

THESE

Présentée à l'

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES
APPLIQUEES DE ROUEN

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL DES
SCIENCES APPLIQUEES DE ROUEN

DISCIPLINE : PHYSIQUE
SPECIALITE : ENERGETIQUE

Par

Pascal Lemaitre

DEVELOPPEMENT ET APPLICATION DE LA
REFRACTOMETRIE ARC-EN-CIEL GLOBAL POUR
L'ETUDE DES TRANSFERTS MASSIQUE ET
THERMIQUE DANS UN SPRAY

Composition du jury :

- G. Lavergne** : Ingénieur de Recherche, ONERA, HDR, Professeur à supaéro (rapporteur)
- J.P.A.J. van Beeck** : Professeur associé à l'institut von Karman, Rhodes S^{te} Genèse (rapporteur)
- A. Berlemont** : Directeur de Recherche, CNRS, CORIA Rouen (examinateur)
- E. Porcheron** : Ingénieur de Recherche, IRSN, Saclay (examinateur)
- J. Malet** : Ingénieur de Recherche, IRSN, Saclay (examinateur)
- G. Grehan** : Directeur de Recherche, CNRS, CORIA Rouen (directeur de thèse)

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein de L'Institut de Radioprotection et de Sûreté nucléaire (IRSN) et plus précisément à la Direction de la Sûreté des Usines, des laboratoires, des transports et des déchets (DSU), dans le Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et en Confinement (SERAC). A ce titre je remercie très sincèrement Messieurs D. Boulaud et J.C. Laborde, chefs successifs du SERAC, pour m'avoir permis de mener à bien ce travail.

Je tiens aussi, à remercier Messieurs J. Vendel et L. Bouilloux de m'avoir accueilli successivement dans leur laboratoire.

J'adresse mes remerciements à Monsieur E. Porcheron pour son encadrement pendant ces trois années de thèse. J'ai pu apprécier ses qualités de chercheur en mécanique des fluides et en optique, aussi que ses qualités humaines. Je voudrais également lui exprimer ma profonde reconnaissance pour sa confiance et l'intérêt qu'il a témoigné quotidiennement à ce travail.

De même, je remercie très chaleureusement Madame A. Nuboer pour avoir participé aux expériences sur l'installation TOSQAN et pour le soutien qu'elle m'a apporté.

Je remercie Monsieur G. Grehan, Directeur de recherche au CNRS, d'avoir assuré la direction de cette thèse. Il a su me faire bénéficier de ses conseils et de son optimisme constant.

Je remercie Monsieur G. Lavergne Ingénieur de recherche à l'ONERA et Professeur à l'école Supaéro, d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail de thèse.

Et j'adresse également mes remerciements à Monsieur J.P.A.J. van Beeck Professeur associé à l'institut von Karman d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail de thèse.

Je remercie Monsieur A. Berlemont, Directeur de recherche au CNRS, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Madame J. Malet de m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury.

J'ai aussi beaucoup apprécié les discussions scientifiques menées avec les autres chercheurs du service, en particulier avec Messieurs F.X. Ouf, P. Cornet et J.C. Sabroux.

J'adresse aussi mes sincères remerciements aux secrétaires du SERAC pour leur efficacité et leur sympathie.

Enfin, je remercie l'ensemble des membres du SERAC qui ont rendu ces années au laboratoire agréables.

NOMENCLATURE

Grandeurs Physiques

B : Longueur du petit axe d'une goutte elliptique	(m)
C : Longueur du grand axe d'une goutte elliptique	(m)
C _p : Capacité calorifique	(J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
d : Diamètre	(m)
D : Coefficient de diffusion	(m ² .s ⁻¹)
D _{Airy} : Diamètre d'Airy	(m)
d ₁₀ : Diamètre arithmétique moyen	(m)
d ₃₂ : Diamètre moyen de Sauter	(m)
dt : Incrément de temps	(s)
dS : Surface élémentaire	(m ²)
dV : Elément de vitesse	(m.s ⁻¹)
E : Champ électrique	(V.m ⁻¹)
F : Concentration en traceur fluorescent	(mol.m ⁻³)
f _i : Distance focale de la lentille i	(m)
g : Accélération de la gravité	(m.s ⁻²)
h : Coefficient de convection	(W.m ⁻² .K ⁻¹)
k : Conductivité thermique	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
L : Chaleur latente de vaporisation	(J.kg ⁻¹)
L _{CN} : Luminance du corps noir	(W.Sr ⁻¹)
m : Masse	(kg)
\dot{m} : Débit massique interfacial	(kg.s ⁻¹)
M : Masse molaire	(kg.mol ⁻¹)
N : Densité de flux molaire	mol.m ⁻² .s ⁻¹
P : Pression	(bar = 10 ⁵ Pa)
r : Distance au centre de la goutte	(m)
R : Rayon	(m)
t : Temps	(s)
U : Composante verticale de la vitesse des gouttes	(m.s ⁻¹)
V : Composante radiale de la vitesse des gouttes	(m.s ⁻¹)
z : Hauteur du spray depuis la buse d'injection	(m)

Nombres adimensionnels

B_M : Nombre de Spalding massique

B_T : Nombre de Spalding thermique

C_t : Coefficient de traînée

E_o : Nombre d'Eotvos

K_{opt} : Constante optique

m : Indice de réfraction

Nu : Nombre de Nusselt

Pr : Nombre de Prandtl

Q : Nombre de transitions collisionnelles

Re : Nombre de Reynolds

S : Taux de saturation

Sc : Nombre de Schmidt

Sh : Nombre de Sherwood

We : Nombre de Weber

X : Fraction molaire

Y : Fraction massique

α_T : Taux de turbulence

ϵ_1 : Coefficient d'absorption du traceur fluorescent à la longueur d'onde du laser

η : Facteur d'ellipticité

$\eta_0 A_{21}$: Nombre de transitions par émission fluorescente

σ_g : Ecart-type géométrique

Lettres grecques

δ : Diamètre médian de la granulométrie (m)

λ : Longueur d'onde (m)

ϕ : Flux énergétique (J.s⁻¹)

$d\phi$: Flux massique élémentaire (kg.s⁻¹.m⁻²)

ψ : Angle entre le grand axe d'une goutte elliptique et le rayon incident (°)

ρ : Masse volumique (kg.m⁻³)

θ : Angle de diffusion (°)

τ : Angle formé par le faisceau incident et la tangente à la goutte (°)

τ' : Angle entre la tangente à la goutte et le premier rayon réfléchi à l'intérieur de la goutte	(°)
μ : Viscosité dynamique	(Pa.s)
ν : Viscosité cinématique	(m ² .s ⁻¹)
σ : Tension superficielle	(N.m ⁻¹)
κ : Diffusivité thermique	(m ² .s ⁻¹)

Indices

gtte : De la goutte
inf1 : Relatif au premier point d'inflexion
inf2 : Relatif au second point d'inflexion
inj : A l'injection
int : A l'interface
max : Relatif au maximum
rg : Relatif à l'arc-en-ciel géométrique
sat : Saturation
vap : Vapeur
∞ : A l'infini

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
<hr/>	
1. CHAPITRE I : « ETAT DE L'ART DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE GOUTTE EN TRANSITION DE PHASE »	5
1.1. Description des différents modèles de transferts massiques sur une goutte au repos	5
1.1.1. Modèle purement diffusif	6
1.1.2. Modèle convecto-diffusif	7
1.1.3. Propriétés thermodynamiques moyennes dans la couche limite gazeuse	8
1.2. Effet de la convection forcée	9
1.2.1. Corrélation de Ranz & Marshall	9
1.2.2. Corrélation de Pruppacher	10
1.2.3. Corrélation de Sage & Galloway	11
1.2.4. Corrélation de Yuen & Chen	11
1.3. Modèle double film	11
1.3.1. Description du modèle double film	12
1.3.2. Corrélations du modèle double film	16
Conclusion	18
<hr/>	
2. CHAPITRE II : « LE CODE ACACIA »	19
2.1. Description du code ACACIA	19
2.1.1. Calcul de la température d'interface de la goutte et du flux de vapeur à l'interface	19
2.1.2. Calcul des équations du mouvement de la goutte	20
2.1.3. Calcul du grossissement de la goutte	22
2.1.4. Calcul de la température de la goutte	22
2.1.5. Méthode numérique utilisée	23
2.1.6. Bilan	25
2.2. Résultats numériques	26
2.2.1. Comparaison des différentes corrélations	26
2.2.2. Comparaison des différents modèles	28
2.3. Confrontation du programme réalisé aux résultats CARAIDAS	30
Conclusion	32

3. CHAPITRE III : « MOYENS EXPERIMENTAUX »	34
3.1. L'installation TOSQAN	34
3.1.1. Description de l'installation	34
3.1.2. Qualification de l'étanchéité de l'enceinte TOSQAN	38
3.1.3. L'instrumentation « standard » de l'installation TOSQAN	38
3.2. L'instrumentation optique utilisée	41
3.2.1. La spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée (D.R.S.)	41
3.2.1.1. Principes fondamentaux	41
3.2.1.2. Dispositif optique	42
3.2.1.3. Mesures de fractions volumiques gazeuses	43
3.2.2. L'imagerie en défaut de mise au point (ILIDS)	44
3.2.2.1. Principe de l'imagerie en défaut de mise au point	44
3.2.2.2. Présentation du dispositif optique	46
3.2.2.3. Traitement des images	46
3.3. Caractérisation des buses à implanter dans TOSQAN	47
3.3.1. Principe de la mesure	47
3.3.2. Présentation du dispositif expérimental	50
3.3.3. Résultats expérimentaux obtenus par Anémométrie Phase Doppler	52
3.4. Caractérisation du spray par visualisation	55
3.5. Les techniques de mesure de la température de gouttes dans un spray	57
3.5.1. Fluorescence induite par laser	58
3.5.2. La Thermographie Infrarouge	61
Conclusion	62

4. CHAPITRE IV : « L'ARC-EN-CIEL GLOBAL : THEORIE ET MODELES »	65
4.1. L'arc-en-ciel vu par l'optique géométrique	65
4.2. L'arc-en-ciel en théorie d'Airy	68
4.2.1. La théorie d'Airy	68
4.2.2. Domaine de validité de la théorie d'Airy	71
4.3. L'arc-en-ciel standard	72
4.3.1. Principe général de la réfractométrie arc-en-ciel standard	72
4.3.2. Méthode d'inversion	73
4.4. L'arc-en-ciel global	76
4.5. Simulations	77
4.5.1. Programme réalisé	77
4.5.2. Sensibilité de l'arc-en-ciel global à la longueur d'onde incidente	78
4.5.3. Effet de la température des gouttes	81
4.5.4. Effet de la granulométrie	82
4.5.5. Méthode d'inversion	83
4.5.6. Effet d'une relation taille température	84
Conclusion	88

5. CHAPITRE V : « DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DE LA REFRACTOMETRIE ARC-EN-CIEL GLOBAL »	90
5.1. Optimisation de notre banc expérimental sur table optique	91
5.1.1. L'arc-en-ciel standard	92
5.1.2. L'arc-en-ciel global avec un générateur ultrasonique	93
5.1.3. Montage optique final pour l'arc-en-ciel global	98
5.1.4. Traitement des images	100
5.1.5. Qualification du banc expérimental	101
5.2. Implantation de la technique sur TOSQAN	105
5.2.1. Les contraintes liées à l'installation TOSQAN	105
5.2.2. Le dispositif expérimental implanté sur TOSQAN	105
5.2.3. Procédure de calibration	108
5.2.4. Validation du dispositif arc-en-ciel global sur TOSQAN	109
Conclusion	110

6. CHAPITRE VI : « ANALYSES DES ESSAIS D'ASPERSION »	112
6.1. Conditions nominales et protocole d'essai	112
6.1.1. Conditions initiales de l'essai	112
6.1.2. Déroulement de l'essai	115
6.2. Analyse de l'essai A1	117
6.2.1. Bilan global	120
6.2.1.1. Analyse globale pendant la phase A	122
6.2.1.2. Analyse globale pendant la phase B	122
6.2.1.3. Analyse globale pendant la phase C	122
6.2.1.4. Analyse globale pendant la phase D	112
6.2.2. Analyse locale des échanges massiques et thermiques	125
6.2.2.1. Analyse de la température du gaz	125
6.2.2.2. Analyse de la pression partielle de vapeur locale	128
6.2.2.3. Analyse de la température des gouttes	130
6.2.2.4. Mesure expérimentale du nombre de Spalding	131
6.2.2.5. Analyse de la vitesse des gouttes	135
6.2.2.6. Profil de taille de gouttes	136
6.3. Comparaison avec les résultats ACACIA	136
6.3.1. Simulation ACACIA à t=0	136
6.3.2. Comparaison des températures de gouttes mesurées aux températures calculées	137
6.4. Comparaison des trois essais réalisés	138
Conclusion	141

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	142
--	------------

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	145
------------------------------------	------------

INTRODUCTION

CONTEXTE DE L'ETUDE

Lors d'une hypothétique brèche dans le circuit primaire d'un Réacteur à Eau Pressurisée (R.E.P.), de la vapeur d'eau est libérée dans l'enceinte de confinement. Si, de plus, les systèmes d'injection de sécurité ne fonctionnent pas, le refroidissement du cœur du réacteur est perdu entraînant ainsi une élévation importante de la température du cœur (environ 1500°C) (Figure 1). Dans ces conditions extrêmes, la vapeur d'eau oxyde les gaines du combustible en zircalloy pour former de l'hydrogène.

Ce scénario est très proche de l'accident parvenu sur le réacteur de Three Mile Island (TMI-2) en 1979 où l'hydrogène ainsi libéré s'est enflammé et a généré un pic de pression de 2 bar.

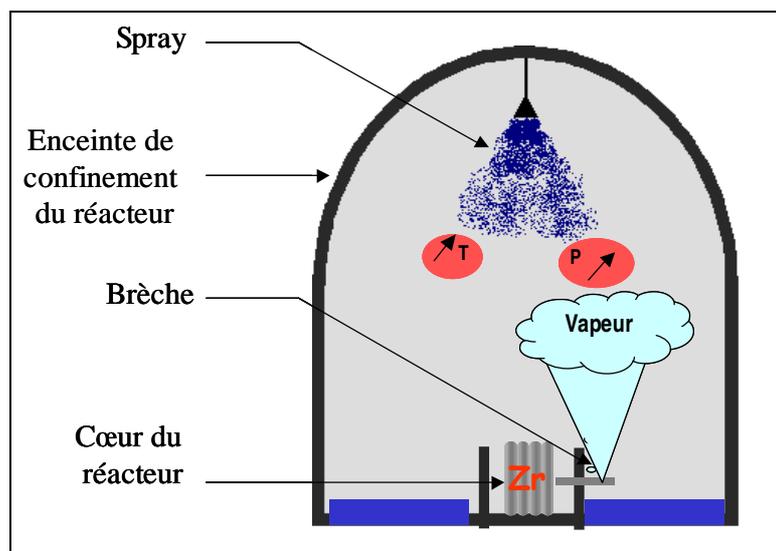


Figure 1. Contexte de l'étude

Afin de préserver l'intégrité du confinement, l'aspersion est un dispositif utilisé pour faire chuter pression et température dans l'enceinte de confinement. Premièrement, l'aspersion va permettre un brassage des gaz induisant la répartition de l'hydrogène dans l'enceinte et ainsi, de minimiser le risque de combustion. Deuxièmement, la diminution de la fraction volumique de vapeur due à sa condensation sur les gouttes, peut générer très localement des conditions thermodynamiques se rapprochant des limites d'inflammabilité de l'hydrogène (Figure 2).

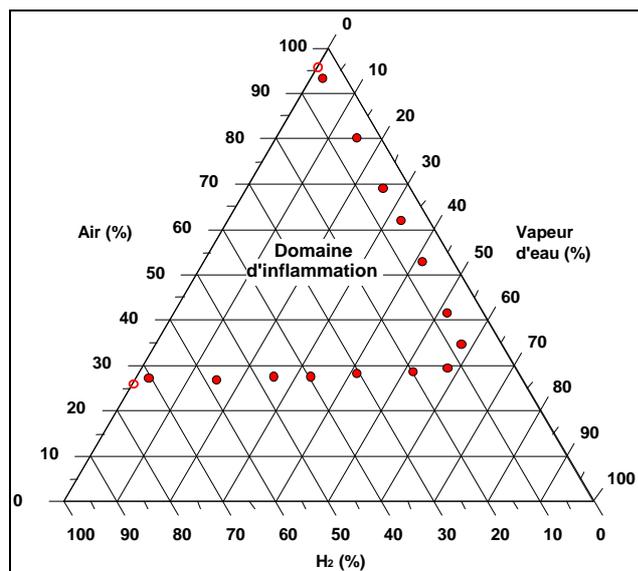


Figure 2. Limites d'inflammabilité de l'hydrogène (diagramme de Shapiro) [63]

OBJECTIFS DE LA THESE ET PLAN DU MEMOIRE

L'objectif de nos travaux est de concevoir une expérience de base permettant de caractériser les transferts massique et thermique entre un spray et des mélanges air/vapeur pour des conditions thermo-hydrauliques proches d'un hypothétique accident grave dans un R.E.P.. Pour réaliser cette étude nous avons développé et utilisé des diagnostics optiques innovants permettant de mesurer taille, vitesse et température de gouttes ainsi que la pression partielle de vapeur dans un environnement industriel.

Ce manuscrit comporte six chapitres.

Nous présentons dans le premier chapitre un état de l'art sur les modèles de transferts massique et thermique entre une goutte isolée et le mélange air/vapeur environnant.

Puis, nous présenterons dans le second chapitre, le modèle implanté dans le code ACACIA (Algorithme appliqué à CARAIDAS pour la Capture de l'Iode et des Aérosols), ainsi que les résultats numériques obtenus à l'aide de ce code. Ceux-ci prouvent l'importance de la mesure de la température des gouttes au cours de leur chute en vue de sa validation.

Le troisième chapitre présente l'expérience TOSQAN ainsi que les divers diagnostics optiques dont elle est pourvue. Cette expérience possède un haut niveau d'instrumentation permettant de mesurer la taille et la vitesse des gouttes au cours de leur chute à l'aide des techniques de PIV et d'imagerie en défaut de mise au point, ainsi que la pression partielle des espèces gazeuses polyatomiques (H₂O, N₂, CO₂) par spectrométrie par diffusion Raman spontanée. La mesure de la température des gouttes nécessitant un développement particulier, nous avons ensuite effectué une étude bibliographique sur les techniques non-intrusives permettant de réaliser cette mesure. Ainsi, les techniques de fluorescence induite par laser et de thermométrie infrarouge seront aussi décrites dans ce chapitre.

Le quatrième chapitre sera dédié à présenter le mécanisme de formation de l'arc-en-ciel standard et le programme que nous avons réalisé pour simuler et qualifier notre algorithme d'inversion des signaux expérimentaux d'arcs-en-ciel globaux.

Le dispositif optique de réfractométrie arc-en-ciel global, ainsi que sa qualification sur table optique et sur TOSQAN seront présentés dans le chapitre 5.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux et leur interprétation lors d'un essai d'aspersion dans TOSQAN, ainsi que la comparaison de ces résultats aux simulations réalisées avec le code ACACIA.

CHAPITRE I :

« ETAT DE L'ART DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE
GOUTTE EN TRANSITION DE PHASE (EVAPORATION ET
CONDENSATION) »

1.1. Description des différents modèles de transferts massiques sur une goutte au repos	5
1.1.1. Modèle purement diffusif	5
1.1.2. Modèle convecto-diffusif	7
1.1.3. Propriétés thermodynamiques moyennes dans la couche limite gazeuse	8
1.2. Effet de la convection forcée	9
1.2.1. Corrélation de Ranz & Marshall	9
1.2.2. Corrélation de Pruppacher	10
1.2.3. Corrélation de Sage & Galloway	11
1.2.4. Corrélation de Yuen & Chen	11
1.3. Modèle double film	11
1.3.1. Description du modèle double film	12
1.3.2. Corrélations du modèle double film	17
Conclusion	18

1. CHAPITRE I : « ETAT DE L'ART DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE GOUTTE EN TRANSITION DE PHASE (EVAPORATION ET CONDENSATION) »

Dans tous les modèles de transport décrivant le comportement des gouttes, il apparaît des termes d'échanges à l'interface nécessitant une modélisation particulière puisqu'en pratique la dimension des mailles des codes de calcul est largement supérieure à la dimension des particules. Ainsi, l'effort de modélisation nécessaire passe par l'analyse fine du comportement du fluide au niveau de l'interface.

Sirignano [64] a dressé une revue complète des efforts de modélisation réalisés à ce jour dans le but de fournir aux transferts interfaciaux des expressions directement utilisables dans les équations de transport. L'établissement des modèles de transferts massiques est décrit ci-dessous.

1.1. Description des différents modèles de transferts massiques sur une goutte au repos

Si la distance entre gouttes est très grande devant la taille de celle-ci, notre étude peut se résumer à celle d'une goutte isolée dans un écoulement gazeux. Les interactions entre gouttes peuvent donc être négligées. On s'intéresse dans un premier temps à calculer le flux de vapeur sur une unique goutte sphérique, immobile et en équilibre thermodynamique avec le gaz environnant. Le problème étudié est donc à symétries sphériques.

1.1.1. Modèle purement diffusif

Dans ce premier modèle, nous supposons que seule la diffusion moléculaire induit le transport massique à l'interface (évaporation ou condensation) en revanche la mise en mouvement du fluide par la diffusion moléculaire (flux de Stefan) est totalement négligée.

Pour cela on écrit l'équation de diffusion pure de la vapeur (Equation (1-1)) dans le cas d'un fluide immobile, à laquelle on associe les conditions limites appropriées :

- ✓ une fraction de vapeur à l'infini égale à la fraction de vapeur dans l'enceinte (Equation (1-2)) ;
- ✓ lorsque r est égal au rayon de la goutte la fraction massique de vapeur égale la fraction de vapeur à l'interface Y_{int} (Equation (1-3)).

Equation de diffusion de la vapeur (loi de Fick) :

$$(1-1) \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial Y_{vap}}{\partial r} \right) = 0$$

Conditions limites :

$$(1-2) \quad Y_{vap}(r \rightarrow \infty) = Y_{vap,\infty}$$

$$(1-3) \quad Y_{vap}(R_{gtte}) = Y_{vap,int}$$

Ainsi, après intégration :

$$(1-4) \quad Y_{vap} = (Y_{vap,int} - Y_{vap,\infty}) \frac{R_{gtte}}{r} + Y_{vap,\infty}$$

On en déduit le flux massique élémentaire de vapeur à l'interface :

$$(1-5) \quad d\phi_{vap,int} = -\rho_{vap} D_{vap,air} \overrightarrow{grad} Y_{vap,int} (-\overrightarrow{er})$$

Le vecteur \overrightarrow{er} est défini sur la Figure 1-1.

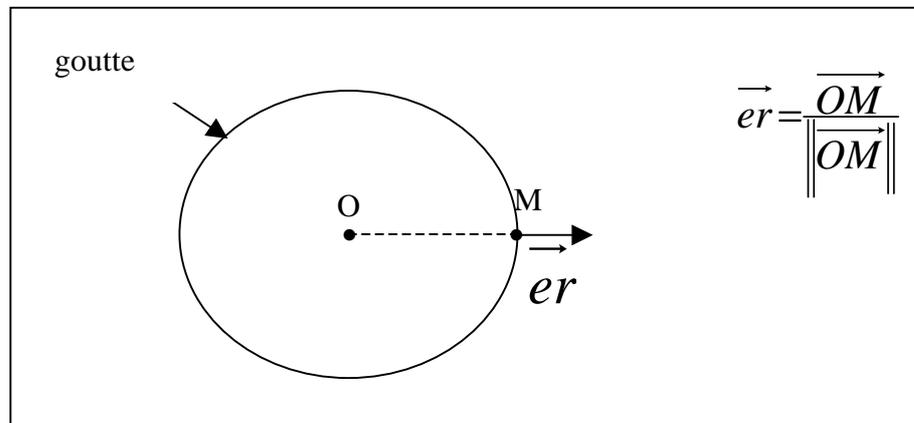


Figure 1-1. Définition des vecteurs

On intègre l'équation (1-5) sur la surface de la goutte :

$$(1-6) \quad \dot{m}_{vap} = \iint_{S_{goutte}} d\phi_{vap,int} dS$$

D'où le débit massique :

$$(1-7) \quad \dot{m}_{vap} = 2\pi\rho_{vap}d_{gtte}D_{vap,air}(Y_{vap,\infty} - Y_{vap,int})$$

1.1.2. Modèle convecto-diffusif

Ce modèle plus représentatif que le précédent prend en compte le flux de Stefan, c'est-à-dire la mise en mouvement du gaz par la diffusion moléculaire et les variations du diamètre de la goutte [2].

Ainsi, pour établir l'expression du flux massique interfacial, on se retrouve à résoudre les équations de continuité et de transport de la vapeur (équation (1-8) et équation (1-9)).

Conservation de la masse ou équation de continuité :

$$(1-8) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 U_r) = 0$$

Equation de transport de la vapeur :

$$(1-9) \quad \frac{D_{vap,air}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial Y_{vap}}{\partial r} \right) = U_r \frac{\partial Y_{vap}}{\partial r}$$

La conservation des espèces se décompose en deux termes. Un premier terme de diffusion $\frac{D_{vap,air}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial Y_{vap}}{\partial r} \right)$ et un second terme de convection : $U_r \frac{\partial Y_{vap}}{\partial r}$.

Les conditions limites sont les suivantes :

$$Y_{vap}(r \rightarrow \infty) = Y_{vap,\infty}$$

$$Y_{vap}(R_{gtte}) = Y_{vap,int}$$

On obtient alors l'expression de la densité de flux massique interfacial suivante :

$$(1-10) \quad d\phi_{vap,int} = - \frac{\rho_{vap} D_{vap,int}}{Y_{air,int}} \overrightarrow{\text{grad}} Y_{air,int} (-\vec{e}_r)$$

Une condition traduisant le fait que le flux diffusif de gaz incondensables est compensé par un flux convectif d'air est imposée :

$$(1-11) \quad U_{r,int} Y_{vap,int} = D_{vap,air} \frac{\partial Y_{air}}{\partial r} \quad (r=R_{gutte})$$

$$\text{Avec } Y_{vap} + Y_{air} = 1$$

Ainsi, en intégrant l'équation (1-10) nous obtenons le flux massique de vapeur global sur la goutte :

$$(1-12) \quad \dot{m} = 2\pi\rho_{vap} d_{gutte} D_{vap,air} \ln(1 + B_M)$$

Dans cette équation, le terme B_M est appelé nombre de Spalding. Ce nombre adimensionnel s'exprime à l'aide des fractions massiques de vapeur à l'interface et dans le gaz (Equation (1-13)) et décrit le taux de transferts massiques entre la goutte et le gaz environnant.

$$(1-13) \quad B_M = \frac{Y_{vap,int} - Y_{vap,\infty}}{1 - Y_{vap,int}}$$

Ce nombre est positif lorsque la goutte s'évapore et négatif lorsque la vapeur d'eau se condense sur les gouttes.

1.1.3. Propriétés thermodynamiques moyennes dans la couche limite gazeuse

Le flux massique interfacial est très sensible à ρ_{vap} et $D_{vap,air}$. Or, dans les modèles présentés ci-dessus, ces propriétés sont supposées constantes à travers la couche limite gazeuse entourant la goutte. Selon Abramzon [2], les meilleurs résultats sont obtenus en supposant que la température moyenne à travers la couche limite s'exprime à l'aide de la relation suivante :

$$(1-14) \quad T_{ref} = \frac{1}{3} T_{gaz} + \frac{2}{3} T_{int}$$

Ainsi, à travers la couche limite on obtient :

$$(1-15) \quad \rho_{vap} = \rho_{vap}(\overline{T}_{ref})$$

$$(1-16) \quad D_{vap,air} = D_{vap,air}(\overline{T}_{ref})$$

1.2. Effet de la convection forcée

Le cas d'une goutte immobile précédemment traité est un modèle. Ainsi, lorsque le nombre de Reynolds de la goutte est supérieur à 20, l'hypothèse de symétrie sphérique faite précédemment n'est plus justifiée. Une couche limite se forme en amont de la goutte et un sillage en aval. De plus, les contraintes tangentielles existant à la surface de celle-ci sont à l'origine de mouvements tourbillonnaires internes à la goutte. Le régime d'écoulement dans celle-ci sera traité ultérieurement (paragraphe 1.3.2).

Ainsi, pour mieux décrire les transferts massique et thermique pour des gouttes en mouvement, il convient d'introduire respectivement les nombres de Sherwood et de Nusselt dans les expressions des flux de vapeur et de chaleur. Ces paramètres adimensionnels sont respectivement liés aux transferts massiques et thermiques.

Le flux de vapeur s'écrit donc :

$$(1-17) \quad \dot{m} = \pi d_{gutte} \rho_{vap} D_{vap,air} Sh_{gaz} \ln(1 + B_M)$$

Ainsi, pour calculer les nombres de Sherwood et de Nusselt, nous avons recours à des corrélations semi-empiriques. Nous présenterons dans cette partie les différentes corrélations de la littérature en précisant leur domaine de validité.

1.2.1. Corrélation de Ranz & Marshall

La corrélation de Ranz et Marshall [57] a été établie empiriquement pour une goutte d'eau en situation d'évaporation dans de l'air sec, et ce, en s'appuyant sur les travaux antérieurs de Froessling [22]. Il est important de noter son domaine de validité qui est très éloigné de nos conditions expérimentales. Le principe est la mesure du transfert de masse pour une goutte en évaporation en état stationnaire, c'est-à-dire que la chaleur utile à l'évaporation est exactement compensée par le flux convectif. La taille des gouttes est comprise entre 600 μm et 1000 μm .

Dans ce type d'expérience, la gouttelette est maintenue en lévitation au-dessus d'un capillaire dans un courant ascendant. Lorsque le rayon de la goutte est maintenu constant, le débit d'évaporation est directement déduit du débit dans le capillaire.

Ranz et Marshall obtiennent donc l'expression suivante pour le nombre de Sherwood :

$$(1-18) \quad Sh_{gaz} = 2 + 0,6 Re_{gutte}^{1/2} Sc_{gaz}^{1/3}$$

où Re et Sc sont respectivement les nombres de Reynolds et Schmidt. Le nombre de Reynolds est le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux

$\left(Re = \frac{V_{gtte} d_{gtte}}{V_{gaz}} \right)$, alors que le nombre de Schmidt est le rapport des effets visqueux sur les effets de la diffusion moléculaire $\left(Sc_{gaz} = \frac{V_{gaz}}{D_{vap,air}} \right)$.

Et, par analogie entre les transferts de masse et de chaleur, le nombre de Nusselt s'écrit :

$$(1-19) \quad Nu_{gaz} = 2 + 0,6 Re_{gtte}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

où Pr est le nombre de Prandtl, ce nombre adimensionnel est le rapport des effets visqueux sur les effets de la diffusion thermique $\left(Pr = \frac{V_{gaz}}{\kappa_{gaz}} \right)$.

Ces corrélations sur les nombres de Nusselt et de Sherwood sont obtenues en faisant varier le nombre de Reynolds de l'écoulement autour de la goutte de 0 à 2000 et la température du gaz de 70°C à 90°C.

Ces corrélations sont les plus utilisées de la littérature, que ce soit pour traiter de l'évaporation d'une goutte [9], [55], [59], [66] et [85] ou de condensation de vapeur sur une goutte [68], [48] et [54]. En revanche, cette corrélation n'est validée expérimentalement que dans le cadre de l'évaporation.

1.2.2. Corrélation de Pruppacher

Pruppacher [56] a lui aussi établi des corrélations empiriques pour modéliser les échanges de masse et de chaleur sur une goutte en situation d'évaporation. Sa méthode expérimentale est la même que celle de Ranz et Marshall. Dans un premier temps, il établit une corrélation très proche de celle de Ranz & Marshall :

$$(1-20) \quad Sh_{gaz} = 2 + 0,69 Re_{gtte}^{1/2} Sc_{gaz}^{1/3}$$

$$Nu_{gaz} = 2 + 0,69 Re_{gtte}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

Puis, pour décrire plus précisément les transferts de masse et de chaleur entre l'air et l'atmosphère, il juge utile d'établir deux nouvelles corrélations avec chacune son domaine de validité [56].

✓ Si $Re^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3} < 1,4$:

$$(1-21) \quad Nu_{gaz} = 2 + 0,216 Re_{gtte} Pr_{gaz}^{2/3}$$

Et par analogie avec les transferts de chaleur :

$$(1-22) \quad Sh_{gaz} = 2 + 0,216 Re_{gtte} Sc_{gaz}^{2/3}$$

✓ Si $Re^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3} \geq 1,4$:

$$(1-23) \quad Nu_{gaz} = 1,56 + 0,616 Re_{gite}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

$$(1-24) \quad Sh_{gaz} = 1,56 + 0,616 Re_{gite}^{1/2} Sc_{gaz}^{2/3}$$

1.2.3. Corrélation de Sage & Galloway

Sage et Galloway [62] s'attachent à étudier l'effet de la turbulence sur la condensation sur les gouttes. En effet, intuitivement, il apparaît que la turbulence va jouer un rôle moteur que ce soit pour les échanges de masse ou de chaleur, car elle permet d'accélérer le renouvellement de l'air proche de l'interface gaz - goutte.

Ils établissent donc la corrélation suivante, en fonction de l'intensité de turbulence α_t :

$$(1-25) \quad \frac{Nu_{gaz}-2}{Re_{gite}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}} = 0,6 + 0,1807 d_{gite}^{1/2} + 0,0672 \alpha_t (\alpha_t + 0,05) Re_{gite}^{1/2}$$

1.2.4. Corrélation de Yuen & Chen

Yuen et Chen [84] ont repris les expériences de Ranz et Marshall à plus haute température (200°C à 1000°C) et ont fait ressortir le fait qu'à haute température, la corrélation de Ranz Marshall semble donner de moins bons résultats pour le nombre de Nusselt. En effet, ils ont mis en évidence l'effet réducteur de l'évaporation sur le transfert de chaleur (amplificateur dans le cadre de la condensation).

En modifiant la corrélation de Ranz et Marshall, ils parviennent à corriger ce défaut à haute température en faisant intervenir le nombre de Spalding thermique B_T (températures supérieures à 700 K).

$$Nu_{gaz}(1+B_T) = 2 + 0,6 Re_{gite}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

$$B = \frac{Cp(T_{gaz} - T_{int})}{Lv}$$

1.3. Modèle double film

Pour les différents modèles présentés précédemment, nous avons besoin de connaître la température à l'interface de la goutte. Comme nous ne désirons pas calculer le profil de température à l'interface, nous utilisons le modèle double film qui nous permet d'estimer cette température d'interface (Figure 1-2).

1.3.1. Description du modèle double film

Comme son nom l'indique, ce modèle suppose que tous les échanges sont localisés dans deux films. Pour la vapeur d'eau, le film côté gaz correspond à une couche limite de diffusion non isotherme jusqu'à l'interface au niveau de laquelle la vapeur se condense. Le film côté liquide correspond seulement à une couche limite thermique.

Ce modèle comporte les hypothèses suivantes [28] :

- les flux sont répartis uniformément autour de la goutte ;
- les transferts de masse ont lieu dans le film gazeux ;
- tous les transferts de masse et de chaleur ont lieu dans le double film (film liquide + film gazeux) ;
- il n'y a pas d'accumulation d'énergie à l'interface ($\phi_a = \phi_b$).

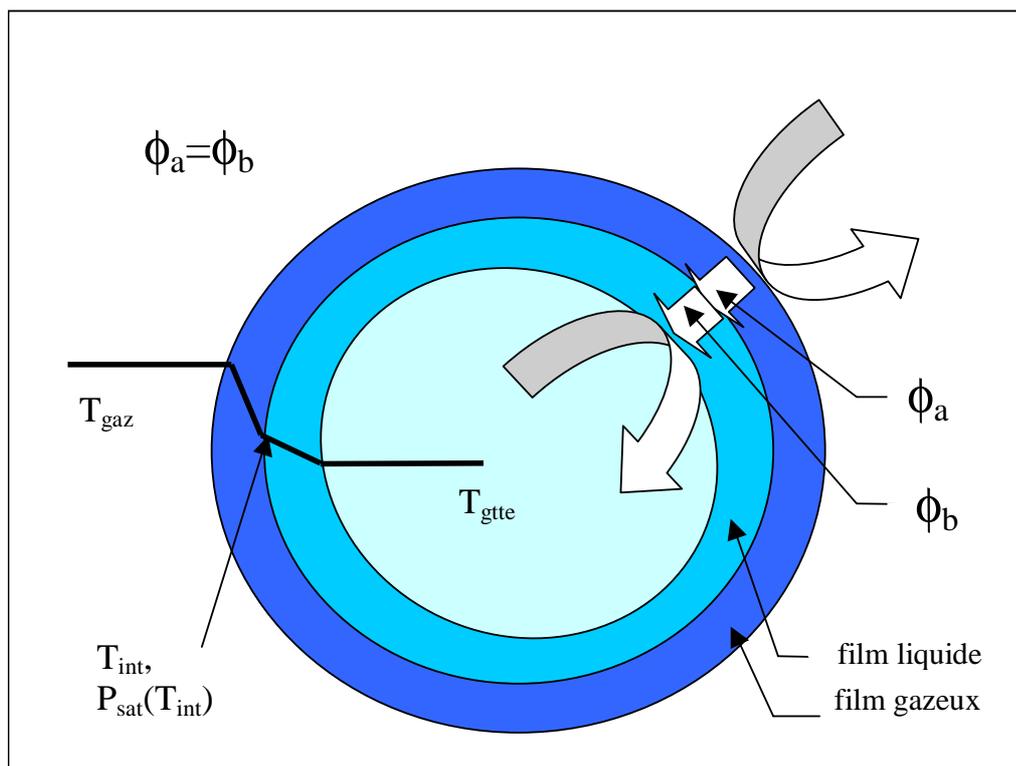


Figure 1-2. Description du modèle double film

Pour modéliser les échanges de chaleur dans le film liquide, nous utilisons les corrélations de Pruppacher [56]. Ces corrélations sont présentées dans la partie 1.3.2.

Ainsi, à l'aide de celles-ci, nous pouvons estimer l'épaisseur de la couche limite thermique en phase liquide (e , Equation (1-26)).

$$(1-26) \quad e = \frac{d_{g\text{tte}}}{Nu_{g\text{tte}}}$$

Plumecocq [54] montre que si on suppose la température d'interface de la goutte égale à sa température de cœur, on ne commet pas d'erreur sur le calcul de son grossissement pour des conditions thermodynamiques représentatives de situations accidentelles dans les R.E.P.. Il nous apparaît maintenant important de vérifier, d'expliquer et de déterminer la limite de validité de cette hypothèse.

Pour cela, on calcule le réchauffement et le grossissement d'une goutte d'eau de $600 \mu\text{m}$ injectée à une température de 293 K et une vitesse de 10 m.s^{-1} dans un mélange gazeux à une température de 353 K et saturée en vapeur (soit une pression de 4 bar , Figure 1-3).

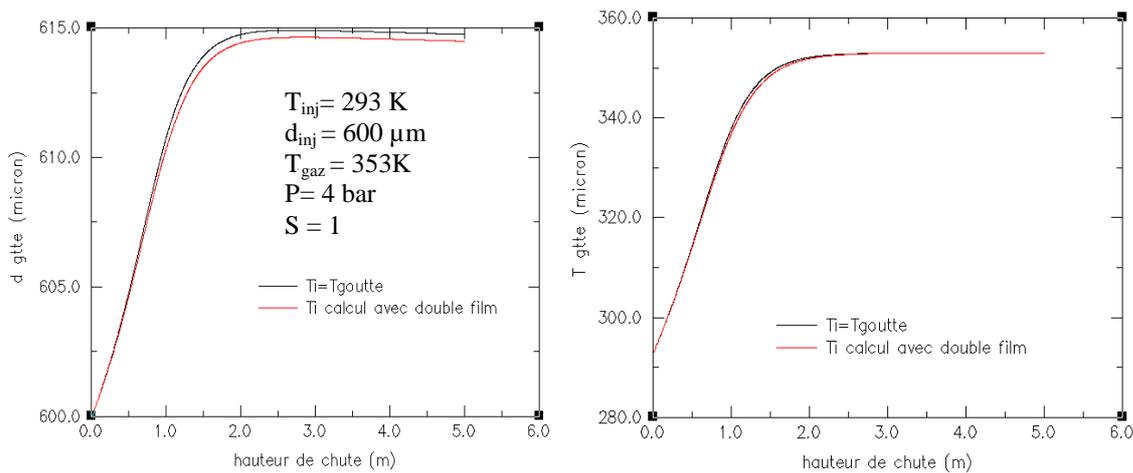


Figure 1-3. Influence de l'hypothèse $T_{int} = T_{g\text{tte}}$ sur l'évolution des caractéristiques de la goutte au cours de sa chute (cas1)

Puis, nous traçons la différence entre les grossissements calculés suivant le modèle double film ou en supposant la température homogène dans la goutte (Figure 1-4).

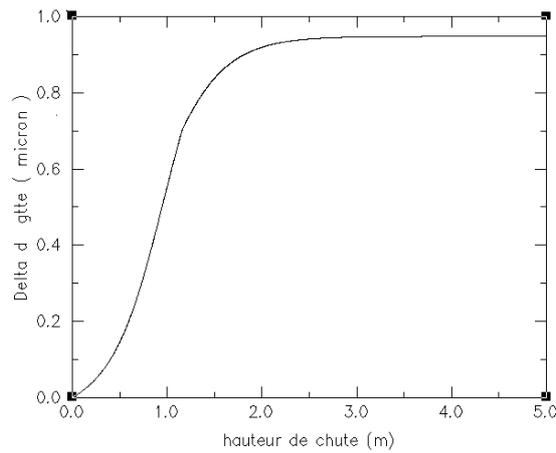


Figure 1-4. Différence entre un diamètre de goutte calculé en supposant $T_{int} = T_{gtte}$ et un diamètre de goutte obtenu en calculant T_{gtte} à l'aide du modèle double film (cas1)

Puis on refait le même calcul pour une atmosphère saturée à 80 % (Figure 1-5).

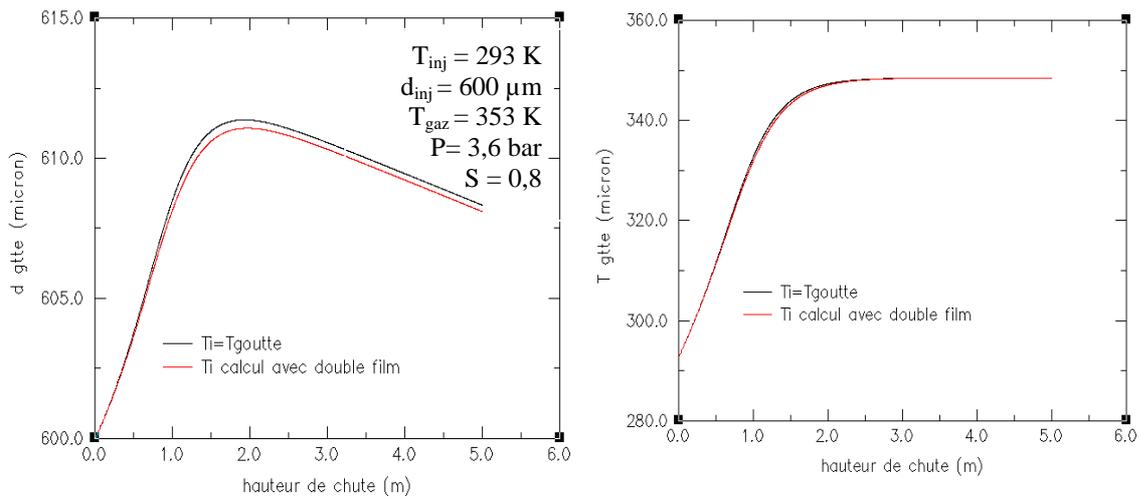


Figure 1-5. Influence de l'hypothèse $T_{int} = T_{gtte}$ sur l'évolution des caractéristiques de la goutte au cours de sa chute (cas2)

De même, nous traçons la différence entre les grossissements calculés suivant le modèle double film ou non (Figure 1-6).

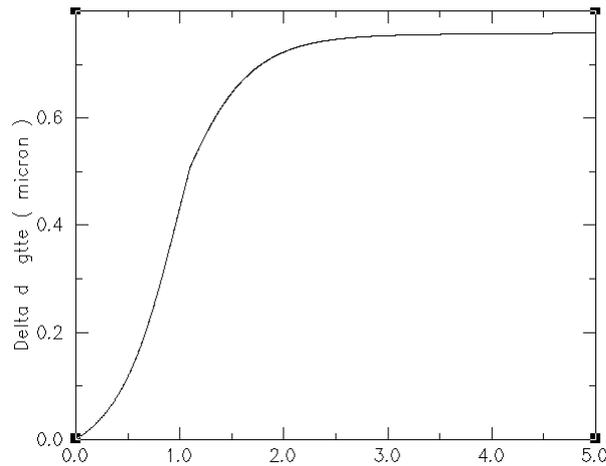


Figure 1-6. Différence entre un diamètre de goutte calculé en supposant $T_{int} = T_{gutte}$ et un diamètre de goutte obtenu en calculant T_{gutte} à l'aide du modèle double film (cas2)

Il apparaît sur ces graphiques que, si nous supposons que la température d'interface est égale à la température de la goutte, nous mettons en évidence une différence pour la température d'à peine un degré et pour le diamètre d'environ un micron. Il est donc raisonnable de supposer que la température d'interface est égale à la température de la goutte pour des conditions thermodynamiques proches de l'accident grave.

Nous pouvons expliquer ce résultat en analysant les Figure 1-7 et Figure 1-8.

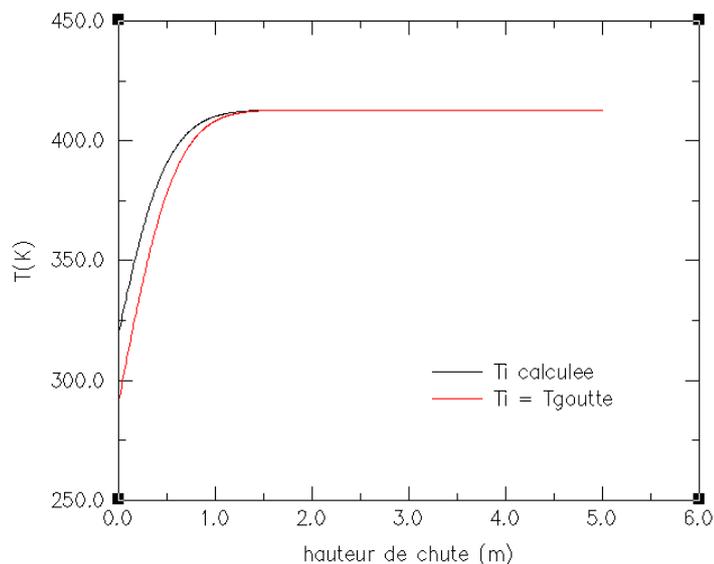


Figure 1-7. Comparaison entre la température de la goutte et sa température d'interface au cours de sa chute

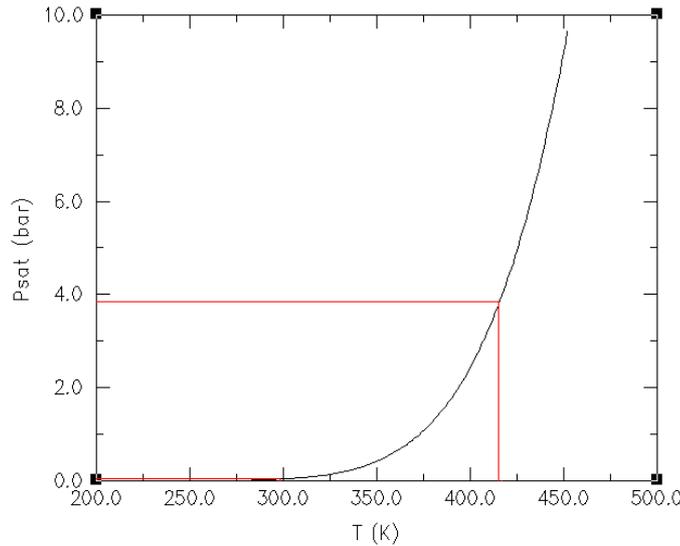


Figure 1-8. Evolution de la pression de saturation en fonction de la température

On remarque que, si on suppose la température d'interface de la goutte égale à sa température de cœur, on effectue une erreur de 28 K sur celle-ci. En effet, à l'injection, la température de la goutte est de 293 K et le modèle double film calcule une température d'interface de 321 K. Or, cette « erreur » sur le calcul de la température d'interface n'induit pas d'erreur sur le flux de vapeur à l'interface.

