets Deformation and Breakup,» *AIAA Journal*, vol. 9, pp. 651-654, 1993.
- [39] F. X. Tanner, «A Cascade Atomization and Drop Breakup Model for the Simulation of High-Pressure Liquid Jets,» *SAE Technical Paper*, 2003.
- [40] F. X. Tanner, «Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-Evaporating Diesel Fuel Sprays,» *SAE Technical Paper*, 1997.
- [41] M. Gorokhovski et V. Saveliev, «Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its,» *Atomization and Sprays*, pp. 184-192, 2003.
- [42] H. Lamb, *Hydrodynamics*, Dover Publications, Sixth Edition.
- [43] G. Č. Filip et N. Sandro, «Analysis of influence of panel size on PV panel,» chez *International Conference on Hydrogen Production*, 2016.
- [44] M. C. R. ALMEIDA, N. CANEY et J.-A. GRUSS, «Étude du spray comme technologie de refroidissement diphasique».
- [45] V. Stéphane et M. Jean-Claude, «Le refroidissement par pulvérisation - Cooling hy atomization,» *LA HOUILLE BLANCHE*, vol. 6, pp. 367-375, 1979.
- [46] B. Glassman, «A Fluid Management System for a Multiple Nozzle Array Spray Cooler,» chez *37th AIAA Thermo-physics Conference*, Portland, 2005.
- [47] Z. Yan et e. all, «Spray Cooling,» 2011.
- [48] W. Cheng, F. Han, Q. Liu, H. Fan, «Spray characteristics and spray cooling heat transfer in the non-boiling regime,» *Energy*, vol. 36, p. 3399e3405, 2011.
- [49] S. C. Johnathan, enhancement of spray cooling heat transfer using extended surfaces and nanofluids, PhD thesis, 2007.
- [50] J. Huddle, «Thermal management of Diode laser arrays,» chez *16th IEEE SEMI-THERMTM Symposium*, 2000.
- [51] S. M. Sellers, «Heat transfer resulting from the evaporation of liquid droplets on a horizontal heated surface,» Georgia Institute of Technology, 2000.
- [52] S. Tan, Computer simulation of a spray cooling system with FC-72, Central Florida: Department of Mechanical, Materials and Aerospace Engineering, 2001.
- [53] R. Selvam, «Computer Modeling of Liquid Droplet Impact on Heat Transfer During Spray Cooling,» *American Society of Mechanical Engineers Paper*, 2005.
- [54] M. Pais et et all, «Surface roughness and its effect on the heat transfer mechanism in spray cooling,» *Journal of Heat Transfer*, , vol. 114, p. 211–219, 1992.

- [55] J. Sigler et R. Mesler, «The behavior of the gas film formed upon drop impact with a liquid surface,» *International Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 134, pp. 459-474, 1990.
- [56] J. Yang, «Spray cooling with an air atomizing nozzle,» *Ph.D. dissertation School of Mechanical Engineering, University of Kentucky*, 1993.
- [57] B. Horacek, J. Kim et K. Kiger, «Spray cooling using multiple nozzles: visualization and wall heat transfer measurements,» *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 4, p. 614–625, 2004.
- [58] M. Quentin, Etude expérimentale des mécanismes d'évaporation d'un film liquide combustible et de la stratification induite, L'UNIVERSITE DE LYON: THESE de DOCTORAT DE , 2018.
- [59] E. Silk, E. Golliher et R. Selvam, «Spray cooling heat transfer: Technology overview and assessment of future challenges for micro-gravity application,» *Energy Conversion*, vol. 49, pp. 453-468, 2008.
- [60] Nevedo J., Parametric effects of spray characteristics on spray cooling heat transfer, Ph.D. Dissertation, 2000.
- [61] A. Pautsch, «Spray impingement cooling with single- and multi-nozzle arrays Part 1: Heat transfer data using FC-72,» *International Journal of Heat and Mass*, vol. 48, pp. 3167-3175, 2005.
- [62] V. Carey, «Liquid-vapour phase-change phenomena,» Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- [63] M. Sehmbe, M. Pais et L. Chow, «Effect of surface material properties and surface characteristics in evaporative spray cooling,» chez *AIAA/ASME 5th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, 1990.
- [64] I. Mudawar, «Optimizing and predicting CHF in spray cooling of a square surface,» *Journal of Heat Transfer*, vol. 118, p. 672–679, 1996.
- [65] L. Esmailzadeh et R. Mesler, « Bubble entrainment with drops,» *Journal of Colloid and Interface*, vol. 86, pp. 561-574, 1986.
- [66] D. Rini, R.-H. Chen et L. Chow, «Bubble behavior and nucleate boiling heat transfer in saturated FC-72 spray cooling,» *Journal of Heat Transfer*, vol. 124, p. 63–72, 2002.
- [67] R. Selvam, L. Lin et R. Ponnappan, « Direct Simulation of Spray Cooling: Effect of Vapour Bubble Growth and Liquid Droplet Impact on Heat Transfer,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 23-24, 2006.
- [68] R. Selvam, «Modeling thermal boundary-layer effect on liquid-vapour interface dynamics in spray cooling,» *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 23, pp. 356-370, 2009.
- [69] F. Demiray et J. Kim, «Micro-scale heat transfer measurements during pool boiling of FC-72 : effect of subcooling,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3257-3268, 2004.
- [70] F. Incropera et D. Dewitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer.*, New York:: 5th ed. John Wiley & Sons, 2004.

- [71] A. Pruthvik, S. G. Raghupathi et Kandlikar, «Contact line region heat transfer mechanisms for an evaporating interface,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 95, p. 296–306, 2016.
- [72] C. Henry, «Nucleate Pool Boiling Characteristics from a Horizontal Microheater,» 2005.
- [73] F. Demiray et J. Kim, «Microscale Heat Transfer Measurements During Pool Boiling of FC-72: Effect of Subcooling,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3257-3268, 2004.
- [74] F. Tachibana, M. Akiyama et H. Kawamura, «Non-Hydrodynamic Aspects of Pool Boiling Burnout,» *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 43, pp. 121-130, 1967.
- [75] S. Liaw et V. Dhir, «Void Fraction Measurements During Saturated Pool Boiling of Water on Partially Wetted Vertical Surfaces,» *Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp. 731-738, 1989.
- [76] G. Xuan et L. Ri, «Spray Impingement Cooling: The State of the Art,» *Advanced Cooling Technologies and Applications*, 2018.
- [77] E. Silk, J. Kim et K. Kiger, «Spray cooling of enhanced surfaces: Impact of structured surface geometry and spray axis inclination,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 4910-4920, 2006.
- [78] Y. Wang, M. Liu, D. Liu, K. Xu et Y. Chen, «Experimental study on the effects of spray inclination on water spray cooling performance in non-boiling regime,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, pp. 933-942, 2010.
- [79] M. Visaria et I. Mudarwar, «Theoretical and experimental study of the effects of spray inclination on two-phase spray cooling and critical heat flux,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 2398-2410, 2008.
- [80] J. Rybicki et I. Mudawar, «Single-phase and two-phase cooling characteristics of upward-facing and downward-facing sprays,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 5-16, 2006.
- [81] W. Cheng, Q. Liu, R. Zhao et H. Fan, «Experimental investigation of parameters effect on heat transfer of spray cooling,» *Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 911-921, 2010,.
- [82] L. R. Gao X, «Effects of nozzle positioning on single-phase spray cooling,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 115, pp. 1247-1257, 2017.
- [83] X. Gao et R. Li, «Local heat transfer of spray cooling on a thin film heater,» chez *In: 8th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion*, Chengdu, China, 2016.
- [84] S. Freund, A. Pautsch, T. Shedd et S. Kabelac, «Local heat transfer coefficients in spray cooling systems measured with temperature oscillation IR thermography,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 2398-2410, 2008.
- [85] G. Xuan et L. Ri, «Spray Impingement Cooling: The State of the Art,» *Advanced Cooling Technologies and Applications*, 2018.