En effet, si on examine l'équation (1-17), on remarque que le flux de vapeur à l'interface est linéairement dépendant de la différence entre les fractions massiques de vapeurs à l'infini ($Y_{vap,\infty}$) et à l'interface ($Y_{vap,int}$).

Or ces fractions massiques sont linéairement dépendantes des pressions de saturation à l'infini ($P_{sat}(T_{gaz})$) et à l'interface ($P_{sat}(T_{int})$) ; le flux de vapeur à l'interface est donc proportionnel à la différence entre la pression de saturation à l'interface et la pression de saturation dans le gaz.

De plus, comme nous pouvons le noter sur la Figure 1-8, la relation reliant la pression de saturation à la température du gaz est exponentielle. Ainsi, à « basse » température, une faible variation de celle-ci induit un très faible accroissement de la pression de saturation ($P_{sat}(T_{gtte} = 293 \text{ K}) \approx P_{sat}(T_{gtte} = 293 + \Delta T \text{ K})$). Plus généralement nous pouvons donc écrire que pour des températures inférieures à 350 K, la pression de saturation est peu sensible à la température.

Ainsi, comme à l'injection la température du gaz est très supérieure à celle de la goutte, le flux de vapeur est exclusivement piloté par la température du gaz.

En revanche, lorsque la température de la goutte augmente et s'approche de la température du gaz, la pression de saturation devient fortement dépendante de la température, mais comme la goutte est alors à une température très proche de celle du gaz, le flux de vapeur est alors presque nul.

Ceci explique pourquoi sur les Figure 1-3 et Figure 1-5, nous n'avons qu'une différence de quelques microns en supposant que $T_{int}=T_{gtte}$.

Toutefois, comme nous avons déjà écrit le programme calculant la température d'interface nous le conserverons dans la suite.

1.3.2. Corrélations du modèle double film

Pour modéliser les deux couches limites du modèle double film nous avons recours à des corrélations semi-empiriques [28]. Celles-ci sont fonction du régime d'écoulement dans la goutte. Pour modéliser le régime d'écoulement dans la goutte, Pruppacher propose différentes expressions du nombre de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl.

Pour déterminer le régime d'écoulement dans la goutte on calcule le nombre de Reynolds de transition Re_t (équation (1-27)) :

$$(1-27) \quad Re_t = 100 \left(\frac{10^6 \mu_{gaz}}{\rho_{gaz}} \right)^{-4/3}$$

1. Si le nombre de Reynolds de la goutte est inférieur au nombre de Reynolds de transition, on suppose que la goutte est rigide et donc qu'il n'y a pas d'écoulement à l'intérieur (Figure 1-9). On calcule le nombre de Nusselt à l'aide de la corrélation suivante (équation (1-28)) :

$$(1-28) \quad Nu_{gtte} = 0,994 + 0,848 Re_{gtte}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

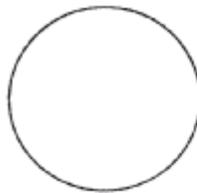


Figure 1-9. Goutte rigide

2. Si le nombre de Reynolds de la goutte est supérieur au nombre de Reynolds de transition et inférieur à 200, la goutte est à recirculations laminaires (Figure 1-10), le nombre de Nusselt est alors calculé à l'aide de la corrélation suivante (Equation (1-29)) :

$$(1-29) \quad Nu_{gtte} = 2,567 + 0,794 Re_{gtte}^{1/2} Pr_{gaz}^{1/3}$$

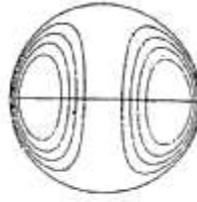


Figure 1-10 Goutte avec recirculations laminaires

3. Enfin, lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 200, la goutte est à recirculations turbulentes (Figure 1-11). Son nombre de Nusselt est alors calculé à l'aide de l'équation (1-30) :

$$(1-30) \quad Nu_{\text{gutte}} = 0,351 + 0,381 Re_{\text{gutte}}^{1/2} Pr_{\text{gaz}}^{1/2}$$



Figure 1-11. Goutte à recirculations turbulentes (vue dans des plans orthogonaux)

Conclusion

Nous choisissons d'implanter dans le code de calcul ACACIA les modèles purement diffusifs et convecto-diffusifs associés aux corrélations de Ranz et Marshall pour le calcul des nombres de Sherwood et de Nusselt. De même, la température d'interface de la goutte sera calculée à l'aide du modèle à double film.

CHAPITRE II :

« LE CODE ACACIA »

2.1. Description du code ACACIA.....	20
2.1.1. Calcul de la température d'interface de la goutte et du flux de vapeur à l'interface	20
2.1.2. Calcul des équations du mouvement de la goutte.....	21
2.1.3. Calcul du grossissement de la goutte.....	23
2.1.4. Calcul de la température de la goutte.....	23
2.1.5. Méthode numérique utilisée	24
2.1.6. Bilan	26
2.2. Résultats numériques.....	27
2.2.1. Comparaison des différentes corrélations	27
2.2.2. Comparaison des différents modèles	29
2.2.3. Confrontation du programme réalisé aux résultats CARAIDAS.....	31
Conclusion.....	32

2. CHAPITRE II : « LE CODE ACACIA »

2.1. Description du code ACACIA

Pour réaliser notre programme, nous nous sommes inspirés du programme ACACIA développé au SERAC [19]. Dans notre programme, nous avons conservé les expressions des propriétés physiques en fonction des grandeurs thermodynamiques ($\mu(T)$, $\rho_{g\text{tte}}(T)$, $P_{\text{vap,sat}}(T)$, $C_p(T)$, $L(T)$) et l'algorithme de résolution du système d'équations différentielles présents dans ACACIA. En revanche, l'expression du flux massique interfacial, la température de référence à travers le film gazeux (T_{ref}), ainsi que les corrélations sur les nombres de Sherwood et Nusselt sont modifiés pour intégrer les modèles les plus adéquats aux transferts massique et thermique entre une goutte et un mélange air/vapeur (Chapitre I). Tout d'abord, il nous importe d'effectuer une comparaison des différents modèles et corrélations listés précédemment et de les comparer aux résultats de la campagne effectuée sur l'expérience CARAIDAS [19], afin de valider ces modèles.

2.1.1. Calcul de la température d'interface de la goutte et du flux de vapeur à l'interface

On commence par calculer la pression de saturation à l'aide de l'équation empirique suivante [55], plus précise que la relation de Clausius Clapeyron à basse pression (cette équation était déjà implantée dans ACACIA) :

$$(2-1) \quad P_{\text{sat}}(T_{\text{int}}) = 10^{\left(\frac{16,37 - \frac{2818}{T_{\text{int}}}}{T_{\text{int}}} - 1,069 \log T_{\text{int}} - 5,75 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{int}} + 4,01 \cdot 10^{-6} \cdot T_{\text{int}}^2 \right)} \times \frac{10^5}{760}$$

Puis, on calcule la densité de flux molaire de vapeur à l'aide d'un modèle purement diffusif ou convecto-diffusif corrigé pour prendre en compte l'effet de la convection forcée, et la température d'interface à l'aide d'un modèle double film, d'où le système d'équations suivant (Système 2-1) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m} = \pi d_{g\text{tte}} \rho_{\text{vap}} D_{\text{vap,air}} Sh_{\text{gaz}} (Y_{\text{vap},\infty} - Y_{\text{vap,int}}) \text{ ou } \dot{m} = \pi d_{g\text{tte}} \rho_{\text{vap}} D_{\text{vap,int}} Sh_{\text{gaz}} \ln(1+B_M) \\ \frac{\dot{m}}{\pi d_{g\text{tte}}^2} (L + C_{p\text{vap}}(T_{\text{gaz}} - T_{\text{int}})) + h_{\text{gaz}}(T_{\text{gaz}} - T_{\text{int}}) = h_{g\text{tte}}(T_{\text{int}} - T_{g\text{tte}}) \\ Sh_{\text{gaz}} = 2 + 0,6 Re_{g\text{tte}}^{1/2} Sc_{g\text{az}}^{1/3}, Nu_{\text{gaz}} = 2 + 0,6 Re_{g\text{tte}}^{1/2} Pr_{g\text{az}}^{1/3} \end{array} \right.$$

Système 2-1

Les coefficients de convection de convection h_{gaz} et $h_{g\text{tte}}$ sont calculés à l'aide des corrélations sur le nombre de Nusselt présentées dans le chapitre I.

Ainsi, nous avons un système d'équations à deux inconnues (T_{int} et \dot{m}) à résoudre. Nous présenterons l'algorithme de résolution de ce système dans la partie 2.1.5.

2.1.2. Calcul des équations du mouvement de la goutte

Connaissant la vitesse de la goutte à l'instant t , on cherche à calculer sa nouvelle vitesse en $t+dt$. Pour cela, on écrit le principe fondamental de la dynamique en prenant en compte le poids et la force de traînée, et en supposant que la goutte est une sphère rigide.

$$(2-2) \quad m_{g\dot{t}e} \frac{dV_{g\dot{t}e}}{dt} = \frac{\pi}{6} d_{g\dot{t}e}^3 g (\rho_{g\dot{t}e} - \rho_{gaz}) - C_t \rho_{gaz} \frac{\pi}{8} d_{g\dot{t}e}^2 V_{g\dot{t}e}^2$$

Il existe différentes expressions pour évaluer le coefficient de traînée C_t . Nous présentons tout d'abord les corrélations établies par Wallis [82] (Tableau 2-1).

Gamme de nombre de Reynolds	Corrélation sur le coefficient de traînée
$Re_{g\dot{t}e} \leq 1$	$C_t = \frac{24}{Re_{g\dot{t}e}}$
$1 < Re_{g\dot{t}e} < 905$	$C_t = \frac{24}{Re_{g\dot{t}e}} \left(1 + \frac{Re_{g\dot{t}e}^{2/3}}{6} \right)$
$Re_{g\dot{t}e} \geq 905$	$C_t = 0,44$

Tableau 2-1. Corrélations sur le coefficient de traînée

Ces corrélations sont établies pour une dispersion de sphères rigides dans un écoulement. Leur utilisation n'est donc valide que dans le cadre de gouttes parfaitement sphériques. En pratique, on supposera qu'elles le sont dès lors que le nombre de Weber (We) sera inférieur au nombre de Weber critique (We_c) et que le nombre d'Eotvos (Eo) sera inférieur à 1,4 [17]. Les expressions de ces nombres adimensionnels sont rappelées ci-dessous :

$$(2-3) \quad We = \frac{\rho_{gaz} d_{g\dot{t}e} V_{g\dot{t}e}^2}{\sigma_{g\dot{t}e}} \quad Eo = \frac{g (\rho_{g\dot{t}e} - \rho_{gaz}) d_{g\dot{t}e}^2}{\sigma_{g\dot{t}e}} \quad We_c = 12 \left[1 + \left(\frac{\mu_{g\dot{t}e}^2}{\sigma_{g\dot{t}e} d_{g\dot{t}e} \rho_{g\dot{t}e}} \right) \right]$$

En prenant l'équation (2-2), on a en t + dt :

$$V_{g\text{tte}}(t+dt) = V_{g\text{tte}}(t) + dV_{g\text{tte}}$$

Où $dV_{g\text{tte}}$ s'exprime par la relation suivante :

$$(2-4) \quad dV_{g\text{tte}} = \left\{ \frac{\pi}{6} d_{g\text{tte}}^3 g (\rho_{g\text{tte}} - \rho_{g\text{az}}) - Ct \rho_{g\text{az}} \frac{\pi}{8} d_{g\text{tte}}^2 V_{g\text{tte}}^2 \right\} \frac{dt}{m_{g\text{tte}}}$$

Ce modèle est simple, mais il peut être amélioré en prenant en considération l'influence des transferts de masse sur le calcul du coefficient de traînée. Ce thème a été traité par Virepinte [80]. En effet, les processus de transferts massiques modifient sensiblement l'écoulement autour de la particule par rapport au cas d'une goutte isotherme (flux de Stefan). Les premières études concernaient le cas de gouttes isolées. On peut citer Renksizbulut [59], Haywood [27] et Chiang [13]. Il s'agit de simulations numériques d'une goutte froide placée en environnement chaud. Leurs conclusions indiquent que la traînée est réduite par rapport au cas sans évaporation. Ils interprètent ce résultat comme un soufflage de la couche limite autour de la goutte.

Puis, une approche expérimentale a été menée par Eisenklam [21] qui a mesuré la traînée de gouttes isolées en chute libre dans une atmosphère chaude en suivant l'évolution de leurs tailles et de leurs vitesses par photographies. La corrélation qu'il obtient est présentée ci-dessous :

$$(2-5) \quad C_d = \frac{Cd_{iso}}{1+B_T}$$

où Cd_{iso} est le coefficient de traînée d'une goutte isolée sans évaporation (Tableau 2-1).

Dans cette équation le paramètre de transfert thermique B_T est calculé à l'aide de l'équation ci-dessous :

$$(2-6) \quad B_T = \frac{Cp(T_{g\text{az}} - T_{\text{int}})}{Lv}$$

La condensation de la vapeur sur la goutte, est aussi responsable de la modification des écoulements proches de l'interface (flux de Stefan) et donc de la modification du coefficient de traînée. En revanche, il est délicat d'étendre l'utilisation de la corrélation d'Eisenklam au cas de la condensation de vapeur sur une goutte sans aucune validation expérimentale.

Ainsi, à chaque pas de temps, nous testerons le type de transfert entre la goutte et son environnement (évaporation ou condensation) et nous appliquerons la corrélation d'Eisenklam si la goutte s'évapore (Equation (2-5)), sinon, nous utiliserons le modèle des sphères rigides sans transfert.

2.1.3. Calcul du grossissement de la goutte

Connaissant à l'instant t le diamètre et la densité de flux de vapeur sur la goutte, il nous est facile de calculer son diamètre en $t+dt$. On écrit l'équation de conservation de la masse (équation (2-7)), où la masse de la goutte à l'instant $t+dt$ est égale à la masse de la goutte à l'instant t augmentée du flux massique arrivant sur la goutte pendant dt . On obtient alors l'expression suivante pour le diamètre des gouttes :

$$(2-7) \quad \rho_{g\ddot{t}e} \left\{ \frac{\pi d_{g\ddot{t}e}^3(t+dt)}{6} \right\} = \dot{m} dt + \rho_{g\ddot{t}e} \left\{ \frac{\pi d_{g\ddot{t}e}^3(t)}{6} \right\}$$

Ainsi au final :

$$(2-8) \quad d_{g\ddot{t}e}(t+dt) = \sqrt[3]{ \left[\dot{m} dt + \rho_{g\ddot{t}e} \left\{ \frac{\pi d_{g\ddot{t}e}^3(t)}{6} \right\} \right] \frac{6}{\rho_{g\ddot{t}e} \pi} }$$

2.1.4. Calcul de la température de la goutte

Connaissant à l'instant t la température de la goutte et sa taille, la température du gaz et la densité de flux de vapeur, nous pouvons calculer la température de la goutte en $t+dt$. Pour cela, on écrit l'équation de conservation de l'énergie (équation (2-9)) :

$$(2-9) \quad m_{g\ddot{t}e} C_{p_{g\ddot{t}e}} \frac{dT_{g\ddot{t}e}}{dt} = h_{gaz} \pi d_{g\ddot{t}e}^2 (T_{gaz} - T_{g\ddot{t}e}) + \frac{\dot{m}}{\pi d^2} \{ C_{p_{vap}} (T_{gaz} - T_{int}) + L + C_{p_{g\ddot{t}e}} (T_{int} - T_{g\ddot{t}e}) \}$$

Dans l'équation (2-9), le terme de gauche représente l'énergie totale emmagasinée par la goutte entre t et $t+dt$. Le premier terme de droite représente l'énergie échangée par la goutte avec le gaz par convection thermique. Le second terme décrit l'énergie induite par le changement de phase.

Or :

$$(2-10) \quad \frac{dT_{g\ddot{t}e}}{dt} = \frac{T_{g\ddot{t}e}(t+dt) - T_{g\ddot{t}e}(t)}{dt}$$

D'où :

$$(2-11) \quad T_{g\ddot{t}e}(t+dt) = \left[\frac{Nu_{gaz} k_{gaz} (T_{gaz} - T_{g\ddot{t}e}) + \frac{\dot{m}}{\pi d^2} (C_{p_{vap}} (T_{gaz} - T_{int}) + L + C_{p_{vap}} (T_{int} - T_{g\ddot{t}e}))}{m_{g\ddot{t}e} C_{p_{g\ddot{t}e}}} \right] + T_{g\ddot{t}e}(t)$$

Ainsi, connaissant à un instant t quelconque la vitesse, la taille, la position de la goutte et les caractéristiques du gaz, nous sommes en mesure de remonter aux nouvelles caractéristiques de la goutte en $t+dt$, et ainsi comme nous connaissons les caractéristiques de la goutte à l'injection, par récurrence, nous pouvons décrire l'historique de la goutte.

Les actualisations du programme ACACIA permettent donc de mesurer les effets :

- du modèle de condensation (purement diffusif, convecto-diffusif) ;
- de différentes corrélations de la littérature ;
- de la turbulence sur les échanges.

De plus, pour la température de référence, nous avons remplacé la loi de la moyenne, pour le calcul des propriétés thermodynamiques par la loi du 2/3 et 1/3 qui est plus appropriée à la condensation sur des gouttes (Chapitre I).

2.1.5. Méthode numérique utilisée

Le Système 2-1 présenté dans la partie 2.1.1. est résolu, par une méthode itérative (Newton - Raphson), dont l'algorithme général est rappelé ci dessous.

Soit X notre vecteur inconnu :

$$X = \begin{cases} \dot{m} \\ T_{int} \end{cases}$$

Le système à résoudre est donc, (pour un modèle convecto-diffusif) :

$$F = \begin{cases} F_1 \\ F_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} F_1(\dot{m}, T_{int}) = \pi d_{gutte} \rho_{vap} D_{vap,air} Sh_{gaz} \ln(1+B_M) - \dot{m} = 0 \\ F_2(\dot{m}, T_{int}) = \frac{\dot{m}}{\pi d^2} \{ L + C \rho_{vap} (T_{gaz} - T_{int}) \} + h_{gaz} (T_{gaz} - T_{int}) - h_{gutte} (T_{int} - T_{gutte}) = 0 \end{cases}$$

Système 2-2

La méthode de Newton-Raphson est une méthode itérative basée sur un développement limité à l'ordre 1. Si X^k est obtenu à la $k^{ième}$ itération, l'expression de X^{k+1} est la suivante :

$$(2-12) \quad F(X^{k+1}) = F(X^k) + J \cdot (X^{k+1} - X^k)$$

Où J est le Jacobien du système.

Or si X^{k+1} est solution du système, on a alors $F(X^{k+1}) = 0$ d'où :

$$(2-13) \quad X^{k+1} = X^k - J^{-1} F(X^k)$$

Où J^{-1} est le Jacobien inversé du système.

En pratique $F(X^{k+1})$ n'est jamais égal à zéro, on procède donc par itérations successives jusqu'à ce que :

$$(2-14) \quad (T_{\text{int}}^{k+1} - T_{\text{int}}^k)^2 + (\dot{m}^{k+1} - \dot{m}^k)^2 \leq \varepsilon \quad (\text{on se fixe } \varepsilon = 1.10^{-5})$$

2.1.6. Bilan

Nous récapitulons dans l'organigramme présenté ci-dessous (Figure 2-1) l'algorithme permettant de calculer l'évolution des caractéristiques des gouttes au cours de leur chute.

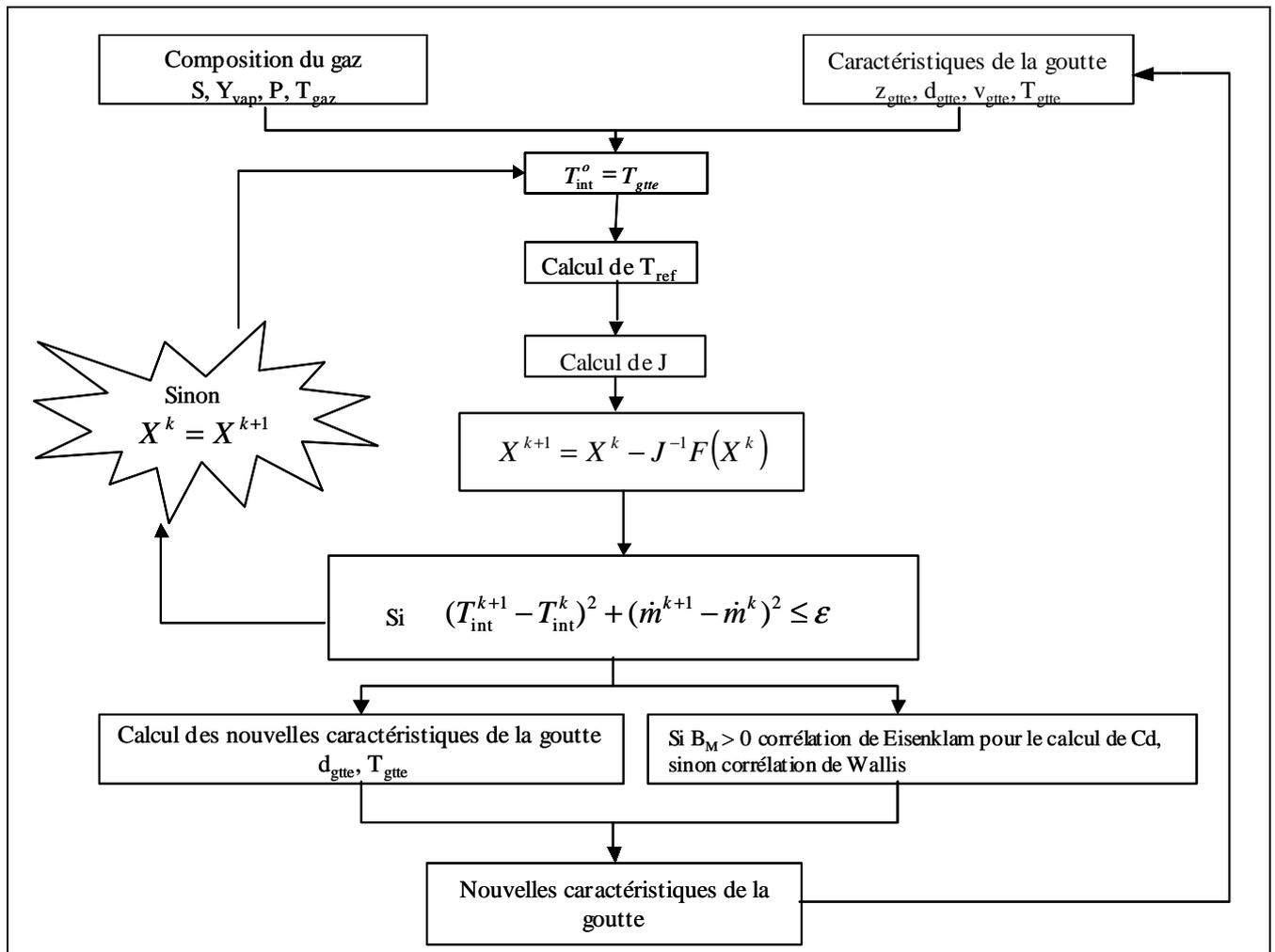


Figure 2-1. Algorithme de calcul de l'évolution de la goutte

Les carences de ce code sont liées au fait que les températures et compositions du gaz ne sont pas réactualisées à chaque pas de temps. De plus, sa vitesse est supposée nulle.

De plus, la majorité des modèles utilisés a été établie pour des gouttes en situation d'évaporation. Il conviendra donc dans l'étude expérimentale de vérifier leur pertinence dans le cas inverse de condensation de vapeur sur des gouttes.

2.2. Résultats numériques

2.2.1. Comparaison des différentes corrélations

Nous allons dans un premier temps comparer les corrélations de Ranz et Marshall [57] et de Pruppacher [56] pour des nombres de Reynolds et Schmidt caractéristiques d'une goutte d'eau injectée à une température de 293 K et à une vitesse 6 m.s^{-1} dans une atmosphère à 413 K. Le nombre de Reynolds de la goutte varie ainsi de 1000 à l'injection à environ 200 à l'équilibre (Figure 2-2) et le nombre de Schmidt du gaz est d'environ 0,5 (Figure 2-3).

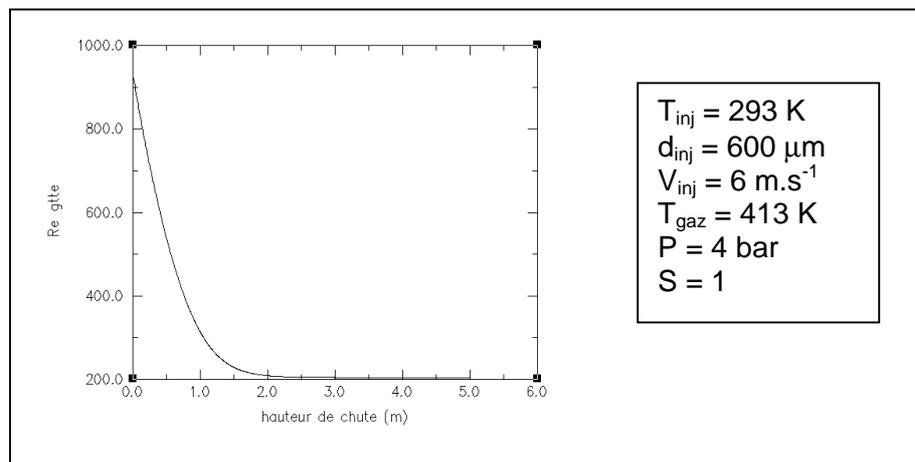


Figure 2-2. Evolution du nombre de Reynolds de la goutte au cours de sa chute

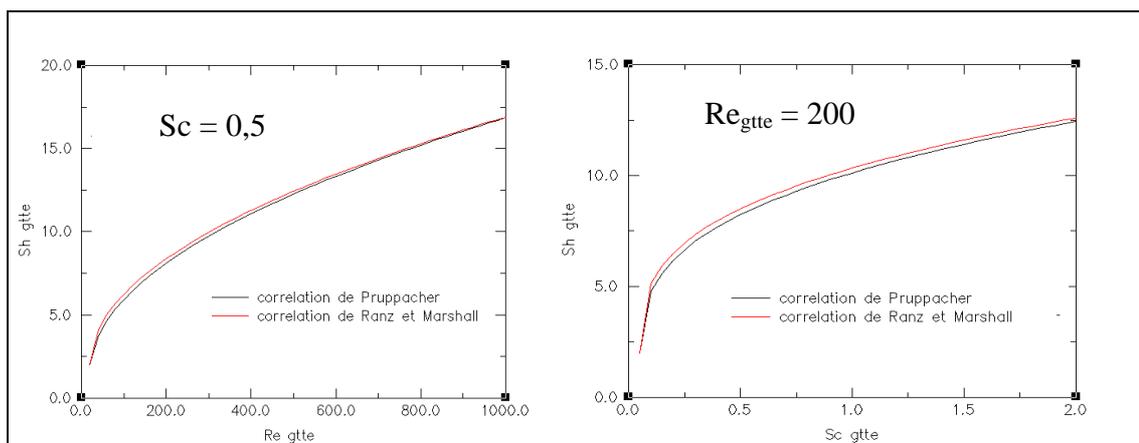
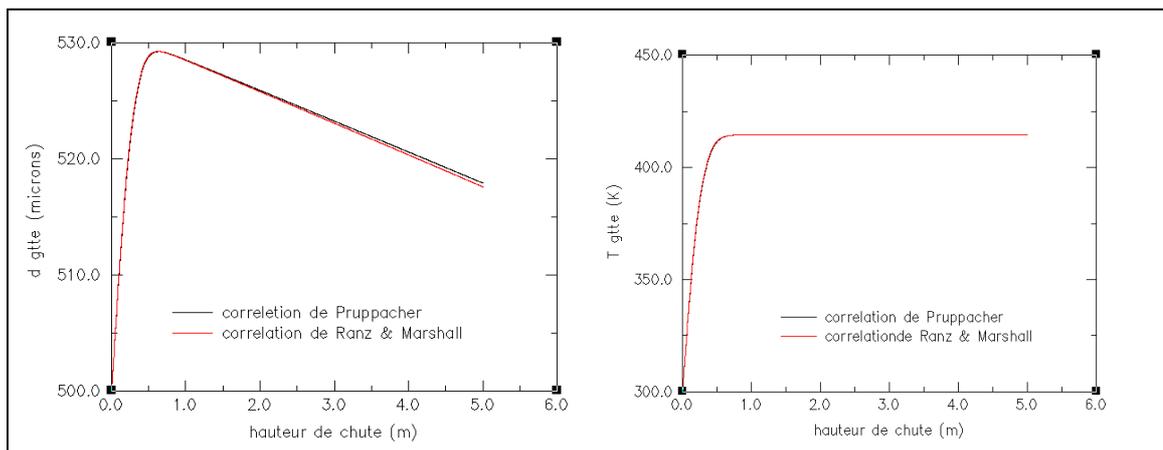


Figure 2-3. Comparaison des différentes corrélations pour le calcul du nombre de Sherwood

Ainsi nous avons réalisé différents programmes, avec un modèle purement diffusif ou convecto-diffusif, et en modélisant les effets de la convection forcée à l'aide des corrélations de Ranz et Marshall, ou de Pruppacher.

Afin de déterminer le modèle et la corrélation les plus descriptifs de la condensation sur une goutte en chute libre, il nous importe de comparer entre eux les résultats des différentes simulations, puis de les comparer aux résultats expérimentaux des essais de condensation effectués sur CARAIDAS.

Premièrement, nous calculons l'évolution d'une goutte d'eau injectée avec un diamètre de $500\ \mu\text{m}$, une vitesse de $4\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et à température de $300\ \text{K}$, dans un gaz à une température de $423\ \text{K}$, et saturé à $80\ \%$ en vapeur. Nous présentons l'évolution du diamètre et de la température de la goutte en fonction de la hauteur de chute sur la Figure 2-4 ci-dessous. Ces résultats sont présentés jusqu'à $5\ \text{m}$ de chute, la hauteur totale de l'enceinte TOSQAN étant de $4,8\ \text{m}$.



**Figure 2-4. Comparaison des différentes corrélations
(diamètre initial de la goutte : $500\ \mu\text{m}$)**

Nous pouvons tirer plusieurs enseignements de ces courbes :

- les corrélations de Ranz & Marshall et de Pruppacher conduisent aux mêmes résultats ;
- la zone de condensation est très courte (sur une hauteur d'environ $1\ \text{m}$) ;
- en phase d'évaporation, le flux d'énergie perdu par la goutte par évaporation est strictement égal au flux d'énergie thermique transmis à la goutte par convection (ceci explique pourquoi la température de la goutte est constante en phase d'évaporation).

Nous faisons de même avec une goutte de diamètre initial de $200\ \mu\text{m}$ injectée à $4\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $300\ \text{K}$ dans une atmosphère à $423\ \text{K}$, $5\ \text{bar}$ et saturée à $80\ \%$ (Figure 2-5).

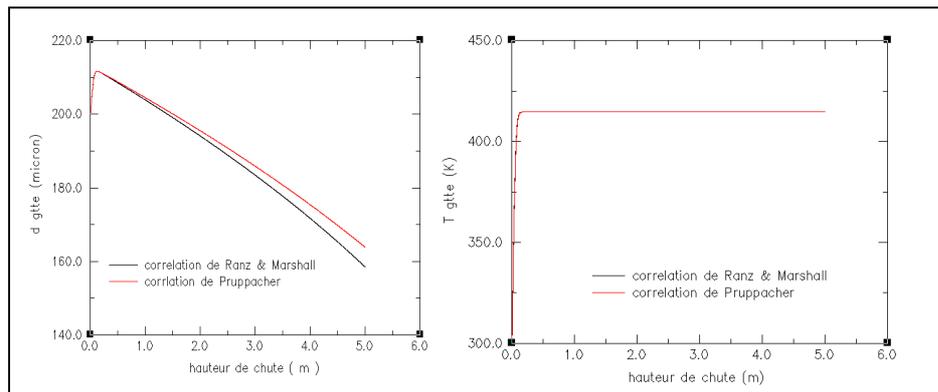


Figure 2-5. Confrontation des différentes corrélations (diamètre initial de la goutte : $200\ \mu\text{m}$)

Les conclusions sont les mêmes que précédemment, mis à part le fait qu'il semble que, pour les petites gouttes, l'écart entre les corrélations de Pruppacher et de Ranz & Marshall s'accroît. Dans la suite, nous travaillerons donc avec la corrélation de Ranz & Marshall car elle nous évite de faire des tests à chaque pas de temps pour savoir si le produit du nombre de Reynolds à la puissance un demi par le nombre de Prandtl à la puissance un tiers est inférieur ou supérieur à $1,4$ (chapitre I).

2.2.2. Comparaison des différents modèles

Il s'agit maintenant de mesurer l'importance du choix du modèle que nous utilisons pour modéliser le flux de vapeur sur la goutte. Ainsi nous allons suivre l'évolution des caractéristiques physiques d'une goutte de $500\ \mu\text{m}$ injectée à $4\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $300\ \text{K}$ dans une atmosphère à $423\ \text{K}$, $5\ \text{bar}$ et saturée à $100\ \%$, et ceci pour deux cas de figure. Premièrement, en supposant que le flux de vapeur est purement diffusif, puis en supposant que celui-ci est composé d'une contribution due à la diffusion moléculaire et une autre due à la convection (apport de vapeur par le mouvement du gaz) (Figure 2-6).

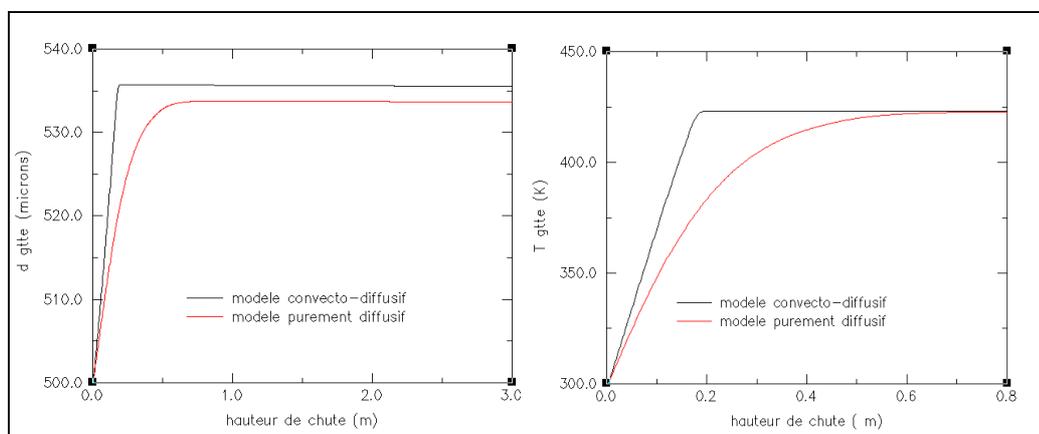


Figure 2-6. Confrontation des modèles de flux massiques

Nous observons sur cette figure que le flux de vapeur sur la goutte est supérieur dans le cas du modèle convecto-diffusif.

Ainsi, pour le modèle convecto-diffusif, la cinétique de chauffe de la goutte est plus rapide. La température finale de la goutte est la même pour les deux modèles car, comme le gaz est à saturation, la goutte s'échauffe jusqu'à atteindre la température du gaz. De plus, comme le flux de vapeur est plus important, l'énergie emmagasinée par la goutte par le biais de la condensation de la vapeur est plus importante (et réciproquement l'énergie emmagasinée par échanges thermiques) que dans le cadre du modèle purement diffusif. Ainsi, pour le modèle convection-diffusion, le diamètre final de la goutte est plus important.

Dans un second temps, nous nous intéressons à comparer le modèle double film à un modèle prenant en compte la conduction dans la goutte, développé par Berlemont [9].

La Figure 2-7 présente le calcul du grossissement d'une goutte immobile de diamètre initial $250\ \mu\text{m}$ et de température initiale $293\ \text{K}$ dans une atmosphère à $4\ \text{bar}$, $413\ \text{K}$ et saturée à $80\ \%$.

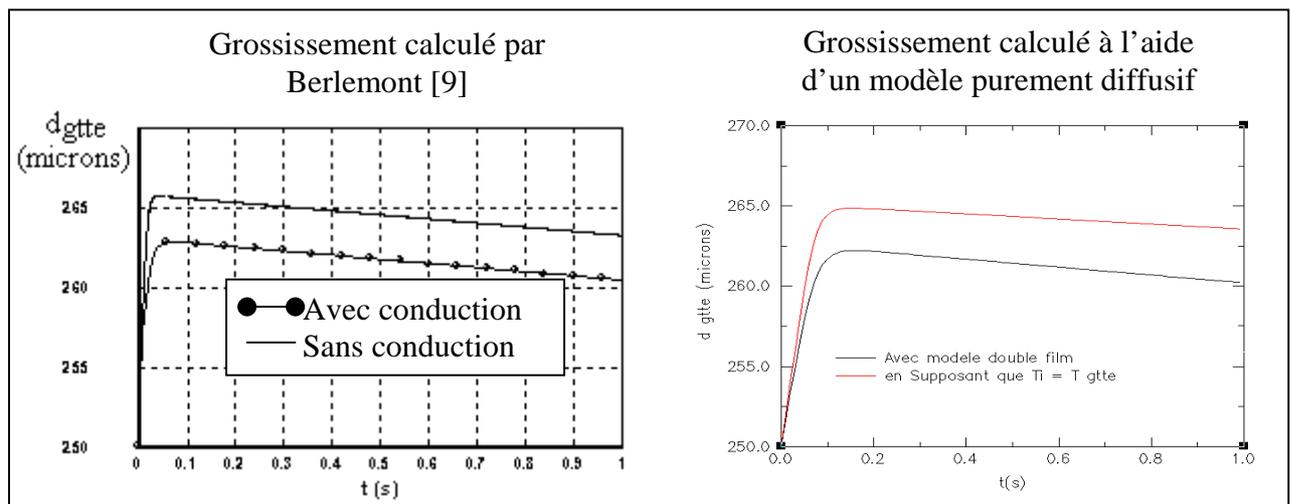


Figure 2-7. Confrontation des simulations aux calculs résolvant l'équation de conduction dans la goutte

On remarque sur cette figure une bonne cohérence entre les résultats calculés à l'aide du modèle double film et ceux calculés en prenant en considération la conduction dans la goutte. Ceci s'explique par le fait qu'avec le modèle « avec conduction » le profil de température dans la goutte est calculé ; or, avec le modèle double film, ce gradient est modélisé à l'aide de corrélations semi-empiriques. Le modèle double film retranscrit donc bien la conduction dans la goutte et de plus, il est plus simple à programmer.

2.2.3. Confrontation du programme réalisé aux résultats CARAIDAS

Pour effectuer une première validation des modèles que nous avons implanté dans le code ACACIA, nous confrontons les résultats de nos simulations aux résultats expérimentaux de la campagne condensation effectuée sur l'expérience CARAIDAS [20] (Tableau 2-2). Cette expérience est réalisée dans une enceinte cylindrique de 0,6 m de diamètre interne et de 5 m de hauteur où il est possible de contrôler le taux de saturation en vapeur et la température du mélange gazeux (Figure 2-8). Dans sa partie haute, un générateur permet la formation d'un train de gouttes monodispersées. Trois niveaux de hublots permettent de caractériser leur grossissement par un système d'imagerie.

Essai	Pression (bar)	$d_{g\text{tte}}$ à l'injection (μm)	T_{gaz} (K)	$T_{g\text{tte}}$ à l'injection (K)	Taux de saturation	V_{inj} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
Cond1	4	341	414,3	309	55%	4,7
Cond2	4,8	344	414,6	310	71%	4,9
Cond7	5,3	593	374,1	308	87%	2,1
Cond10	2,4	673	394,5	289	79%	2,1

Tableau 2-2. Essais CARAIDAS utilisés pour valider ACACIA

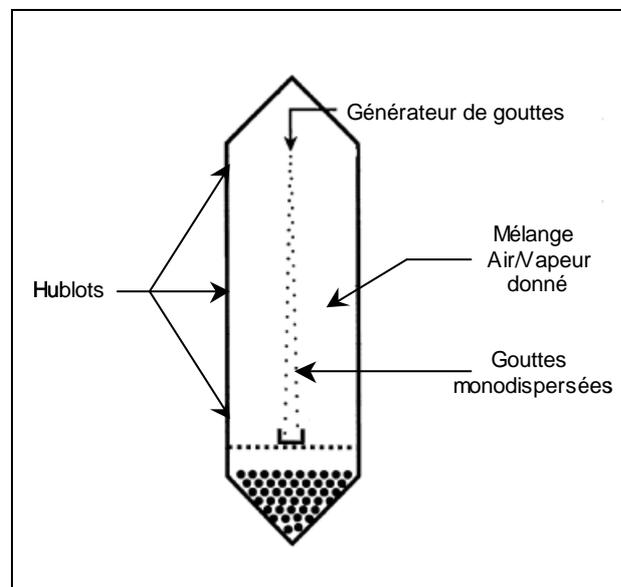


Figure 2-8. Schéma de CARAIDAS

Le résultat des simulations est illustré sur la Figure 2-9 ci-dessous.

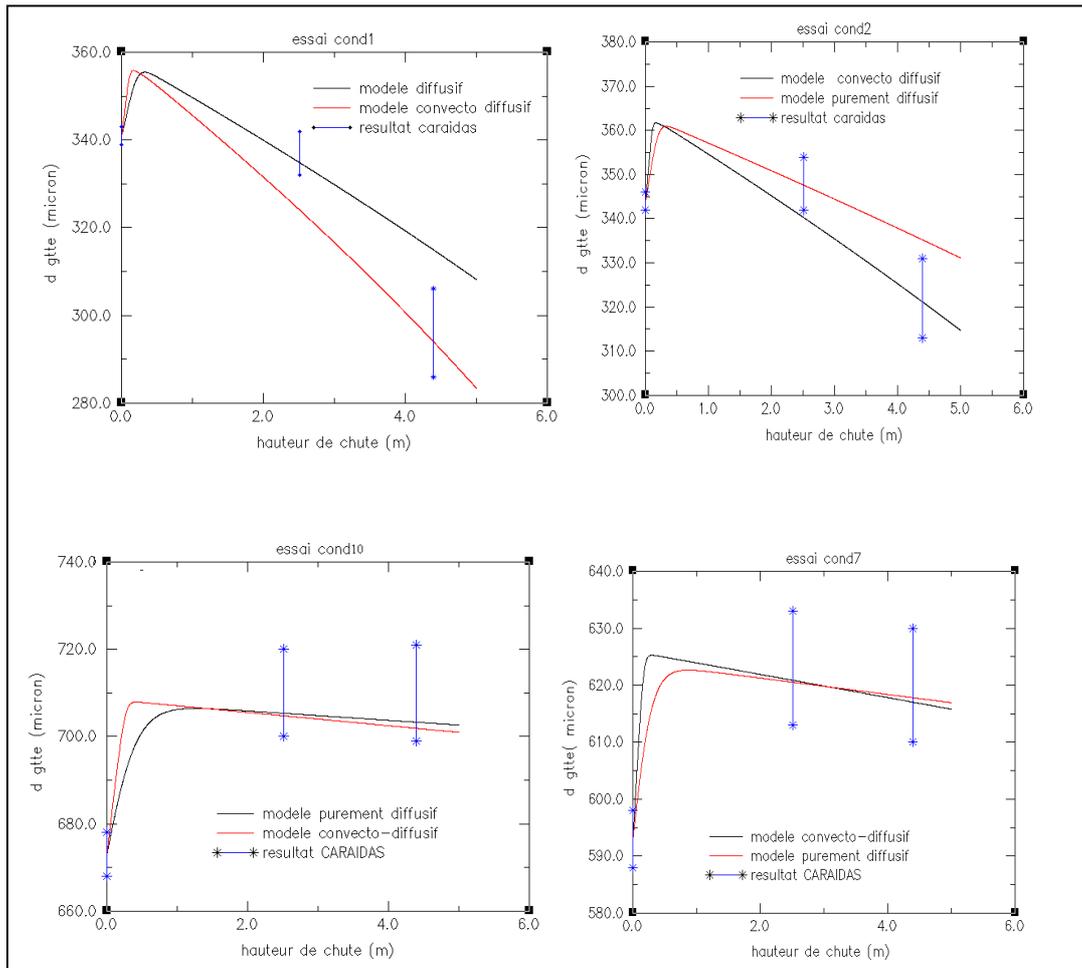


Figure 2-9. Confrontation des simulations aux résultats expérimentaux de l'expérience CARAIDAS

Compte tenu des incertitudes sur la mesure du diamètre des gouttes, les résultats CARAIDAS ne nous permettent pas de choisir entre un modèle purement diffusif et un modèle convecto-diffusif, en particulier pour les essais Cond1 et Cond2 qui sont des essais à plus grande vitesse.

Conclusion

Les mesures de l'expérience CARAIDAS nous permettent une première validation des modèles implantés dans le code ACACIA pour un train de gouttes monodispersées. En revanche, pour une validation plus poussée de ce modèle pour des conditions thermo-hydrauliques représentatives de l'aspersion dans les REP nous réaliserons des essais d'aspersion dans l'expérience TOSQAN. Pour valider ce modèle, nous chercherons à mesurer l'évolution des tailles, températures et vitesses des gouttes dans un spray au cours de leur chute dans le mélange air/vapeur, ainsi que les températures et compositions du gaz. L'expérience TOSQAN ainsi que, les divers diagnostics optiques dont elle est pourvue seront présentés dans le chapitre III.

CHAPITRE III :

« MOYENS EXPERIMENTAUX »

3.1. L'installation TOSQAN.....	34
3.1.1. Description de l'installation.....	34
3.1.2. Qualification de l'étanchéité de l'enceinte TOSQAN	38
3.1.3. L'instrumentation « standard » de l'installation TOSQAN.....	38
3.2. L'instrumentation optique utilisée.....	41
3.2.1. La spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée (D.R.S.).....	41
3.2.1.1. Principes fondamentaux.....	41
3.2.1.2. Dispositif optique.....	42
3.2.1.3. Mesures de fractions volumiques gazeuses.....	43
3.2.2. L'imagerie en défaut de mise au point (ILIDS)	44
3.2.2.1. Principe de l'imagerie en défaut de mise au point.....	44
3.2.2.2. Présentation du dispositif optique	46
3.2.2.3. Traitement des images.....	46
3.3. Caractérisation des buses à implanter dans TOSQAN.....	47
3.3.1. Principe de la mesure.....	47
3.3.2. Présentation du dispositif expérimental.....	50
3.3.3. Résultats expérimentaux obtenus par Anémométrie Phase Doppler	52
3.4. Caractérisation du spray par visualisation.....	55
3.5. Des techniques de mesure de la température de gouttes.....	57
3.5.1. Fluorescence induite par laser	58
3.5.2. La Thermographie Infrarouge.....	61
Conclusion.....	62

3. CHAPITRE III : « MOYENS EXPERIMENTAUX »

3.1. L'installation TOSQAN

Pour réaliser nos tests d'aspersion, nous disposons de l'expérience TOSQAN développée par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) pour reproduire des conditions thermo-hydrauliques représentatives de séquences accidentelles pouvant être rencontrées dans un REP.

3.1.1. Description de l'installation

L'enceinte TOSQAN est composée d'une cuve cylindrique en acier inoxydable munie de doubles parois entre lesquelles circule un fluide caloporteur. Cette cuve fait 4,8 m de hauteur et 1,5 m de diamètre interne soit un volume interne est 7 m³ (Figure 3-1). L'huile circulant entre les parois permet d'imposer à celles-ci une température de consigne. De la vapeur d'eau et de l'hélium peuvent être injectés dans TOSQAN grâce à une canne d'injection située au centre de l'enceinte (Figure 3-2).



Figure 3-1. Vue générale de l'expérience TOSQAN

Cette installation a été conçue pour une température de fonctionnement de 20 °C à 180 °C et une pression, allant de la pression atmosphérique à une pression de $7,7 \cdot 10^5$ Pa.