- [86] M. Raudensky, J. Horsky, P. Kotrbacek et M. Pohanka, «COOLING OF ROLLS USED IN HOT ROLLING OF LONG PRODUCTS,» Brno University of Technology, Heat Transfer and Fluid Flow Laboratory.
- [87] M. Hocine et T. Mohamed, «Thermal diagnostics of highly heated surfaces using water-spray cooling,» *Heat Mass Transfer*, vol. 45, p. 287–295, (2009) .
- [88] F. Zhou, «Heat transfer characteristics during pulsed spray cooling with R404A at different spray distances and back pressures,» *Applied Thermal Engineering*, vol. 102, p. 813–821, 2016.
- [89] H. Mzad et K. Rabia, «Effect of Spraying Pressure on Spray Cooling Enhancement of Beryllium-Copper Alloy Plate,» *Procedia Engineering*, vol. 157, p. 106 – 113, 2016.
- [90] H. Mzad et M. Elguerri, «SIMULATION OF TWIN OVERLAPPING SPRAYS UNDERNEATH HYDRAULIC ATOMIZERS: INFLUENCE OF SPRAY HYDRODYNAMIC PARAMETERS,» *Atomization and Sprays*, vol. 22, p. 447–460, 2012.
- [91] Y. Haibo, C. Xinchun et S. Xuewen, «Effects of Spray Angle on Spray Cooling of Extruded Aluminum Alloy Plate,» chez *AASRI Conference on Modeling, Identification and Control*, 2012.
- [92] Z. Zhang, P. Jiang, D. Christopher et X. Liang, «Experimental investigation of spray cooling on micro-, nano- and hybrid-structured surfaces,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 80, pp. 26-37, 2015.
- [93] J. Chen, R. Xu, Z. Zhang, X. Chen, X. Ouyang, G. Wang et P. Jiang, «Phenomenon and mechanism of spray cooling on nanowire arrayed and hybrid micro/nano structured surfaces,» *Journal of Heat Transfer*, vol. 140, 2018.
- [94] X. Gao et R. Li, « Impact of a single drop on a flowing liquid film.,» *Physical Review E.*, vol. 92, 2015.
- [95] R. Rioboo, C. Tropea et M. Marengo, «Outcomes from a drop impact on solid surfaces,» *Atomization and Sprays.*, vol. 11, pp. 155-166, 2001.
- [96] R. Li, N. Ashgriz et S. Chandra, « Maximum spread of droplet on solid surface: Low Reynolds and Weber numbers.,» *Journal of Fluids Engineering.*, vol. 132, 2010.
- [97] D. van Dam et C. Clerc, «Experimental study of the impact of an ink-jet printed droplet on a solid substrate,» *Physics of Fluids*, vol. 16, p. 3403, 2004.
- [98] S. Chandra et C. Avedisian, «On the collision of a droplet with a solid surface.,» *Proceedings of the Royal Society A*, vol. 432, pp. 13-41, 1991.
- [99] L. R. Gao X, « Spread and recoiling of liquid droplets impacting solid surfaces.,» *AIChE Journal*, vol. 60, pp. 2683-2691, 2014.
- [100] J. Bernardin, Stebbins et M. I. CJ, «Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface.,» *International Journal of Heat and Mass transfer*, p. 40, 1997;.
- [101] M. Pasandideh-Fard, «Cooling effectiveness of a water drop impinging on a hot surface,» *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 22, pp. 201-210, 2001.

- [102] S. Batzdorf et al., «Heat transfer during simultaneous impact of two drops onto a hot solid substrate.,» *International Journal of Heat and Mass Transfer.* , vol. 113, pp. 898-907, 2017.
- [103] T. Tran et al., «Drop impact on superheated surfaces.,» *Physical Review Letters*, vol. 108, 2012.
- [104] H. Staat et al., «Phase diagram for droplet impact on superheated surfaces.,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 779, 2015.
- [105] S. Adera et al., «Non-wetting droplets on hot superhydrophilic surfaces.,» *Nature Communications.* , vol. 4, 2013.
- [106] J. Jung et al., «Investigation of single-droplet/wall collision heat transfer characteristics using infrared thermometry.,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 92, pp. 774-783, 2016.
- [107] A. Yarin et D. Weiss, « Impact of drops on solid surfaces: Self-similar capillary waves and splashing as a new type of kinematic discontinuity,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 283, pp. 141-173, 1995.
- [108] I. Roisman et C. Tropea, « Impact of a drop onto a wetted wall: Description of crown formation and propagation.,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 472, pp. 373-397, 2002.
- [109] G. Cossali, A. Coghe et M. Marengo, «The impact of a single drop on a wetted solid surface,» *Experiments in Fluids*, vol. 22, pp. 463-472, 1997;22.
- [110] S. Alghoul et al., «Normal droplet impact on horizontal moving films: An investigation of impact behaviour and regimes.,» *Experiments in Fluids.* , vol. 50, pp. 1305-1316, 2011.
- [111] Z. Che et al., «Impact of droplets on inclined flowing liquid films,» *Physical Review E*, vol. 92, 2015.
- [112] X. Gao et R. Li, «Cooling enhancement of drop impact on flowing liquid film.,» chez *The 2nd Thermal and Fluids Engineering Conference and 4th International Workshop on Heat Transfer*, Las Vegas, Nevada, USA, 2017.
- [113] X. Gao et al., « Heat transfer of single drop impact on a film flow cooling a hot surface.,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 108, pp. 1068-1077, 2017.
- [114] L. Qiu et al., «Splashing of high speed droplet train impinging on a hot surface,» *Applied Physics Letters*, vol. 107, 2015.
- [115] N. Karwa, S. Kale et P. Subbarao, « Experimental study of non-boiling heat transfer from a horizontal surface by water sprays.,» *Experimental Thermal and Fluid Science.*, vol. 32, pp. 571-579, 2007.
- [116] S. Hsieh et Tien, «C. R-134a spray dynamics and impingement cooling in non-boiling regime,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 502-512, 2007.
- [117] W. Yaqing et al., «Heat Flux Correlation for Spray Cooling in the Nonboiling Regime,» *Heat Transfer Engineering*, vol. 32, p. 1075–1081, 2011.