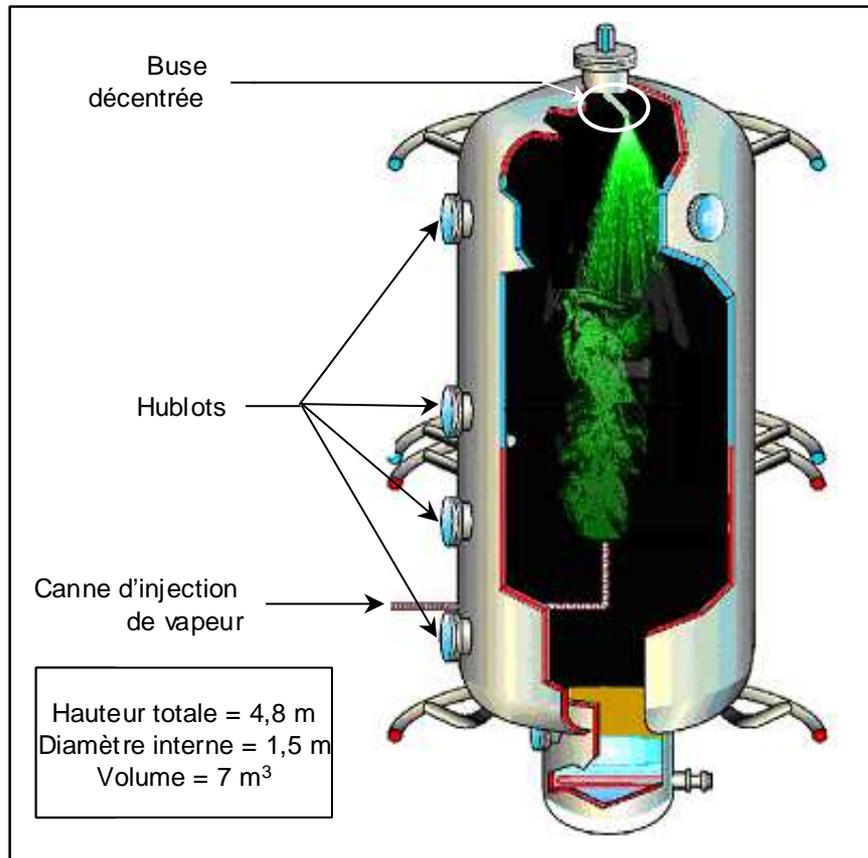


Figure 3-2. Schéma de l'installation TOSQAN

Les mesures optiques sont réalisées au travers de 14 hublots répartis sur quatre niveaux (Figure 3-3). Leur répartition angulaire est présentée sur la Figure 3-4. Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que le positionnement des hublots a été optimisé pour réaliser des mesures par Vélocimétrie par Image de Particules (P.I.V.) à proximité de la paroi ou au centre de l'enceinte puisque tous ces accès optiques sont positionnés à 90°.

Chaque hublot se compose de deux lames de verre entre lesquelles circule de l'air chaud. Ainsi surchauffés, la condensation de la vapeur d'eau présente dans l'enceinte peut être évitée sur les hublots.

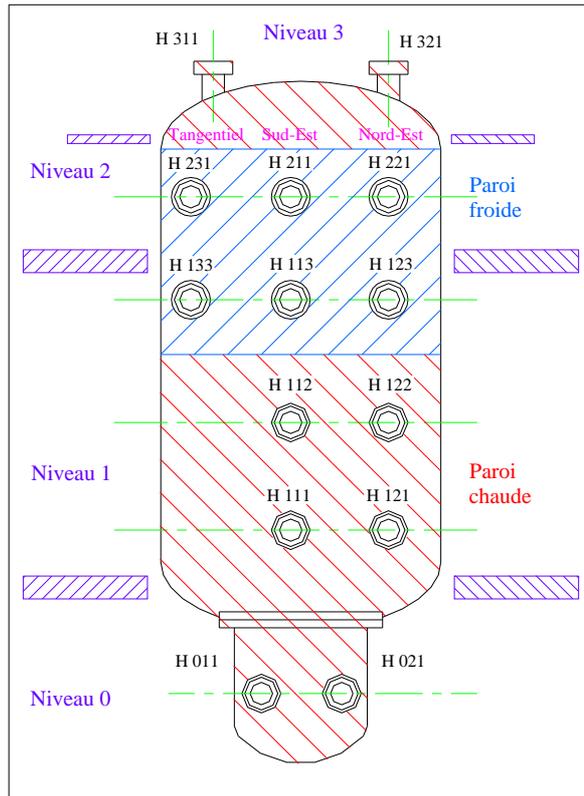


Figure 3-3: Numérotation des hublots

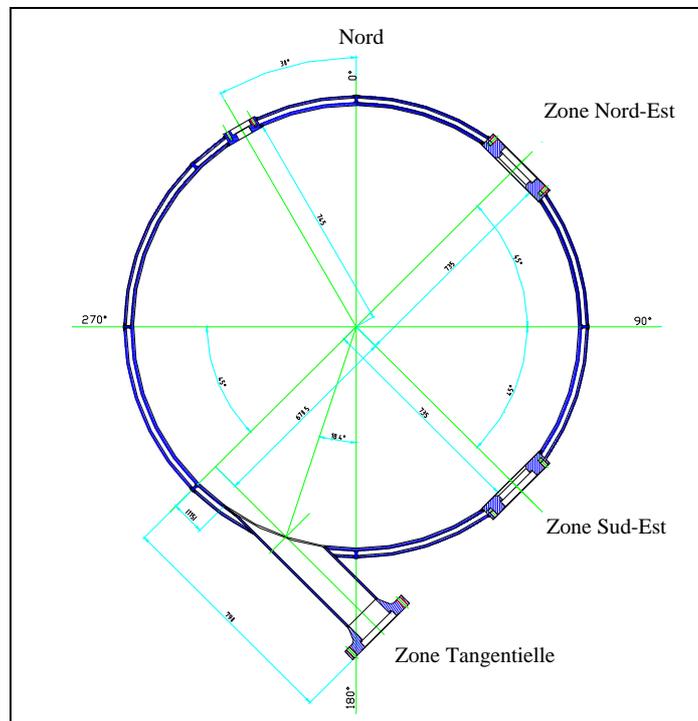


Figure 3-4. Position angulaire des zones de mesure

La buse permettant l'injection du spray dans TOSQAN est placée dans le dôme de l'installation. Un système a été prévu pour permettre de la translater verticalement sur une hauteur de 90 cm, et de la décentrer par rapport à l'axe de l'enceinte.

Le dispositif permettant de réguler le débit d'aspersion schématisé sur la Figure 3-5, est constitué d'une pompe et de deux vannes de régulation du débit. Celui-ci a été dimensionné pour réguler des débits d'aspersion compris entre 3 et 35 g.s⁻¹. Ce système permet d'alimenter parallèlement les enceintes TOSQAN et RAP (RAMpe d'asPersion). Cette dernière permet de caractériser les sprays générés par différentes buses, à la pression atmosphérique, celle-ci est décrite dans la partie 3.3.2..

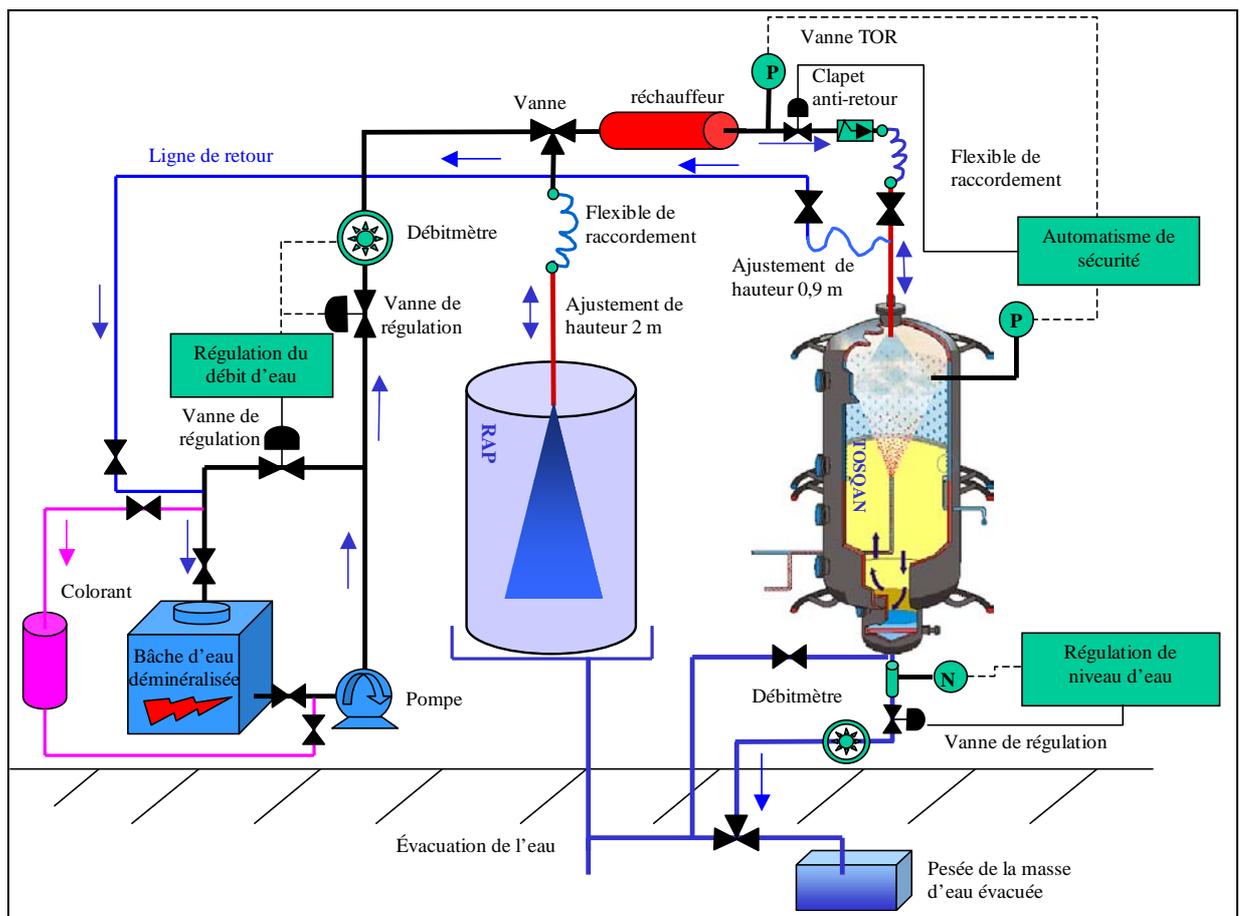


Figure 3-5. Description du système d'aspersion

De plus, la température d'injection de l'eau d'aspersion peut être réglée à l'aide d'une résistance chauffante placée en amont de l'injection du spray. Ainsi, le spray peut être injecté à la température ambiante jusqu'à une température d'environ 90 °C.

L'eau est évacuée au fur et à mesure afin d'éviter son accumulation dans le bas de l'enceinte au niveau du puisard. Le système permettant la régulation du débit d'évacuation est un système à niveau d'eau constant positionné sous l'installation. Le débit d'eau évacué en aval de ce système est mesuré à l'aide d'un débitmètre.

3.1.2. Qualification de l'étanchéité de l'enceinte TOSQAN

Lors de nos essais d'aspersion, nous mesurerons la dépressurisation de l'enceinte TOSQAN induite par les transferts massique et thermique entre les gouttes et le gaz.

Ainsi, nous cherchons maintenant à évaluer le débit de fuite de l'enceinte TOSQAN pour les mêmes contraintes de pression que celle d'un essai d'aspersion soit une pression relative inférieure à 2 bar. Le test de fuite comprend une pressurisation de l'enceinte par 2 bar d'air, puis, un suivi temporel de la pression (Figure 3-6).

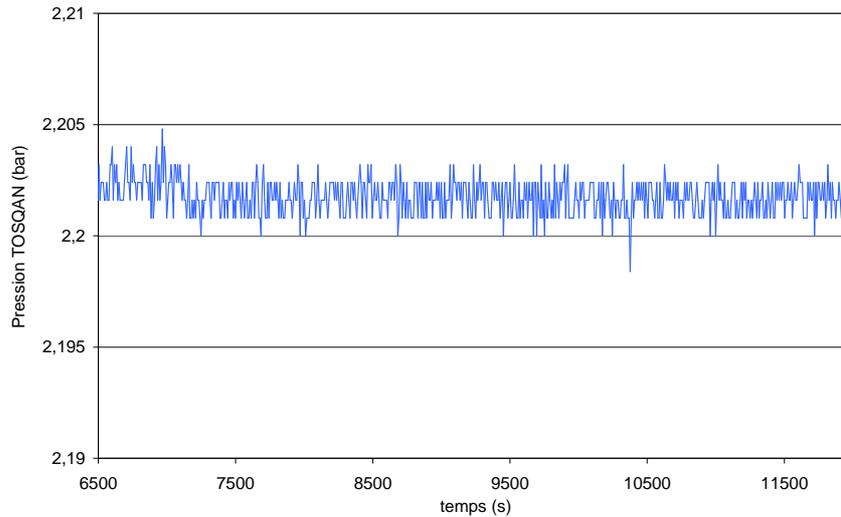


Figure 3-6. Test de fuite de l'enceinte TOSQAN

Nous observons sur cette figure que la pression dans l'enceinte est parfaitement stable sur une période de 5500 s. Nous en déduisons que pour nos conditions d'essai, nous pourrions négliger les fuites de l'installation. Ce type de test est effectué régulièrement pour mettre en évidence l'apparition éventuelle de fuites de l'enceinte.

3.1.3. L'instrumentation « standard » de l'installation TOSQAN

L'instrumentation « standard » de l'installation TOSQAN permet de faire deux types de mesures.

Premièrement, la pression dans l'enceinte est mesurée par l'intermédiaire d'un capteur de pression absolue et d'un capteur de pression relative placés respectivement dans les parties basse et haute de l'enceinte.

Deuxièmement, la mesure de la température du gaz dans l'enceinte TOSQAN est réalisée à l'aide de 114 thermocouples de type T placés en proche paroi, sur des cannes verticales ou horizontales (Figure 3-7). Ces dernières sont organisées en forme d'hélice de sorte à cartographier toute l'enceinte (Figure 3-8).

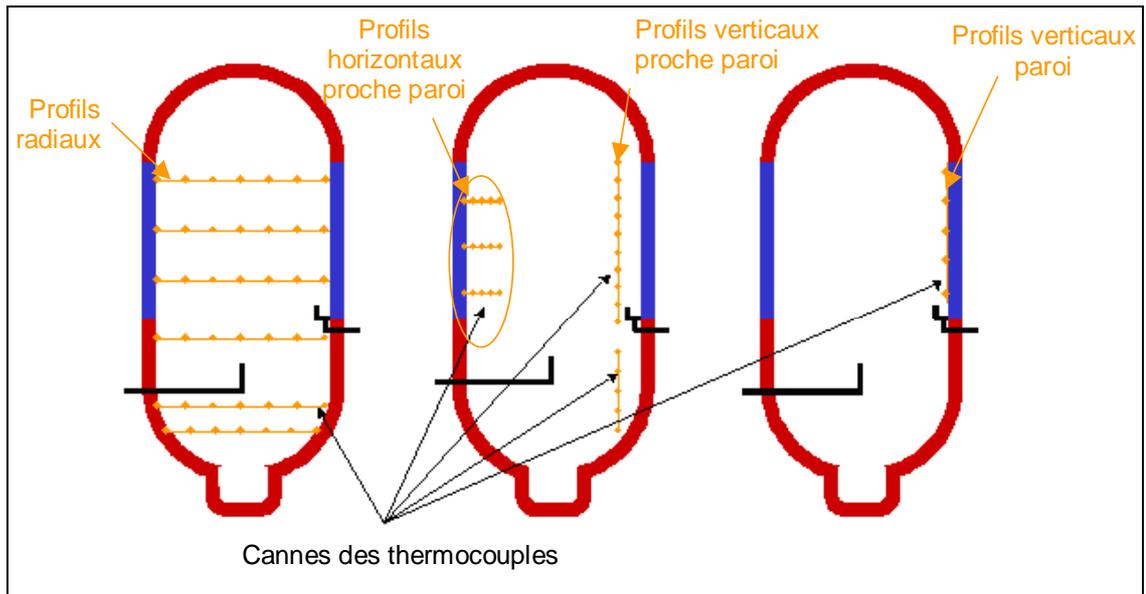


Figure 3-7. Positionnement des thermocouples dans l'enceinte TOSQAN

Dans la suite du document, lorsque nous parlerons de la température moyenne du gaz dans l'enceinte TOSQAN, nous parlerons de la moyenne arithmétique des températures mesurées par les 40 thermocouples placés sur les cannes horizontales.

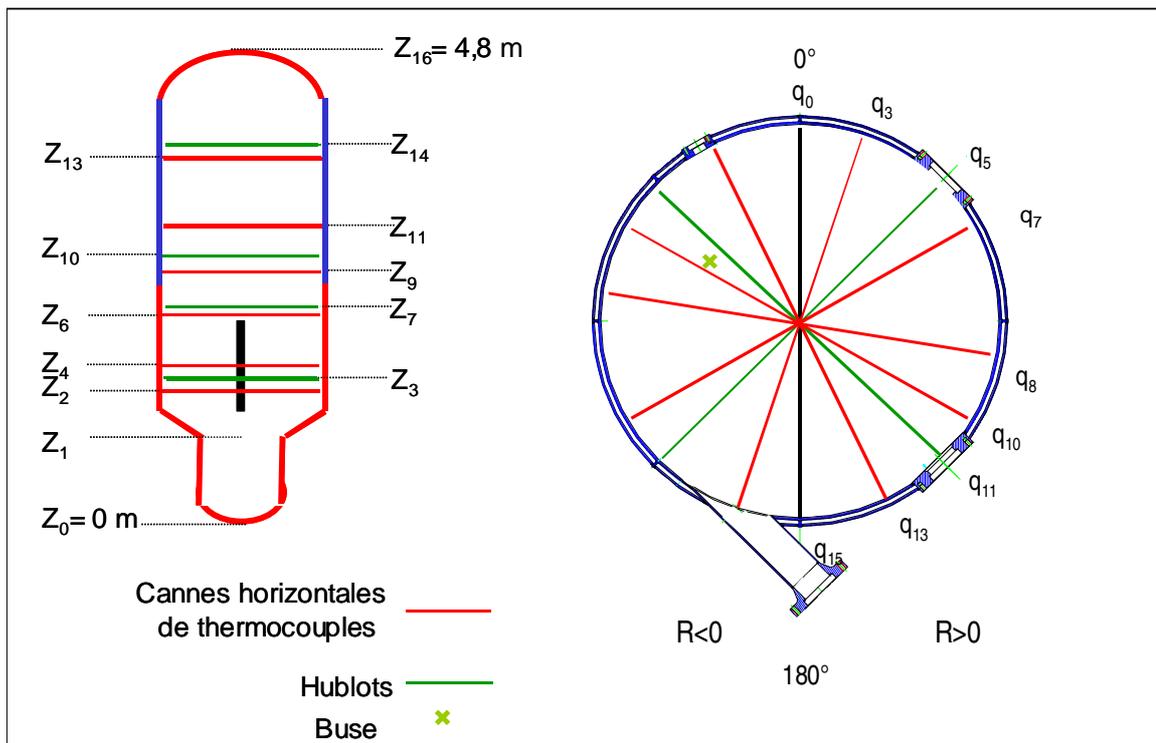


Figure 3-8. Positionnement des thermocouples sur les cannes horizontales

Chacun des thermocouples dans l'enceinte est référencé dans un repère cylindrique dont le centre correspond à celui de l'enceinte et l'orientation est de bas en haut.

Les coordonnées de chacune des cannes horizontales sont présentées dans le Tableau 3-1.

Nom	Hauteur (m)	Remarque
Z ₁₆	4,800	Haut du dôme
Z ₁₄	4,000	3 Hublots
Z ₁₃	3,930	Canne horizontale
Z ₁₁	3,135	Canne horizontale
Z ₁₀	2,800	3 Hublots
Z ₉	2,675	Canne horizontale
Z ₇	2,100	Niveau de l'injection
Z ₆	2,045	Canne horizontale
Z ₄	1,47	Canne horizontale
Z ₃	1,345	2 Hublots
Z ₂	1,210	Canne horizontale
Z ₁	0,870	Bas du cylindre principal
Z ₀	0	Bas de l'enceinte

Nom	Position angulaire	Remarque
q ₀	0	Nord
q ₃	20	Canne horizontale
q ₅	45	4 Hublots
q ₇	60	Canne horizontale
q ₈	100	2 Cannes horizontales
q ₁₀	120	Canne horizontale
q ₁₁	135	4 Hublots
q ₁₃	160	Canne horizontale
q ₁₅	180	2 Hublots

Tableau 3-1. Coordonnées des thermocouples et des hublots

Chacun des thermocouples susceptibles d'être aspergés par les gouttes d'aspersion est protégé par un « petit chapeau » permettant de l'isoler de l'impact des gouttes (Figure 3-9).

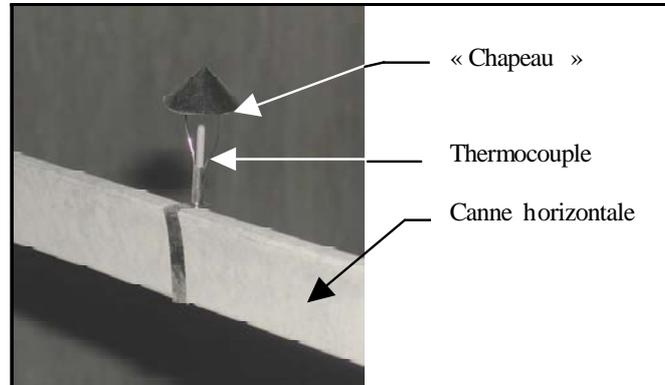


Figure 3-9. "Chapeau" de protection des thermocouples

3.2. L'instrumentation optique utilisée

L'analyse effectuée dans les deux premiers chapitres a montré que, pour caractériser finement la condensation sur les gouttes, il nous faut mesurer température, taille et vitesse des gouttes au cours de leur chute, ainsi que la fraction de vapeur locale dans le gaz. Nous allons par la suite présenter les techniques optiques utilisées sur l'installation TOSQAN pour réaliser ces mesures.

3.2.1. La spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée (D.R.S.)

Afin d'analyser l'évolution des espèces gazeuses dans l'enceinte au cours de nos essais d'aspersion, nous utiliserons une sonde optique développée au SERAC [44] et [49]. Celle-ci fonctionne sur le principe de la diffusion Raman spontanée. Nous présentons succinctement dans les parties ci-dessous le principe fondamental de cette technique, ainsi que la sonde optique développée.

3.2.1.1. Principes fondamentaux

La Diffusion Raman Spontanée (D.R.S.) résulte d'une interaction inélastique entre un photon incident de fréquence (ν_0) et une molécule polyatomique. Un échange d'énergie a lieu entre les photons incidents et la molécule.

Le flux d'énergie alors émis possède un décalage en fréquence ($\pm\nu_v$) (par rapport à ν_0) qui est caractéristique de la molécule étudiée. Dans le cas de la diffusion de Raman-Stokes, les photons incidents sont absorbés puis réémis avec une fréquence plus basse ($\nu_0 - \nu_v$).

Pour les conditions de température relatives à notre étude ($T < 400 K$), seule la contribution Stokes ($\nu_0 - \nu_s$) est prise en compte [41].

Dans le cas d'un mélange de plusieurs gaz, la réponse Stokes pour chaque composante (i) du gaz peut s'écrire à l'aide de la relation suivante issue de la littérature [14] :

$$P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)} = P_{\text{LASER}} N^{(i)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)} L \tau \Omega$$

(3-1)

$P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)}$: puissance Raman (photon/s)
 $N^{(i)}$: densité moléculaire (mol/cm³)
 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)}$: section différentielle efficace (cm²/sr)
 L, τ, Ω : paramètres optiques

La recherche dans la littérature des sections efficaces différentielles Raman est assez délicate car de nombreux paramètres tels que la température, la longueur d'onde d'excitation, l'angle de polarisation entre le faisceau laser et la direction d'observation, la polarisation du faisceau incident sont à prendre en considération lors de sa détermination. Les valeurs des différentes sections efficaces Raman utilisées lors de cette étude ont toutes été relevées dans la littérature [15].

3.2.1.2. Dispositif optique

La source utilisée est un laser continu Nd : YAG doublé et émettant à 532 nm pour une puissance maximale de 5,5 Watt. Le banc optique se compose d'une sonde prototype utilisée à la fois pour créer le volume de mesure (40 mm × 0,5 mm × 0,5 mm) et pour récolter le signal Raman rétrodiffusé. L'analyse de la lumière rétrodiffusée se fait à l'aide d'un spectromètre TRIAX 320 possédant un réseau de 600 trait/mm, couplé à une caméra CCD non intensifiée et refroidie par azote liquide (Figure 3-10).

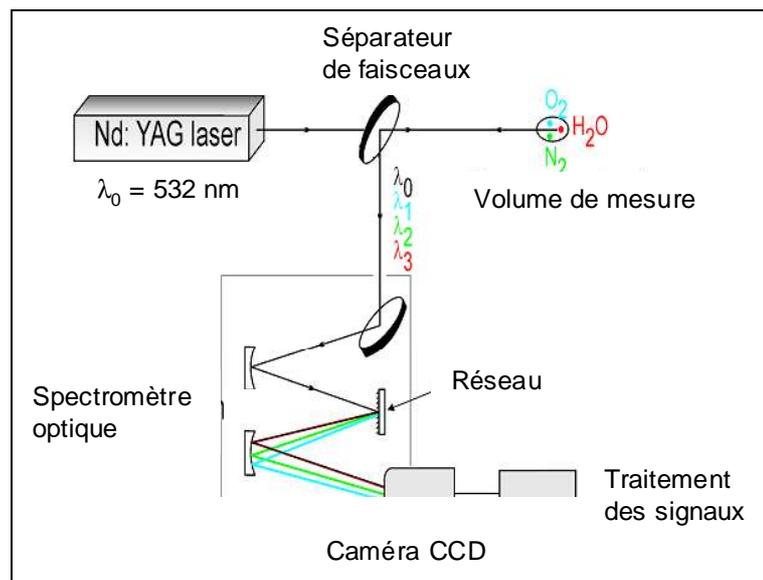


Figure 3-10. Dispositif optique pour la spectrométrie par diffusion Raman spontanée

3.2.1.3. Mesures de fractions volumiques gazeuses

Dans le cas d'un mélange composé de gaz parfaits, la fraction molaire ou volume molaire $X_{(i)}$ de chaque composant est fonction de la densité moléculaire $N_{(i)}$ (Equation (3-2)).

$$(3-2) \quad X_{(i)} = N_{(i)} \frac{1000RT}{N_a P}$$

Dans cette équation, N_a est le nombre d'Avogadro ($N_a = 6,02.10^{23}$) et R la constante des gaz parfaits. Pour un mélange de (j) gaz parfaits polyatomiques, la fraction molaire $X_{(i)}$ de chacun des gaz s'exprime à l'aide de l'Equation (3-3) indépendamment de la pression P et de la température T et de la constante des gaz parfaits R .

$$(3-3) \quad \sum_{i=1}^j X_{(i)} = 1 \text{ avec } X_{(i)} = \frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)}}{\sum_{i=1}^j \left(\frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)}} \right)}$$

La qualification du banc de spectrométrie Raman a été initialement réalisée aux seins de mélanges air/vapeur. Puis, dans le but de pouvoir effectuer des mesures couplées de concentration et de vitesse par vélocimétrie laser, une étude de faisabilité de la mesure par DRS en présence d'ensemencement (particule de SiC) avait été réalisée [51]. Cette étude avait montré que le signal de diffusion de Mie issu de l'interaction du laser Nd : YAG et des particules, d'intensité très supérieure à celle du signal Raman (facteur 10^{-8} à 10^{-12} par rapport à l'intensité du faisceau incident), ne perturbait pas la bande du spectre Raman correspondant aux longueurs d'onde des molécules étudiées (580 nm pour O_2 , 607 nm pour N_2 , 660 nm pour H_2O). Dans le cadre de notre problématique actuelle concernant la mesure de concentration gazeuse au sein d'un spray d'eau, les essais ont montré que le signal Raman n'était pas entaché d'un bruit important du à la diffusion de Mie des gouttelettes d'eau, ni significativement atténué en intensité du fait des phénomènes de multi-diffusion [53]. En revanche, le signal Raman émis par les gouttelettes d'eau apparaît sur le spectre sur une plage de longueurs d'ondes comprise entre 630 nm et 660 nm qui correspond au large pic relatif à la réponse de l'eau (Figure 3-11). Ce signal émis par la phase liquide perturbe légèrement le niveau du signal de la base du pic relatif à la vapeur d'eau mais la mesure des concentrations gazeuses (O_2 , N_2 et H_2O) reste possible.

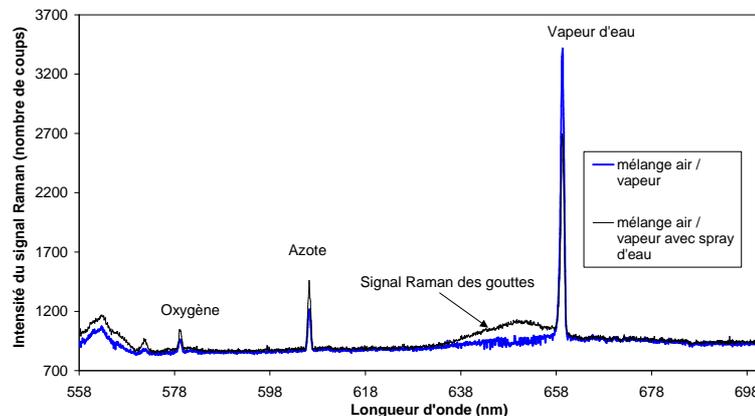


Figure 3-11. Validation de la mesure DRS en milieu diphasique [52]

3.2.2. L'imagerie en défaut de mise au point (ILIDS)

Pour caractériser l'évolution de la granulométrie des gouttes d'eau au cours de leur chute, nous nous sommes orientés vers la technique d'imagerie en défaut de mise au point ou ILIDS (pour Interferometrics Laser Imaging for Droplet Sizing) [42] et [52] étant donné que les accès optiques de l'enceinte TOSQAN ne permettaient pas l'utilisation du PDA.

De plus, l'imagerie en défaut de mise au point présente beaucoup d'avantages dans le cas d'une application comme la notre, sur une expérience de taille importante comme TOSQAN.

Cette technique permet de donner une information qui peut être instantanée ou moyennée dans le temps, sur la taille des gouttes sphériques présentes dans un champ, ce qui évite la réalisation de maillages expérimentaux coûteux en temps d'essai.

Nous allons rappeler succinctement le principe de ce diagnostic optique, puis nous présenterons le dispositif optique adopté.

3.2.2.1. Principe de l'imagerie en défaut de mise au point

L'imagerie en défaut de mise au point est une technique optique permettant de fournir la taille et la vitesse de gouttes sphériques ou de bulles dans un plan. Dans cette partie, nous nous focaliserons sur des mesures sur des gouttes d'eau.

Le principe de la technique repose sur la collection de la lumière diffusée par des gouttes éclairées par un plan laser (Figure 3-12). Considérons l'angle de diffusion θ existant entre le plan laser et l'axe du récepteur de la lumière diffusée, dans notre cas une caméra CCD.

Lorsque θ est approprié, des franges d'interférence sont observables au sein de chaque goutte dont les images sont enregistrées par la caméra, laquelle est positionnée de manière à avoir une prise de vue ayant un léger défaut de mise au point.

Ces franges sont le résultat des interférences entre les rayons réfléchis à la surface de la goutte et les rayons subissant une réflexion interne (Figure 3-13).

Pour que l'angle θ soit optimal, c'est-à-dire pour que la visibilité des franges soit la meilleure, il faut que les intensités des modes de diffusion correspondant à la lumière réfléchie ($p=0$) et la lumière réfractée ($p=1$) soient égales.

Ainsi, pour une nappe polarisée parallèlement (respectivement perpendiculairement), cet angle optimal est égal à 70° (respectivement 80°), pour de l'eau. La polarisation est dite parallèle (respectivement perpendiculairement) lorsque le champ électrique incident vibre parallèlement (respectivement perpendiculairement) au plan de diffusion.

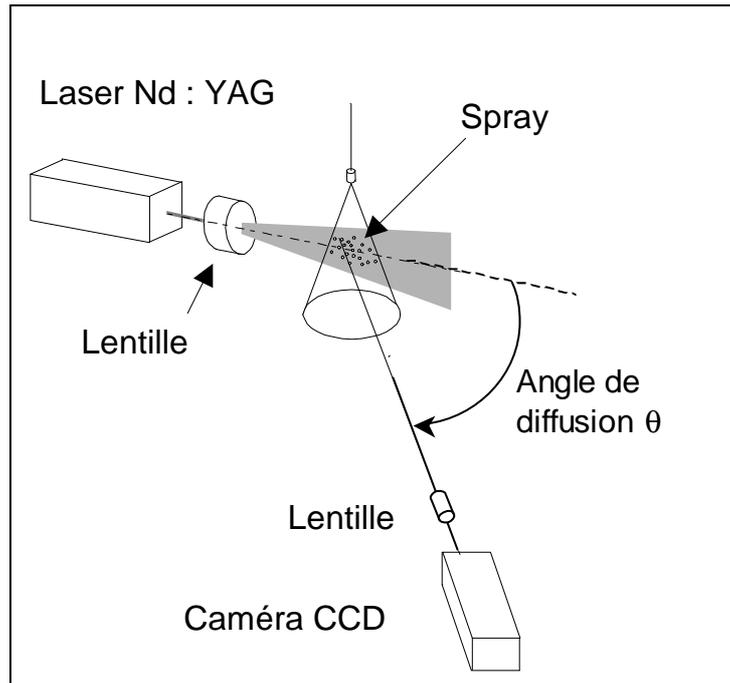


Figure 3-12. Schéma du dispositif expérimental pour l'imagerie en défaut de mise au point [42]

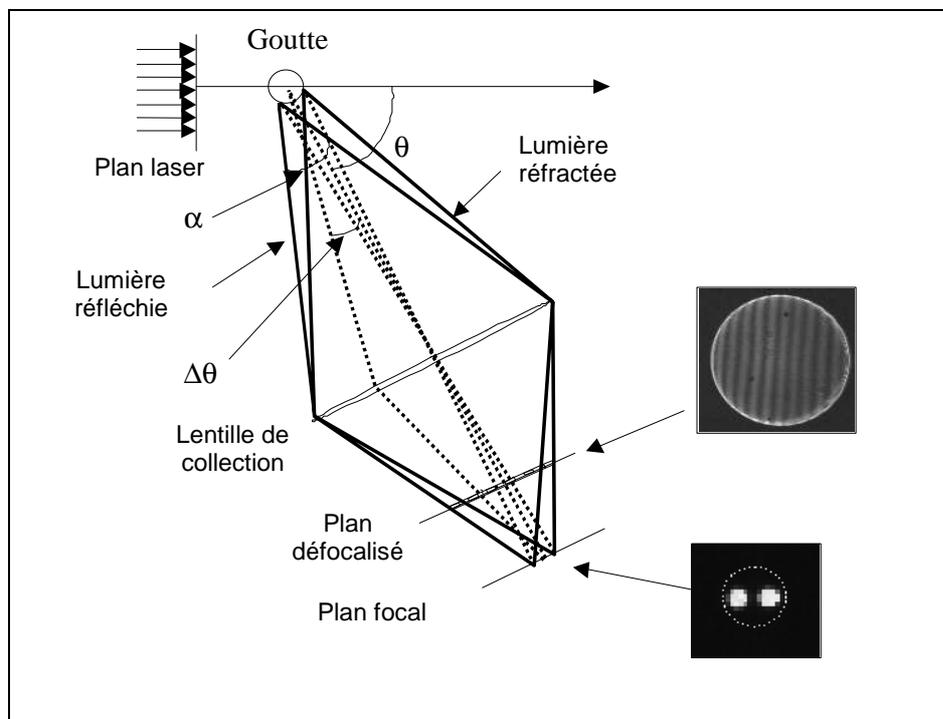


Figure 3-13. Schéma du principe de l'imagerie en défaut de mise au point

Le nombre de franges sur l'image collectée N_f est proportionnel au diamètre de la goutte d . Celui-ci est calculé à l'aide de l'Equation (3-4) en fonction de l'angle de diffusion θ , de l'angle d'ouverture α et de l'indice de réfraction des gouttes m [42].

$$(3-4) \quad d = \frac{2\lambda N_f}{\alpha} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{m \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1}} \right)^{-1}$$

3.2.2.2. Présentation du dispositif optique

La technique ILIDS implantée sur l'expérience TOSQAN utilise les composants d'une chaîne PIV standard, à savoir, un laser Nd : YAG pulsé doublé en fréquence, une caméra CCD 1kx1k (HiSence DANTEC) et un processeur (Flow map 2100 DANTEC). Des bancs spécifiques ont été conçus pour supporter l'émission et la réception et pour assurer la mobilité suivant les degrés de liberté nécessaire aux réglages optiques (angle de diffusion, translation de la caméra pour la mesure du défaut de mise au point) [52]. La Figure 3-14 est un exemple d'image que nous sommes en mesure d'acquérir dans TOSQAN à l'aide de ce dispositif optique.

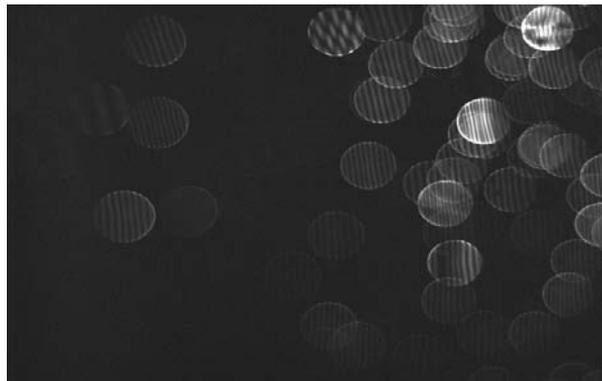


Figure 3-14. Exemple d'image collectée en défaut de mise au point (100 mm x 160 mm)

3.2.2.3. Traitement des images

Un logiciel de traitement des images a été développé au CORIA sous MATLAB [43]. L'analyse des images comporte plusieurs étapes qui sont l'identification individuelle des gouttes, la détection de leur contour et de leur position, la mesure du nombre et de l'orientation des franges par FFT 2D.

Le diamètre et la position de chaque goutte présente sur l'image sont ainsi déterminés à condition que l'image ait un bon contraste et que la densité de gouttes ne soit pas trop importante pour limiter la superposition d'images défocalisées de gouttes,

qui rend l'identification des gouttes délicate par le logiciel. La granulométrie des gouttes d'une ou plusieurs images peut être cumulée et représentée sous forme d'histogrammes ou de champs.

Ainsi, grâce à l'imagerie en défaut de mise au point et à la spectrométrie par diffusion Raman spontanée, nous pouvons mesurer la taille des gouttes au cours de leur chute et l'évolution locale de la composition du gaz dans l'enceinte.

La vitesse des gouttes est mesurée par P.I.V. à l'aide d'une chaîne commerciale DANTEC.

Il nous importe désormais de développer une technique permettant de mesurer la température des gouttes au cours de leur chute. Ce problème sera traité dans les chapitres IV et V.

3.3. Caractérisation des buses à implanter dans TOSQAN

Afin d'implanter dans TOSQAN la buse d'aspersion générant le spray répondant le mieux aux besoins, nous avons développé un dispositif permettant de réaliser des mesures granulométriques par anémométrie phase Doppler hors TOSQAN.

Ainsi, nous allons succinctement rappeler le principe de cette technique puis, nous présenterons les résultats expérimentaux associés à cette technique.

3.3.1. Principe de la mesure

L'anémométrie phase Doppler (P.D.A.) est une technique non-intrusive permettant de mesurer simultanément la taille et la vitesse d'une particule sphérique individuelle traversant le volume de mesure. Cette technique est une extension de la vélocimétrie laser Doppler [6] et [7]. Elle est basée sur l'analyse de la lumière diffusée par une particule. L'analyse de l'interférogramme généré par la particule passe par l'étude de l'interaction entre un rayon lumineux et une particule sphérique en termes de réflexion et de réfraction à l'intérieur de celle-ci (Figure 3-15).

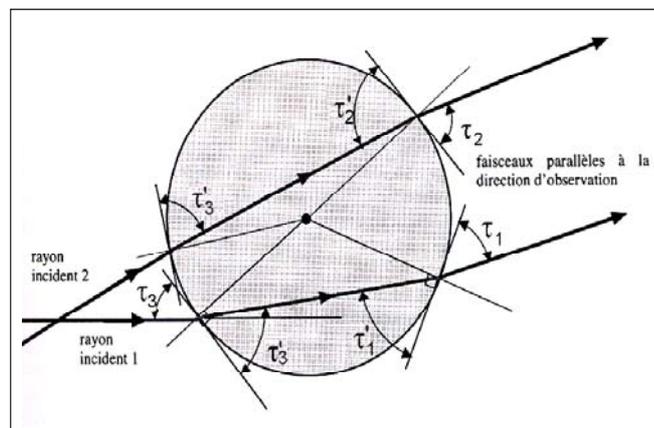


Figure 3-15. Trajets optiques des rayons dans la goutte

Basé sur les calculs de van de Hulst [77], Bachalo [6] proposa une solution originale à ce problème et établit dans la foulée les grands principes de la granulométrie phase Doppler.

Lorsqu'un faisceau laser de longueur d'onde λ intercepte une goutte sphérique d'indice relatif m et de diamètre d , un rayon réfléchi à la surface et un rayon réfracté se propageant à l'intérieur de la goutte sont simultanément produits (leurs intensités respectives sont calculées à l'aide des coefficients de Fresnel).

Afin de poursuivre notre exposé de la technique phase Doppler, il convient de rappeler la loi établie par Descartes dans le discours sur la méthode (3-5) et (3-6) :

$$(3-5) \quad \theta = 2(p\tau' - \tau)$$

$$(3-6) \quad \cos \tau = m \cos \tau'$$

Afin d'évaluer les caractéristiques géométriques des franges d'interférences observées à l'infini lorsque la particule est éclairée cette fois par deux faisceaux laser, il est nécessaire de déterminer la différence de chemin optique des rayons émergents. Ainsi, le décalage de phase Φ_p du faisceau émergent d'ordre p peut être calculé par de simples considérations géométriques (Equation (3-7)).

$$(3-7) \quad \Phi_p = \frac{2\pi d}{\lambda} (\sin \tau - p m \sin \tau')$$

Cette équation montre donc que l'analyse de l'interférogramme permet de fournir directement une information sur le diamètre de la particule.

L'interférogramme est naturellement obtenu à l'infini lorsqu'un montage P.D.A. classique à deux faisceaux est utilisé (Figure 3-16). Quand la particule traverse le volume de mesure, elle est éclairée par deux rayons laser sous deux incidences différentes.

Ayant préalablement placé les photomultiplicateurs suivant une direction d'observation fixée, seuls les rayons parallèles à cette direction et qui proviennent de la goutte sont perçus. Ainsi, en développant l'Equation (3-7), il est aisé de calculer la différence de phase Φ_{12} qui existe entre deux rayons qui émergent de la goutte (Equation (3-8)) et qui interfèrent à l'infini.

$$(3-8) \quad \Phi_{12} = \frac{2\pi d}{\lambda} \{ (\sin \tau_1 - \sin \tau_2) - p m (\sin \tau_1 - \sin \tau_2) \}$$

Où les indices utilisés se réfèrent aux faisceaux 1 et 2 (Figure 3-15).

Puisque tous les angles τ et τ' sont figés à partir du moment où la direction d'observation est choisie, la différence de phase n'est fonction que du diamètre de la particule dans le volume de mesure.

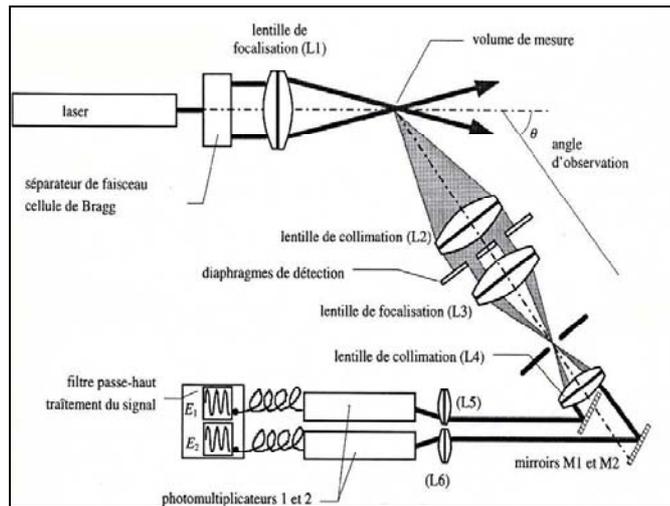


Figure 3-16. Schéma du montage phase Doppler

Un anémomètre phase Doppler a donc initialement été mis au point par Bachalo et Houser [6]. Partis d'un montage de LDV classique, ils modifièrent l'organe de réception en plaçant une paire de détecteurs photosensibles situés à des angles connus par rapport au faisceau laser et surtout séparés par une distance fixe mesurée avec précision (Figure 3-16).

L'anémomètre phase Doppler mesure très précisément le temps qui sépare le changement de signe de sortie filtrée E_1 et E_2 des deux signaux (Figure 3-17).

$$(3-9) \quad \Phi_{12} = \frac{\tau_{12}}{\tau_D} 2\pi$$

où τ_d représente la période moyenne des signaux Doppler.

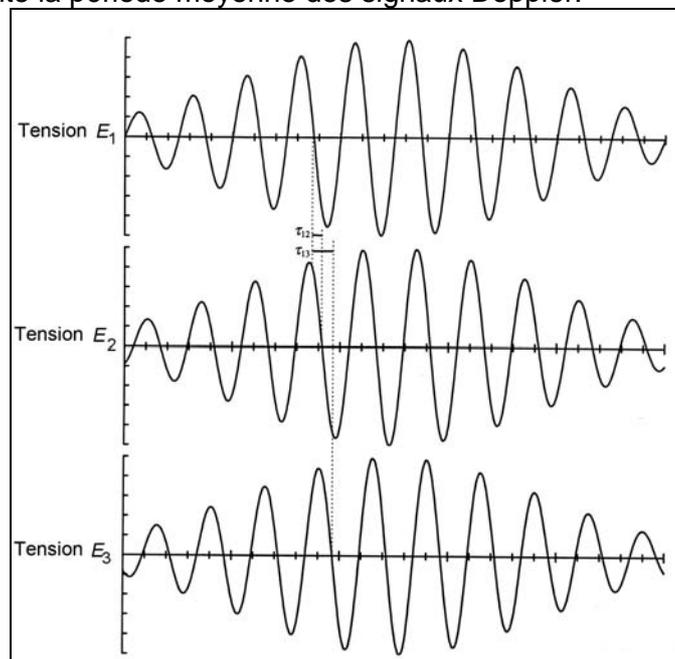


Figure 3-17. Signaux Doppler collectés par les différents photodétecteurs

Comme une phase est toujours définie à 2π près, on place un troisième détecteur, et on résout aussi l'ambiguïté sur la phase (Figure 3-18).

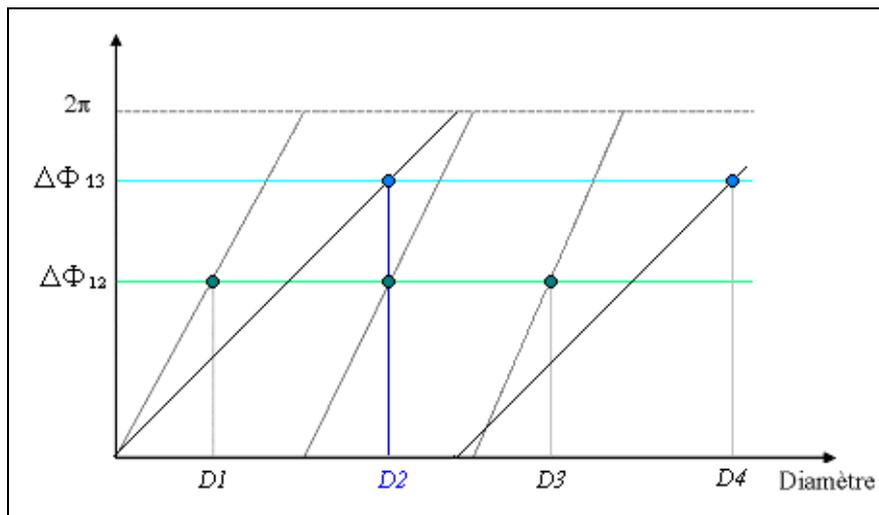


Figure 3-18. Différence de phase en fonction du diamètre des gouttes

Cette technique permet donc à partir de la mesure de deux différences de phases de remonter au diamètre absolu des gouttes.

3.3.2. Présentation du dispositif expérimental

Afin de caractériser les pulvérisations produites par les buses que nous implanterons dans TOSQAN, nous avons instrumenté à l'aide d'un anémomètre phase Doppler le dispositif expérimental RAP (RAMpe d'asPersion), présenté sur la Figure 3-19).

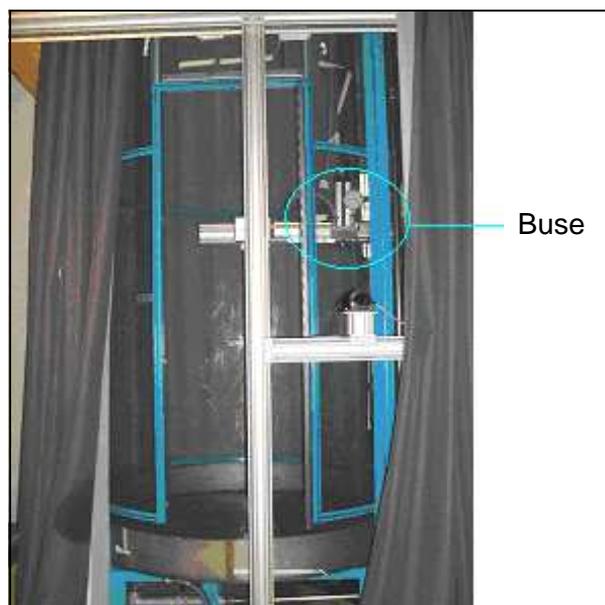


Figure 3-19. Caisson RAP

Cette enceinte est composée d'un cylindre vertical en plexiglas transparent de 1,85 m de diamètre et de 4,6 m de hauteur. Un bac est implanté dans sa partie basse afin de permettre l'évacuation ou la recirculation de l'eau.

Le dispositif optique global illustré sur la Figure 3-20 est un système commercial DANTEC permettant de mesurer la taille des gouttes et deux composantes de la vitesse. Deux faisceaux laser issus de deux sources laser (un laser Hélium–Néon d'une longueur d'onde de 632,5 nm et un laser Nd : YAG de longueur d'onde 532 nm) sont chacun partagés en deux faisceaux par une cellule de Bragg. Cette cellule de Bragg permet d'ajouter un décalage de fréquence de 40 MHz à chacun des faisceaux ainsi séparés. Il est important de rappeler qu'en anémométrie phase Doppler, la polarisation est définie par rapport au plan formé par les faisceaux de même longueur d'onde et non par rapport au plan de diffusion comme précédemment.

Ce dispositif permet ainsi d'obtenir deux faisceaux de 1,5 mm de diamètre polarisés parallèlement et d'une longueur d'onde de 632,8 nm dont l'un est décalé de 40 MHz et deux faisceaux de même diamètre toujours polarisés parallèlement et d'une longueur d'onde de 532 nm dont l'un possède un décalage en fréquence de 40 MHz.

Ces quatre faisceaux sont focalisés à l'aide d'une lentille de 310 mm de focale (Figure 3-20) placée dans la sonde de collection. La lumière diffusée par les particules dans le volume de mesure est collectée à un angle hors axe θ de 72° à l'aide d'une sonde DANTEC commerciale (58N80-58N81). L'angle de 72° correspond à l'angle de Brewster pour de l'eau et un faisceau polarisé parallèlement. Ainsi, à cet angle, l'intensité diffusée par le mode $p=0$ correspondant aux rayons subissant une réflexion externe est atténué.

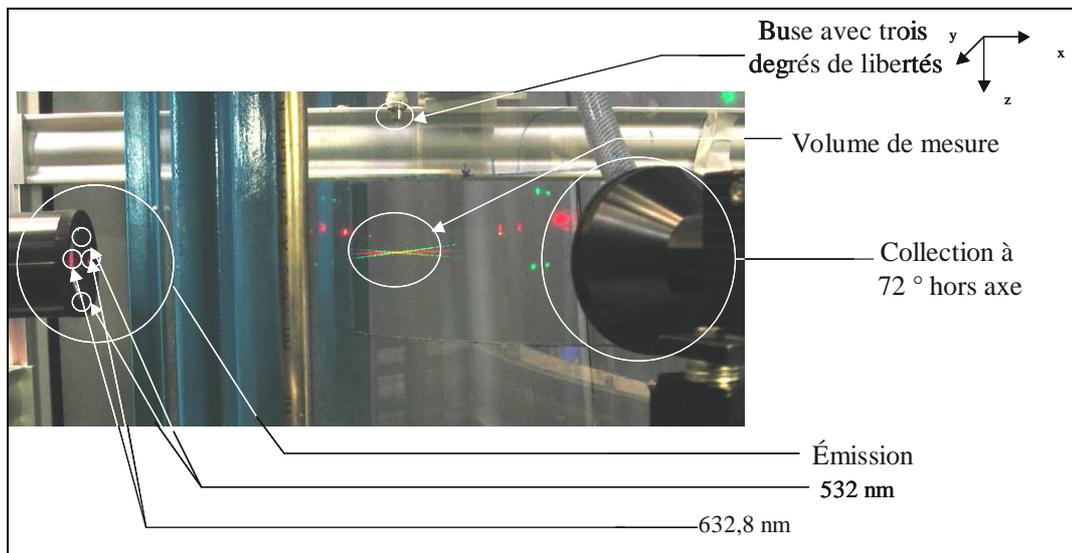


Figure 3-20. Photo du dispositif phase Doppler

3.3.3. Résultats expérimentaux obtenus par Anémométrie Phase Doppler

A l'aide de ce montage, nous avons caractérisé les sprays générés par différentes buses.

Premièrement, nous présentons la caractérisation du spray généré par la buse TG_03 de la société « Spraying System », alimentée avec un débit de 3 g.s^{-1} . Cette buse est utilisée dans la suite pour qualifier notre dispositif expérimental sur table optique dédié à la réfractométrie arc-en-ciel global (Chapitre V).

Comme nous pouvons l'observer sur la Figure 3-21, la granulométrie du spray mesurée sur l'axe à 7 cm de l'injection peut être interpolée par une distribution $f(d)$ log-normale de diamètre median $\delta = 85 \mu\text{m}$ et d'écart-type géométrique $\sigma_g=1,35$. Le spray ainsi généré est peu dispersé.

$$(3-10) \quad f(d) = \frac{1}{\sigma d \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(d/\delta)}{\sigma}\right)^2\right)$$

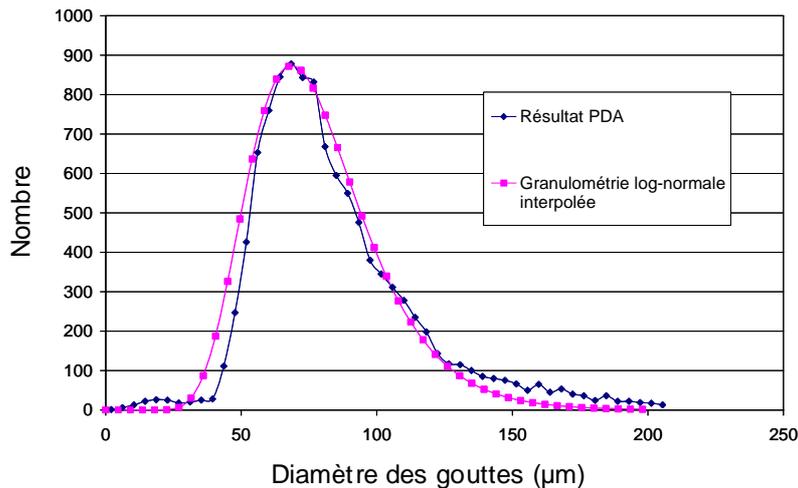


Figure 3-21. Granulométrie du spray en son centre à 7 cm de l'injection

L'Equation (3-11) nous permet de calculer des diamètres caractéristiques. Le d_{10} est le diamètre arithmétique moyen, le d_{32} aussi appelé diamètre de Sauter, est très largement utilisé pour traiter des problèmes de transferts de masse et de chaleur entre des gouttes et leur environnement car il traduit le rapport moyen entre le volume et la surface des gouttes.

$$(3-11) \quad d_{ij} = \frac{\int_{d=0}^{\infty} f(d) d^i dd}{\int_{d=0}^{\infty} f(d) d^j dd}$$

Les Figure 3-22 et Figure 3-23 présentent respectivement les profils radiaux et verticaux de tailles de gouttes :

Les mesures présentées dans la suite ont un faible taux de rejet (entre 5 et 10 %).

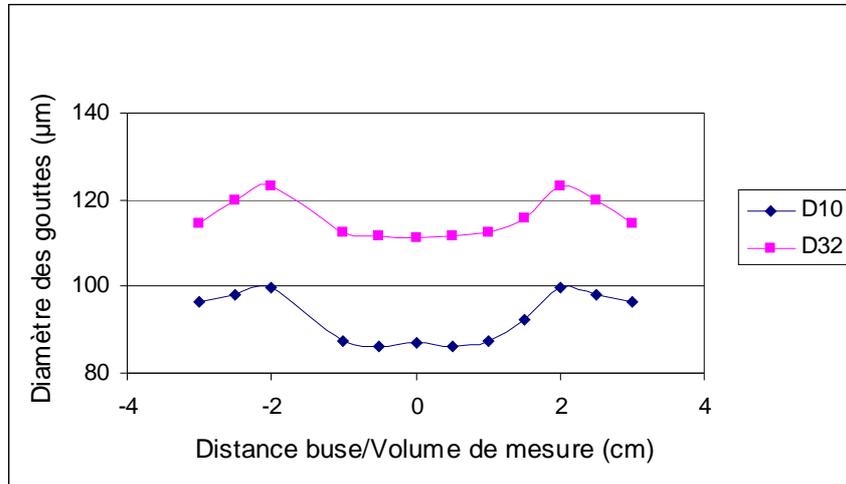


Figure 3-22. Profil granulométrique radial du spray à 7 cm de l'injection

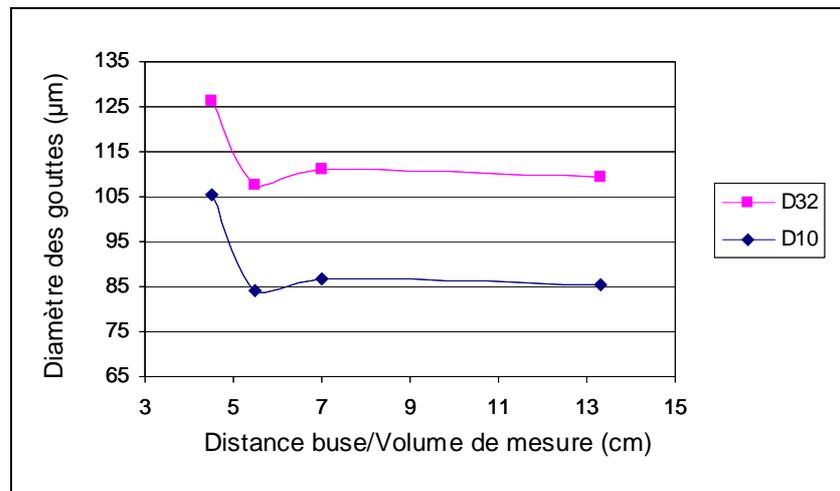


Figure 3-23. Profil vertical de la granulométrie au centre du spray

D'après l'analyse du profil radial présenté sur la Figure 3-22, nous pouvons remarquer que la granulométrie des gouttes est radialement assez homogène.

On remarque sur la Figure 3-23 qu'entre les premières mesures effectuées à 4,5 cm de l'injection et celles réalisées à 5,5 cm, le diamètre arithmétique moyen des gouttes a fortement diminué. En effet, celui-ci passe de 105 µm à 85 µm en seulement 1 cm.

Cette zone est le siège de l'atomisation secondaire. En effet, sous l'effet des forces aérodynamiques, les gouttes peuvent si elles sont trop grosses se fragmenter en plusieurs gouttelettes plus petites. Puis, à l'issue de cette zone le diamètre arithmétique moyen des gouttes se stabilise à $85\ \mu\text{m}$.

Les Figure 3-24 et Figure 3-25 illustrent les profils radiaux de vitesse moyenne verticale U_{moy} et radiale V_{moy} .

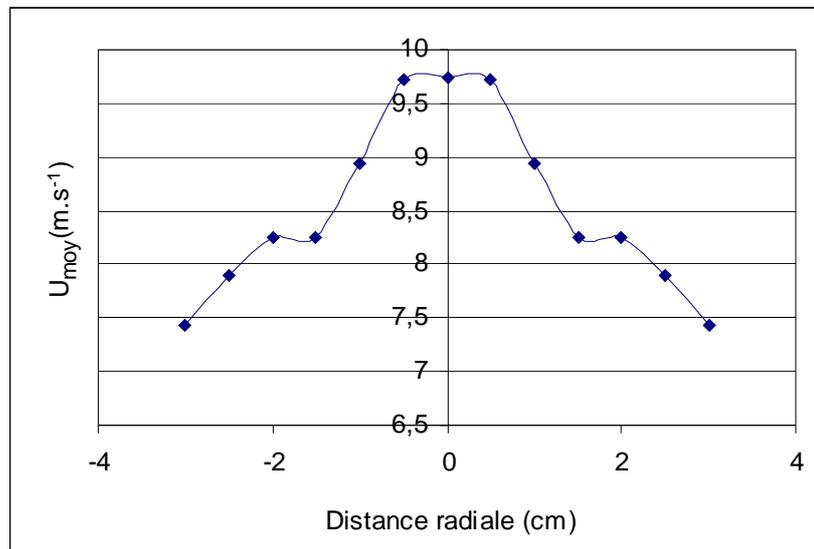


Figure 3-24. Profil radial de vitesses verticales des gouttes à 7 cm de l'injection

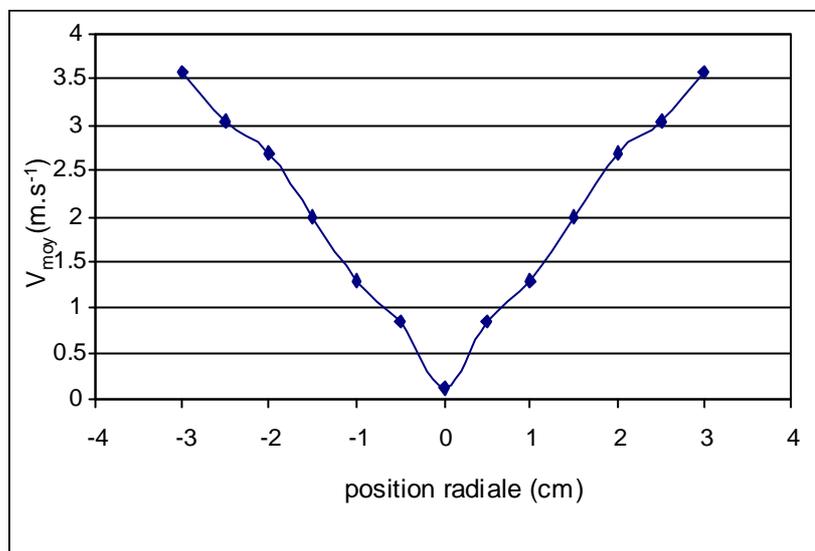


Figure 3-25. Profil radial de vitesses radiales des gouttes à 7 cm de l'injection

Sur la Figure 3-25, la vitesse radiale est nulle au centre du spray car pour des raisons de symétries, il y a statistiquement autant de gouttes qui vont de la droite vers la gauche que de gouttes qui vont de la gauche vers la droite. De plus, seules les gouttes ayant une composante radiale de vitesse nulle restent dans l'axe de la buse.

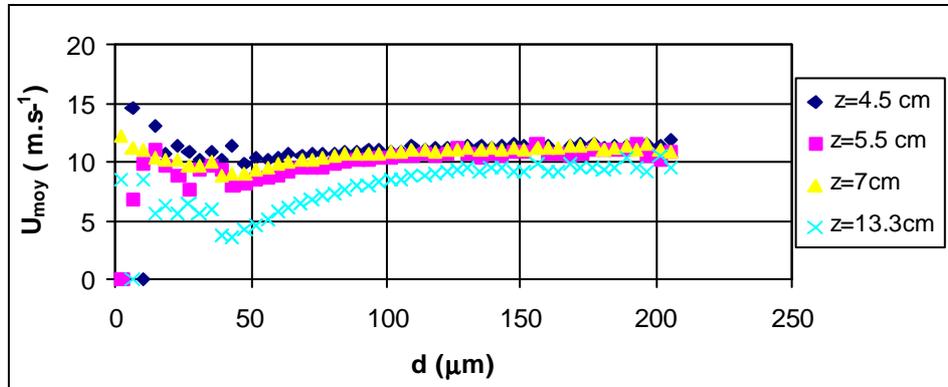


Figure 3-26. Corrélation taille-vitesse radiale des gouttes au cours de leur chute

Sur la Figure 3-26 on observe que plus les gouttes sont petites, plus elles ralentissent rapidement ; ceci provient du fait que l'inertie d'une goutte est proportionnelle à sa taille. Cependant, on mesure des vitesses terminales qui sont supérieures à la vitesse de chute libre pour une goutte isolée de même taille. Ceci est induit par l'entraînement du gaz par les gouttes, ainsi la vitesse du gaz étant non nulle la vitesse terminale des gouttes est supérieure à la vitesse de chute libre pour une goutte isolée. Il est possible d'estimer la vitesse du gaz en effectuant la différence entre la vitesse des gouttes et leur vitesse de chute libre.

3.4. Caractérisation du spray par visualisation

Afin de connaître certaines caractéristiques du spray comme l'angle du cône qu'il génère, nous nous sommes intéressés à caractériser le spray à l'aide de visualisations par plan laser. La buse ainsi caractérisée est la buse TG_03 de la société « Spraying System », alimentée avec un débit de 3 g.s^{-1} (Figure 3-27).

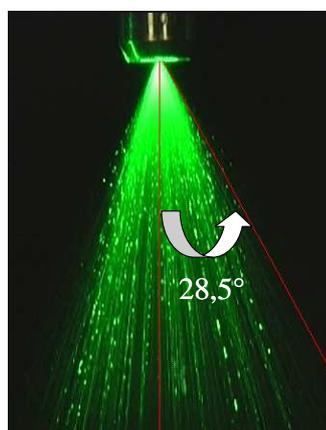


Figure 3-27. Visualisation de l'angle du spray

L'analyse de ces visualisations montre que le demi-angle du spray est de l'ordre de 28,5°.

Nous avons ensuite zoomé sur la zone de proche injection pour connaître la distance de l'orifice à partir de laquelle les gouttes sont totalement formées (Figure 3-28)

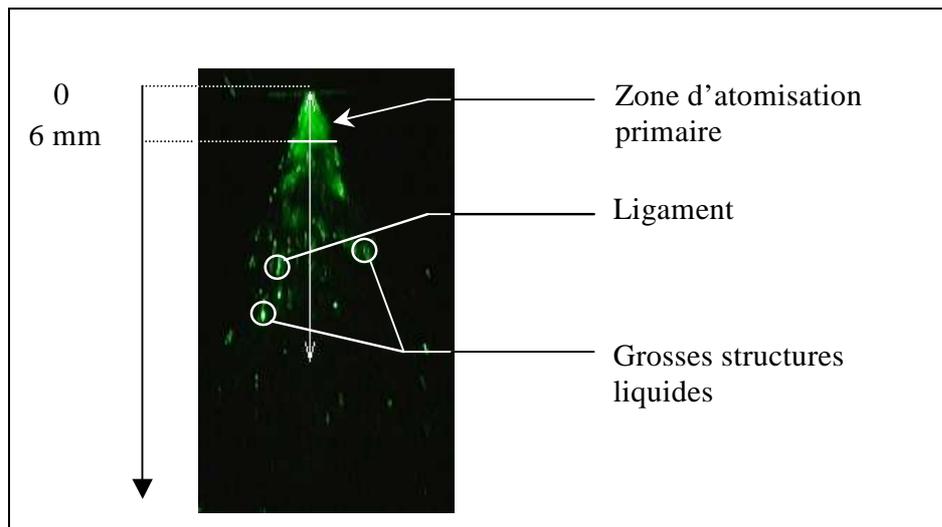


Figure 3-28. Mécanisme de l'atomisation

L'observation de la Figure 3-28 nous permet de décomposer le spray en trois zones. Sur les six premiers millimètres après l'injection, on observe la formation d'un feuillet liquide qui se déstabilise sous l'effet des forces aérodynamiques. Ces quelques premiers millimètres sont le siège de l'atomisation primaire.

A l'issue de ces six premiers millimètres, ce feuillet liquide se disloque sous l'effet des forces aérodynamiques et forme donc des « paquets liquides » qui se refragmentent sous l'effet des forces aérodynamiques.

Ainsi, différentes buses ont été caractérisées afin d'optimiser le choix de celle à implanter dans TOSQAN. La buse ainsi sélectionnée pour nos essais est la TG_3,5. Celle-ci est de la même géométrie que la buse TG_03 présentée précédemment mis à part le fait que le diamètre de l'orifice d'injection est supérieur. Ainsi, cette buse permet de délivrer un spray de granulométrie similaire à celui généré par la buse TG_03 mais pour un débit d'injection de 30 g.s^{-1} (granulométrie radicalement homogène et peu dispersée). La granulométrie du spray dans l'axe de l'orifice à 5 cm de l'injection et pour un débit d'injection de 30 g.s^{-1} est présentée sur la Figure 3-29.

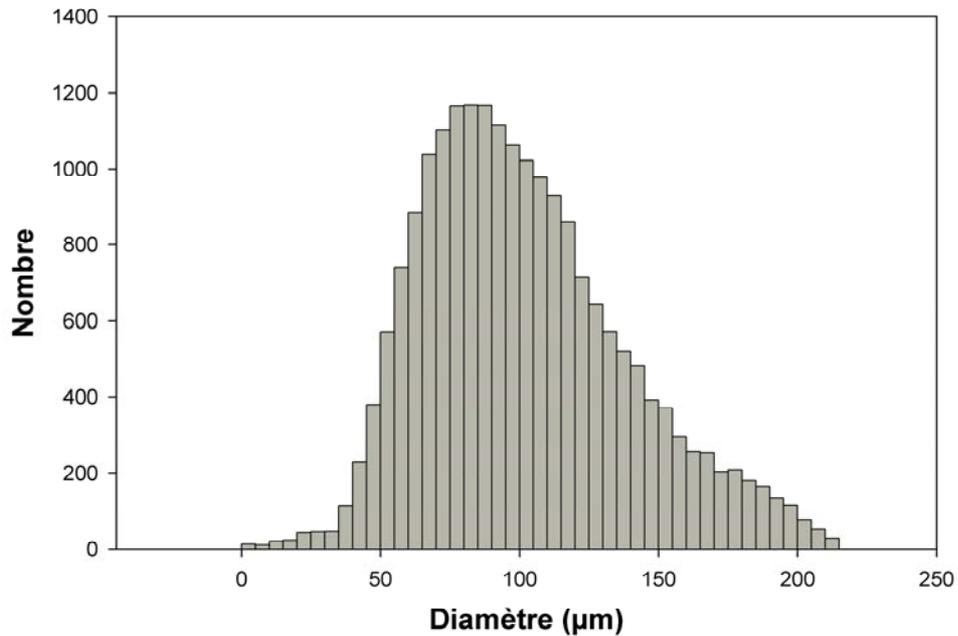


Figure 3-29. Granulométrie de la buse TG_3,5 à 5 cm de l'injection

La granulométrie de cette buse peut être interpolée par une distribution log-normale de diamètre médian $\delta = 100 \mu\text{m}$ et d'écart-type géométrique $\sigma_g = 1,5$.

L'expérience TOSQAN n'étant dotée d'aucune technique permettant de mesurer la température des gouttes au cours de leur chute, nous nous intéressons à différentes techniques semblant pouvoir être implantée sur TOSQAN.

3.5. Des techniques de mesure de la température de gouttes

Comme nous l'avons établi précédemment, la température des gouttes est une grandeur nécessaire à mesurer pour caractériser les échanges de masse et de chaleur entre les gouttes et le gaz.

Différentes techniques optiques comme l'Anémométrie Phase Doppler (P.D.A.) ou l'analyse des Résonances Morphologiquement Dépendantes (M.D.R.) permettent de réaliser cette mesure.

Nous nous focalisons dans cette partie sur les techniques pouvant être implantées sur l'expérience TOSQAN. Ainsi, nous présenterons le principe des techniques de fluorescence induite par laser et de thermographie infrarouge ainsi que leurs avantages et inconvénients respectifs.

3.5.1. Fluorescence induite par laser

L'élaboration et le développement de la technique de Fluorescence Induite par Laser (L.I.F.) pour mesurer la température de gouttes ont été principalement menés au Laboratoire d'Energétique et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA UMR-CNRS 7563)) par Lemoine [40] et Lavieille [32].

Dans un premier temps, il s'agit de rappeler le mécanisme physique de la fluorescence. Lorsqu'une molécule est excitée par un rayonnement laser, juste après l'absorption, la molécule possède toujours la position géométrique de l'état stable, qui n'est pas en adéquation avec son état énergétique excité.

Pour retrouver son équilibre énergétique, la transition vers l'état excité est suivie d'une relaxation accompagnée d'une perte d'énergie par collision intermoléculaire (Figure 3-30). Après cette perte d'énergie, la molécule reste dans un état excité mais énergétiquement plus faible. Le saut d'énergie induit par l'émission spontanée lors du retour à l'état fondamental sera donc plus faible que l'énergie excitatrice du laser. Ceci explique le décalage du spectre d'émission vers les grandes longueurs d'ondes.

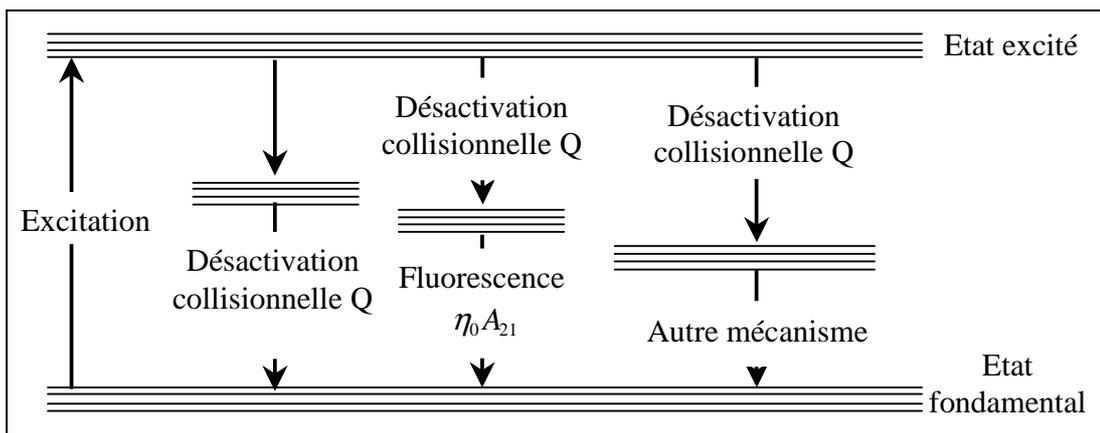


Figure 3-30. Schéma de principe de la fluorescence [32]

Considérons maintenant un milieuensemencé uniformément par un traceur fluorescent à une concentration F suffisamment faible pour que la relation reliant l'intensité du rayonnement absorbé I_{abs} à la concentration soit linéaire.

On peut alors écrire l'Equation (3-12) :

$$(3-12) \quad I_{abs} = I \varepsilon_1 F$$

où I est l'intensité locale du rayonnement excitateur, ε_1 le coefficient d'extinction moléculaire associé à la longueur d'onde du rayonnement laser et F la concentration en traceur fluorescent.

Dans un milieu liquide, la proximité des niveaux collisionnels et vibrationnels contribue à l'élargissement et à la superposition des raies d'absorption. La raie laser est ainsi susceptible d'interagir avec un très grand nombre de raies d'absorption.

La fluorescence émise sera donc la somme des contributions apportées par les différentes raies et l'intensité de fluorescence I_f sera proportionnelle à l'intensité du rayonnement absorbé.

Nous pouvons ainsi écrire l'Equation (3-13) :

$$(3-13) \quad I_f = K_{opt} V_c \eta_f I \varepsilon_1 F$$

K_{opt} est une constante liée au montage optique englobant le facteur de forme entre le volume fluorescent et l'optique de collection ainsi que les différents rendements des appareils constituant la chaîne optique ;

V_c est le volume fluorescent collecté ;

et η_f le rendement quantique de fluorescence.

Le rendement quantique de fluorescence, représentant le rapport entre le nombre de transitions par émission fluorescente sur le nombre de transitions autres menant à l'état fondamental effectué par unité de temps, s'exprime alors à l'aide de l'Equation (3-14) :

$$(3-14) \quad \eta_f = \frac{\eta_0 A_{21}}{A_{21} + Q}$$

Le rendement naturel de fluorescence, qui dépend de l'espèce fluorescente utilisée se situe aux alentours de 95 %. Le taux d'émission spontané A_{21} caractérise le nombre de transitions potentiellement radiatives par unité de temps.

Le taux de collisions Q , définissant le nombre de transitions collisionnelles par unité de temps, est lui fortement dépendant de l'agitation moléculaire du milieu considéré et donc de sa température.

Or, il a été montré que pour des pressions supérieures à 1.10^3 Pa ou pour des milieux liquides, les phénomènes de désactivation par collisions sont prépondérants devant les phénomènes radiatifs ($Q \gg A_{21}$).

Le rendement quantique de fluorescence présente donc une importante dépendance à la température du milieu. Lorsque la température augmente, l'agitation moléculaire s'accroît et avec elle, la probabilité de désactivation collisionnelle, et ce au détriment de l'émission fluorescente.

La compétition entre la désactivation collisionnelle et l'émission spontanée est à l'origine de la décroissance du signal de fluorescence avec l'accroissement de la température. L'exploitation de cette propriété permet de remonter à la température du milieu.

Le taux de désactivation collisionnel Q est aussi proportionnel à la concentration en espèce désactivante $[M]$.

Lorsque la concentration moléculaire de l'espèce fluorescente est suffisamment faible, seules les autres molécules constituant le milieu sont responsables de la désactivation collisionnelle. Le taux de désactivation collisionnelle varie donc linéairement avec la concentration moléculaire $[M]$ (Equation (3-15)) :

$$(3-15) \quad Q = k_q [M]$$

Dans cette équation, la constante k_q est une constante de désactivation collisionnelle qui dépend fortement de la température. Cette constante peut être modélisée par une loi d'Arrhenius (Equation (3-16)) :

$$(3-16) \quad k_q = k_{q0} \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right)$$

Dans cette équation, k_{q0} désigne une constante et E_a l'énergie d'activation mise en jeu dans les collisions entre molécules de l'espèce fluorescente. Ces valeurs ne dépendent que de l'espèce fluorescente. Ainsi, en combinant les équations précédentes, il est possible d'exprimer l'intensité de fluorescence en fonction de la température du milieu considéré (Equation (3-17)) :

$$(3-17) \quad I_f = K_{opt} V_c F \varepsilon_1 I \frac{\eta_0 A_{21}}{k_{q0} [M]} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)$$

Les études menées par Lavielle [32] et Lemoine [40] ont montré la performance de la fluorescence induite par laser à deux longueurs d'onde pour mesurer la température de gouttes sur une ligne. En revanche, dans le cas de sprays polydispersés le faisceau laser ainsi que le signal de fluorescence réémis peuvent être réabsorbés. Il est donc important de tenir compte de l'absorption du milieu sur le chemin optique considéré. L'utilisation d'une troisième couleur pourrait permettre de résoudre cette ambiguïté sur la réabsorption du milieu [32].

En revanche, au moment où cette étude bibliographique a été réalisée aucun résultat n'avait encore été publié sur l'application de la L.I.F. à la mesure de la température de gouttes dans un spray.

En outre, l'addition d'un agent fluorescent aurait sans doute causé des problèmes d'encrassement des hublots [32].

3.5.2. La Thermographie Infrarouge

La Méthode Infrarouge a été développée à l'ONERA suite aux travaux successifs de Nana [46], Naudin [47] et Ravel [58] pour mesurer la température d'une goutte d'éthanol à partir de l'intensité du rayonnement infrarouge.

La mesure de la température d'un corps noir à partir de son rayonnement infrarouge nécessite la connaissance de son émissivité. En effet, la luminance d'un corps noir à la température T s'exprime selon la loi :

$$(3-18) \quad L(\lambda, \theta, T) = \varepsilon(\lambda, \theta, T) \times L_{CN}(\lambda, \theta, T)$$

où L est la luminance du corps considéré,

ε l'émissivité de la surface,

L_{CN} la luminance du corps noir,

λ la longueur d'onde d'émission,

T la température du corps étudié,

et θ la direction d'observation par rapport à la normale à la surface.

L'absorption et l'émission étant des phénomènes symétriques, le calcul de l'émissivité peut être obtenu par la mesure de l'absorption d'une onde plane par une particule sphérique à l'aide de la théorie de Mie.

Les différents travaux de la littérature utilisent donc les émissivités calculées à l'aide de la théorie de Mie et tiennent compte des hypothèses suivantes :

1. l'émissivité d'une goutte d'éthanol ne dépend pas de sa température entre 20 et 30°C : $\varepsilon(\lambda, \theta, T) = \varepsilon(\lambda, \theta)$;
2. sur la bande spectrale allant de 8 à 12 μm , la goutte est considérée parfaitement opaque sur tout son diamètre ;
3. le dispositif optique voit la goutte avec un angle maximal (par rapport à la normale à sa surface) inférieur à 30°. Ainsi, l'émissivité peut être considérée comme isotrope : $\varepsilon(\lambda, \theta) = \varepsilon(\lambda)$;

Le principe de la mesure est illustré sur la Figure 3-31. Un détecteur infrarouge focalisé sur le jet de gouttes mesure l'intensité du rayonnement dans la bande spectrale allant de 8 à 12 μm .

Un corps noir étendu de température variable est placé en arrière plan du jet. Le détecteur infrarouge capte donc successivement les rayonnements émis par la goutte et par le corps noir étendu à la fréquence de passage de la goutte.

L'amplitude du signal collecté par le détecteur représente la différence entre le flux provenant de la goutte et celui émis par le corps noir. La température de corps noir T_{CN} est ajustée afin d'obtenir l'égalité des flux émis par la goutte et le corps noir.

La température de corps noir réalisant cette égalité T_{CNO} , est appelée température équivalente de goutte. Cette température équivalente est alors corrigée par un bilan radiatif prenant en compte l'émissivité de la goutte calculée à l'aide de la théorie de Mie.

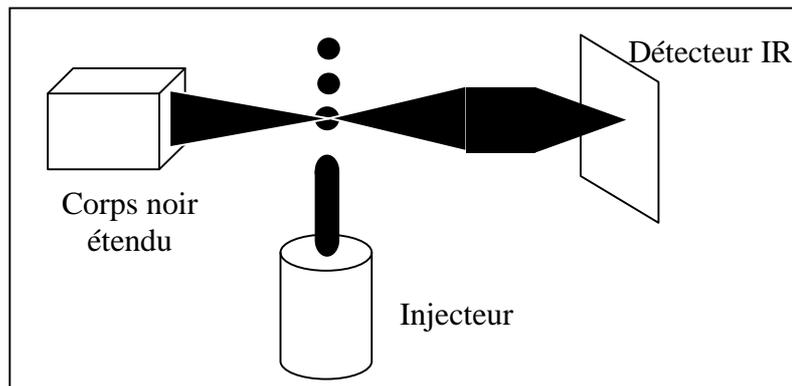


Figure 3-31. Principe de la mesure Infrarouge

Cette technique permet de mesurer la température d'interface de la goutte, or comme nous l'avons vu précédemment (chapitre I et II), les modèles de transferts massique et thermique sont très sensibles à celle-ci. Ainsi, cette mesure est très utile pour la compréhension et la modélisation des mécanismes régissant ces transferts.

En revanche, cette technique nécessite un bilan radiatif très précis autour de la goutte. L'obtention de ce bilan est très délicate dans le cas d'un spray. Ainsi, le dispositif optique utilisé pour développer cette technique rend difficile son application à des sprays polydispersés.

Conclusion

La caractérisation des sprays générés par les diverses buses nous a tout d'abord permis de déterminer l'injecteur répondant le mieux à nos besoins expérimentaux en termes de débit, de granulométrie (diamètre moyen et dispersion) et d'angle de spray.

Ainsi, lors de nos essais d'aspersion dans TOSQAN, les premiers centimètres après l'injection seront le siège de deux mécanismes qui vont entrer en compétition. Premièrement, l'atomisation secondaire qui va tendre à faire rétrécir les gouttes. Deuxièmement, la condensation de la vapeur sur les gouttes qui va tendre à les faire grossir.

Par exemple, pour le spray généré par la buse TG_03, nous mettons en évidence à l'aide de la Figure 3-23 une diminution de 20 μm du diamètre moyen des gouttes sur les 5,5 premiers centimètres après l'injection, du fait de l'atomisation secondaire du spray. Or, cette diminution est supérieure au grossissement dû à la condensation de la vapeur sur les gouttes, et que nous évaluons à l'aide du code ACACIA à environ 5 μm pour une goutte de 85 μm et pour nos conditions d'essai (chapitre VI).

Ainsi, la simple analyse du grossissement des gouttes lors des nos essais d'aspersion ne sera pas suffisante pour caractériser la condensation de la vapeur sur les gouttes.

Pour caractériser cette condensation, nous cherchons à mesurer le réchauffement des gouttes au cours de leur chute. Ainsi, une étude bibliographique à été réalisée mettant en évidence les contraintes liées à la fluorescence induite par laser et de la méthode infrarouge dans le cadre de leur application à l'expérience TOSQAN.

Ainsi, nous nous intéressons désormais à la réfractométrie arc-en-ciel global. Les chapitres IV et V présentent cette technique et les méthodes adoptées pour surmonter les contraintes liées à son implantation sur l'expérience TOSQAN, en situation de condensation.

CHAPITRE IV :

« L'ARC-EN-CIEL GLOBAL : THEORIE ET MODELES »

4.1. L'arc-en-ciel vu par l'optique géométrique.....	65
4.2. L'arc-en-ciel en théorie d'Airy.....	68
4.2.1. La théorie d'Airy	68
4.2.2. Domaine de validité de la théorie d'Airy	71
4.3. L'arc-en-ciel standard.....	72
4.3.1. Principe général de la réfractométrie arc-en-ciel standard	72
4.3.2. Méthode d'inversion	73
4.4. L'arc-en-ciel global	76
4.5. Simulations.....	77
4.5.1. Programme réalisé	77
4.5.2. Sensibilité de l'arc-en-ciel global à la longueur d'onde incidente.....	78
4.5.3. Effet de la température des gouttes	81
4.5.4. Effet de la granulométrie	82
4.5.5. Méthode d'inversion	83
4.5.6. Effet d'une relation taille température.....	84
Conclusion.....	88

4. CHAPITRE IV : « L'ARC-EN-CIEL GLOBAL : THEORIE ET MODELES »

4.1. L'arc-en-ciel vu par l'optique géométrique

Pour bien appréhender le phénomène d'arc-en-ciel, il est intéressant de décrire les mécanismes de diffusion de la lumière par une particule du point de vue de l'optique géométrique.

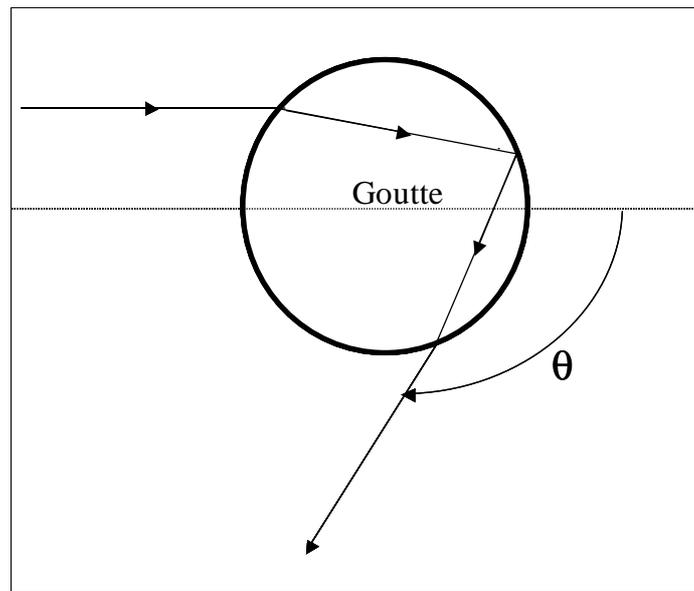


Figure 4-1. Définition de l'angle de diffusion

Soit une particule sphérique, de diamètre d et d'indice de réfraction relatif homogène m (Figure 4-1).

Soient τ et τ' respectivement l'angle entre le rayon incident et la tangente à la particule et l'angle entre le rayon réfracté et la tangente à la particule (Figure 4-2). Il est possible, à l'aide de considérations géométriques, d'exprimer l'angle de diffusion θ (Figure 4-1) en fonction des angles τ et τ' (Equations (4-1) et (4-2)) [18].

Pour $p = 0$:

$$(4-1) \quad \theta = \pi - 2\tau$$

Pour $p \geq 1$:

$$(4-2) \quad \theta = 2p\tau' - 2\tau$$

Dans ces équations, p est l'ordre de diffusion, il définit le nombre de passage du rayon à l'intérieur de la particule ($p=0$ correspond ainsi à une réflexion externe, $p=1$ à deux réfractions simple, $p=2$ à une réflexion interne et deux réfractions ...).

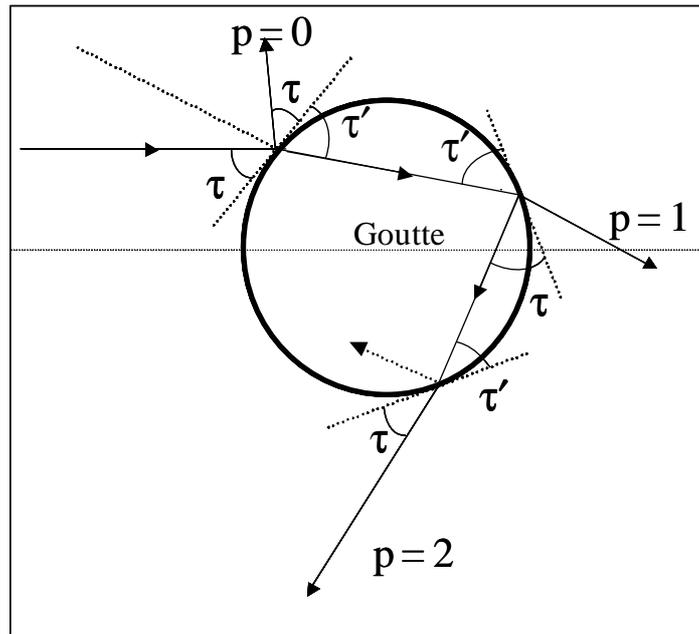


Figure 4-2. Tracé de rayons dans une goutte

Par définition, l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg}^{p-1} d'ordre p-1 correspond à l'angle limite d'existence du mode de diffusion p (Figure 4-3). Il est donc possible de calculer l'angle d'arc-en-ciel géométrique grâce à l'Equation (4-1). Pour cela on dérive cette équation et on cherche les valeurs de θ pour lesquelles la dérivée s'annule (Equation (4-3)).

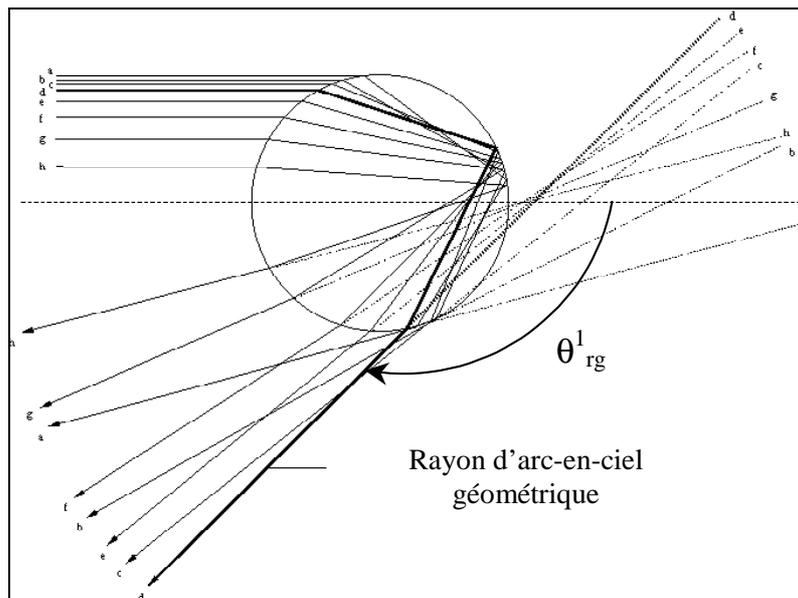


Figure 4-3. Tracé de rayons dans une goutte autour de l'angle d'arc-en-ciel géométrique du premier ordre

$$(4-3) \quad \frac{d\theta}{d\tau} = (2p \frac{d\tau}{d\tau} - 2) = 0$$

On utilise la relation de Snell - Descartes :

$$(4-4) \quad \cos \tau = m \cos \tau'$$

Ainsi :

$$(4-5) \quad \frac{d\tau'}{d\tau} = \frac{\sin \tau}{m \sin \tau'} = \frac{\tan \tau}{\tan \tau'}$$

On injecte l'Equation (4-5) dans l'Equation (4-3) :

$$(4-6) \quad \tan \tau' = p \tan \tau$$

L'Equation (4-4) peut encore s'écrire :

$$(4-7) \quad \frac{1}{\sqrt{1+\tan^2 \tau'}} = \frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{1+\tan^2 \tau}}$$

On injecte l'Equation (4-6) dans l'Equation (4-7) :

$$(4-8) \quad \tan^2 \tau = \frac{m^2 - 1}{p^2 - m^2}$$

Et

$$(4-9) \quad \tan^2 \tau' = p^2 \frac{m^2 - 1}{p^2 - m^2}$$

Puis, on réinjecte l'Equation (4-8) et l'Equation (4-9) dans l'Equation (4-2) :

$$(4-10) \quad \theta_g^{p-1} = 2p \arctan \sqrt{\frac{p^2(m^2-1)}{p^2-m^2}} - 2 \arctan \sqrt{\frac{m^2-1}{p^2-m^2}}$$

Ainsi, nous sommes en mesure, grâce à un modèle basé sur l'optique géométrique, de calculer l'angle limite d'existence d'un mode de diffusion (angle d'arc-en-ciel géométrique). Il est important à ce stade de remarquer que θ_g^{p-1} ne dépend que de l'indice de réfraction et pas de la dimension de la particule.

C'est cette relation qui nous permettra de calculer l'indice de réfraction m , et donc ensuite la température à partir de la mesure expérimentale de l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg}^1 (avec $p=2$). Dans la suite, θ_{rg}^1 sera noté θ_{rg} .

4.2. L'arc-en-ciel en théorie d'Airy

Comme nous l'avons vu précédemment, un modèle basé sur l'optique géométrique nous permet de prédire l'angle d'arc-en-ciel géométrique. Nous nous intéressons maintenant à calculer la figure d'arc-en-ciel. L'approche la plus simple est celle d'Airy [3] qui consiste à inclure le phénomène de diffraction dans le modèle de l'optique géométrique en utilisant le principe de Huygens.