- [118] K. Nitin, R. K. Sunil et P. M. Subbarao, «Experimental Study of Non-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface by Water Sprays,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 32, p. 571–579, 2007.
- [119] K. Oliphant, B. W. Webb et M. Q. McQuay, «An Experimental Comparison of Liquid Jet Array and Spray Impingement Cooling in the Non-Boiling Regime,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 18, pp. 1-10, 1998.
- [120] R. GAUGLER, Experimental investigation of spray cooling of high temperature surfaces, États-Unis: Carnegie Institute of Technology, 1966.
- [121] H. MULLER et R. JESCHAR, «Enquête sur le passage de Wiirmange dans une zone de refroidissement secondaire simulée de la machine de coulée continue, . 44,» *Arch. Eisenhüttenwes*, vol. 44, pp. 589-594, 1973.
- [122] K. YANAGI, « Prediction of strip temperature for hot strip mills,» *Trans. I.S*, vol. 16, pp. 11-19, 1976..
- [123] S. Sujoy Deb et C. Yao, Heat transfer analysis of impacting dilute spray on surfaces beyond the Leidenfrost temperature, Chemistry, 1987.
- [124] L. Bolle et J. C. Moureau, «Spray cooling of hot surfaces,» *Multiphase Science and Technology*, vol. 1, pp. 1-97 , 1982.
- [125] K. Takeuchi, J. Senda et Y. K, «Heat Transfer characteristics and the breakup behavior of small droplets impinging upon a hot surface,» *Proceedings ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, vol. 1, pp. 165-172 , 1983.
- [126] R. J. Issa et S. C. Yao, « Numerical Model for Spray-Wall Impaction and Heat Transfer at Atmospheric Conditions,» *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 19, pp. 441-447, 2005.
- [127] W. P. Klinzing, J. C. Rozzi et I. Mudawar, «Film and transition boiling correlations for quenching of hot surfaces with water sprays,» *Journal of Heat Treating*, vol. 9, pp. 91-103, 1992.
- [128] S. Yao et T. Cox, « A general heat transfer correlation for impacting water sprays on high temperature surfaces,» *Experimental heat transfer*, vol. 15, pp. 207-219 , 2002.
- [129] B. Thomas, «Continuous Casting (metallurgy),» *Yearbook of Science and Technology*, 2004.
- [130] C. Wen-Long, P. Yu-Hang, C. Hua et .. H. P. H. Lei H, «Experimental investigation on the heat transfer characteristics of vacuum spray flash evaporation cooling,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 102, pp. 233-240, 2016.
- [131] H. Mzad et K. Rabia, «Effect of Spraying Pressure on Spray Cooling Enhancement of Beryllium-Copper Alloy Plate,» *Procedia Engineering*, vol. 157, p. 106 – 113, 2016.
- [132] S. C. Johnathan, ENHANCEMENT OF SPRAY COOLING HEAT TRANSFER USING EXTENDED SURFACES AND NANOFUIDS., vol. University of Maryland, University of Maryland, 2007.
- [133] J. Archambault et all, «Stimulation of transcription by mutations affecting conserved regions of RNA polymerase,» 1998.

- [134] L. Bazart, Détection de changement de mode de fonctionnement : Application a la coulée continue de l'acier, Université de Lorraine.
- [135] Z. Bayvel et L. Orzechowski, Liquid Atomization, Washington, DC: Taylor & Francis, 1993.
- [136] A. Yarin et D. Weiss, «Impact of drops on solid surfaces: Self-similar capillary waves,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 283, pp. 141-173, 1995.