4.2.1. La théorie d'Airy

Le principe de Huygens date de 1678 et suppose que chaque point d'un front d'onde est la source d'une onde sphérique à l'instant t . L'enveloppe de cette onde interfère constructivement et forme un nouveau front d'onde en $t + \Delta t$ (Figure 4-4). La formulation mathématique de ce principe revient à Fresnel en 1818. L'Equation (4-11) exprime l'amplitude du champ électrique E_p en fonction des vecteurs \vec{r}_p et \vec{r}_f qui sont respectivement les vecteurs position correspondant à la direction d'observation et au front d'onde.

$$(4-11) \quad E_p = \frac{i \exp(-i\omega t)}{\lambda \|\vec{r}_{front} - \vec{r}_p\|} \iint_{front} \exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda} \|\vec{r}_{front} - \vec{r}_p\|\right) da$$

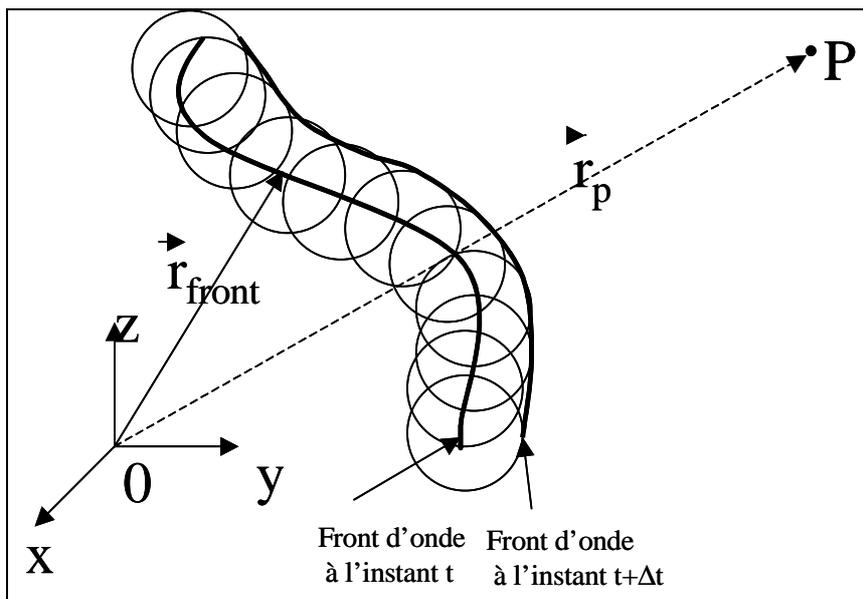


Figure 4-4. Diffraction et propagation du front d'onde

Afin d'appliquer ce principe à l'arc-en-ciel du premier ordre, il nous faut trouver l'expression mathématique pour le front d'onde, après une réflexion interne dans la goutte. Cependant, il est plus commode d'appliquer le principe de Huygens au front d'onde virtuel (Figure 4-5). Ce front d'onde virtuel est cubique dans le repère local (\vec{u}, \vec{v}) où l'axe \vec{v} est tangent au point d'inflexion et passe par le centre de la goutte.

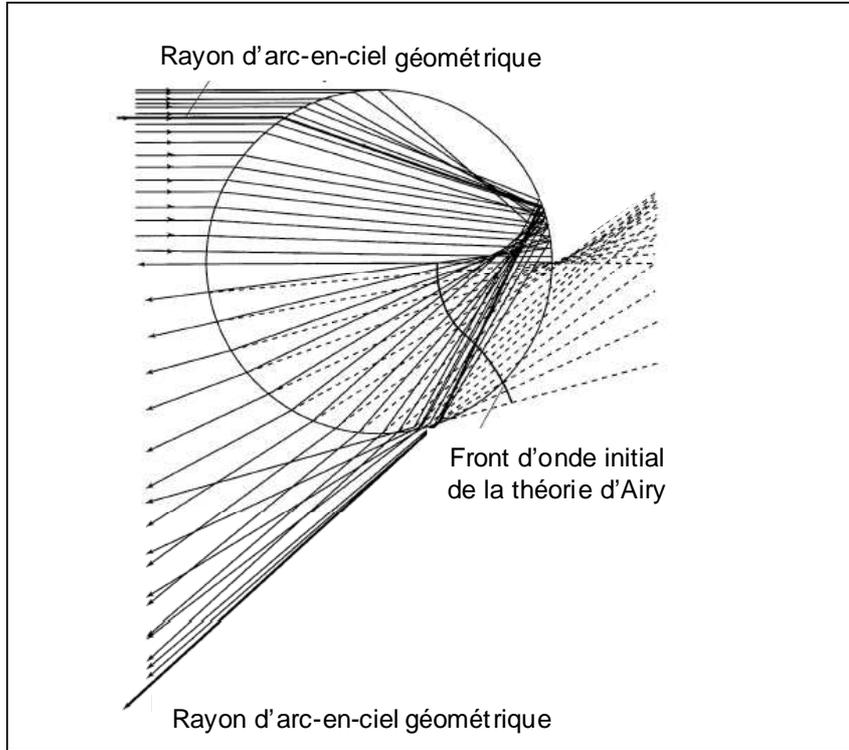


Figure 4-5. Front d'onde formé par les rayons ayant subis une réflexion interne

En appliquant le principe de Huygens à ce front d'onde virtuel, nous pouvons calculer l'intégrale d'arc-en-ciel $\Omega_{rainbow}$:

$$(4-12) \quad \Omega_{rainbow}(z) = \int_0^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} (z\alpha - \alpha^3) d\alpha$$

Où z est un paramètre sans dimension fonction de l'angle de diffusion θ :

$$(4-13) \quad z = (\theta_{rg} - \theta) \left(\frac{16D^2}{h\lambda^2} \right)^{1/3}$$

Avec :

$$(4-14) \quad h = \frac{3}{4 \sin^2 \tau_{rg} \tan \tau_{rg}}$$

Cette théorie prédit donc quantitativement la distribution de l'énergie autour de la position d'arc-en-ciel géométrique.

Pour résoudre cette intégrale (Equation (4-12)) nous utilisons l'Equation suivante donnée par Abramowitz [1] :

$$(4-15) \quad \int_0^{\infty} \cos(at^3+xt)dt=(3a)^{-1/3} \pi Ai[(3a^{-1/3})x]$$

La fonction d'Airy (notée Ai) apparaît dans cette équation. Celle-ci est solution de l'Equation différentielle présentée ci dessous (Equation (4-16)):

$$(4-16) \quad y''-xy=0$$

Ainsi, en posant :

$$t = \frac{\pi}{2} \eta$$

nous obtenons l'Equation (4-17) :

$$(4-17) \quad \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} \cos\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^3 a \eta^3 + x \frac{\pi \eta}{2}\right] d\eta = (3a)^{-1/3} \pi Ai[(3a^{-1/3})x]$$

Puis, nous posons :

$$a = -\left(\frac{2}{\pi}\right)^3$$

$$(4-18) \quad \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} \cos\frac{\pi}{2}(-\eta^3+x\eta)d\eta = \left(\frac{-3 \times 4}{\pi^2}\right)^{-1/3} \pi Ai[(3a)^{-1/3}x]$$

L'Equation (4-19) peut encore s'écrire :

$$(4-19) \quad \int_0^{\infty} \cos\frac{\pi}{2}(x\eta-\eta^3)d\eta = 2\left(\frac{-12}{\pi^2}\right)^{-1/3} Ai\left[\left(\frac{-12}{\pi^2}\right)^{-1/3} x\right]$$

Pour calculer numériquement cette fonction d'Airy, nous utilisons un algorithme détaillé dans Numerical Recipies [1].

Grâce à cette méthode, nous pouvons calculer l'arc-en-ciel standard diffusé par une goutte sphérique de 100 μm et d'indice de réfraction $m = 1,33534$, illuminé par un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$.

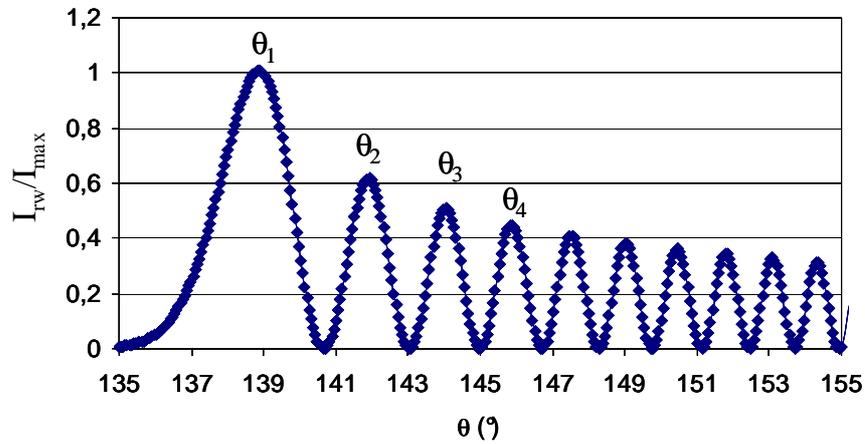


Figure 4-6. Calcul de l'arc-en-ciel standard à l'aide de la théorie d'Airy

Sur cette figure, le premier arc de l'arc-en-ciel est appelé arc primaire, et les arcs suivants surnuméraires.

4.2.2. Domaine de validité de la théorie d'Airy

Le domaine de validité de la théorie d'Airy a tout d'abord été estimé par van de Hulst [77]. Celui-ci a tout d'abord évalué que son utilisation était justifiée dès lors qu'aucun rayon subissant une déviation supérieure à 0,5° de l'angle d'arc-en-ciel géométrique n'est considéré. Puis, lorsque les ordinateurs devinrent suffisamment rapides, Wang et van de Hulst réalisèrent une comparaison entre la théorie d'Airy et la théorie de Lorenz-Mie [82]. Cette étude montra que l'utilisation de la théorie d'Airy pouvait être étendue à des rayons subissant une déviation allant jusqu'à 2° de l'angle d'arc-en-ciel géométrique.

Ainsi, la théorie d'Airy prédit parfaitement l'intensité diffusée autour de l'arc primaire, particulièrement proche du premier point d'inflexion [82].

Or, dans notre application de la réfractométrie arc-en-ciel global notre ouverture angulaire sera faible, du fait la dimension de nos hublots et du diamètre de l'enceinte TOSQAN. Ainsi, nous serons expérimentalement contraints de déduire la température des gouttes à partir de l'analyse du signal diffusé par l'arc primaire, que la théorie d'Airy calcule parfaitement même pour de faibles paramètres de taille.

De plus, comme nous le verrons dans la suite, notre méthode d'inversion ne sera pas basée sur la précision sur la distribution de l'intensité diffusée, mais sur la recherche des premiers points d'inflexions que la théorie d'Airy prédit correctement.

Ainsi, cette théorie est valide dans le cadre de notre application.

4.3. L'arc-en-ciel standard

4.3.1. Principe général de la réfractométrie arc-en-ciel standard

La capacité de la réfractométrie arc-en-ciel à mesurer la température de gouttes d'eau est liée au fait que la relation entre l'indice de réfraction de l'eau et sa température pour une longueur d'onde donnée, est une relation biunivoque. Ainsi, mesurer l'indice de réfraction d'une goutte permet de remonter à sa température. Cette corrélation a été établie par Thormählen [69], elle est présentée sur la Figure 4-7 pour une longueur d'onde incidente $\lambda = 514,5 \text{ nm}$.

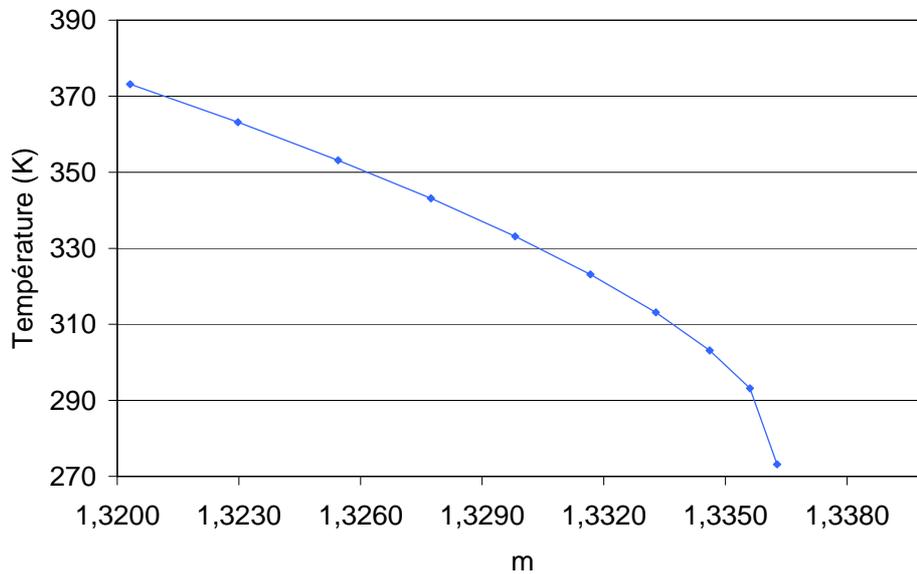


Figure 4-7. Relation indice-température pour de l'eau ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$)

Ainsi, dès lors que nous sommes en mesure de connaître l'indice de réfraction d'une goutte d'eau, il nous est possible de remonter à sa température à l'aide de cette corrélation (Figure 4-7).

Or, comme nous l'avons remarqué précédemment, l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} , dont l'expression est rappelée ci-dessous (Equation (4-20)), ne dépend que de l'indice de réfraction des gouttes. Ainsi, mesurer cet angle d'arc-en-ciel géométrique permet de calculer l'indice de réfraction de la goutte et d'en déduire sa température.

$$(4-20) \quad \theta_{rg} = 4 \arctan \sqrt{\frac{4(m^2-1)}{4-m^2}} - 2 \arctan \sqrt{\frac{m^2-1}{4-m^2}}$$

En couplant la relation indice de réfraction / température à l'équation (4-20), nous déduisons la corrélation directe liant l'angle d'arc-en-ciel géométrique à la température de la goutte.

Cette corrélation est présentée sur la Figure 4-8.

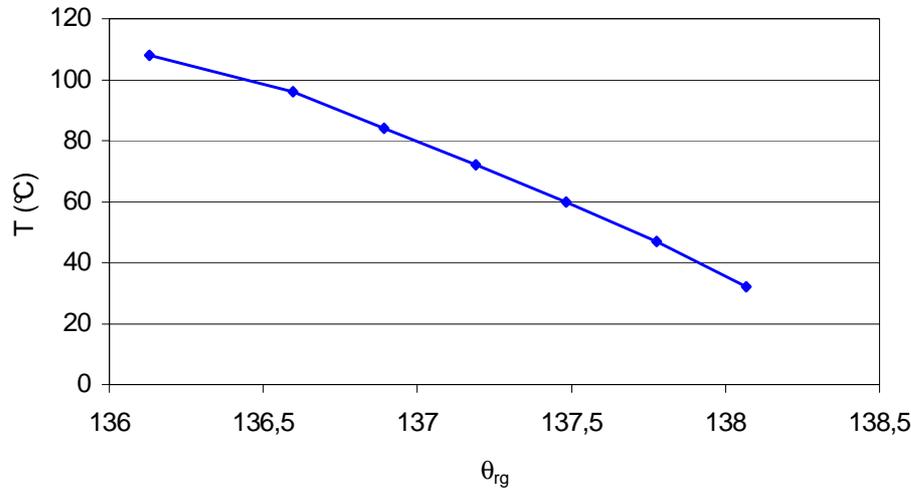


Figure 4-8. Corrélation entre l'angle d'arc-en-ciel géométrique et la température de la goutte

Nous observons sur cette figure que lorsque les gouttes passent de 30 °C à 110 °C l'angle d'arc-en-ciel géométrique ne diminue que de 1,94 °. Ainsi, une erreur de 0,1 ° sur la détermination de cet angle mène à une erreur de 5 °C sur la température de goutte déduite.

Pour une bonne précision sur la mesure de la température des gouttes, une très grande résolution angulaire est donc nécessaire sur la détermination de l'angle d'arc-en-ciel géométrique (pour une précision de 1 °C sur la température des gouttes une précision de 0,02 ° sur l'angle d'arc-en-ciel géométrique est nécessaire). Cette résolution est non seulement liée à la mesure expérimentale, mais aussi très fortement dépendante de la procédure d'inversion. La procédure d'inversion est la méthode permettant de déduire l'angle d'arc-en-ciel géométrique à partir de l'analyse d'un arc-en-ciel standard.

4.3.2. Méthode d'inversion

La méthode présentée ci-dessous est proposée par van Beeck, elle est basée sur une étude de sensibilité de la morphologie de l'arc-en-ciel standard, calculé en théorie d'Airy, en fonction de la taille et de l'indice de réfraction de la goutte (et ainsi de sa température) [73]. Cette étude de sensibilité est réalisée grâce au programme présenté précédemment (partie 4.2.1). Tout d'abord, on simule l'arc-en-ciel diffusé par une goutte d'eau de 1000 μm éclairée par un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ pour différentes températures de gouttes.

On trace sur la Figure 4-9 l'angle de diffusion correspondant aux cinq premiers maximums de l'arc-en-ciel standard en fonction de la température des gouttes.

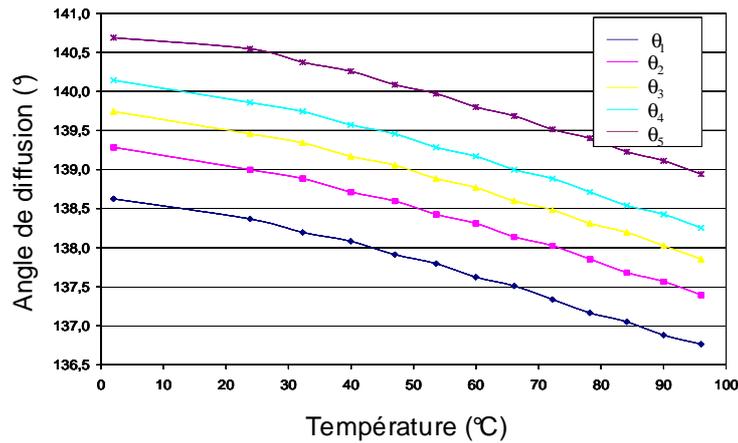


Figure 4-9. Cinq premiers maximums de l'arc-en-ciel standard pour une goutte d'eau de 1000 μm en fonction de sa température

Nous effectuons le même calcul pour une d'eau goutte de 150 μm de diamètre (Figure 4-10).

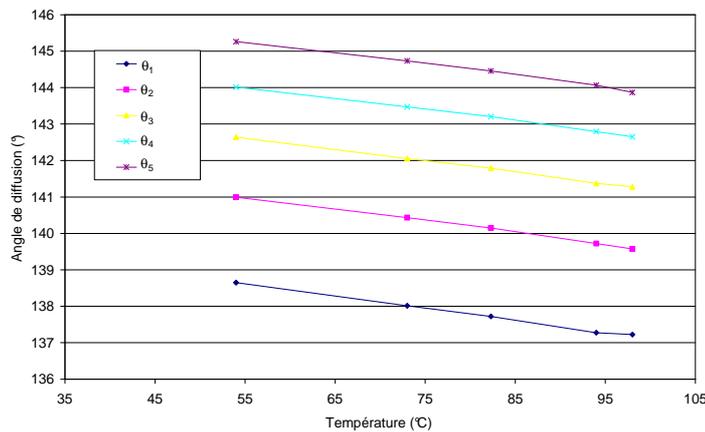


Figure 4-10. Cinq premiers maximums de l'arc-en-ciel standard pour une goutte d'eau de 150 μm en fonction de sa température

On remarque sur les Figure 4-9 et Figure 4-10 que l'écart entre les différents maximums est constant quelle que soit la température des gouttes. Ainsi la mesure de l'écart angulaire entre deux maximums permet de calculer le diamètre de la goutte indépendamment de sa température. Cette remarque a permis à van Beeck ([70] à [73]) d'établir la procédure d'inversion suivante (Equation (4-21)) :

$$(4-21) \quad D_{\text{Airy}} = 1016,2 \lambda (\theta_2 - \theta_1)^{-3/2}$$

On simule dans un second temps l'arc-en-ciel diffusé par des gouttes d'eau de différentes tailles à 20 °C éclairées par un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$. On trace sur la Figure 4-11 la position des cinq premiers maximums de l'arc-en-ciel standard en fonction du diamètre des gouttes.

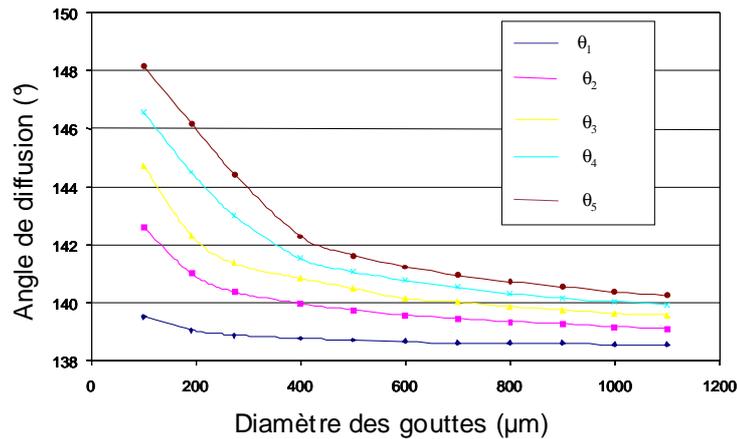


Figure 4-11. Cinq premiers maximums de l'arc-en-ciel standard pour une goutte d'eau à 20 °C en fonction de son diamètre

Ainsi, une fois la taille de la goutte déterminée à l'aide de l'Equation (4-21) on en déduit l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} à l'aide de l'Equation (4-22) :

$$(4-22) \quad \theta_{rg} = \theta_1 - 46,18 \left(\frac{\lambda}{D_{Airy}} \right)^{2/3}$$

Ainsi, une fois l'angle d'arc-en-ciel géométrique connu, nous en déduisons, l'indice de réfraction correspondant puis la température de la goutte.

Ainsi cette technique non intrusive permet de mesurer simultanément la taille et l'indice de réfraction d'une unique goutte sphérique située dans son volume de mesure. Malheureusement cette technique souffre de problèmes majeurs liés aux gouttes non sphériques et à la structure oscillante (Figure 4-12). Cette dernière est due à l'interférence entre les rayons subissant une réflexion interne ($p=2$) et ceux réfléchis à la surface de la goutte ($p=0$) (Figure 4-13).

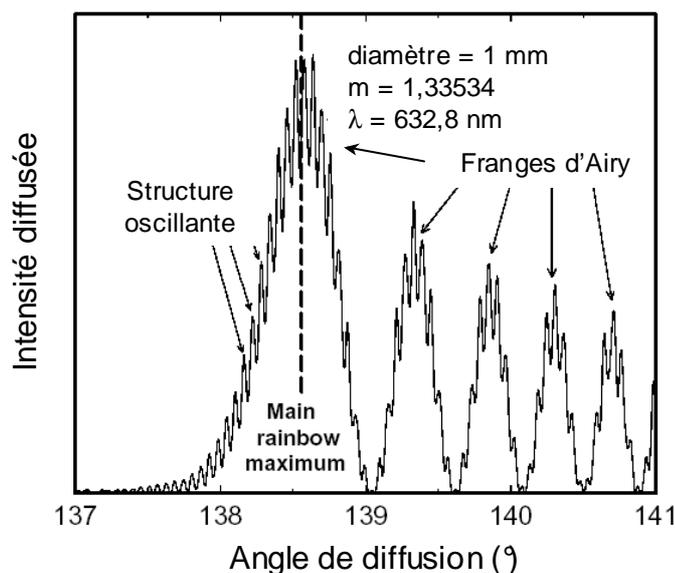


Figure 4-12. Arc-en-ciel standard calculé en théorie de Lorenz-Mie [73]

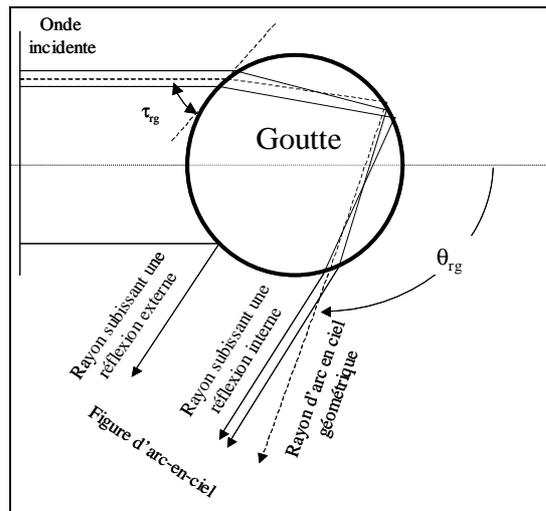


Figure 4-13. Formation de l'arc-en-ciel standard

4.4. L'arc-en-ciel global

La technique arc-en-ciel global a été introduite par van Beeck de façon à s'affranchir des problèmes mentionnés précédemment liés aux gouttes non-sphériques et à la structure oscillante [74].

Cette technique consiste à sommer les arcs-en-ciel standards issus d'un grand nombre de gouttes, et à analyser la figure issue de cette sommation. La structure oscillante étant très dépendante du diamètre de la particule, lorsque les figures d'arcs-en-ciel sont sommées, cette structure oscillante disparaît, du fait de la polydispersion du spray.

Pour ce qui concerne les gouttes éloignées de la sphéricité (avec un facteur d'ellipticité $1,03 \leq \eta = \frac{B}{C} \leq 0,97$, Figure 4-14), les arcs-en-ciel standard diffusés vont être orientés arbitrairement (Figure 4-15). Ainsi, si toutes les gouttes non sphériques sont orientées arbitrairement, la sommation des « arcs-en-ciel standard » issus de ces gouttes non sphériques générera un bruit de fond homogène. La contribution des gouttes plus proches de la sphéricité peut être prise en compte à l'aide de la théorie de Moebius (partie 4.5.1).

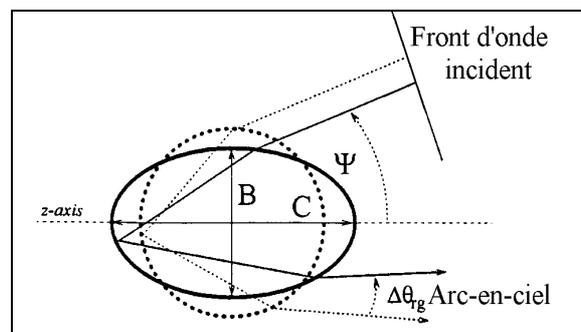


Figure 4-14. Effet des gouttes elliptiques sur l'arc-en-ciel

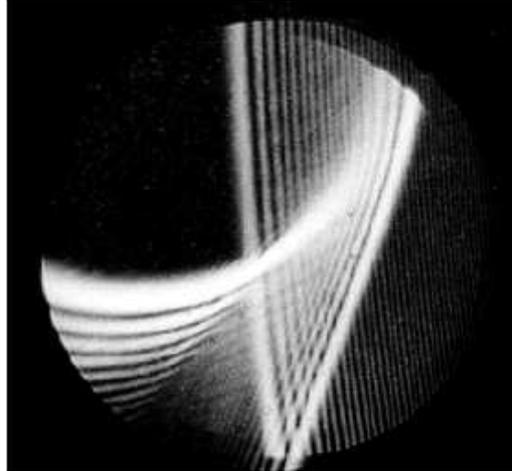


Figure 4-15. «Arc-en-ciel» diffusé par une goutte non-sphérique [72]

4.5. Simulations

4.5.1. Programme réalisé

Nous avons développé un programme nous permettant de simuler l'arc-en-ciel global diffusé par un spray de granulométrie et de température connues éclairé par un faisceau laser de longueur d'onde donnée.

Ce programme calcule l'arc-en-ciel diffusé par chaque goutte présente dans le volume de mesure à l'aide de la théorie d'Airy (Equation (4-12)), puis il effectue la sommation de tous les arcs-en-ciel standards en prenant en compte le fait que l'intensité diffusée par une goutte est proportionnelle à $d^{7/3}$ (Equation (4-23)). Le choix de la théorie d'Airy pour le calcul de l'arc-en-ciel diffusé par chacune des gouttes présentes dans le volume de mesure se justifie par la non-sensibilité de l'arc-en-ciel global à la structure oscillante.

$$(4-23) \quad I_{rw}(\theta) = \sum_i^{i_{\max}} \Omega^2(d_i, \theta) d_i^{7/3}$$

Dans ce programme nous pouvons prendre en compte la contribution des gouttes quasi sphériques ($1,03 \leq \eta = \frac{B}{C} \leq 0,97$) à l'aide du modèle de Moebius [45].

Ce modèle suppose que l'arc-en-ciel diffusé par une goutte non-sphérique est translaté d'une quantité $\Delta\theta_{rg}$ qu'il nous est possible de calculer grâce à l'Equation (4-24) (Figure 4-16).

$$(4-24) \quad \Delta\theta_{rg} = 16 \left(\frac{C-B}{C+B} \right) \frac{\cos\tau_{rg}}{m} \sin^3 \left\{ \arccos \left(\frac{\cos\tau_{rg}}{m} \right) \right\} \cos(\theta_{rg} - 2\psi)$$

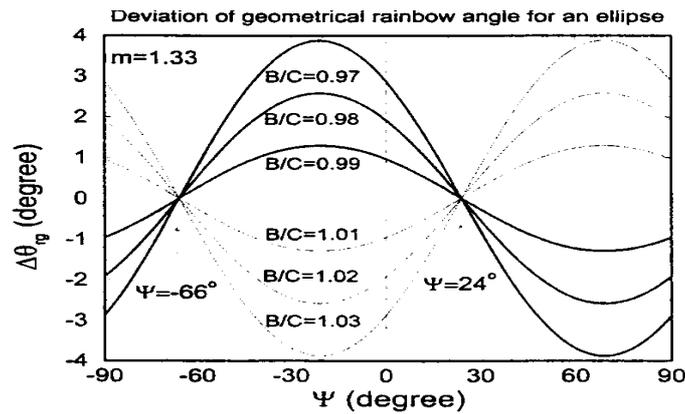


Figure 4-16. Effet des gouttes faiblement non-sphériques sur l'arc-en-ciel géométrique

Grâce à ce programme, nous avons fait une étude de sensibilité de l'arc-en-ciel global à différents effets, tels que la température des gouttes et la granulométrie du spray. En s'appuyant sur cette étude de sensibilité, nous présenterons une méthode d'inversion proposée par van Beeck [75] et permettant de décorrélérer les effets de la granulométrie du spray et de la température des gouttes.

4.5.2. Sensibilité de l'arc-en-ciel global à la longueur d'onde incidente

L'objectif de ce paragraphe est de faire le lien entre notre technique de mesure par arc-en-ciel global et l'arc-en-ciel naturel visible les jours de pluie dans certaines conditions. Sur la Figure 4-17, nous pouvons observer une portion de l'arc-en-ciel naturel sur le site de Saclay. Le dégradé de couleur que nous pouvons admirer trouve son origine dans l'aspect polychromatique du spectre solaire.



Figure 4-17. Arc-en-ciel naturel

A l'aide du programme ainsi réalisé, nous simulons l'arc-en-ciel céleste diffusé par un nuage de gouttes de pluie à 293 K, de distribution granulométrique arbitraire et éclairé par une lumière dont le spectre incident est discrétisé.

Le spectre solaire incident considéré est présenté Figure 4-18 :

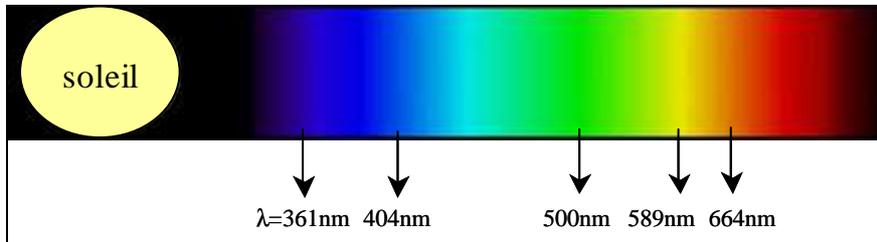


Figure 4-18. Spectre solaire considéré

La granulométrie que nous considérons pour les gouttes de pluie est illustrée sur la Figure 4-19 :

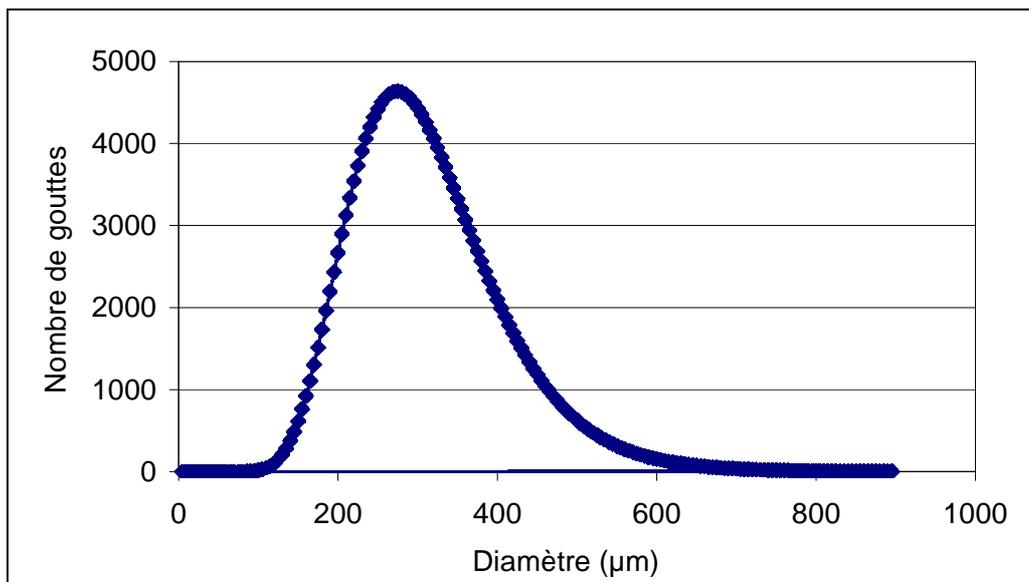


Figure 4-19. Granulométrie arbitraire de la pluie

Le résultat de cette simulation est illustré sur la Figure 4-20.

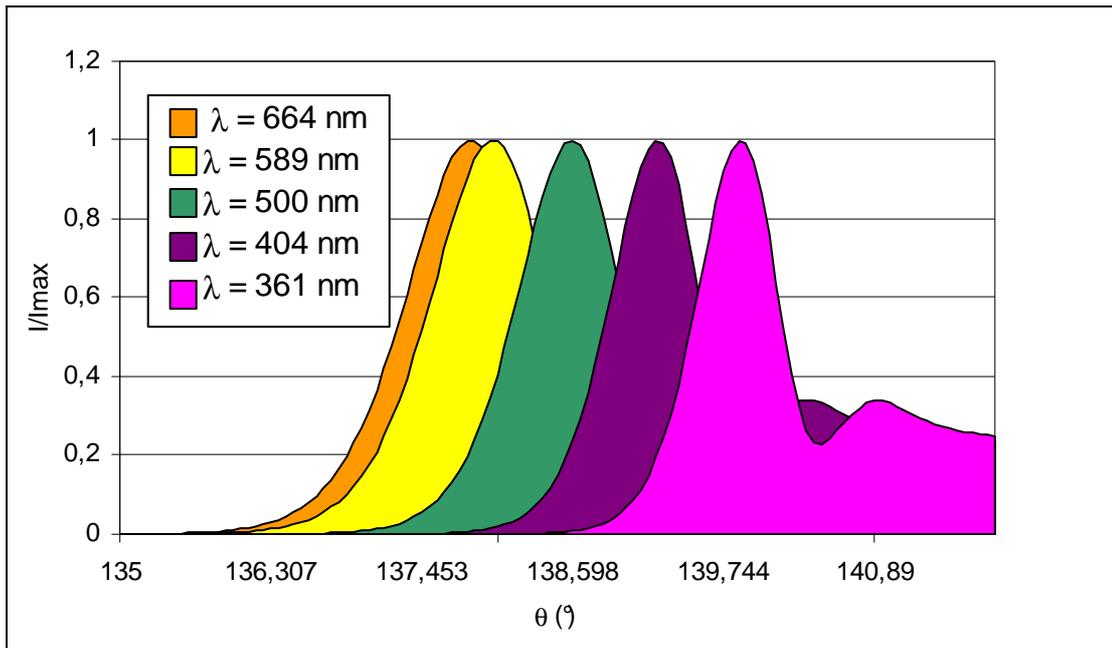


Figure 4-20. Figure d'arc-en-ciel global diffusé par la pluie

On peut observer sur la Figure 4-21 que si le soleil est suffisamment bas sur l'horizon, dans le dos de l'observateur, on retrouve un angle de 138° entre les rayons solaires incidents, les gouttes de pluie et l'observateur.

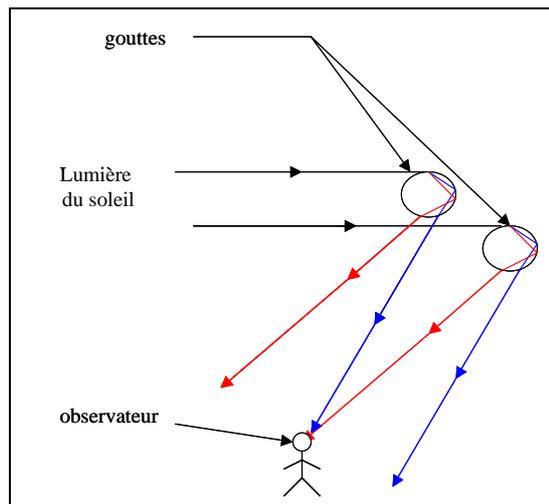


Figure 4-21. Observation d'un arc-en-ciel

Pour comprendre la forme en arc de cercle de l'arc-en-ciel céleste, il suffit d'identifier la courbe correspondant au maximum d'intensité de l'arc-en-ciel global diffusé par les gouttes de pluie à une longueur d'onde donnée.

On trace ainsi sur la Figure 4-22 la courbe faisant un angle de $138,598^\circ$ ($138,598$ correspond au maximum de l'arc-en-ciel global pour la longueur d'onde $\lambda = 500 \text{ nm}$) entre les rayons solaires incidents, les gouttes de pluie et l'observateur. On remarque que cette courbe est un arc de cercle.

En faisant de même pour toutes les longueurs d'onde du visible on observerait une succession d'arcs de cercles à différents angles.

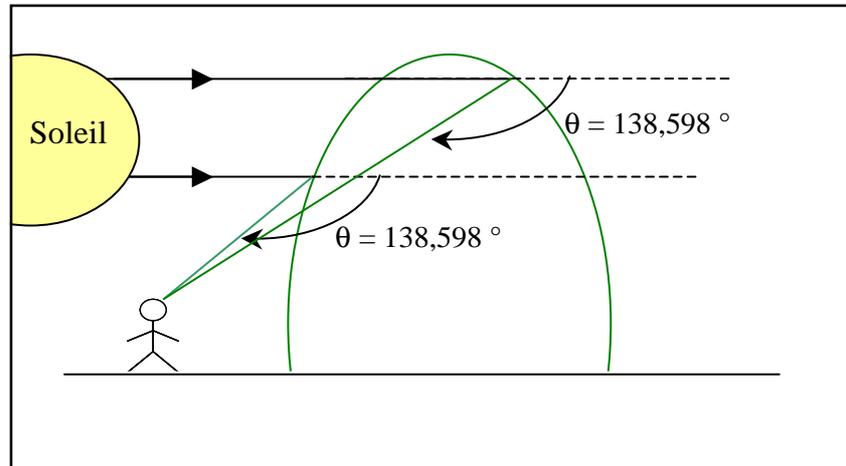


Figure 4-22. Forme de l'arc-en-ciel céleste

On peut aussi souvent voir l'arc-en-ciel secondaire, moins lumineux et avec une succession de couleurs inversée. La théorie d'Airy ne s'applique pas sur cet arc-en-ciel secondaire et ne prévoit pas l'inversion des couleurs.

Pour retrouver cet effet il faudrait résoudre rigoureusement les équations de Maxwell.

En ce qui nous concerne, nous n'utiliserons que les informations issues de l'arc-en-ciel du premier ordre que la théorie d'Airy simule parfaitement.

4.5.3. Effet de la température des gouttes

Dans un premier temps, nous simulons les arcs-en-ciel globaux diffusés par des sprays de granulométries log-normales, éclairé par un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ (correspondant à la raie verte d'un laser argon) pour trois différentes températures de gouttes. En effet, l'indice de réfraction de l'eau, est une fonction de la température et de l'indice de la longueur d'onde incidente [69].

La Figure 4-23 illustre une simulation de l'arc-en-ciel global diffusé par un spray de granulométrie donnée à trois différentes températures de gouttes.

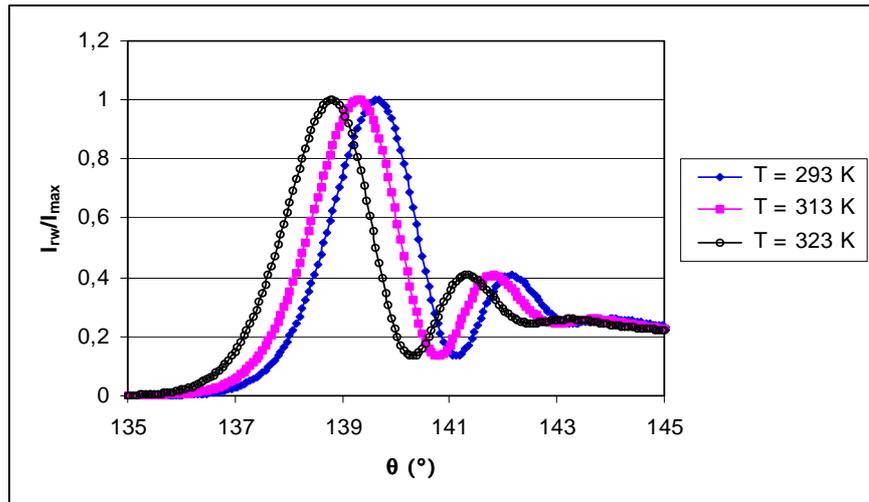


Figure 4-23. Effet de la température du spray sur l'arc-en-ciel global

On remarque sur la Figure 4-23 que l'arc-en-ciel global se translate vers les angles décroissants lorsque la température des gouttes augmente.

On en déduit que l'arc-en-ciel global contient une information sur la température des gouttes.

4.5.4. Effet de la granulométrie

Nous simulons dans un second temps les arcs-en-ciel globaux diffusés par trois sprays de mêmes températures et de différentes granulométries. Cette simulation est illustrée sur la Figure 4-24.

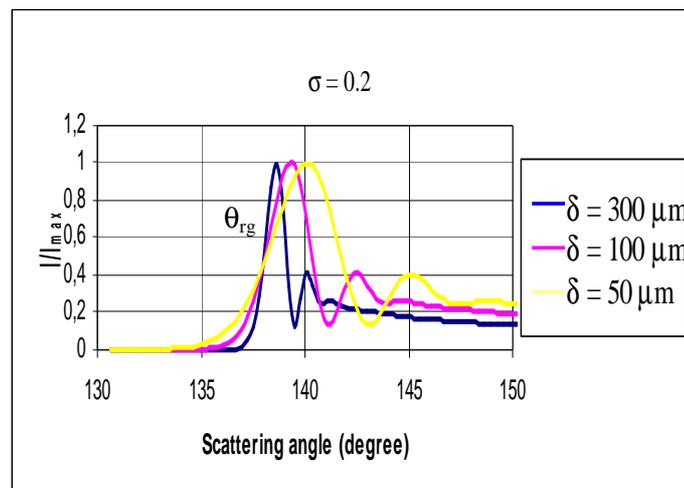


Figure 4-24. Effet de la granulométrie des gouttes sur l'arc-en-ciel global

On remarque sur cette simulation une superposition des trois figures d'arcs-en-ciel. L'angle correspondant à cette superposition des figures d'arcs-en-ciel est l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} car comme nous l'avons vu à l'aide de l'Equation (4-10) cet angle est exclusivement sensible à l'indice de réfraction des gouttes et donc à leur température.

Pour mesurer la température moyenne des gouttes du spray nous rechercherons donc l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} .

4.5.5. Méthode d'inversion

En analysant plus précisément la Figure 4-24 on remarque que les courbes se superposent en un point très proche du premier point d'inflexion de la courbe.

C'est après avoir fait cette observation que van Beeck [75] a proposé un algorithme d'inversion de l'arc-en-ciel global basé sur la détection des deux premiers points d'inflexion de la figure d'arc-en-ciel global (Equation (4-25) et (4-26)).

$$(4-25) \quad D_{Airy} = 531,555 \lambda (\theta_{inf2} - \theta_{inf1})^{-3/2}$$

$$(4-26) \quad \theta_{rg} = \theta_{inf1} - 13,9 \left(\frac{\lambda}{D_{Airy}} \right)^{2/3}$$

$$\mathbf{NB :} \quad \lambda \ll D_{Airy} \quad 13,9 \left(\frac{\lambda}{D_{Airy}} \right)^{2/3} \ll 1 \text{ on retrouve } \theta_{rg} \approx \theta_{inf1}$$

Il s'agit maintenant d'estimer l'erreur maximale effectuée sur la mesure de l'angle d'arc-en-ciel géométrique en utilisant les équations (4-25) et (4-26).

Pour estimer cette erreur, on calcule la figure d'arc-en-ciel global diffusée par des sprays de granulométries log-normales ayant différents écarts-types. Puis, on calcule la position des deux premiers points d'inflexion θ_{inf1} et θ_{inf2} de l'arc-en-ciel global ainsi calculé. Nous en déduisons l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} à l'aide des Equations (4-25) et (4-26).

Enfin, on compare l'angle d'arc-en-ciel géométrique ainsi calculé à l'angle d'arc-en-ciel géométrique théorique calculé en utilisant l'Equation (4-26) (connaissant l'indice de réfraction que nous avons imposé en entrée du programme).

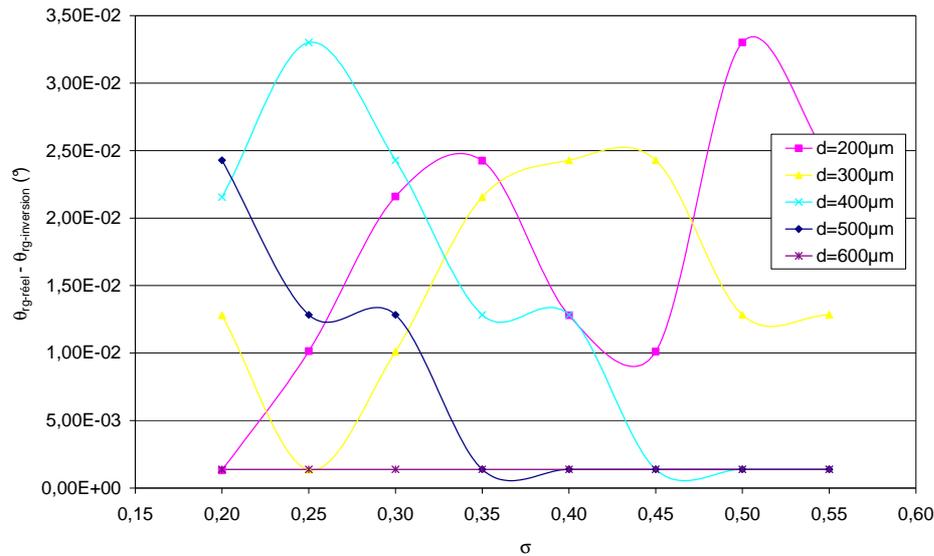


Figure 4-25. Qualification de l'inversion de l'arc-en-ciel global

On remarque (Figure 4-25) que grâce à cette procédure d'inversion l'erreur sur la mesure de l'angle d'arc-en-ciel géométrique n'excède jamais $\pm 0,02^\circ$, soit une erreur d'au maximum $\pm 1^\circ\text{C}$ sur la température moyenne des gouttes.

Ansi, une fois l'angle d'arc-en-ciel géométrique déterminé, on en déduit l'indice de réfraction à l'aide de l'Equation (4-20) établie dans la partie 4.1, puis, la température moyenne des gouttes (Figure 4-7).

4.5.6. Effet d'une relation taille température

Dans notre application de la réfractométrie arc-en-ciel global, il existera une relation entre la taille des gouttes et leur température. En effet, même si les gouttes sont injectées à même température, leur réchauffement étant inversement proportionnel à leur taille et le spray étant polydispersé, notre volume de mesure est composé de gouttes de différentes températures. Il est donc intéressant de se pencher sur le sens de la température mesurée par la technique arc-en-ciel global en employant l'algorithme de van Beeck décrit précédemment (Equation (4-25) et (4-26)).

Pour cela on simule l'arc-en-ciel global diffusé par un spray de distribution log-normale en supposant une relation affine et arbitraire entre la taille d et l'indice de réfraction m des gouttes (Figure 4-26).