Annexe

Caractéristiques de la buse de pulvérisation BETE WL



FULL CONE

WL

Low Flow/Full Cone

DESIGN FEATURES

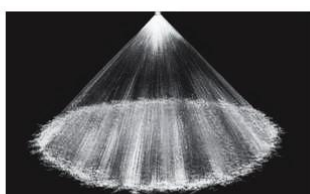
- Advanced whirl plate design produces uniform coverage
- Male and female connections

SPRAY CHARACTERISTICS

- Medium to coarse atomization
- Spray pattern:** Full Cone. Square patterns available for most sizes.
- Spray angles:** 30°, 60°, 90° and 120° standard
- Flow rates:** 0.13 to 59 gpm



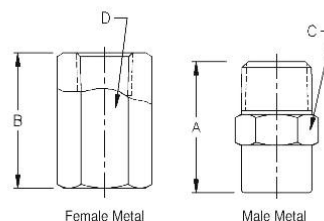
Metal



Full Cone 90°



Full Cone 120°



Female Metal

Male Metal

Dimensions are approximate. Check with BETE for critical dimension applications.

WL Flow Rates and Dimensions

Full Cone, 30°, 60°, 90° and 120° Spray Angles

Male or Female Pipe Size	Nozzle Number	K Factor	GALLONS PER MINUTE @ PSI										Approx. Orifice Dia. (in.)	Dimensions for Metal Only (in.)				Wt. (oz.)	
			10 PSI	20 PSI	30 PSI	40 PSI	60 PSI	80 PSI	100 PSI	150 PSI	200 PSI	400 PSI		A	B	C	D	Metal	Plas.
1/8"	WL 1/4**	0.044	0.13	0.18	0.22	0.25	0.30	0.35	0.38	0.47	0.53	0.74	0.043	0.88	1.13	0.44	0.56	1.00	0.25
	WL 1/2	0.088	0.26	0.36	0.44	0.50	0.60	0.69	0.77	0.93	1.07	1.48	0.055						
	WL 3/4	0.132	0.39	0.54	0.66	0.75	0.91	1.04	1.15	1.40	1.60	2.21	0.072						
1/4"	WL 1	0.177	0.52	0.72	0.87	1.00	1.21	1.39	1.54	1.86	2.13	2.95	0.082	1.06	1.38	0.56	0.69	1.50	0.38
	WL 1 1/2	0.265	0.78	1.08	1.31	1.50	1.81	2.08	2.31	2.79	3.20	4.43	0.109						
3/8"	WL 2	0.353	1.04	1.44	1.75	2.00	2.42	2.77	3.08	3.72	4.26	5.90	0.125	1.25	1.50	0.69	0.88	2.00	0.50
	WL 3	0.530	1.56	2.17	2.62	3.00	3.63	4.16	4.61	5.58	6.39	8.85	0.156						
	WL 4	0.706	2.08	2.89	3.49	4.00	4.84	5.54	6.15	7.44	8.52	11.8	0.188						
1/2"	WL 5	0.883	2.61	3.61	4.37	5.00	6.05	6.93	7.69	9.31	10.6	14.8	0.203	1.50	2.00	0.88	1.13	3.00	1.00
	WL 6	1.06	3.13	4.33	5.24	6.00	7.26	8.31	9.23	11.2	12.8	17.7	0.219						
	WL 7	1.24	3.65	5.05	6.11	7.00	8.47	9.70	10.8	13.0	14.9	20.7	0.228						
3/4"	WL 8	1.41	4.17	5.78	6.99	8.00	9.68	11.1	12.3	14.9	17.0	23.6	0.234	1.75	2.13	1.13	1.38	6.00	1.50
	WL 10	1.77	5.21	7.22	8.74	10.0	12.1	13.8	15.4	18.6	21.3	29.5	0.281						
	WL 12	2.12	6.25	8.66	10.5	12.0	14.5	16.6	18.5	22.3	25.6	35.4	0.312						
1"	WL 15	2.65	7.82	10.8	13.1	15.0	18.1	20.8	23.1	27.9	32.0	44.3	0.328	2.19	2.38	1.38	1.63	14.0	3.50
	WL 20	3.53	10.4	14.4	17.5	20.0	24.2	27.7	30.8	37.2	42.6	59.0	0.375						

$$\text{Flow Rate (GPM)} = K (\text{PSI})^{0.47}$$

Standard Materials: Brass, 303 Stainless Steel, 316 Stainless Steel, PVC, Polypropylene, and PTFE

*1/8" PTFE and Polypropylene not available in 120°.

**1/8 WL-1/4 not available in Polypropylene.

Spray angle performance varies with pressure. Contact BETE for specific data on critical applications.

TO ORDER: specify pipe size, connection type, nozzle number, spray angle, and material.