Puis, on calcule l'arc-en-ciel global diffusé par le même spray avec des gouttes ayant toutes le même indice de réfraction calculé à l'aide de l'Equation (4-27)

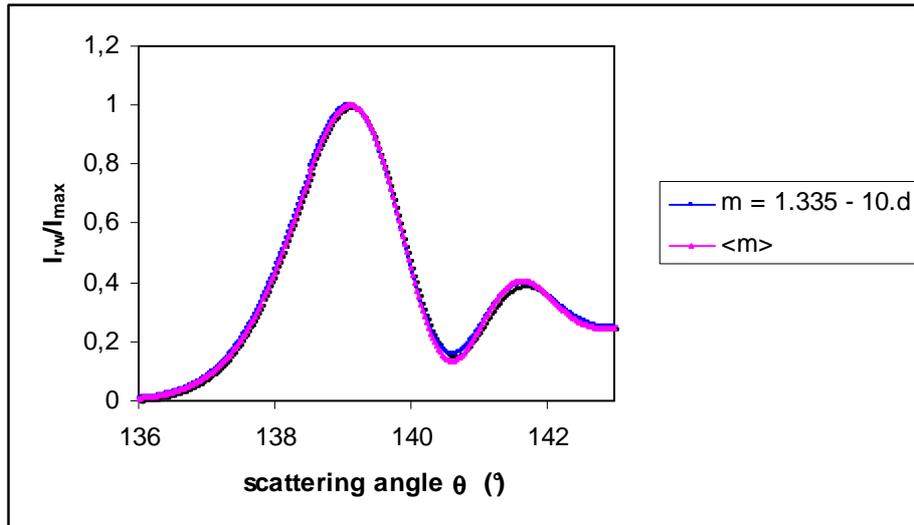


Figure 4-26. Effet d'une relation taille-température arbitraire

La bonne cohérence entre ces deux simulations, en particulier autour des deux premiers points d'inflexion, nous indique que l'indice de réfraction moyen déduit sera égal à $\langle m \rangle$ où $\langle m \rangle$ est calculé grâce à l'Equation (4-27).

$$(4-27) \quad \langle m \rangle = \frac{\int_0^{\infty} m(d) \cdot f(d) \cdot d^{7/3} dd}{\int_0^{\infty} f(d) \cdot d^{7/3} dd}$$

Le facteur $d^{7/3}$ décrit, tout comme dans l'Equation (4-23), la dépendance entre l'intensité de l'arc-en-ciel diffusé par une goutte et sa taille [35].

Puis, à l'aide du code ACACIA présenté dans le deuxième chapitre, nous calculons la relation entre la taille des gouttes et leur température (leur indice de réfraction) à différentes hauteurs pour des conditions thermodynamiques proches de celles d'un essai d'aspersion. Ainsi, nous traçons sur la Figure 4-27 la relation reliant le diamètre des gouttes à leur indice de réfraction à 4 hauteurs z de l'injection.

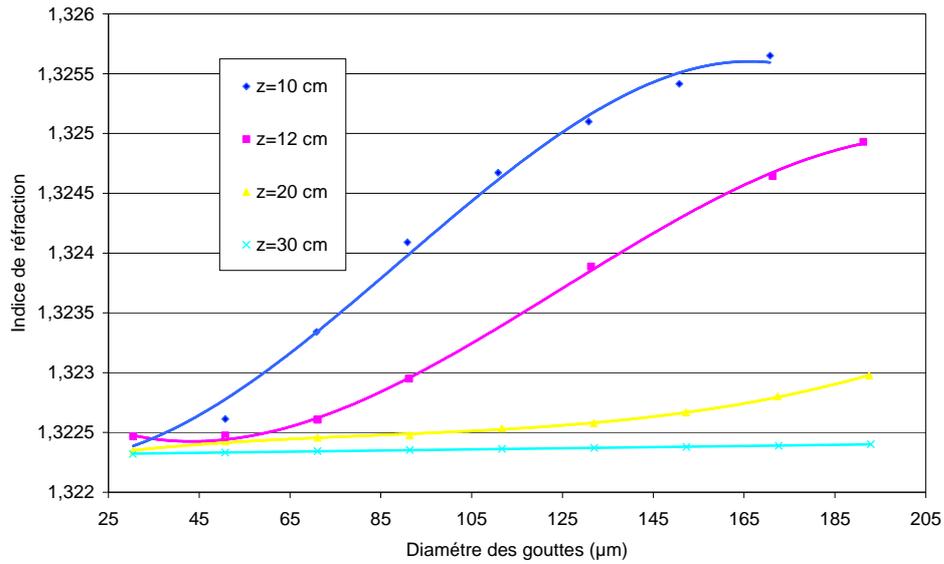


Figure 4-27. Relation calculée entre la taille et l'indice de réfraction des gouttes à différentes hauteurs

A l'aide des relations taille-température ainsi calculées, nous simulons les arcs-en-ciel globaux diffusés à différentes hauteurs z pour des sprays de mêmes granulométries log-normales (Figure 4-28).

Puis, nous simulons les arcs-en-ciel globaux diffusés par les gouttes en fonction de leur hauteur de chute. Ainsi, nous observons sur la Figure 4-28 la translation de l'arc-en-ciel global vers les faibles angles, caractéristique d'un réchauffement des gouttes.

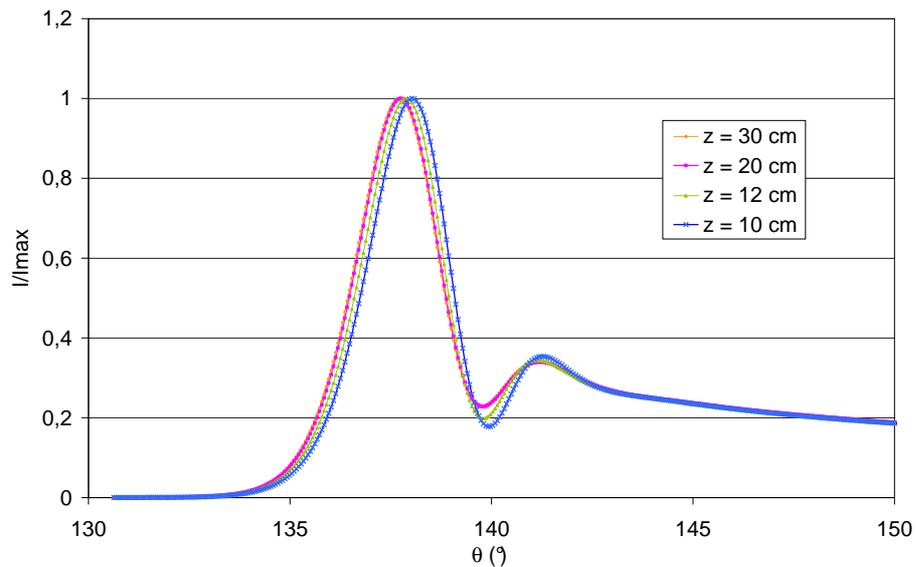


Figure 4-28. Simulation des arcs-en-ciel globaux à différentes hauteurs

Enfin, nous comparons les arcs-en-ciel globaux ainsi calculés à ceux que nous aurions si toutes les gouttes dans le volume de mesure avaient le même indice de réfraction $\langle m \rangle$ calculé à l'aide de l'Equation (4-27).

Tout d'abord, nous effectuons cette comparaison 10 cm après l'injection des gouttes alors que la relation entre leur taille et leur température est la plus forte (Figure 4-29).

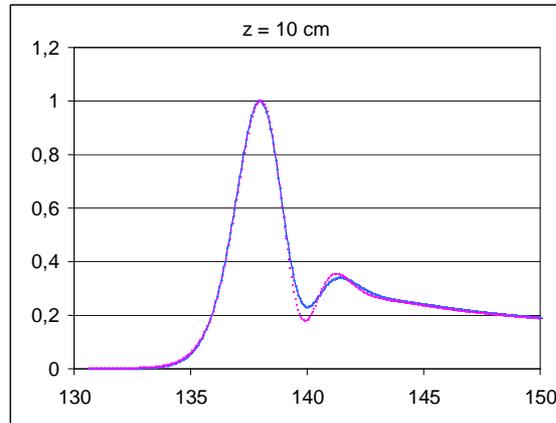


Figure 4-29. Effet d'une relation taille-température réelle (à 10 cm de l'injection)

Nous remarquons que ces deux simulations se superposent parfaitement en particulier proche des deux premiers points d'inflexion. Cette observation nous permet de déduire que l'indice de réfraction déduit d'un tel arc-en-ciel global sera égal à $\langle m \rangle$.

Puis, nous effectuons cette comparaison en nous éloignant de l'injection alors que la corrélation entre la taille et la température des gouttes s'affaiblit (Figure 4-30).

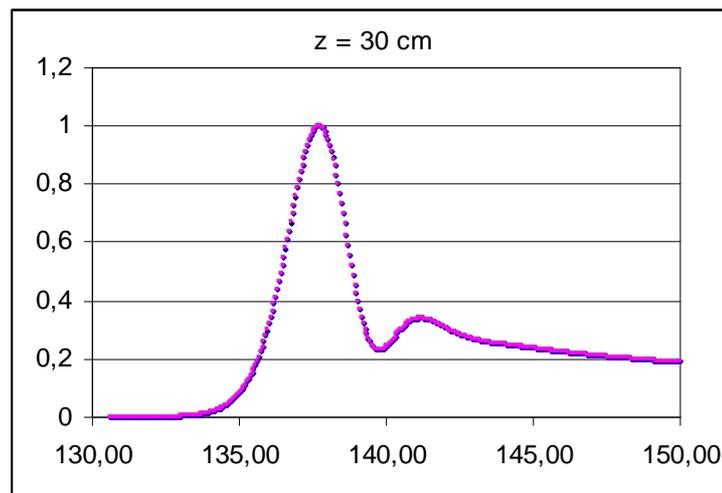


Figure 4-30. Effet d'une relation taille-température réelle (à 30 cm de l'injection)

Dans ce cas les deux simulations se superposent parfaitement.

Conclusion

Les calculs ainsi réalisés, nous ont permis de qualifier la méthode adoptée pour l'inversion des signaux d'arcs-en-ciel globaux [75].

Nous nous intéressons maintenant à développer et qualifier un dispositif optique, afin de mesurer la température des gouttes au cours de leur chute dans l'expérience TOSQAN.

CHAPITRE V :

« DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DE LA
REFRACTOMETRIE ARC-EN-CIEL GLOBAL »

5.1. Optimisation de notre banc expérimental sur table optique	90
5.1.1. L'arc-en-ciel standard	90
5.1.2. L'arc-en-ciel global avec un générateur ultrasonique	93
5.1.3. Montage optique final pour l'arc-en-ciel global	98
5.1.4. Traitement des images	100
5.1.5. Qualification du banc expérimental	101
5.2. Implantation de la technique sur TOSQAN	105
5.2.1. Les contraintes liées à l'installation TOSQAN	105
5.2.2. Le dispositif expérimental implanté sur TOSQAN	105
5.2.3. Procédure de calibration.....	108
5.2.4. Validation du dispositif arc-en-ciel global sur TOSQAN	109
Conclusion	110

5 CHAPITRE V : « DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DE LA REFRACTOMETRIE ARC-EN-CIEL GLOBAL »

5.1. Optimisation de notre banc expérimental sur table optique

5.1.1. L'arc-en-ciel standard

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à mesurer l'arc-en-ciel standard, c'est-à-dire l'arc-en-ciel issu d'une unique goutte.

Notre dispositif expérimental est présenté sur la Figure 5-1.

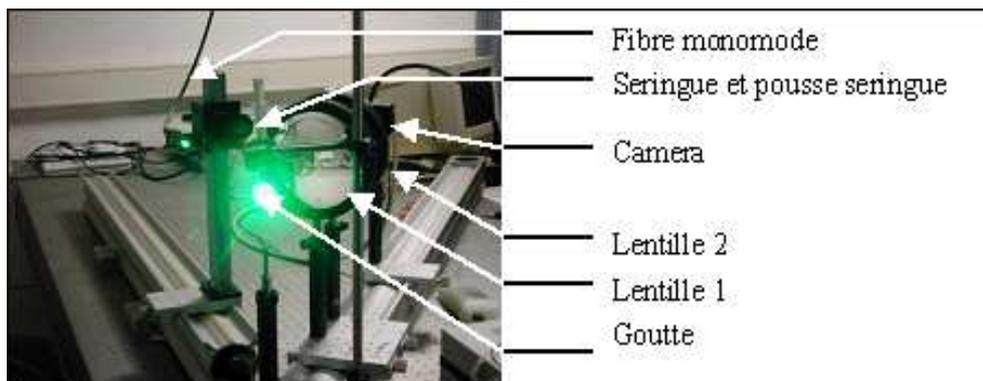


Figure 5-1. Dispositif expérimental pour l'arc-en-ciel standard

Le dispositif d'émission est composé d'un faisceau laser d'environ 1,35 mm de diamètre issu d'un laser argon ($\lambda = 514,5$ nm) transmis jusqu'à notre dispositif expérimental par l'intermédiaire d'une fibre monomode.

Le dispositif expérimental de collection l'arc-en-ciel est constitué de deux lentilles de 150 mm de diamètre et d'une caméra. La première lentille (L_1) dont la longueur focale est de 1000 mm est placée à 1 m du volume de mesure (Figure 5-2). Ainsi les rayons issus du volume de mesure sortent de L_1 parallèles. Une deuxième lentille (L_2) dont la distance focale est de 250 mm est placée juste derrière L_1 .

La caméra est placée en amont du point focal pour que l'image du volume de mesure à travers le montage optique soit le plus large possible sur le capteur de la caméra.

La caméra utilisée est une CMOS « *DALSTAR-1M28* » (1024 pixels \times 1024 pixels).

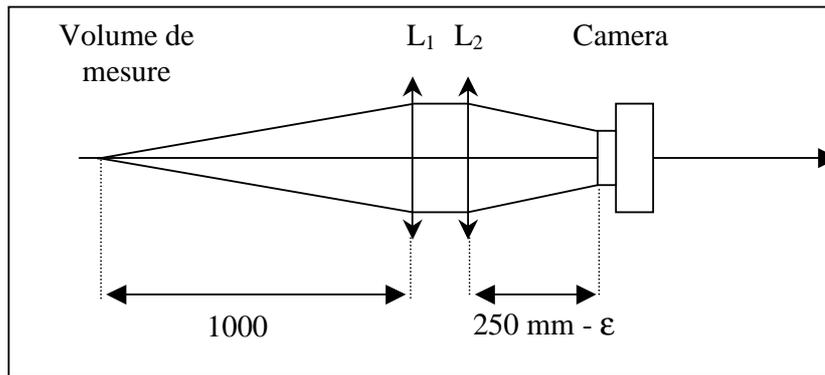


Figure 5-2. Principe de notre montage optique de collection

Afin d'avoir une unique goutte dans le volume de mesure on utilise une seringue munie d'un pousse seringue permettant de créer un goutte à goutte. Nous pouvons voir sur la Figure 5-3 un exemple d'image d'arc-en-ciel standard acquis grâce à ce montage. Les gouttes générées par ce dispositif ont un diamètre de 1 mm.

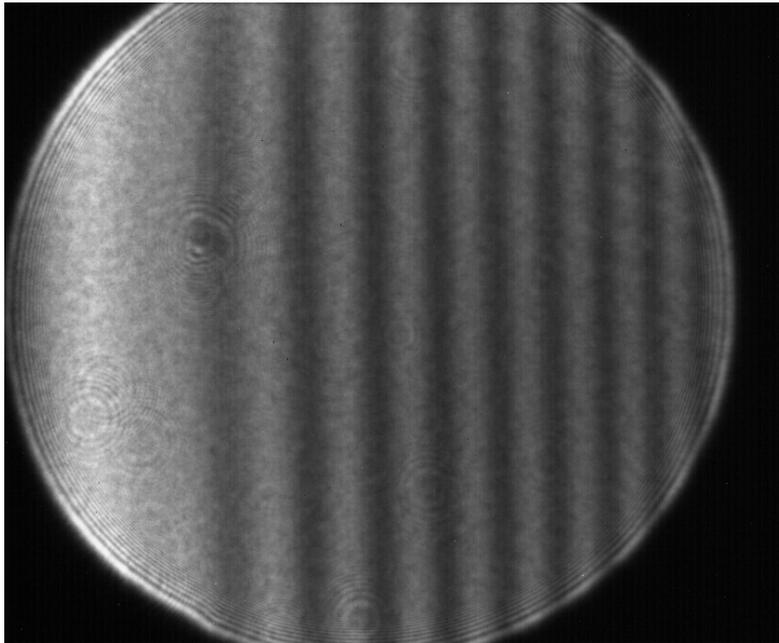


Figure 5-3. Arc-en-ciel standard expérimental

Afin de connaître le rapport optique de ce montage, c'est-à-dire la relation liant la variation en pixel à la variation angulaire, on place sur la première lentille une feuille transparente sur laquelle a préalablement été tracé un quadrillage.

Ainsi nous établissons l'expression de cette relation par de pures considérations géométriques.

$$(5-1) \quad \theta - \theta_{ref} = \arctan\left[\frac{pixel^{\circ} r}{f_1}\right] - \arctan\left[\frac{pixel_{ref} r}{f_1}\right]$$

Dans cette expression f_1 est la distance focale de la première lentille L1.

Afin d'avoir la valeur absolue de l'angle, il nous faut un pixel de référence pour laquelle on connaîtrait l'angle correspondant. Pour y parvenir, on accroche une goutte de 293 K à un filament et on mesure la position du premier point d'inflexion. On suppose que ce premier point d'inflexion (θ_{inf1}) est confondu avec l'angle d'arc-en-ciel géométrique (θ_{rg}).

Connaissant la température de la goutte, on en déduit l'indice de réfraction puis la position théorique de l'arc-en-ciel géométrique grâce à l'équation (5-2) rappelée ci dessous.

$$(5-2) \quad \theta_{rg}^{p-1} = 2p \arctan\sqrt{\frac{p^2(m^2-1)}{p^2-m^2}} - 2 \arctan\sqrt{\frac{m^2-1}{p^2-m^2}}$$

On applique cette procédure à un arc-en-ciel expérimental, puis on compare à un arc-en-ciel théorique calculé par la théorie d'Airy. La cohérence entre théorie et expérience nous prouve la pertinence de la méthode (voir Figure 5-4).

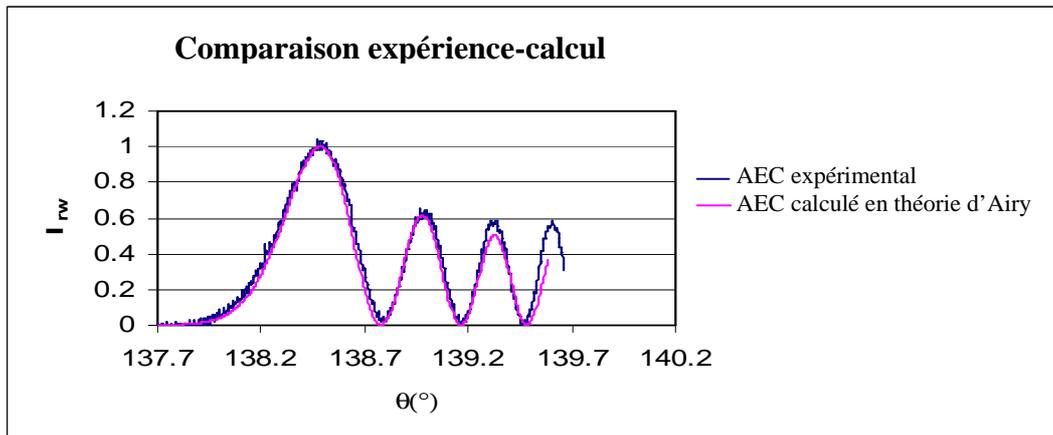


Figure 5-4. Confrontation du modèle d'Airy à l'expérience pour une goutte de 1 mm de diamètre

Pour l'arc-en-ciel standard diffusé par une grosse goutte ($d > 100 \mu m$), on peut constater une bonne concordance entre la théorie d'Airy et l'expérience [73]. Cet accord entre la théorie d'Airy et l'expérience justifie donc l'utilisation de cette approche pour la simulation de l'arc-en-ciel global.

Nous n'observons par la structure oscillante sur cet arc-en-ciel standard expérimental (Figure 5-4). Ceci s'explique par la dimension de la goutte vis-à-vis de la dimension du faisceau laser. En effet, le faisceau laser incident n'est pas suffisamment large pour illuminer à la fois les modes générant la structure oscillante et les franges d'Airy.

5.1.2. L'arc-en-ciel global avec un générateur ultrasonique

Après avoir réalisé ces expériences sur l'arc-en-ciel standard (sur une goutte), nous avons réalisé des acquisitions d'arcs-en-ciel globaux sur un spray produit par un générateur ultrasonique (qui nous a été prêté par le CORIA, Figure 5-5) [43].

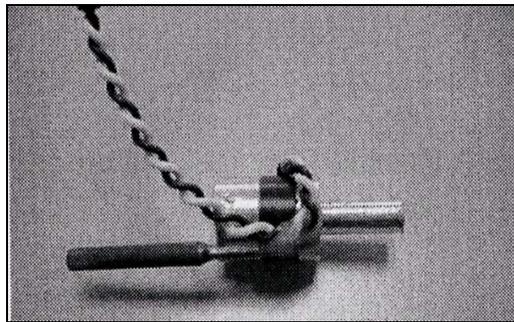


Figure 5-5. Photo du générateur ultrasonique

Le principe de cet injecteur est le suivant (Figure 5-6) :

Une électrode vient exciter une céramique piézoélectrique qui se met à vibrer sous l'effet de l'électricité. Lorsque le générateur atteint une certaine fréquence de vibration, il entre en résonance. Parallèlement, on injecte de l'eau qui vient former une nappe liquide sur la surface libre. Ainsi, lorsque le générateur entre en résonance cette nappe d'eau est atomisée par les vibrations du générateur.

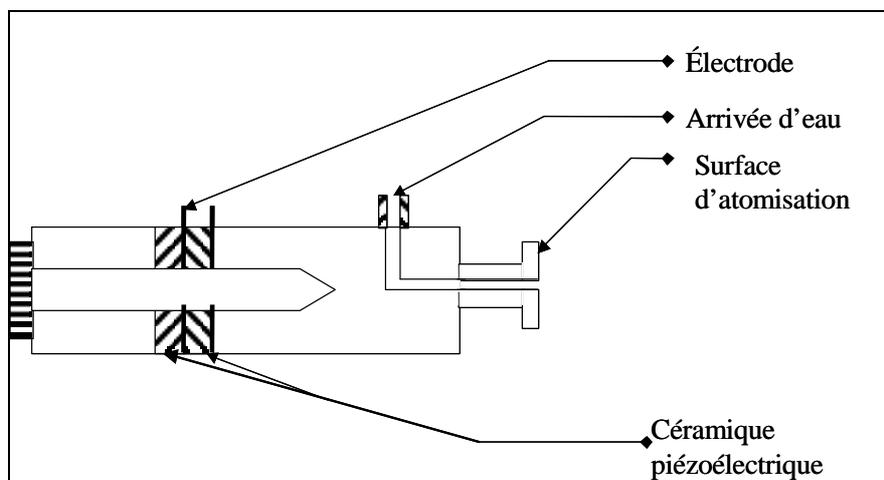


Figure 5-6. Schéma du générateur ultrasonique

Nous nous sommes intéressés à réaliser des mesures de température de gouttes sur ces injecteurs de sorte à avoir une comparaison avec les mesures réalisées au CORIA par la même technique et par thermographie infrarouge.

Notre dispositif expérimental (Figure 5-7) est similaire à celui présenté Figure 5-1 pour l'arc-en-ciel standard mis à part le fait que la seringue a été remplacée par le générateur piézoélectrique et que la première lentille a une focale de 300 mm.

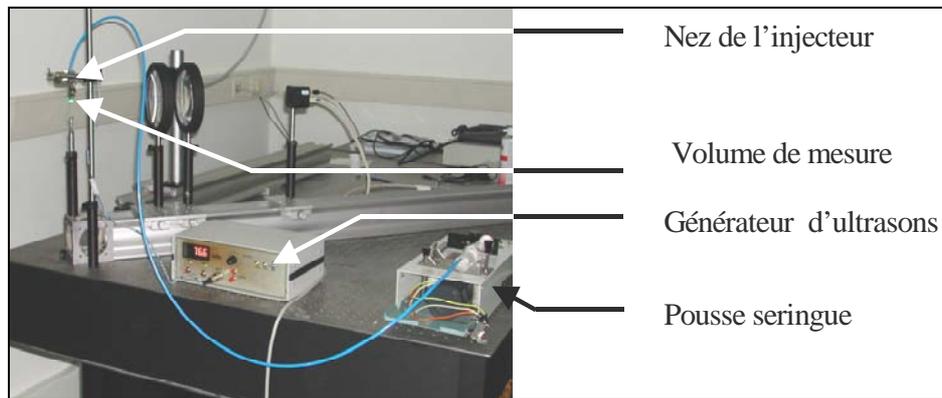


Figure 5-7. Dispositif expérimental

Nous avons dans un premier temps adopté cette configuration de sorte à collecter plus d'intensité lumineuse. En effet, l'intensité collectée est fonction de la distance entre la première lentille et le volume de mesure au carré. Ainsi avec ce dispositif nous collectons $\left\{ \left(\frac{1000}{300} \right)^2 \approx 11 \right\}$ 11 fois plus d'intensité lumineuse (pour un diamètre de particule constant) qu'avec le dispositif décrit en dans la partie 5.1.1. De plus, ce dispositif était celui adopté au CORIA. Il est donc judicieux de garder le même dispositif en vue de futures comparaisons.

Grâce à ce dispositif nous avons acquis des images d'arcs-en-ciel globaux de bonne qualité (Figure 5-8). Pour une meilleure analyse du signal nous préférons utiliser un code de couleurs (Figure 5-9) plutôt qu'un niveau de gris.



Figure 5-8. Image de l'arc-en-ciel monochromatique

Pour avoir un meilleur rapport signal sur bruit, on sélectionne le centre de l'image (zone encadrée sur la Figure 5-9, Figure 5-10), puis on effectue la sommation des intensités collectées sur environ 200 lignes.

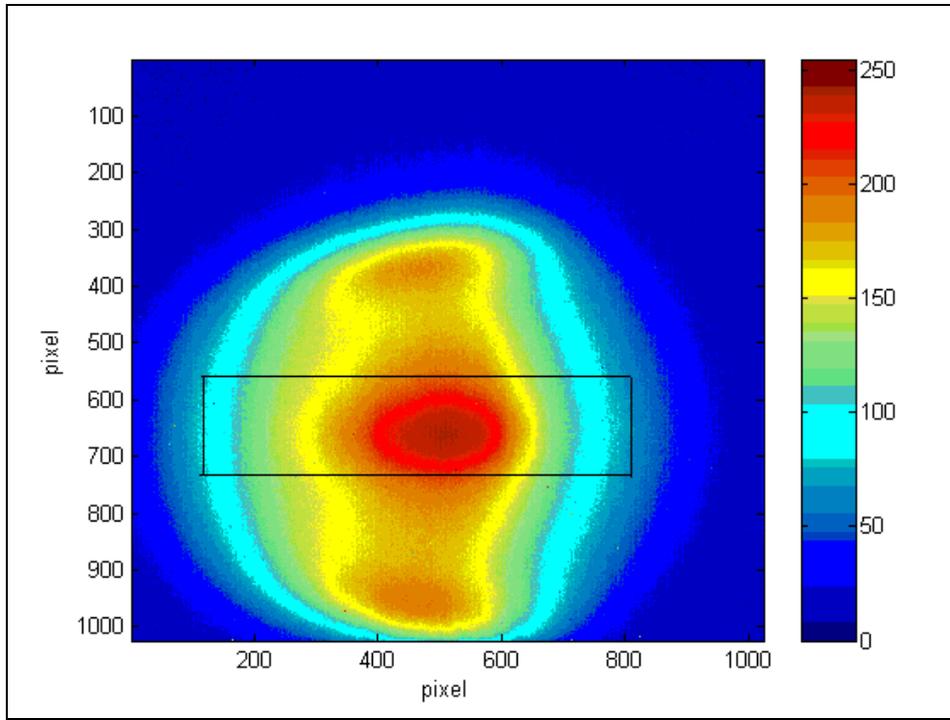


Figure 5-9. Zone sélectionnée

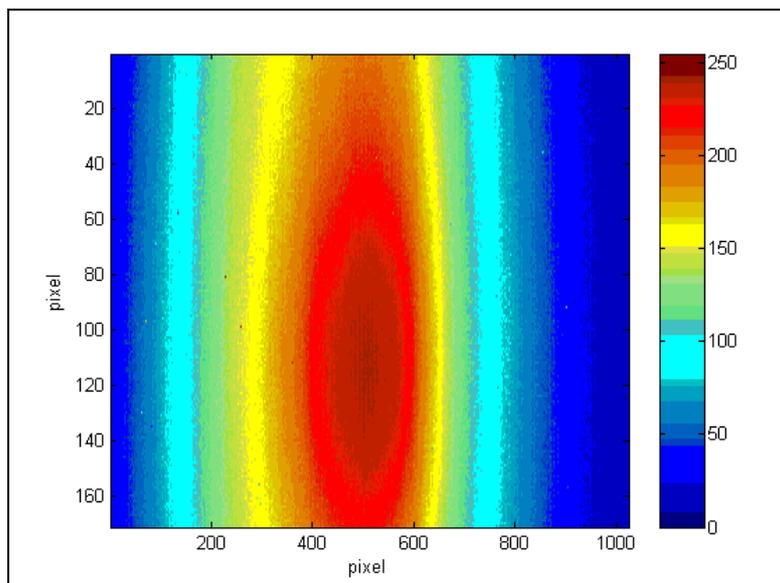


Figure 5-10. Zoom sur la zone précédemment sélectionnée

Nous traçons l'intensité lumineuse diffusée en fonction du numéro du pixel (Figure 5-11) ou en fonction de l'angle de diffusion. Il faut préciser, à ce stade de l'étude, que pour ce montage le numéro du pixel et l'angle de diffusion θ varient en sens opposé. Ceci explique pourquoi les arcs-en-ciel sont inversés lorsqu'on trace l'intensité diffusée en fonction du numéro du pixel.

Nous appelons $\text{Pix}_{\text{infl1}}$ et $\text{Pix}_{\text{infl2}}$ les pixels correspondants respectivement au premier et deuxième points d'inflexion de l'arc-en-ciel global.

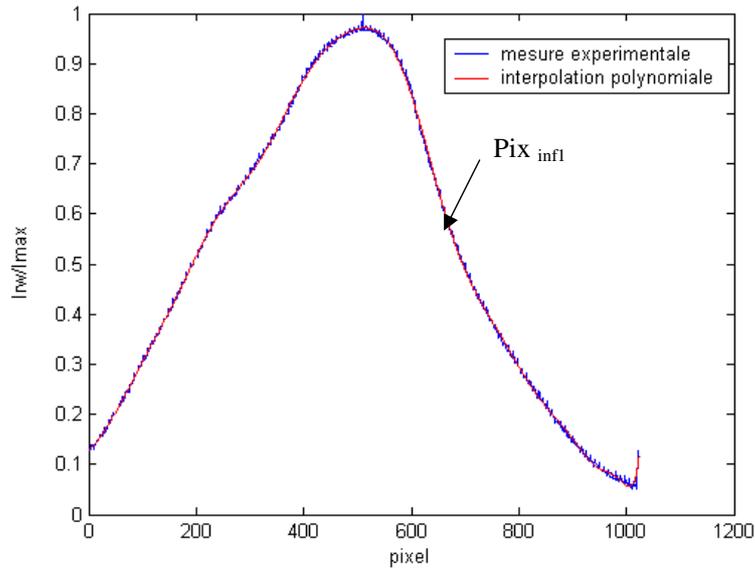


Figure 5-11. Arc-en-ciel global expérimental

On remarque sur ces figures d'arcs-en-ciel que le deuxième maximum n'est pas observable. Ceci est dû à l'étalement du volume de mesure qui induit un étalement de la figure d'arc-en-ciel global. Cet étalement est illustré sur la Figure 5-12.

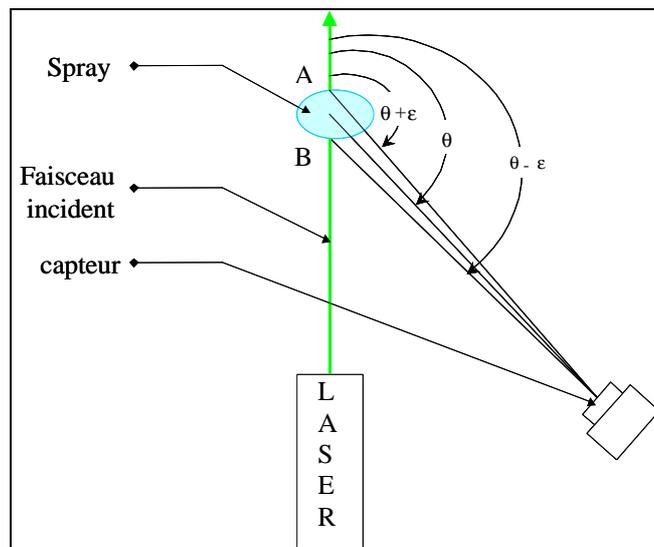


Figure 5-12. Etalement du volume de mesure

En effet, en effectuant la sommation des arcs-en-ciel standards diffusés par les gouttes situées entre les points A et B (Figure 5-12), on étale spatialement le volume de mesure de l'arc-en-ciel global. Pour éviter ceci on ajoute un filtre spatial qui va nous permettre de faire tendre ε vers zéro et ainsi de sélectionner un volume de mesure de plus petite dimension.

Pour mesurer expérimentalement l'effet de la température des gouttes sur l'arc-en-ciel global, nous avons réalisé des acquisitions d'arcs-en-ciel globaux à différentes températures d'eau. Pour cela, nous utilisons la propriété de cet injecteur qui est de chauffer sous l'effet des vibrations mécaniques (Tableau 5-1).

Une mesure de son échauffement au cours du temps a été effectuée au CORIA par thermographie infrarouge (Figure 5-13).

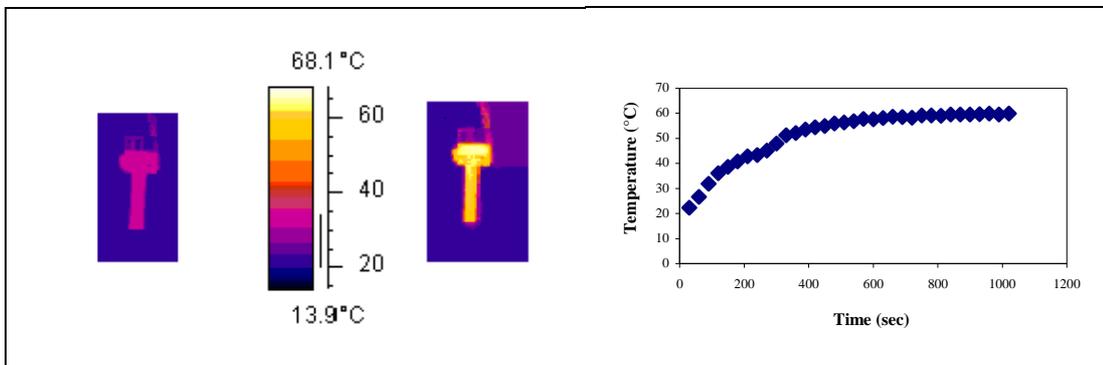


Figure 5-13. Mesure de l'échauffement du nez de l'injecteur par thermographie infrarouge

Ainsi, nous réalisons des acquisitions d'arcs-en-ciel au cours de l'échauffement de l'injecteur (Figure 5-14). Pour mesurer cet échauffement, on place un thermocouple sur l'injecteur.

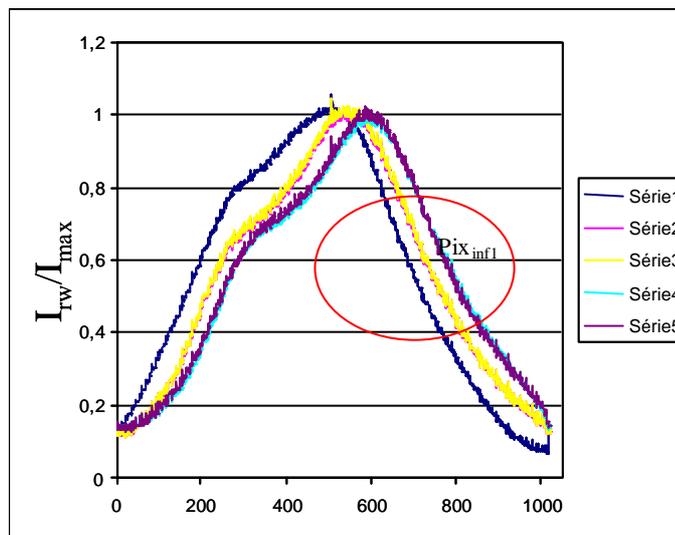


Figure 5-14. Mesure expérimentale de l'arc-en-ciel à différentes températures

On observe le déplacement du premier point d'inflexion prédit par les calculs en théorie d'Airy (Figure 5-14).

N Mesure	Température du nez de l'injecteur
Série 1	36 °C
Série 2	39 °C
Série 3	39,5 °C
Série 4	45 °C
Série 5	46 °C

Tableau 5-1. Température du nez de l'injecteur

5.1.3. Montage optique final pour l'arc-en-ciel global

Notre dispositif optique (Figure 5-15) a été prévu pour être directement implantable sur l'installation TOSQAN. Les principales contraintes pour l'implantation de cette technique sont liées aux dimensions de l'installation, à la configuration des accès optiques (angle entre émission et collection différent de 138°) et à d'éventuelles vibrations de l'enceinte. Parallèlement, il est important de rappeler qu'une erreur de 0,1° sur l'angle d'arc-en-ciel géométrique induit une erreur de 5 °C sur la mesure de la température des gouttes.

Afin d'être en mesure d'effectuer des mesures au centre de l'installation, nous utilisons une première lentille de grande distance focale (1000 mm). De plus, pour avoir une ouverture angulaire permettant d'observer les deux premiers maximums de l'arc en-ciel global, nous utilisons des lentilles de grand diamètre (150 mm).

Pour s'affranchir des éventuelles vibrations, nous décomposons le montage optique en une partie émission et une partie collection, chacune de ces deux parties sera fixée sur l'installation de sorte à former un ensemble solidaire de l'enceinte.

De plus, afin d'éviter l'étalement du volume de mesure observé précédemment, nous avons ajouté un filtre spatial. Celui-ci est un diaphragme de 1 mm de diamètre placé dans le plan focal de la deuxième lentille. Ce dispositif nous permet de sélectionner un volume de mesure de très petite dimension ($\varepsilon \ll 0,01^\circ$; Figure 5-16).

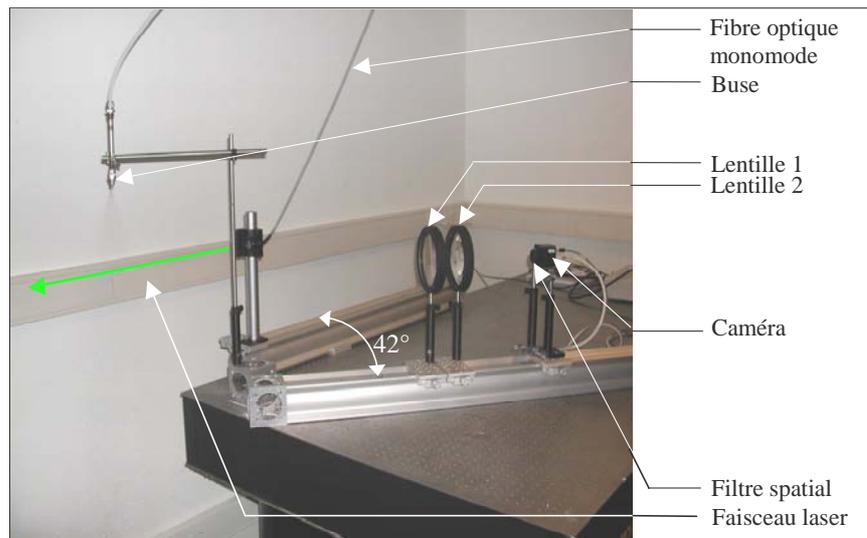


Figure 5-15. Dispositif expérimental

Ainsi, l'erreur induite par l'étalement spatial du volume de mesure est inférieure à l'erreur inhérente à notre procédure d'inversion.

Le principe de ce filtre spatial est illustré sur la Figure 5-16. Lorsque les gouttes sont situées dans le volume de mesure les signaux d'arcs-en-ciel qu'elles diffusent, arrivent jusqu'à la caméra, sinon, ils sont stoppés par le filtre spatial.

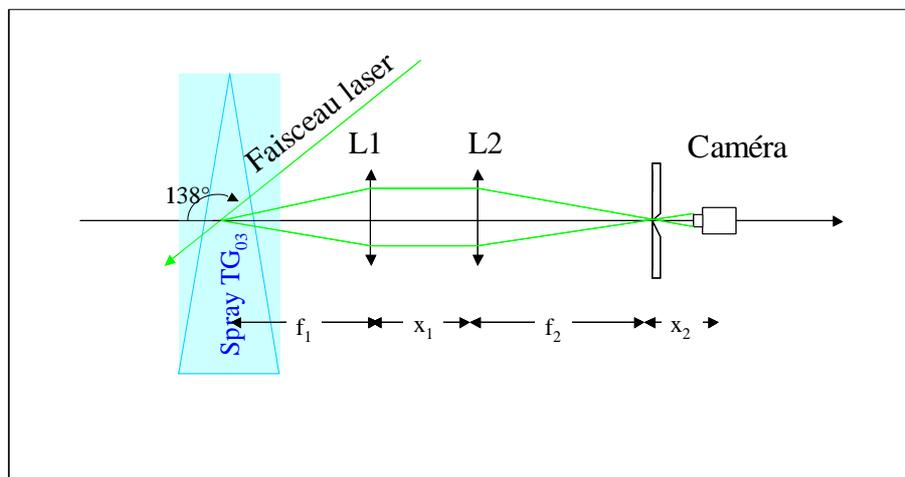


Figure 5-16. Principe du filtre spatial

Grâce à ce dispositif expérimental directement implantable sur TOSQAN, nous avons acquis des images d'arcs-en-ciel globaux (Figure 5-17). Compte tenu de la faible dimension de notre volume de mesure il comprend très peu de gouttes, ainsi pour s'assurer qu'il contient un échantillon de gouttes statistiquement représentatif de notre spray, nous sommes temporellement (560 ms) le signal et nous analysons l'image résultante.

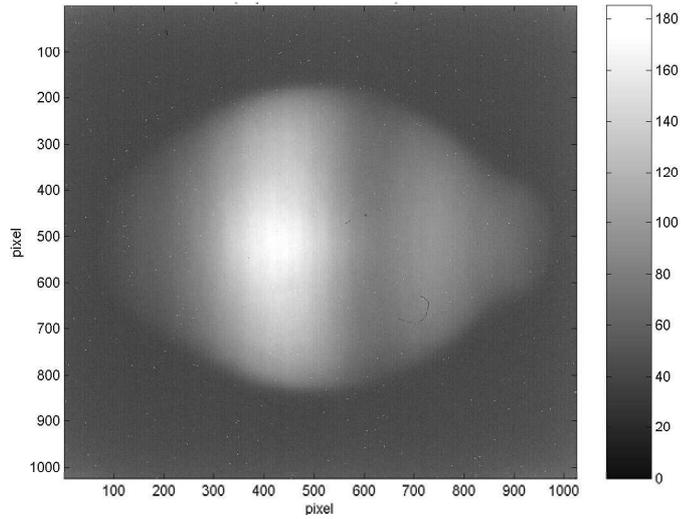


Figure 5-17. Image d'arc-en-ciel global expérimental

5.1.4. Traitement des images

Le traitement que nous appliquons aux images expérimentales est le suivant. Pour accroître le rapport signal sur bruit on effectue une sommation des intensités collectées sur environ 300 lignes (encadré blanc sur la Figure 5-18).

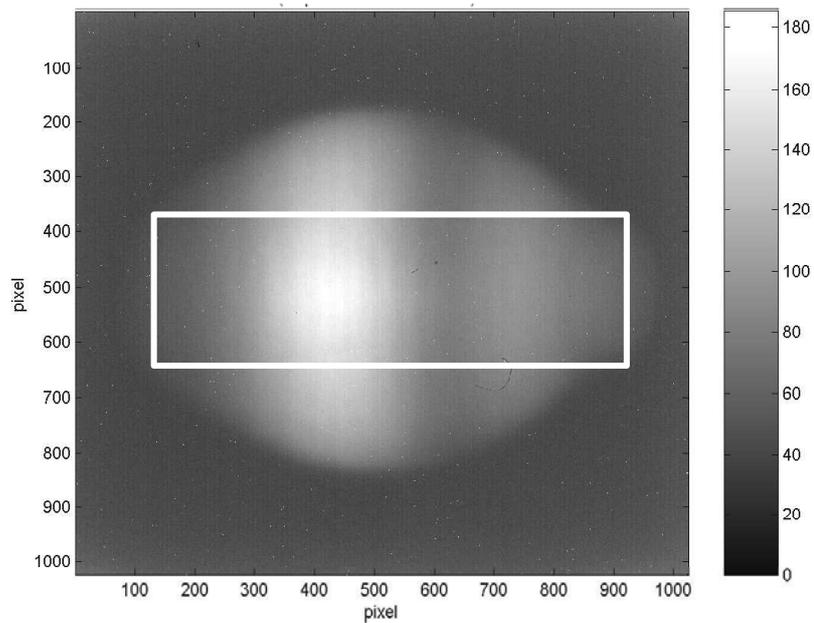


Figure 5-18. Sommation du signal ligne par ligne

Pour éliminer les hautes fréquences liées au bruit de fond, on déconvoit le signal expérimental en fréquences par l'intermédiaire d'une Transformée de Fourier Rapide (FFT), on annule les hautes fréquences et on effectue une FFT inverse.

Il s'agit ensuite de rechercher les deux premiers points d'inflexion de la courbe ainsi filtrée. Pour cela, on effectue une interpolation polynomiale $P(X)$ du signal expérimental (Figure 5-19).

Puis, on cherche les racines de la dérivée seconde (Equation (5-3)) :

$$(5-3) \quad P''(X)=0$$

Nous avons réalisé, en collaboration avec le CORIA, un programme MATLAB qui inclut tout le traitement décrit ci-dessus.

Ce programme réalise la sommation du signal expérimental ligne par ligne, filtre le signal sommé, réalise l'interpolation polynomiale du signal filtré et finalement recherche la position des deux premiers points d'inflexion de l'arc-en-ciel global en résolvant l'Equation (5-3).

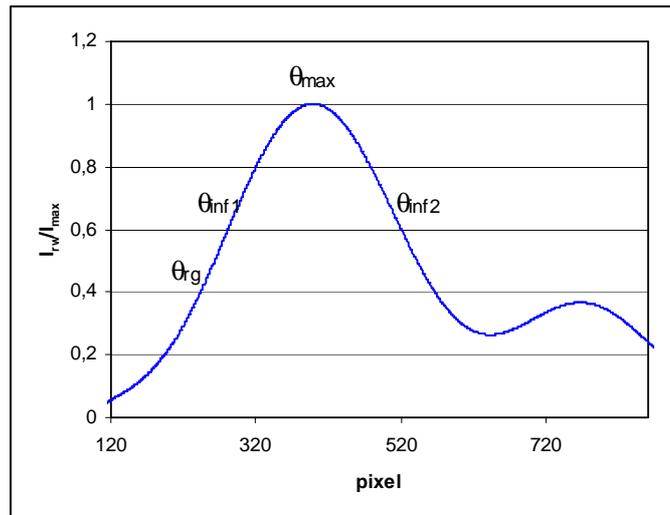


Figure 5-19. Arc-en-ciel global filtré et interpolé

5.1.5. Qualification du banc expérimental

On s'intéresse maintenant à la validation de notre dispositif expérimental sur table optique. Dans un premier temps, on s'assure de la stabilité temporelle des signaux d'arcs-en-ciel globaux. Pour cela, on effectue des acquisitions d'arcs-en-ciel globaux à différents instants et pour les mêmes pression et température d'injection (Figure 5-20).

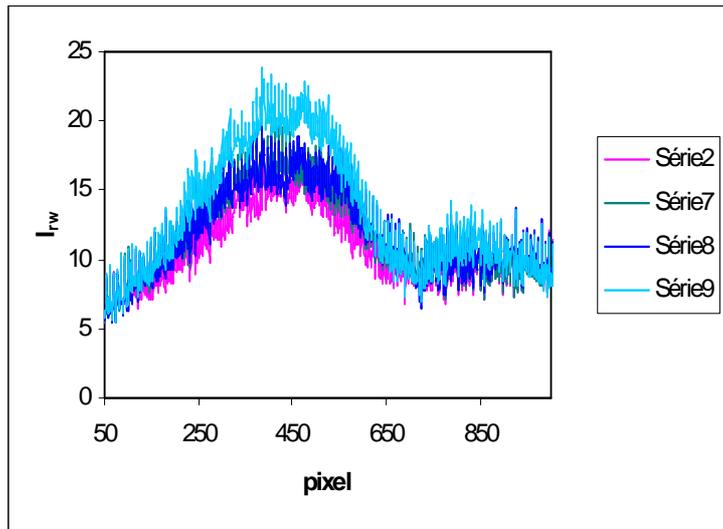


Figure 5-20. Stabilité de l'arc-en-ciel global dans le temps

L'intensité collectée n'est pas stable dans le temps. Cela est dû au fait que le nombre de gouttes dans le volume de mesure n'est pas constant. Cependant, la répartition angulaire de l'intensité lumineuse semble constante. Pour s'en assurer, on effectue une interpolation puis on la norme (Figure 5-21).

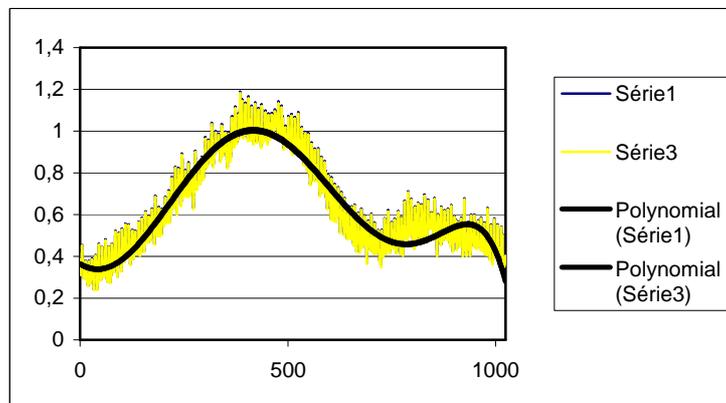


Figure 5-21. Arc-en-ciel expérimental normé

On observe sur la Figure 5-21 une bonne stabilité temporelle de l'arc-en-ciel global.

Il nous importe maintenant d'effectuer des mesures d'arc-en-ciel global sur des gouttes à différentes températures et de comparer la mesure effectuée par réfractométrie arc-en-ciel global à une mesure effectuée par thermocouple.

Pour injecter l'eau à différentes températures, nous faisons circuler l'eau dans un bain thermostaté (Figure 5-22) avant de l'injecter par la buse.

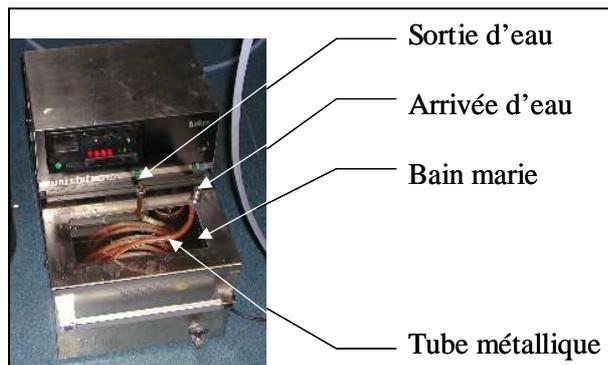


Figure 5-22. Bain thermostaté utilisé pour chauffer l'eau

Le principe consiste à faire chauffer de l'eau grâce à une résistance chauffante dont on peut faire varier la température de 20°C à 70°C. On fait circuler l'eau que l'on va injecter par la buse dans un tube métallique qui trempe dans ce bain thermostaté. On peut ainsi faire varier la température de l'eau injectée de 20°C à environ 50°C, à cause des pertes thermiques entre le bain et l'injection.

Nous effectuons des prélèvements du spray à l'aide d'un creuset isolant au niveau de notre volume de mesure puis, nous mesurons la température de l'eau ainsi collectée à l'aide d'un thermocouple. Nous traçons sur la Figure 5-23 la position du pixel du premier point d'inflexion en fonction de la température ainsi mesurée. Ces mesures sont effectuées à 20 cm de l'injection ce qui explique les températures mesurées inférieures à la température d'injection. Puis, nous comparons ces mesures à la relation théorique reliant θ_{rg} à la température des gouttes.

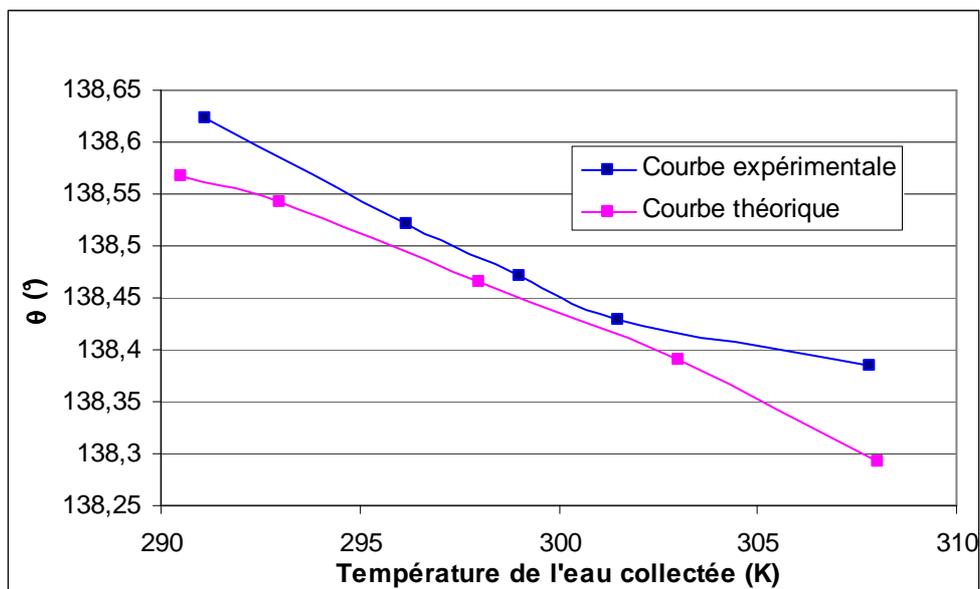


Figure 5-23. Comparaison des relations expérimentale et théorique entre l'angle d'arc-en-ciel géométrique et la température des gouttes

Nous remarquons un bon accord entre les relations théorique et expérimentale (Figure 5-23). Cependant, il est possible d'améliorer cette cohérence en utilisant les équations (5-25) et (5-26) pour calculer l'angle d'arc-en-ciel géométrique expérimental (plutôt que de supposer que $\theta_{inf1}=\theta_{rg}$) [35].

5.2. Implantation de la technique sur TOSQAN

5.2.1. Les contraintes liées à l'installation TOSQAN

Les principales contraintes pour l'implantation de la réfractométrie arc-en-ciel global sur TOSQAN sont liées aux dimensions de l'installation (qui nous impose de travailler avec de grandes distances focales), à la position des hublots d'axes perpendiculaires et à d'éventuelles vibrations de l'enceinte.

Il est important de rappeler qu'une erreur de $0,1^\circ$ sur l'angle d'arc-en-ciel géométrique induit une erreur de 5°C sur la mesure de la température des gouttes.

La contrainte liée aux dimensions de l'installation (4 m de hauteur et 1,5 m de diamètre interne) a été résolue grâce au dispositif expérimental pensé hors TOSQAN (Figure 5-15). En effet, l'utilisation de lentilles de grands diamètres (150 mm) et de grandes distances focales (1000 mm) permet d'avoir une ouverture angulaire suffisamment importante pour observer les deux premiers maximums de l'arc-en-ciel global et d'effectuer des mesures au centre du spray.

Ce montage optique et sa validation ont été présentés respectivement dans les parties 5.1.4 et 5.1.5.

Pour s'affranchir d'éventuels désalignements entre l'émission et la collection du montage d'arc-en-ciel global due aux vibrations de l'enceinte, ceux-ci sont totalement fixés sur l'enceinte, ce qui les rend parfaitement solidaires de l'installation et solidaires entre eux. Ainsi, l'angle entre émission et collection est fixé et constant.

Afin de respecter la contrainte de 138° entre l'émission et la collection de l'arc-en-ciel global, nous plaçons un miroir dans l'enceinte TOSQAN. Ce miroir est surchauffé à l'aide d'une résistance électrique placée sur sa surface arrière afin d'éviter tout problème de condensation sur celui-ci. Une description complète de ce montage est présentée dans la partie ci-dessous.

5.2.2. Le dispositif expérimental implanté sur TOSQAN

Il s'agit maintenant d'implanter la réfractométrie arc-en-ciel global sur l'expérience TOSQAN. Comme nous l'avons remarqué dans le deuxième chapitre, les transferts de masse et de chaleur entre les gouttes et le spray, sont extrêmement rapides et s'effectuent sur les premiers centimètres après l'injection. Ainsi, pour effectuer les mesures dans la zone la plus proche de l'injection du spray, nous implantons les dispositifs d'émission et de collection respectivement sur les hublots H231 et H211 (Figure 4-3). Le dispositif expérimental est illustré sur les Figure 5-25 et Figure 5-26.

Pour respecter la contrainte de 138° entre l'émission et la collection, on place un miroir sur la branche horizontale du hublot tangentiel.

Ce miroir est monté sur un moteur pas à pas lui permettant d'effectuer une rotation autour de son axe avec une précision d'un millième de degré. De plus, ce dernier est chauffé à l'aide d'une résistance chauffante pour éviter que de la vapeur ne condense dessus. L'arc rouge sur la Figure 5-24 délimite la courbe sur laquelle l'angle de 138° peut être respecté entre émission et collection.

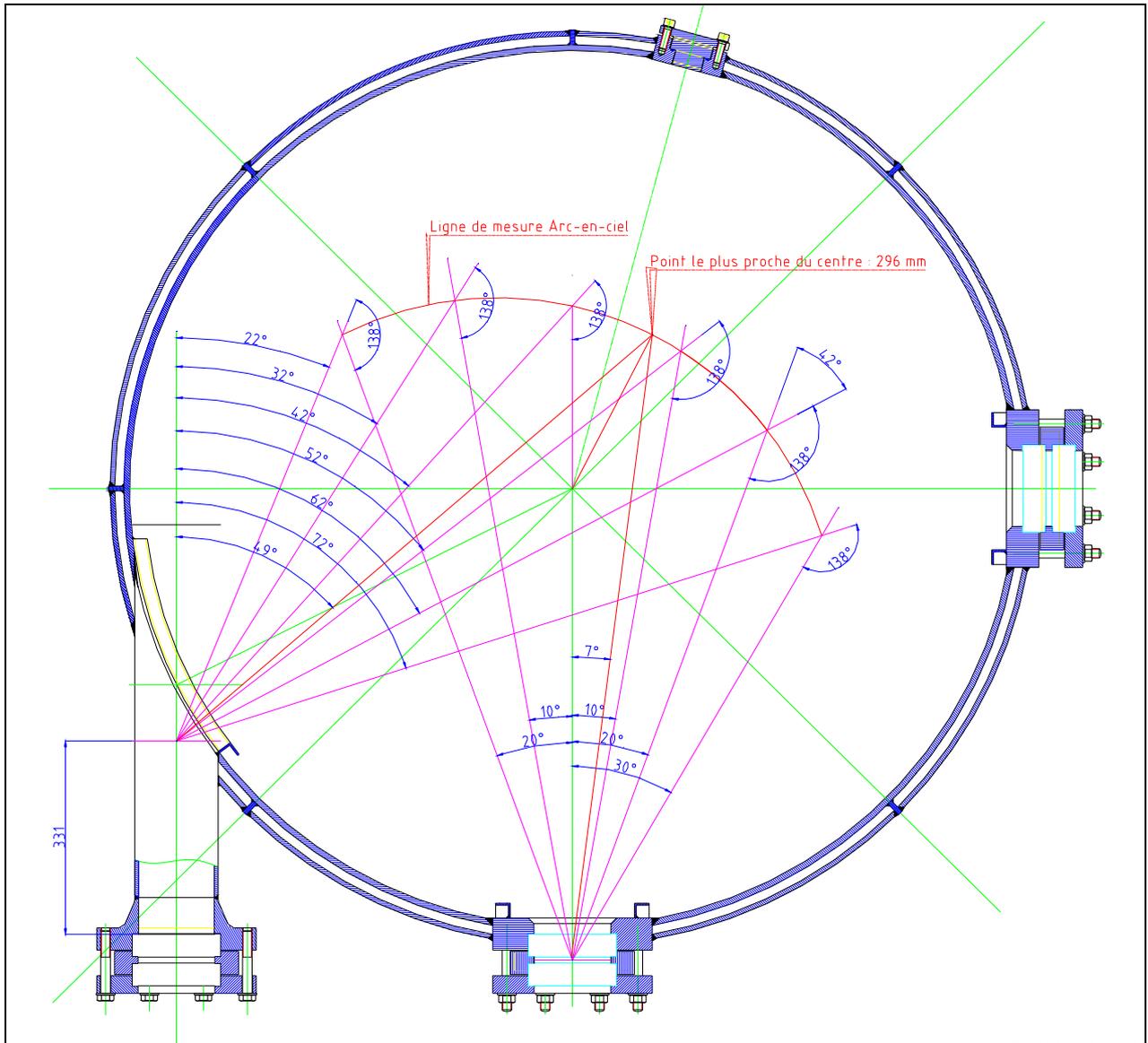


Figure 5-24. Position théorique des zones de mesures dans TOSQAN

Le dispositif de collection (Figure 5-26) est identique à celui illustré sur la Figure 5-15 et qualifié hors TOSQAN. Celui-ci est monté sur un profilé optique, doté d'un moteur permettant la rotation de tout ce profilé autour d'un axe vertical passant par le centre du hublot.

De plus, la zone de mesure est réduite afin de respecter la distance de 1 m entre le volume de mesure et la première lentille du dispositif de collection et pour ne pas avoir un angle d'incidence trop important sur ce hublot.

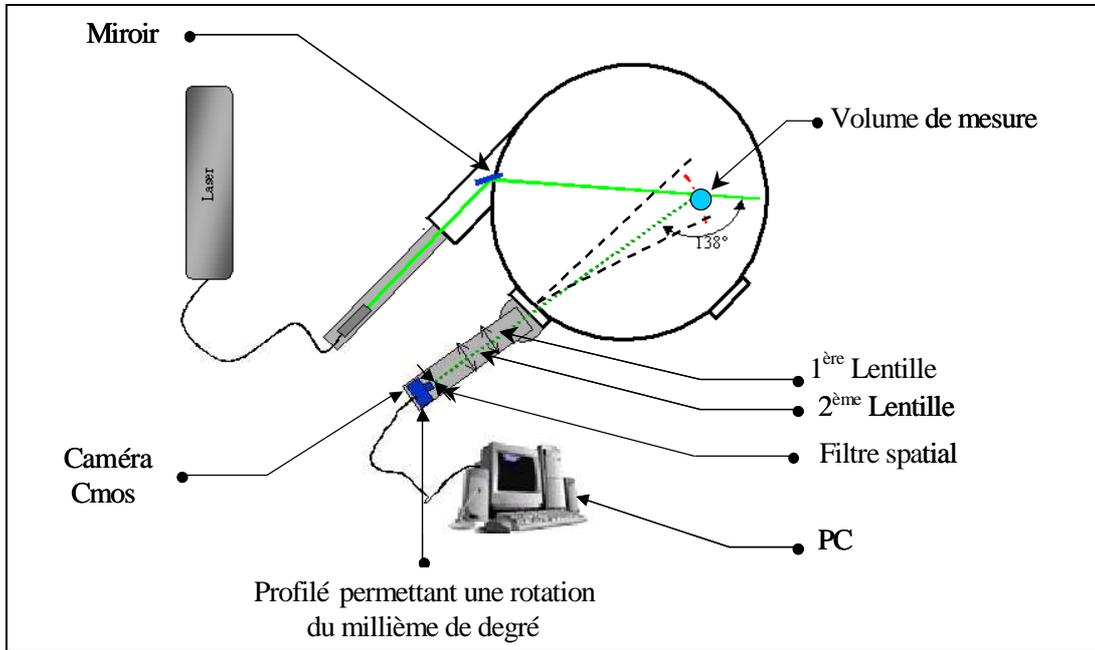


Figure 5-25. Schéma d'implantation du dispositif d'arc-en-ciel global sur TOSQAN

La courbe rouge de la Figure 5-25 délimite la zone sur laquelle la mesure par réfractométrie arc-en-ciel global est réalisable, c'est-à-dire, la courbe le long de laquelle la contrainte de 138° entre l'émission et la collection est réalisable.

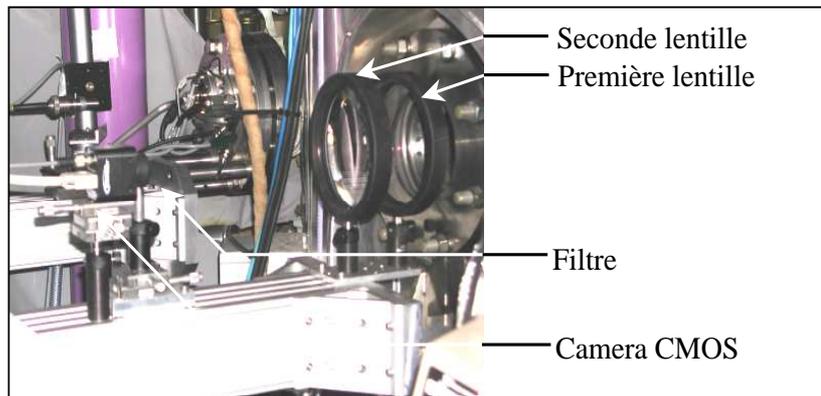


Figure 5-26. Rail de collection de l'arc-en-ciel global monté sur TOSQAN

5.2.3. Procédure de calibration

La procédure de calibration de ce dispositif de mesure est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, nous mesurons le rapport optique du dispositif expérimental. Puis, afin d'avoir une mesure de la température absolue des gouttes, nous établissons un pixel de référence correspondant à un angle de référence.

Le facteur de rapport optique «a» est mesuré en effectuant des acquisitions d'arcs-en-ciel globaux en imposant des micro-rotations au rail de collection de l'arc-en-ciel global.

Ainsi, on mesure le déplacement en nombre de pixels ($\Delta Pixel$) de la figure d'arc-en-ciel global. Connaissant la variation angulaire ($\Delta\theta_{coll}$) entre l'émission et la collection, on en déduit le facteur de rapport optique (Equation (5-4))

$$(5-4) \quad a = \frac{\Delta\theta_{coll}}{\Delta pixel}$$

Pour établir un pixel de référence, nous imposons une température au gaz dans TOSQAN, ainsi que sa saturation en vapeur. Puis, nous injectons un spray de même température que le gaz. Enfin, nous réalisons des acquisitions d'arcs-en-ciel globaux.

Connaissant le facteur de rapport optique, nous déduisons un pixel de référence pour faire correspondre la mesure de la température des gouttes ainsi réalisée à l'aide des Equations (5-25) et (5-26) à la température du gaz.

En effet, connaissant la température des gouttes, nous déduisons l'angle d'arc-en-ciel géométrique θ_{rg} de l'arc-en-ciel global diffusé à l'aide de l'Equation (5-10). La procédure décrite dans la partie 5.1.4 nous permet de mesurer les pixels correspondant aux deux premiers points d'inflexion de l'arc en ciel global (Pix_{inf1} et Pix_{inf2}).

La relation reliant l'angle hors axe θ au numéro du pixel est de la forme $\theta = a \times pixel + b$ ou a est le facteur de rapport optique déterminé précédemment et b un angle de référence à déterminer. Pour déterminer b, on introduit cette relation dans les Equations (5-25) et (5-26).

$$(5-5) \quad D_{Airy} = 531,555 \lambda (a Pix_{inf2} - a Pix_{inf1})^{-3/2}$$

$$(5-6) \quad \theta_{rg} = a \times Pix_{inf1} + b - a 0,212 (Pix_{inf2} - Pix_{inf1})$$

Nous déduisons ainsi l'angle de référence b (Equation (5-7)).

$$(5-7) \quad b = -a \times Pix_{inf1} + 0,212 (Pix_{inf2} - Pix_{inf1}) + \theta_{rg}$$

Toutes ces étapes de calibration sont intégrées dans un programme EXCEL de traitement automatisé des données.

Nous cherchons maintenant à valider la mesure de la température réalisée à l'aide de ce dispositif expérimental.

5.2.4. Validation du dispositif arc-en-ciel global sur TOSQAN

Une fois la calibration du montage optique réalisée, nous cherchons à valider la mesure effectuée à l'aide de ce dispositif. Pour cela, on impose à TOSQAN une nouvelle température, on attend la stabilisation et l'homogénéisation de la température du gaz puis, on injecte le spray à 30 g.s^{-1} à une température la plus proche possible de celle du gaz (Tableau 5-2).

Enfin, on acquiert des images d'arcs-en-ciel globaux (15 images) que l'on traite à l'aide de la méthode décrite dans la partie 5.1.4 pour en déduire la température moyenne des gouttes dans le volume de mesure.

On répète cette procédure pour différentes températures. Pour chacune des températures de gaz, nous avons quinze températures déduites (une par image).

A l'aide de ces quinze mesures, nous calculons les températures moyennes des gouttes et les écarts-types associés. Les résultats de ces mesures sont exposés dans le Tableau 5-2 et sur la Figure 5-27.

Température d'injection du spray (°C)	T_{gaz} (°C)	Mesure AECG (°C)	Ecart-type (°C)
65	65	66	± 2
69	68	68	± 2
70	70	71	± 2
74	73	73	± 2
75	75	75	± 2

Tableau 5-2. Mesures effectuées

Ces mesures étant réalisées pour un gaz saturé en vapeur, la température des gouttes mesurée par réfractométrie arc-en-ciel global doit être comprise entre la température du gaz dans TOSQAN et la température d'injection du spray.

On compare sur la Figure 5-27 la température mesurée par réfractométrie arc-en-ciel global, à la température moyenne entre les gouttes et le gaz.

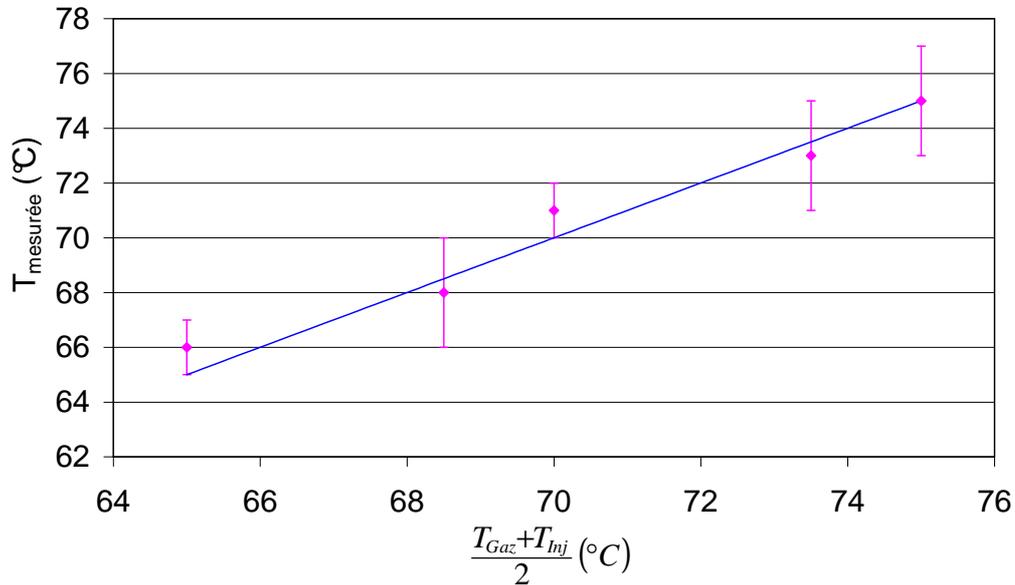


Figure 5-27. Validation expérimentale de la réfractométrie arc-en-ciel global

On remarque sur la Figure 5-27 et dans le Tableau 5-2 un très bon accord entre la température mesurée par réfractométrie arc-en-ciel global et la température moyenne entre celle du gaz et celle de l'injection de l'eau d'aspersion. Ces expériences nous permettent donc de valider la mesure de la température réalisée grâce à ce montage arc-en-ciel global implanté sur TOSQAN [38].

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le développement et la qualification d'un dispositif optique, dédié à la réfractométrie arc-en-ciel global. Ce développement a tout d'abord nécessité la réalisation et la qualification d'un montage sur table optique. Puis, son implantation et sa validation sur l'expérience TOSQAN.

Nous présenterons dans le chapitre VI, les mesures réalisées dans TOSQAN pendant un essai d'aspersion.

CHAPITRE VI :

« ANALYSE DES ESSAIS D'ASPERSION »

6.1. Conditions nominales et protocole d'essai	112
6.1.1. Conditions initiales de l'essai.....	112
6.1.2. Déroulement de l'essai.....	115
6.2. Analyse de l'essai A1.....	117
6.2.1. Analyse globale des échanges massique et thermique.....	117
6.2.1.1. Analyse globale pendant la phase A.....	120
6.2.1.2. Analyse globale pendant la phase B.....	122
6.2.1.3. Analyse globale pendant la phase C	122
6.2.1.4. Analyse globale pendant la phase D	122
6.2.2. Analyse locale des échanges massique et thermique.....	125
6.2.2.1. Analyse de la température du gaz	125
6.2.2.2. Analyse de la pression partielle de vapeur locale.....	127
6.2.2.3. Evolution temporelle de la température des gouttes.....	130
6.2.2.4. Profil vertical de la température des gouttes pendant la phase D	131
6.2.2.5. Mesure expérimentale du nombre de Spalding	132
6.2.2.6. Analyse de la vitesse des gouttes.....	135
6.2.2.7. Mesure de la taille des gouttes	137
6.3. Comparaison avec les résultats ACACIA	137
6.3.1. Simulation ACACIA à $t=0$	137
6.3.2. Comparaison des températures de gouttes mesurées aux températures calculées	138
6.4. Comparaison des trois essais réalisés	139
Conclusion.....	141

6. CHAPITRE VI : « ANALYSE DES ESSAIS D'ASPERSION »

6.1. Conditions nominales et protocole d'essai

Le scénario général des essais d'aspersion débute par une pressurisation initiale de l'enceinte par une injection de vapeur jusqu'à une pression relative donnée qui varie suivant l'essai réalisé (Tableau 6-1).

Lorsque celle-ci est atteinte, l'injection de vapeur est coupée alors que débute l'aspersion à un débit de 30 g.s^{-1} et à une température de $23 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Le spray est généré par une buse TG_3,5 (Spraying Systems). Le régime transitoire de dépressurisation de l'enceinte commence et se prolonge jusqu'à l'obtention d'un régime globalement permanent où la pression et la température moyenne du mélange gazeux présent dans l'enceinte n'évoluent plus. Pour ces essais, la buse est décentrée de quarante centimètres par rapport à l'axe de l'enceinte pour que le volume de mesure pour la réfractométrie arc-en-ciel global coïncide avec l'axe de la buse. Ainsi, nous réalisons trois essais référencés A1, A2 et A3 dont les conditions nominales visées sont données dans le tableau ci-dessous.

Essai N°	Débit d'aspersion (g/s)	Température de l'eau d'aspersion ($^{\circ}\text{C}$)	d_{32} (μm)	Température initiale de l'air ($^{\circ}\text{C}$)	Pression relative (bar)	Demi-angle du spray ($^{\circ}$)
A1	30	23	130	120	1,5	28
A2	30	23	130	120	1,2	28
A3	30	23	130	120	1,8	28

Tableau 6-1. Conditions nominales des essais d'aspersion décentrés

6.1.1. Conditions initiales de l'essai

Pour parvenir à des conditions initiales maîtrisées et reproductibles, nous imposons, la veille de l'essai, une température de $120 \text{ }^{\circ}\text{C}$ aux parois et une circulation d'air dans l'enceinte à un débit d'environ 5 g.s^{-1} pendant environ 20 h (enceinte ouverte).

Quelques heures avant le début de l'essai proprement dit, le balayage d'air est stoppé de sorte à atteindre un équilibre thermique.

La Figure 6-1 présente un champ de température du gaz mesuré avant le début de l'injection de la vapeur. Sur cette figure chaque point noir correspond à l'emplacement d'un thermocouple.

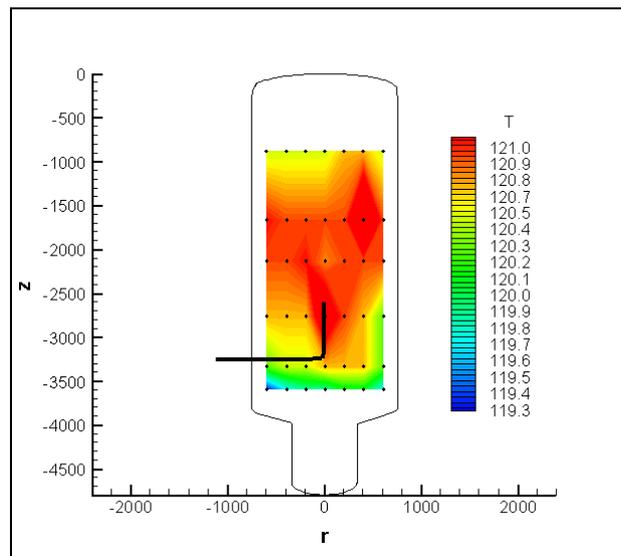


Figure 6-1. Champ de température du gaz dans l'enceinte avant l'injection de la vapeur

Nous remarquons sur cette figure une faible stratification thermique ($\cong 1$ °C).

Ainsi, une fois l'homogénéité thermique atteinte, nous fermons l'enceinte et débutons l'injection de la vapeur. Celle-ci est réalisée à un débit de $13 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ jusqu'à la pression partielle de vapeur voulue. Cette injection de vapeur induit un réchauffement et une pressurisation de l'enceinte (Figure 6-2). Ceci est principalement dû à la compression du gaz dans l'enceinte, mais aussi au fait que la vapeur est injectée surchauffée pour éviter sa condensation dans la ligne d'injection ou en sortie de la canne d'injection où intervient une détente.

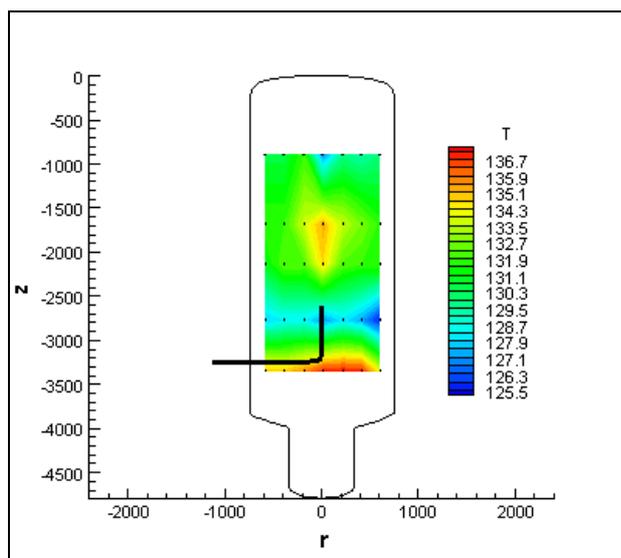


Figure 6-2. Champ de température dans TOSQAN à la fin de l'injection de la vapeur pour un essai A1

A l'aide de la mesure de la température du gaz, nous pouvons estimer la structure des écoulements dans TOSQAN à la fin de l'injection de la vapeur (Figure 6-3). Ainsi, nous pouvons mettre en évidence deux tourbillons contrarotatifs qui permettent l'homogénéisation du gaz dans l'enceinte.

Ces deux grands tourbillons assurent une certaine homogénéité de la pression partielle de vapeur dans l'enceinte. Le réchauffement du gaz observé en $z=-3500$ mm est induit par la compression locale de celui-ci.

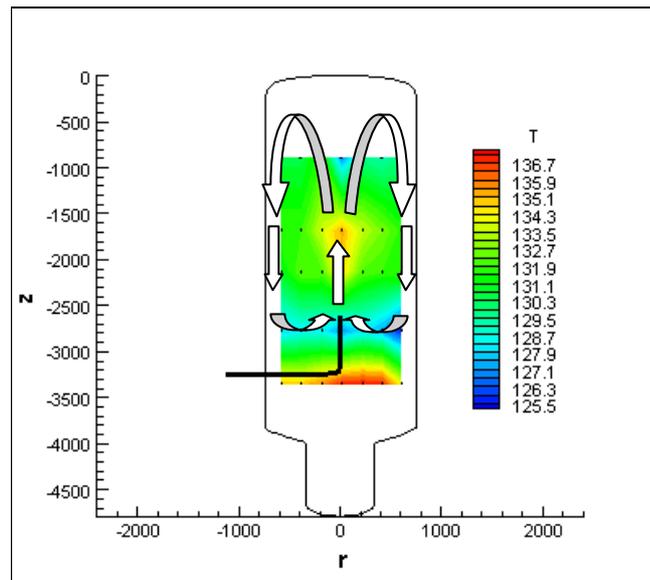


Figure 6-3. Estimation de la structure des écoulements dans TOSQAN à la fin de l'injection de la vapeur pour un essai A1

En associant ce champ de températures à un profil vertical de la température du gaz mesuré à 3 cm de la paroi, nous pouvons confirmer cet écoulement. En effet, nous observons sur la Figure 6-4 un refroidissement du gaz au cours de sa chute en proche paroi. Ce refroidissement est lié aux échanges thermiques entre le gaz et la paroi dont la température est en moyenne de 123 °C.

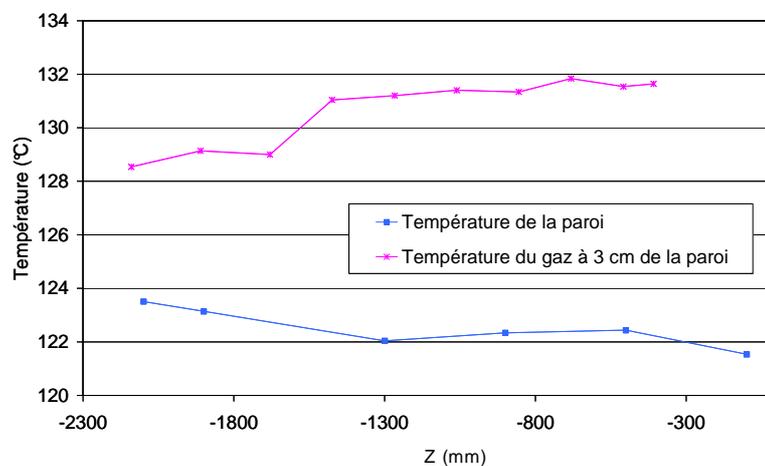


Figure 6-4. Profil vertical de la température du gaz mesuré à 3 cm de la paroi

Lorsque la pression partielle de vapeur voulue est atteinte, nous stoppons l'injection de vapeur et déclenchons l'aspersion. Lors de nos essais, cet instant est pris comme référence des temps ($t=0$ s).

6.1.2. Déroulement de l'essai

L'essai proprement dit commence dès le déclenchement de l'aspersion. Celle-ci correspond à l'injection dans TOSQAN d'un spray à un débit de 30 g.s^{-1} et à une température de 23 °C via une buse TG_3,5. La température de l'eau d'aspersion est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé quelques millimètres en amont de l'injection dans le tube isolé d'alimentation de la buse. L'évolution temporelle de la température et du débit d'injection pendant un essai d'aspersion est présentée sur la Figure 6-5.

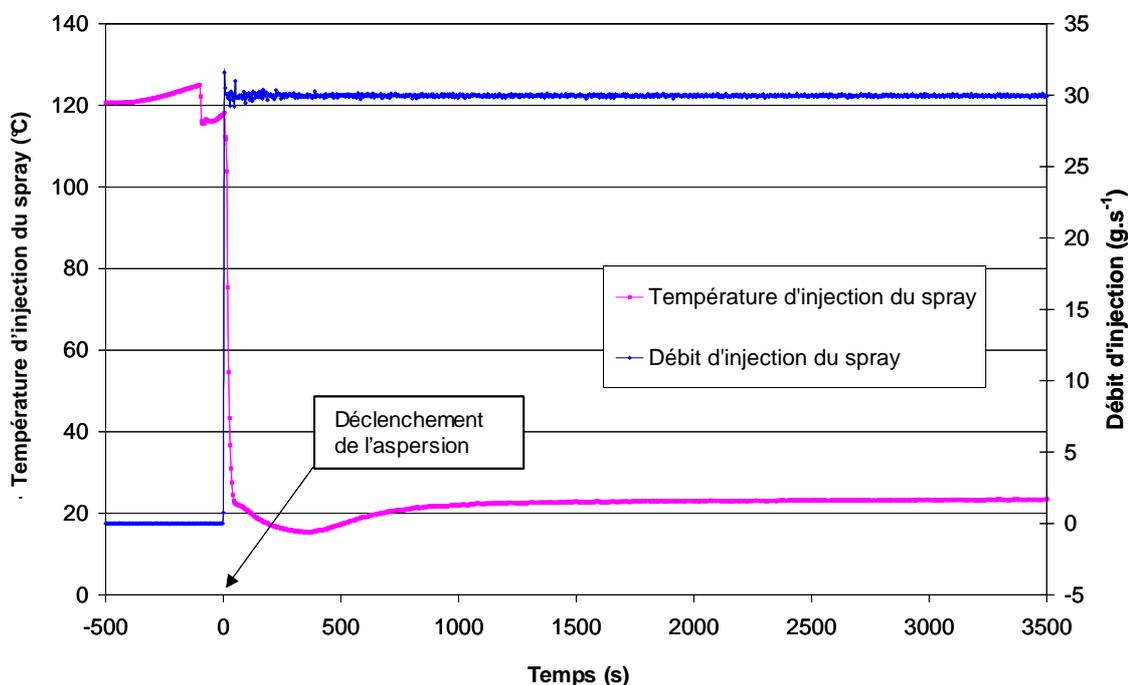


Figure 6-5. Evolution temporelle des débit et température d'injection

Nous remarquons sur cette figure que le débit d'injection de l'aspersion se stabilise très rapidement (7 secondes). En revanche, la température d'injection de l'eau ne se stabilise parfaitement qu'après 600 s d'essai. A $t = 0$ s, elle est de l'ordre de la température de l'enceinte car initialement, le volume mort d'eau alimentant la buse d'aspersion est chauffé par conduction. Puis, elle refroidit jusqu'à une température de 20 °C en 20 s d'essai. Finalement, elle s'élève à nouveau pour atteindre sa température d'équilibre de 23 °C environ 600 s après le début de l'essai. Ce dernier réchauffement de 3 °C est dû au réchauffement induit par la compression de la pompe alimentant le circuit d'aspersion.

Nous présentons sur la Figure 6-6 les évolutions temporelles des grandeurs globales telles que la température moyenne du gaz et la pression relative dans l'enceinte lors d'un essai d'aspersion.

Le début de l'aspersion est caractérisé par un brutal refroidissement du gaz et une dépressurisation de l'enceinte. Ceux-ci sont provoqués par les échanges thermique et massique entre les gouttes d'eau injectées à 23°C et le mélange air / vapeur. Nous effectuerons une analyse globale et locale de cet essai respectivement dans les parties 6.2.1 et 6.2.2.

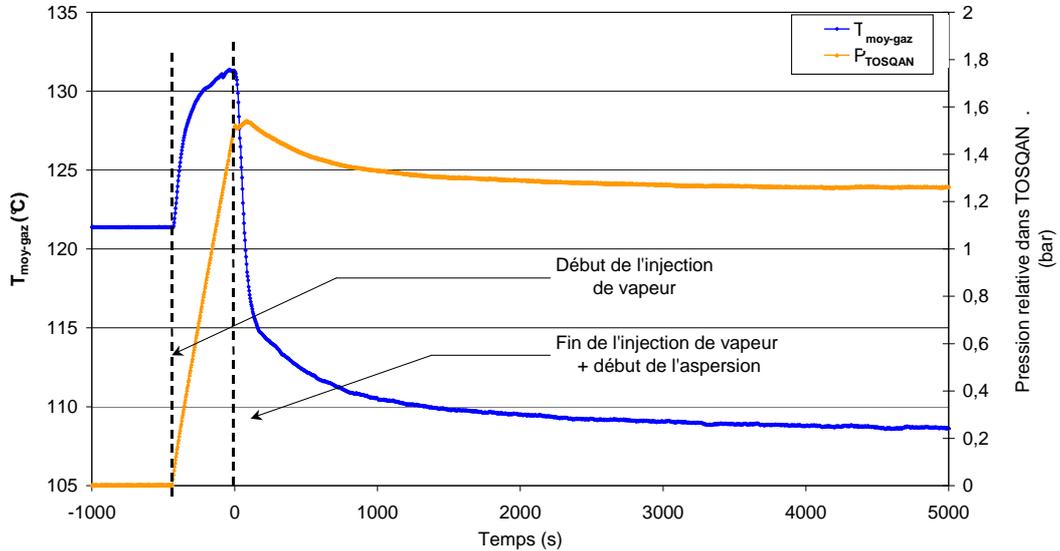


Figure 6-6. Déroulement d'un essai d'aspersion A1 : évolutions temporelles de la pression et de la température moyenne du gaz

Pour réaliser les différentes mesures, nous sommes contraints de reproduire cet essai autant de fois que nécessaire. Pour vérifier sa reproductibilité, les évolutions temporelles de la température moyenne du gaz et de la pression relative sont tracées sur la Figure 6-7. Ces deux essais sont réalisés à des températures d'injection du spray très proches.

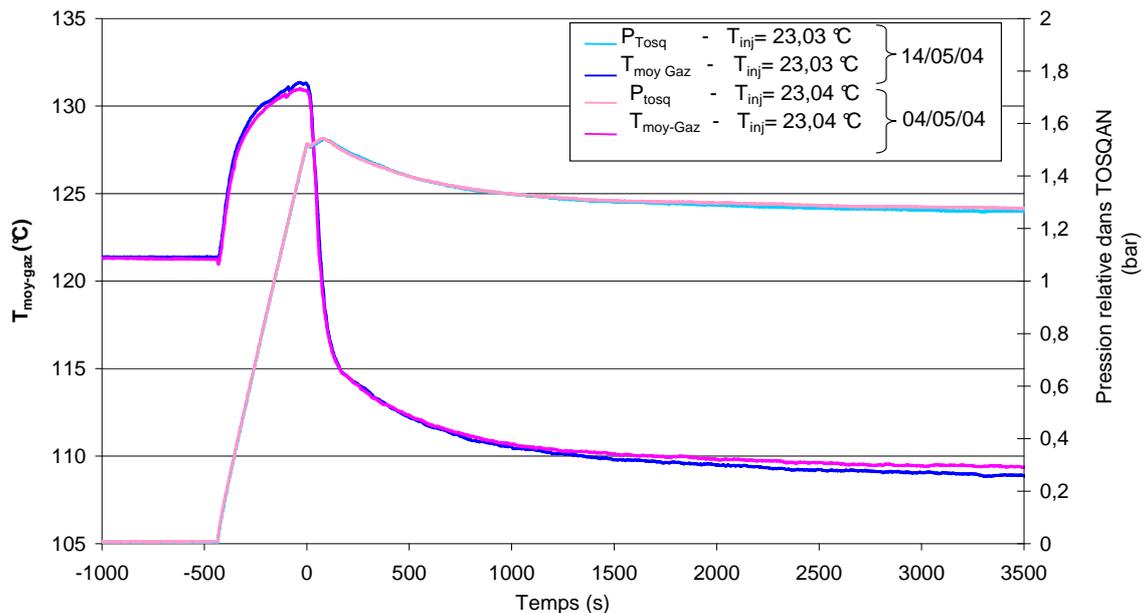


Figure 6-7. Reproductibilité d'un essai d'aspersion

Nous observons sur cette figure que les différences de températures moyennes et de pressions relatives entre les deux essais n'excèdent jamais respectivement 0,41 °C et 0,001 bar. Or, ces écarts sont de l'ordre de grandeur de la précision des thermocouples pour la température (0,5 °C) et bien inférieur à la précision des capteurs de pression (0,01 bar).

Ainsi, dès lors que la température d'injection du spray est constante, l'évolution temporelle des grandeurs thermodynamiques est parfaitement reproductible. La sensibilité de l'essai à la température d'injection du spray sera traitée dans la partie 6.2.1.4.

6.2. Analyse de l'essai A1

L'essai A1 présenté dans cette partie est notre essai de référence. Il est particulièrement finement instrumenté de sorte à réaliser une analyse détaillée des processus de transferts massique et thermique entre les gouttes et le mélange air/vapeur. De plus, cet essai servira de base de comparaison pour les essais A2 et A3 (partie 6.4).

6.2.1. Analyse globale des échanges massique et thermique

Pour décrire le déroulement global de l'essai, nous calculons l'évolution du nombre de moles et du taux de saturation dans l'enceinte.

Connaissant la pression absolue P_{TOSQAN} et la température moyenne \bar{T}_{TOSQAN} dans l'enceinte, nous calculons le nombre de moles de gaz total n_{Total} dans TOSQAN en faisant l'hypothèse de gaz parfait. Nous rappelons que la température moyenne est calculée en faisant la moyenne des températures mesurées par les 40 thermocouples sur les cannes horizontales (Chapitre III).

$$(6-1) \quad n_{Total} = \frac{P_{TOSQAN} V_{TOSQAN}}{R \bar{T}_{TOSQAN}}$$

Puis, nous calculons le taux de saturation moyenné dans l'enceinte $\bar{S}(t)$ au cours du temps.

$$(6-2) \quad \bar{S}(t) = \frac{P_{vap}}{P_{sat}(\bar{T}_{TOSQAN})} = \frac{P_{TOSQAN}(t) - P_{air}(t)}{P_{sat}(\bar{T}_{TOSQAN}(t))}$$

Dans cette équation, la pression partielle de vapeur P_{vap} est calculée en soustrayant la pression partielle d'air à la pression totale dans TOSQAN. La pression partielle d'air dans TOSQAN est calculée à chaque instant t à l'aide de la pression partielle initiale d'air mesurée avant le début de l'injection de vapeur ($P_{air}(t=0)$) et des températures moyennes du gaz dans TOSQAN mesurées initialement ($\bar{T}_{TOSQAN}(t=0)$) et à l'instant t ($\bar{T}_{TOSQAN}(t)$).

$$(6-3) \quad P_{air}(t) = P_{air}(t=0) \cdot \left(\frac{\bar{T}_{TOSQAN}(t)}{\bar{T}_{TOSQAN}(t=0)} \right)$$

ainsi :

$$(6-4) \quad \bar{S}(t) = \frac{P_{vap}}{P_{sat}(\bar{T}_{TOSQAN})} = \frac{P_{TOSQAN}(t) - P_{air}(t=0) \cdot \left(\frac{\bar{T}_{TOSQAN}(t)}{\bar{T}_{TOSQAN}(t=0)} \right)}{P_{sat}(\bar{T}_{TOSQAN})}$$

La pression de saturation de la vapeur P_{sat} est calculée en fonction de la température moyenne du gaz à l'aide de l'équation suivante (équation (6-5), [55]) :

$$(6-5) \quad P_{sat}(\bar{T}_{TOSQAN}) = 10^{\left(\frac{16.37}{\bar{T}_{TOSQAN}} - \frac{2818}{\bar{T}_{TOSQAN}^2} - 1.069 \log \bar{T}_{TOSQAN} - 5.75 \cdot 10^{-3} \cdot \bar{T}_{TOSQAN} + 4.01 \cdot 10^{-6} \cdot \bar{T}_{TOSQAN}^2 \right)} \times \frac{10^5}{760}$$

Dans cette équation P_{sat} est exprimée en Pascal et \bar{T}_{gaz} en Kelvin.

Pour décrire chacune des phases de l'essai nous traçons sur la Figure 6-8 les évolutions temporelles de la température moyenne et du nombre de moles de gaz et enfin le taux de saturation moyen. Or, il est important de rappeler que le débit de fuite de l'installation pour ces conditions de fonctionnement est négligeable (Chapitre III). Ainsi, l'évolution du nombre de moles de gaz dans l'enceinte est égale à l'évolution du nombre de moles de vapeur (le nombre de moles d'air restant constant). Sur ce graphique, pour des raisons d'échelle, nous avons multiplié la température moyenne du gaz par quatre. Ainsi, nous pouvons lire l'évolution des trois paramètres sur une seule figure.

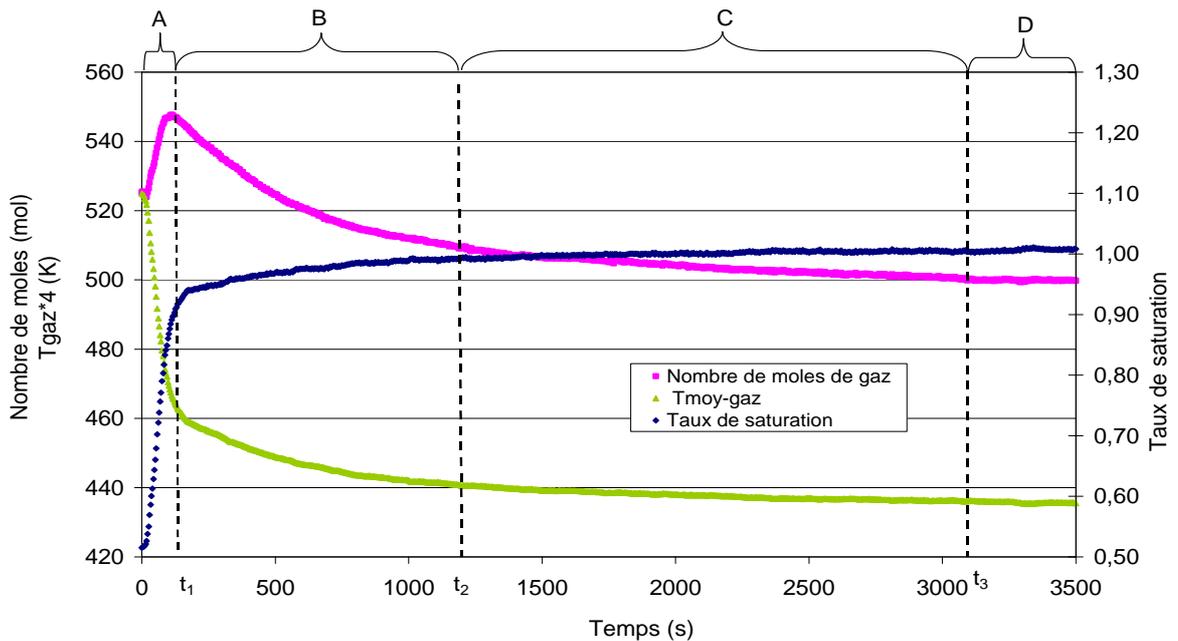


Figure 6-8. Déroulement de l'essai A1

Ainsi, nous basons notre analyse globale de l'essai sur l'évolution temporelle de ces trois paramètres $(n_{Total}, \bar{T}_{TOSQAN}, \bar{S})$. Nous remarquons alors que nous pouvons mettre en évidence trois temps caractéristiques notés t_1 , t_2 et t_3 sur la Figure 6-8.

Nous observons que jusqu'à l'instant t_1 le nombre de moles de gaz augmente dans l'enceinte et que ceci est corrélé à un brutal refroidissement du gaz. A cet instant, nous observons une diminution du nombre de moles de gaz dans l'enceinte au cours du temps.

Le temps t_2 correspond à l'instant pour lequel le gaz devient saturé en moyenne dans l'enceinte.

Et enfin, le temps t_3 correspond à l'instant pour lequel les trois paramètres de notre analyse deviennent constants $(n_{Total}, \bar{T}_{TOSQAN}, \bar{S})$.

Ces trois temps caractéristiques nous permettent de diviser l'essai en quatre phases notées A, B, C, et D (Figure 6-8).

- ✓ phase A : brutal refroidissement du gaz ;
- ✓ phase B : transition vers la saturation du gaz;
- ✓ phase C : stabilisation du taux de saturation ;
- ✓ phase D : stabilisation des trois paramètres.

Une analyse détaillée des phénomènes intervenant pendant chacune de ces quatre phases sera réalisée dans la partie suivante.

Lors d'un essai d'aspersion, la dépressurisation de l'enceinte est due au refroidissement du gaz, mais aussi à la variation du nombre de moles de vapeur dans l'enceinte, induite par les transferts massiques entre les gouttes et le gaz (évaporation et condensation). Nous nous intéressons ici à quantifier le poids de chacun de ces effets sur la dépressurisation. Ainsi, nous écrivons la loi des gaz parfaits entre l'instant t et $t+dt$ à chaque instant de l'essai.

Nous pouvons donc écrire la relation suivante :

$$(6-6) \quad \frac{dP}{dt}(t) = \left(n(t)R \frac{d\bar{T}_{TOSQAN}}{dt}(t) + \frac{dn(t)}{dt} R \bar{T}_{TOSQAN}(t+dt) \right) \frac{1}{V_{TOSQAN}}$$

Dans cette équation le premier terme correspond à la dépressurisation induite par le refroidissement du gaz, et le second à la dépressurisation induite par les échanges massiques.

L'évolution de la température du gaz $\left(\overline{\frac{dT_{TOSQAN}}{dt}}\right)$ est causée à la fois par les transferts thermiques entre le gaz et les gouttes mais aussi par les transferts massiques (l'évaporation des gouttes induisant un refroidissement du gaz).

L'évolution temporelle de ces deux termes est tracée sur la Figure 6-9.

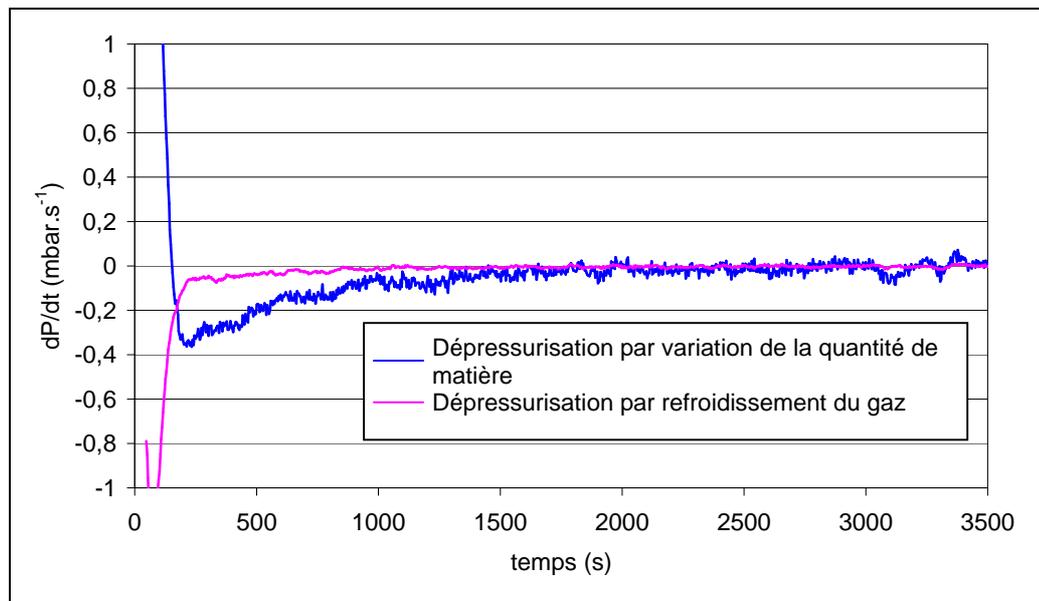


Figure 6-9. Quantification des effets thermiques et massiques sur la dépressurisation

Nous retrouvons sur cette figure les différentes phases (A, B, C, D) définie précédemment. De plus nous observons que dès le début de la phase B de l'essai, la dépressurisation induite par les échanges thermiques est négligeable devant celle causée par la condensation sur les gouttes.

6.2.1.1. Analyse globale pendant la phase A

Cette phase commence dès le début de l'aspersion et dure environ 100 s. Elle se caractérise par une violente chute de la température moyenne du gaz dans l'enceinte, qui passe de 131 °C à 115 °C. On observe sur la Figure 6-10 que ce brutal refroidissement du gaz est accompagné d'une augmentation du nombre de moles de gaz dans l'enceinte. Ainsi, nous en déduisons que ce refroidissement est essentiellement dû à l'évaporation des gouttes. En effet, les gouttes puisent dans le gaz l'énergie nécessaire à leur évaporation.

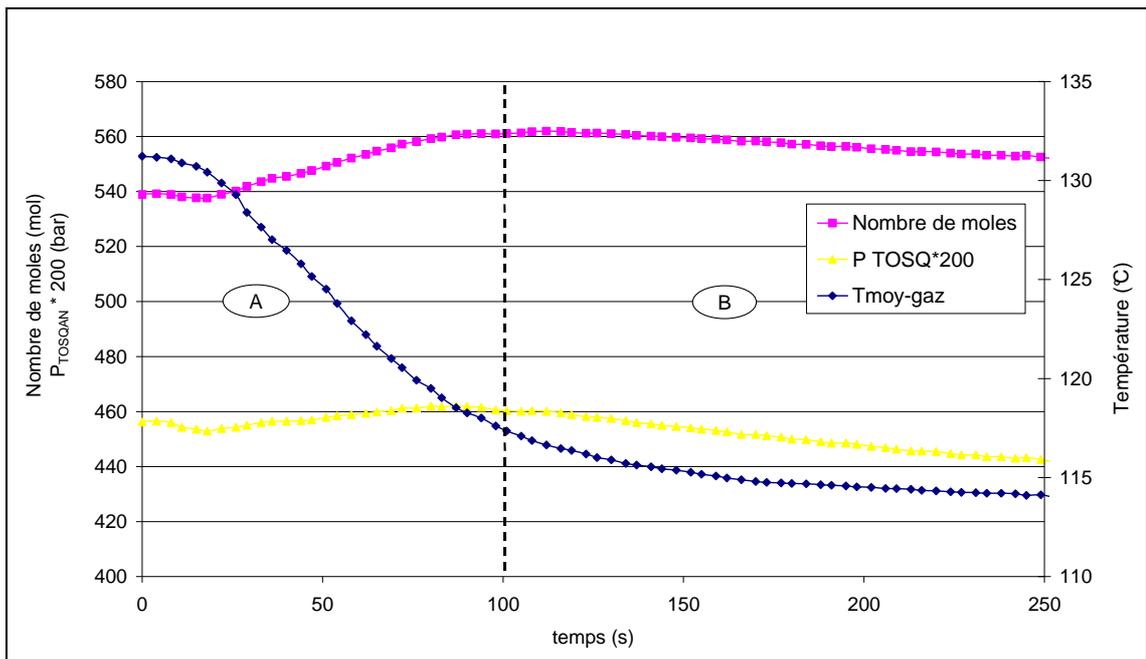


Figure 6-10. Zoom sur la phase d'évaporation

De plus, nous traçons sur la Figure 6-11 l'évolution temporelle du débit d'eau évacuée en sortie de TOSQAN ainsi que le niveau de remplissage du pot de collection de l'eau évacuée (Chapitre III). Nous remarquons, sur cette figure que le niveau dans ce pot n'augmente qu'après 100 s d'essai. Ce résultat est en accord avec notre observation précédente et permet de conclure que la phase A correspond à une phase globale d'évaporation des gouttes injectées.

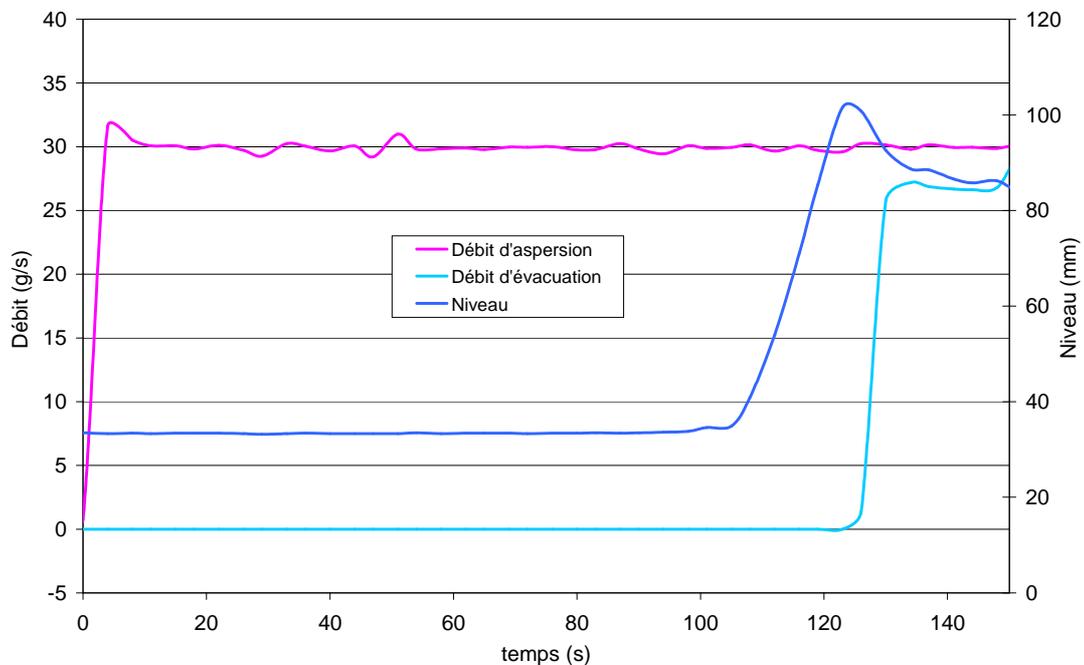


Figure 6-11. Evolution temporelle du débit d'eau évacuée de l'enceinte

A l'issue de cette phase, la pression et le nombre de moles de vapeur dans l'enceinte atteignent un maximum et la courbe d'évolution temporelle de la température du gaz commence à s'infléchir. Cette inflexion s'explique par une moindre évaporation des gouttes qui est limitée par la saturation du gaz ($\bar{S}(t=100s) = 0,95$).

Signalons que pendant cette phase qui dure environ 100 s les mesures de températures de gouttes par réfractométrie arc-en-ciel global ne sont pas réalisables car au cours de cette période, nous effectuons les réglages optiques qui ne peuvent être effectués qu'en présence d'aspersion en début d'essai.

6.2.1.2. Analyse globale pendant la phase B

Cette phase est beaucoup plus longue que la première. Elle se déroule entre $t = 100$ s et $t = 1200$ s (Figure 6-8). Le calcul du nombre de moles de gaz dans l'enceinte de TOSQAN nous indique que cette phase correspond globalement à une phase de condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes. Parallèlement, le gaz est refroidi par transfert thermique convectif avec les gouttes. Ainsi, même si globalement, pendant cette période, la vapeur d'eau se condense sur les gouttes, le taux de saturation du gaz augmente asymptotiquement vers sa valeur d'équilibre. A l'issue de cette période le gaz est globalement saturé en vapeur d'eau.

6.2.1.3. Analyse globale pendant la phase C

Cette phase de l'essai commence à $t = 1200$ s et dure environ 1800 s. Pendant celle-ci, la température moyenne du gaz continue à diminuer grâce aux échanges thermiques convectifs avec les gouttes. Ainsi, la vapeur continue en moyenne à se condenser sur les gouttes pour conserver un gaz saturé dans l'enceinte.

6.2.1.4. Analyse globale pendant la phase D

Cette dernière phase de l'essai qui commence 3100 s après le déclenchement de l'aspersion, correspond à l'équilibre total. Pendant celle-ci, toutes les grandeurs sont constantes ($n_{TOTAL}, P_{TOSAQAN}, \bar{T}_{TOSAQAN}, \bar{S}$). Ainsi pendant cette phase, la puissance fournie par les parois de l'enceinte est égale à celle nécessaire pour faire passer les gouttes de leur température d'injection à leur température d'équilibre.

Comme nous l'avons précisé précédemment, nous sommes contraints de reproduire cet essai à l'identique, plusieurs fois, pour réaliser l'ensemble des mesures optiques. En revanche, la température d'injection des gouttes est un paramètre difficile à maîtriser parfaitement car il est fortement dépendant de la température ambiante du hall d'essai qui pilote la température de l'eau dans sa bache de stockage.

Ainsi, certains de nos essais sont réalisés avec des sprays injectés à des températures légèrement différentes. Pour ceux-ci, nous observons une forte corrélation entre la température d'injection du spray et la dépressurisation de l'enceinte (Figure 6-13).

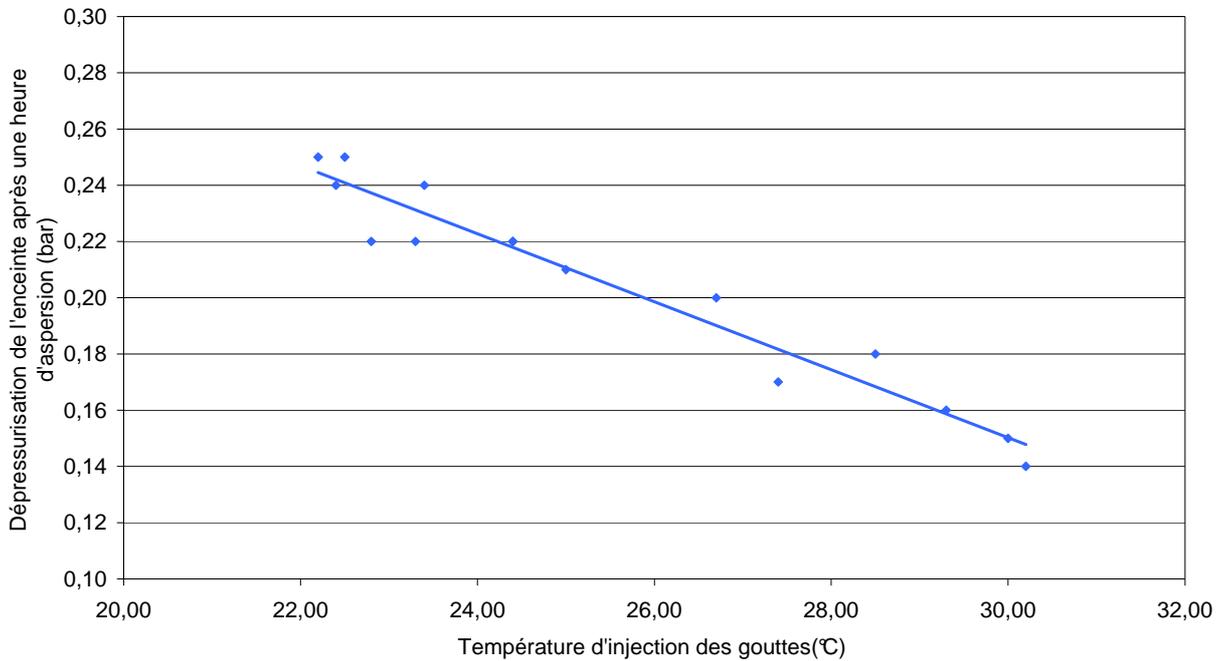


Figure 6-12. Corrélation entre la température d'injection du spray et la dépressurisation de l'enceinte

Pour une meilleure analyse de ce résultat, nous couplons la mesure de pression à la mesure de la température moyenne du gaz pour calculer l'évolution temporelle du nombre de moles de gaz dans l'enceinte (toujours en faisant l'hypothèse de gaz parfait, Figure 6-13).

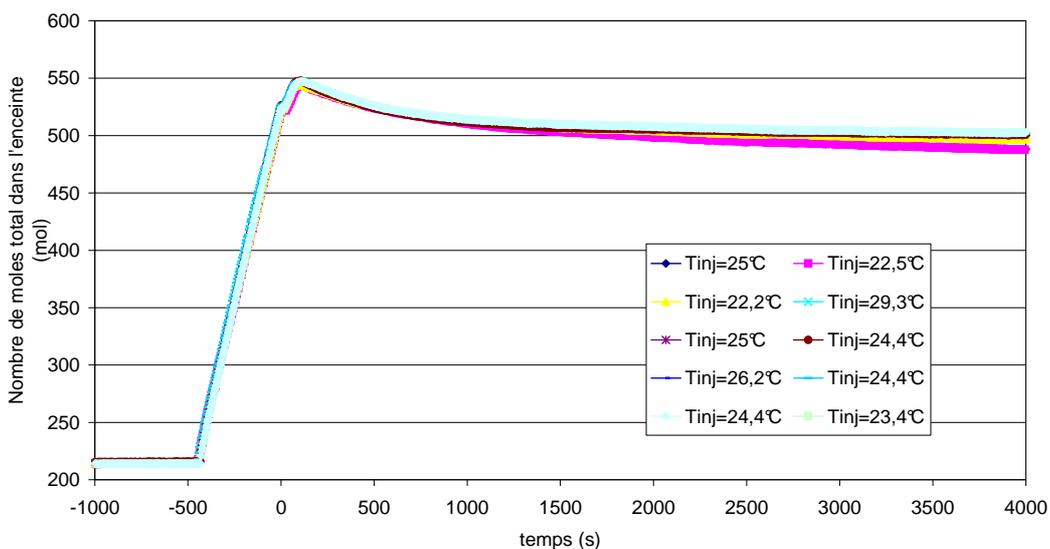


Figure 6-13. Effet de la température d'injection du spray sur la condensation

Nous calculons le nombre de moles de vapeur condensées (Δn) en 1 h d'aspersion (alors que l'équilibre du gaz est parfaitement établi) en fonction des pressions et températures initiales et après 1 h d'essai. Celles-ci sont respectivement notées $P_{TOSQAN}(t=0)$, $\bar{T}_{TOSQAN}(t=0)$, $P_{TOSQAN}(t=3600s)$ et $\bar{T}_{TOSQAN}(t=3600s)$.

$$P_{TOSQAN}(t=0)V_{TOSQAN}=n(t=0)R\bar{T}_{TOSQAN}(t=0)$$

$$P_{TOSQAN}(t=3600s)V_{TOSQAN}=n(t=3600s)R\bar{T}_{TOSQAN}(t=3600s)$$

$$\Delta n = n(t=0) - n(t=3600s)$$

$$\Delta n = \frac{V_{TOSQ}(P_{TOSQ}(t=3600s) - P_{TOSQ}(t=0))}{R\bar{T}_{TOSQ}(t=3600s)} - \frac{P_{TOSQ}(t=0)V_{TOSQ}}{R\bar{T}_{TOSQ}(t=3600s)\bar{T}_{TOSQ}(t=0)} \left(\bar{T}_{TOSQ}(t=3600s) - \bar{T}_{TOSQ}(t=0) \right)$$

Le nombre de moles de vapeur condensées en 1 h d'essai est tracé sur la Figure 6-14 en fonction de la température d'injection du spray.

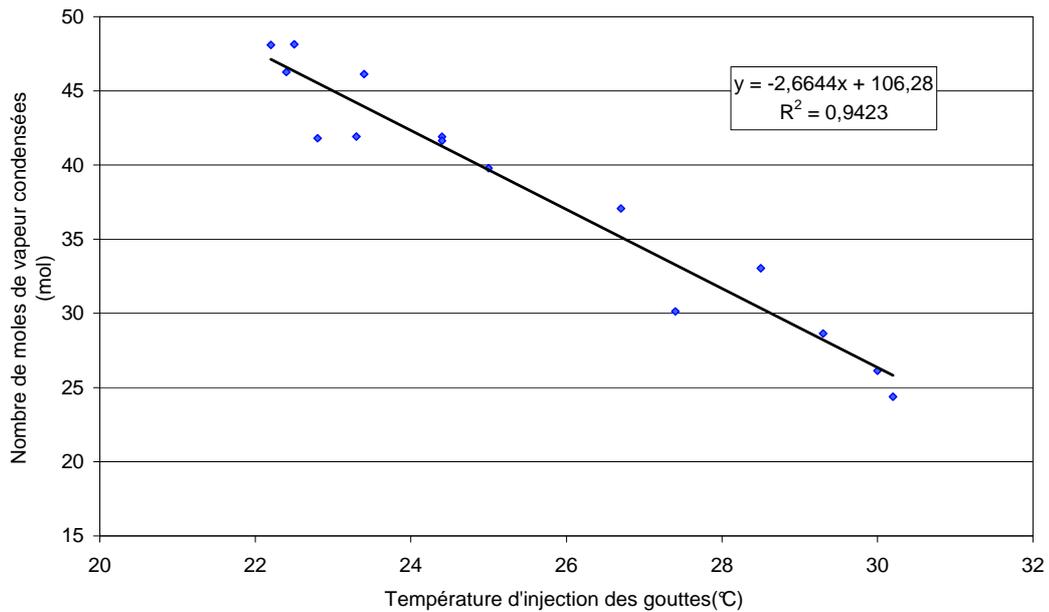


Figure 6-14. Effet de la température d'injection du spray sur la condensation

Nous remarquons que ce nombre de moles d'eau condensées varie linéairement avec la température d'injection du spray.

Pour réaliser les différents diagnostics optiques, nous sommes contraints de reproduire cet essai autant de fois que nécessaire. Ainsi, vu l'importance de ce paramètre, seuls les essais effectués à même température d'injection seront utilisés pour le couplage des mesures ($T_{inj} = 23 \pm 0,5$ °C).

6.2.2. Analyse locale des échanges massique et thermique

Pendant cet essai, nous réalisons différentes mesures pour caractériser localement les transferts massique et thermique entre les gouttes et le gaz. Concernant le gaz, nous mesurons sa température à l'aide de 40 thermocouples, et la fraction volumique de vapeur au moyen de la Spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée. Concernant les gouttes, nous mesurons leur température et vitesse respectivement par réfractométrie arc-en-ciel global et P.I.V..

6.2.2.1. Analyse de la température du gaz

Nous traçons sur les Figure 6-14, Figure 6-16 et Figure 6-17 les champs de températures du gaz mesurés au début de chacune des quatre phases de l'essai identifiées.

Contrairement à la situation de l'enceinte relative à la phase initiale d'équilibre en air ou à la phase correspondant à la fin de l'injection de la vapeur (Figure 6-1 et Figure 6-2), le champ de températures du gaz n'est pas axisymétrique, la buse d'aspersion n'étant pas dans l'axe de l'enceinte. Nous traçons donc les champs de températures dans un repère tridimensionnel. Pour faciliter la lecture de ces champs de températures, nous les traçons à deux angles différents en effectuant une rotation autour de l'axe de TOSQAN. Chacun de ces champs de températures est moyenné sur 5 s.

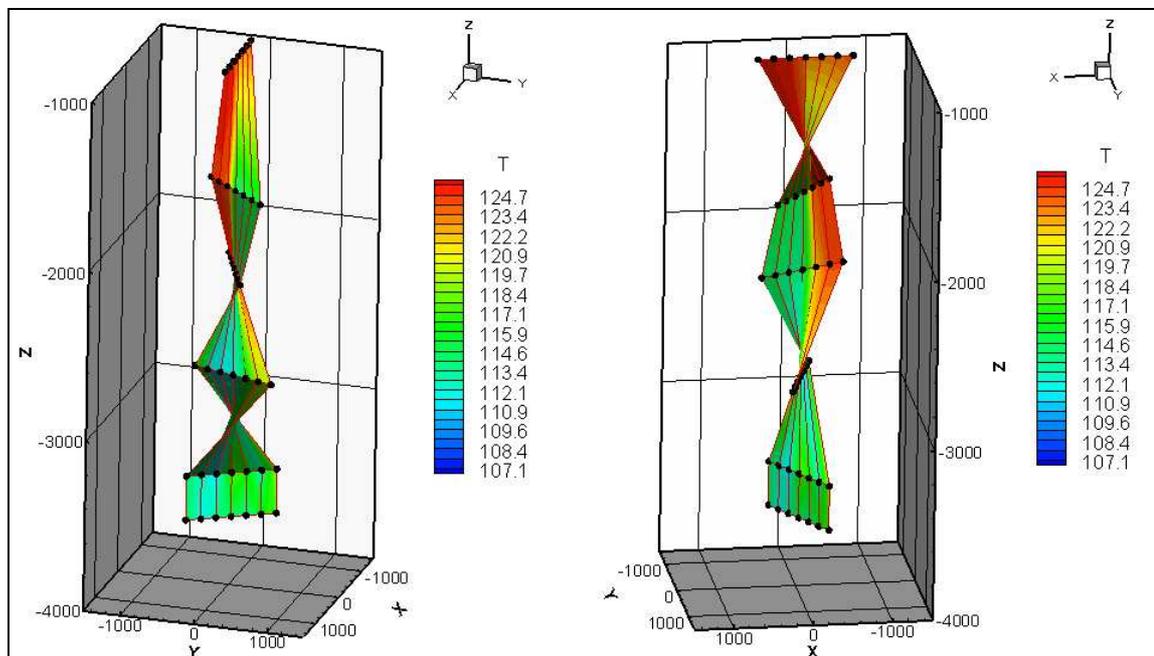


Figure 6-15. Champ de températures du gaz ($t_1 = 100$ s)

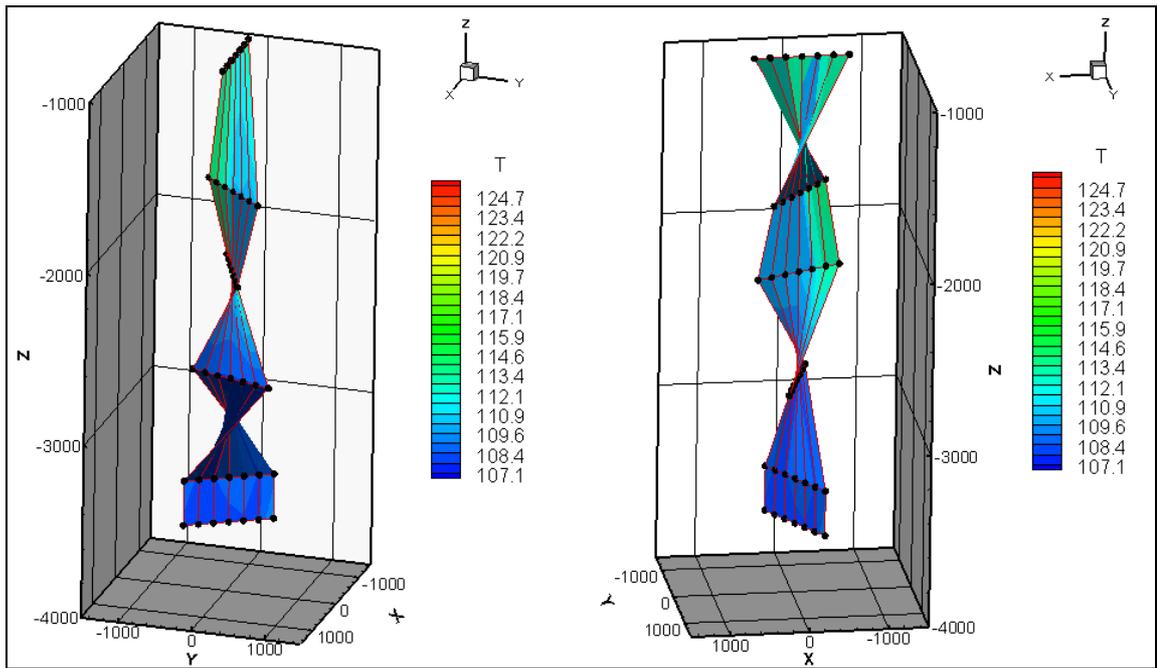


Figure 6-16. Champ de températures du gaz ($t_2 = 1200$ s)

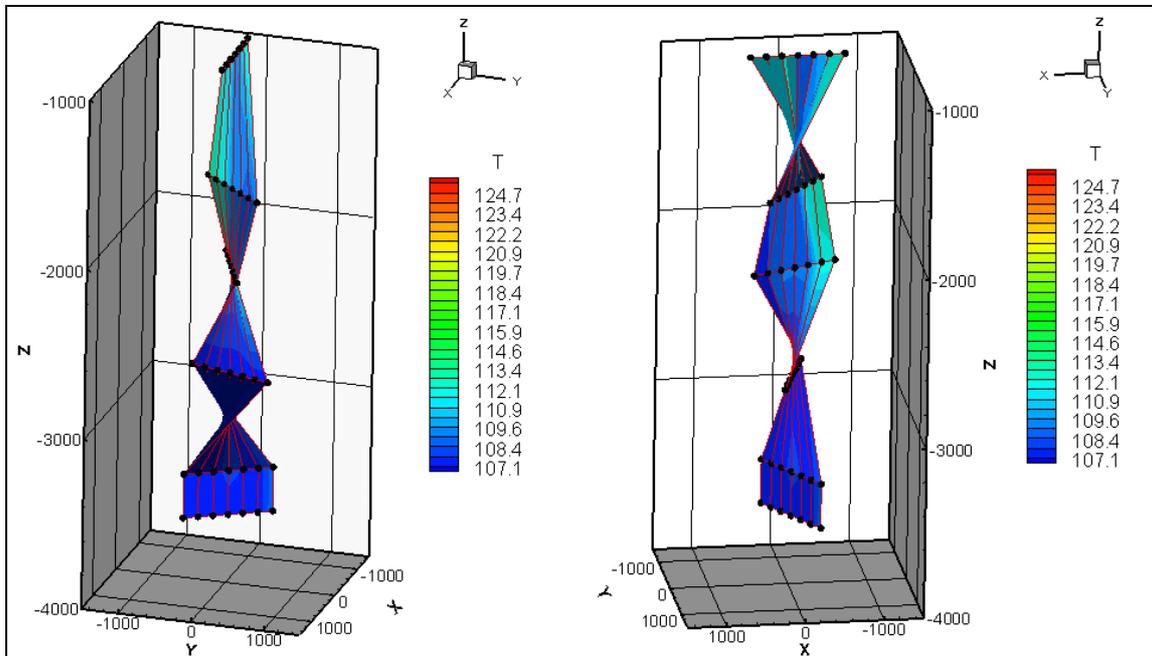


Figure 6-17. Champ de températures du gaz ($t_3 = 3100$ s)

Nous observons qu'à $t_1 = 100$ s, la différence de température entre la zone du spray et le reste de l'enceinte est très marquée (environ 9 °C). Puis, le gaz se renouvelant par entraînement dans la zone du spray, cette différence s'estompe pour n'être plus que de quelques degrés (3 °C) 3100 s après le début de l'essai.

De plus, un des thermocouples étant placé dans l'axe de l'orifice de la buse, nous réalisons un profil vertical de la température du gaz au centre du spray pendant la phase D de l'essai (Figure 6-18). Pour réaliser ce profil, nous translatons la buse d'injection verticalement pendant cette phase d'équilibre. Chacune de ces mesures correspond à la température mesurée par le thermocouple lorsque la température est stable (600 s après la translation de la buse). Il est important de préciser que la translation de la buse ne modifie pas l'équilibre global de la phase D.

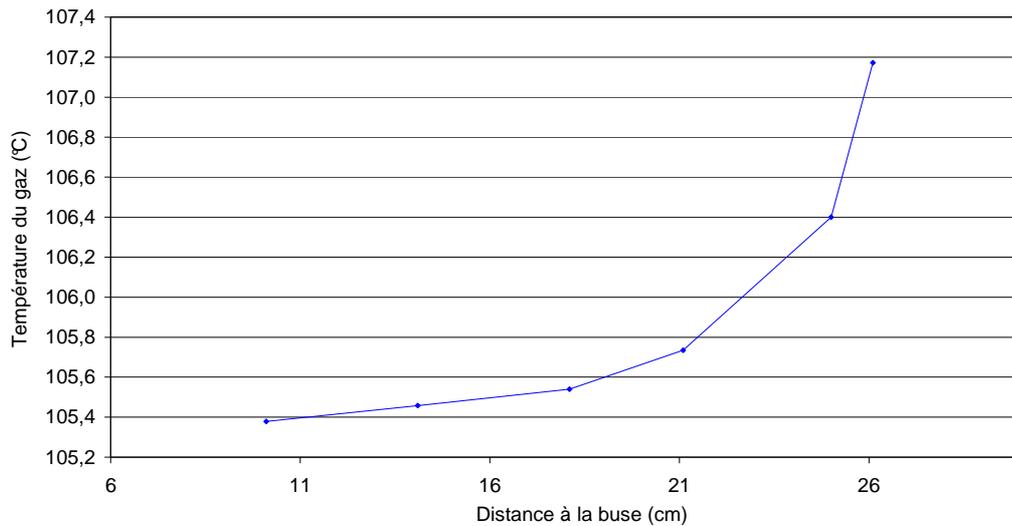


Figure 6-18. Profil vertical de température du gaz sur l'axe du spray

Nous mesurons qu'entre 101 mm et 181 mm, le gaz se réchauffe linéairement en fonction de la distance à la buse. Puis, à partir de 187 mm après l'injection, le réchauffement du gaz s'accélère. Nous attribuons cet effet à la dilution du spray. En effet, plus nous nous approchons de la buse, plus la densité en gouttes devient importante et donc plus la densité d'énergie cédée aux gouttes croît.

6.2.2.2. Analyse de la pression partielle de vapeur locale

Dans un premier temps nous effectuons une mesure de l'évolution temporelle de la fraction volumique de vapeur (X_{vap}) au centre du spray à 25 cm de l'orifice de la buse à l'aide de la spectroscopie par diffusion Raman spontanée (Figure 6-19). De cette mesure, nous déduisons la pression partielle locale de vapeur (Equation (6-7)).

$$(6-7) P_{vap} = P_{TOSQAN} X_{vap}$$

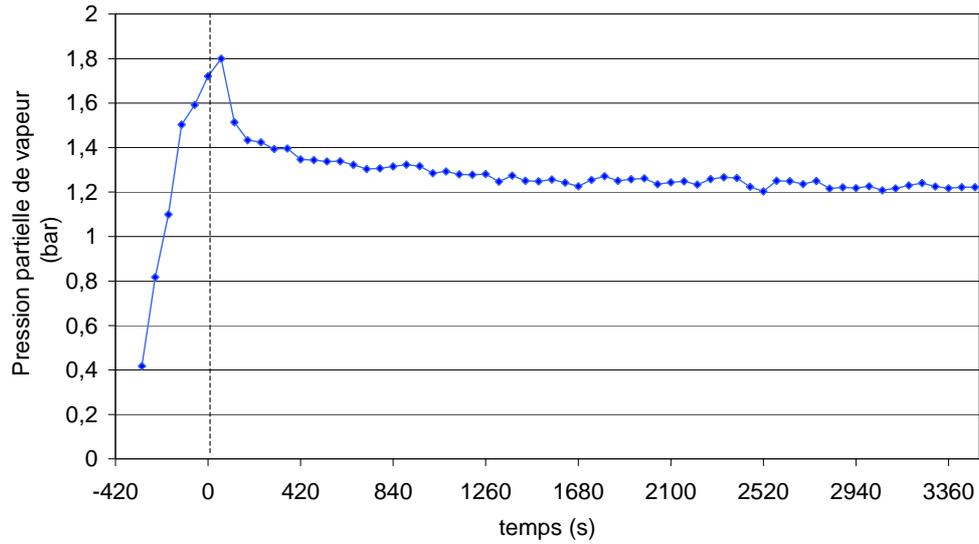


Figure 6-19. Evolution temporelle de la pression partielle de vapeur au centre du spray à 25 cm de l'orifice de la buse

Nous couplons cette mesure à la température locale du gaz mesurée à quelques millimètres à l'aide d'un thermocouple (Figure 6-20).

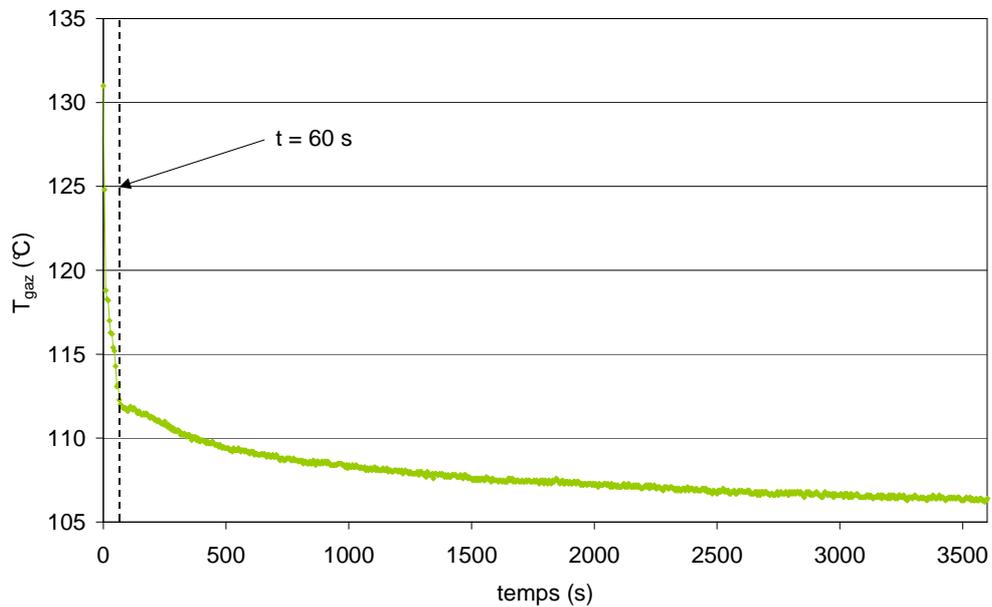


Figure 6-20. Evolution temporelle de la température du gaz au centre du spray à 25 cm de l'orifice de la buse

Nous en déduisons l'évolution temporelle du taux de saturation locale du gaz au centre du spray à 25 cm de la buse.

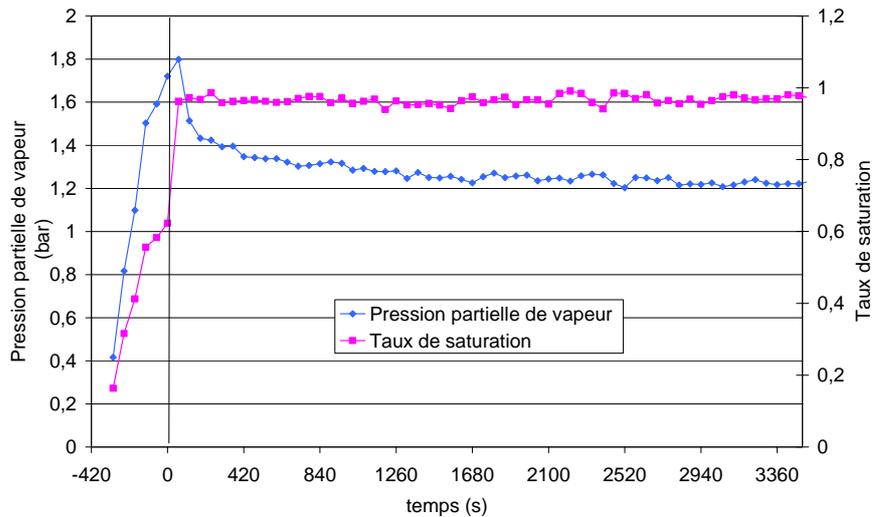


Figure 6-21. Evolution temporelle du taux de saturation du gaz et de la pression partielle de vapeur au centre du spray à 25 cm de l'orifice de la buse

A l'aide des mesures locales de la température du gaz et de la pression partielle de vapeur, nous effectuons le même découpage par phases que pour l'analyse globale. Nous observons ainsi que la « phase A locale » (60 s) est plus rapide que la « phase A globale » (100 s). Ceci s'explique par le fait que la saturation est atteinte très rapidement dans le spray. Puis, cet état se propage dans toute l'enceinte.

Pendant la phase B de l'essai, nous observons toujours une diminution de la pression partielle de vapeur et une augmentation du taux de saturation du gaz.

Pendant la phase C de l'essai, le taux de saturation reste constant alors que la température locale du gaz et la pression partielle de vapeur locale continuent de diminuer lentement. Enfin, 3200 s après le début de l'aspersion, la température locale du gaz et le taux de saturation se stabilisent respectivement à 106,2 °C et 97 %.

Nous traçons sur la Figure 6-22 un profil radial de la pression partielle de vapeur pendant la phase d'équilibre, à 25 cm de l'injection et dans le spray.

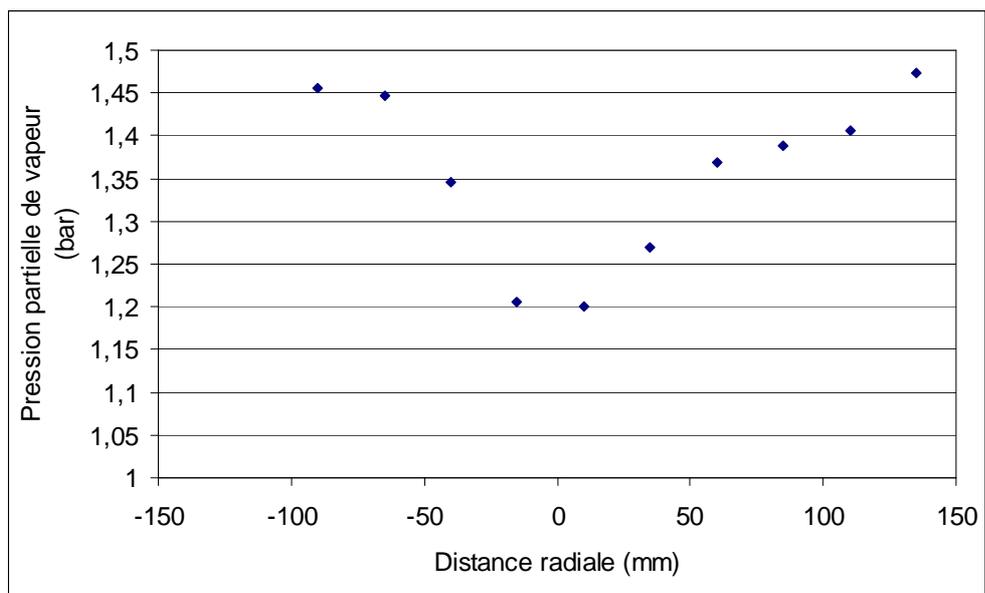


Figure 6-22. Profil radial de la pression partielle de vapeur à 25 cm de l'injection

Nous observons sur cette courbe une diminution de la pression partielle de vapeur dans la zone de spray. Celle-ci est attribuée à la condensation de la vapeur sur les gouttes.

6.2.2.3. Evolution temporelle de la température des gouttes

Dans un second temps, nous effectuons des mesures d'évolutions temporelles de la température des gouttes à différentes distances de l'orifice de la buse. Chacune des évolutions temporelles correspond à un essai dont la température d'injection du spray est reproductible ($T_{inj} = 23 \pm 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$) (Figure 6-23).

Pour acquérir les évolutions temporelles de la température des gouttes à différentes hauteurs, nous adoptons la même procédure que pour la mesure de la température du gaz. Ces évolutions temporelles ne commencent pas toutes exactement aux mêmes temps car en début d'essai nous effectuons nos réglages optiques.

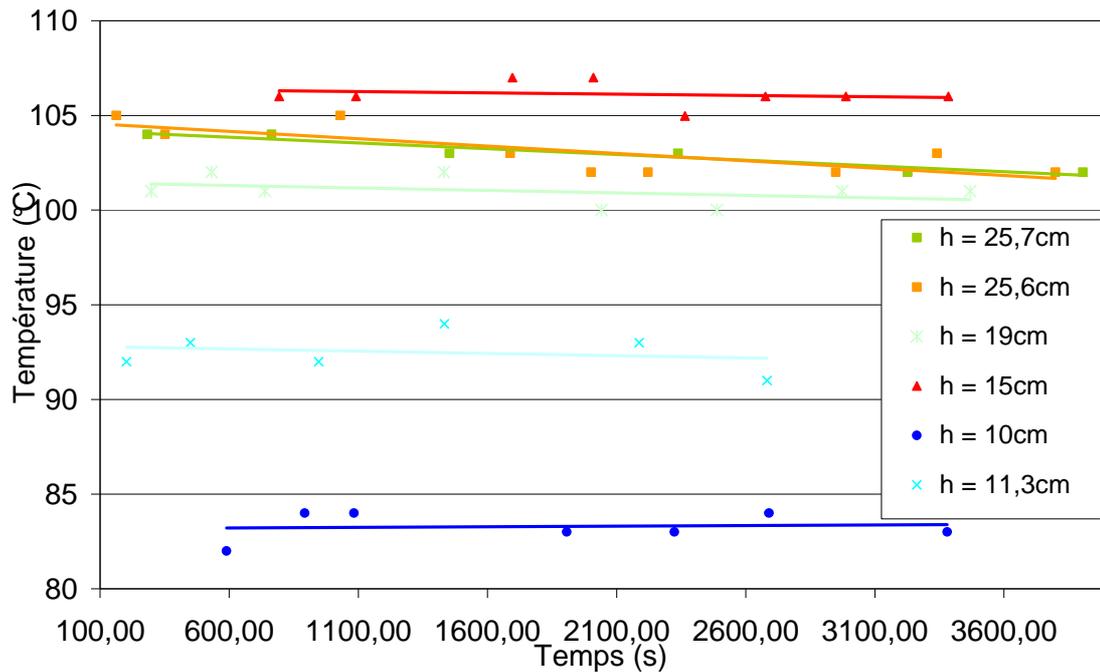


Figure 6-23. Evolutions temporelles de la température des gouttes à différentes hauteurs

Nous observons sur cette figure que la température des gouttes à une hauteur donnée évolue lentement en fonction du temps. Ceci est dû au fait que pendant nos mesures ($t > 100 \text{ s}$), la température locale du gaz évolue lentement alors que le taux de saturation local reste constant ($\cong 97 \%$, Figure 6-21).

De plus nous observons que les gouttes sont plus chaudes à 15 cm de l'injection qu'elles ne le sont à 25 cm. Nous expliquerons ce résultat à l'aide du calcul des temps caractéristiques convectifs et de changement de phase dans le paragraphe 6.2.2.5..

6.2.2.4. Profil vertical de la température des gouttes pendant la phase D

A la fin de chaque essai, alors que l'équilibre thermodynamique est atteint, nous faisons varier la hauteur de la buse pour mesurer la température des gouttes à différentes distances de l'injection.

Les résultats de toutes ces mesures sont réunis pour réaliser un profil vertical de température de gouttes (Figure 6-24).

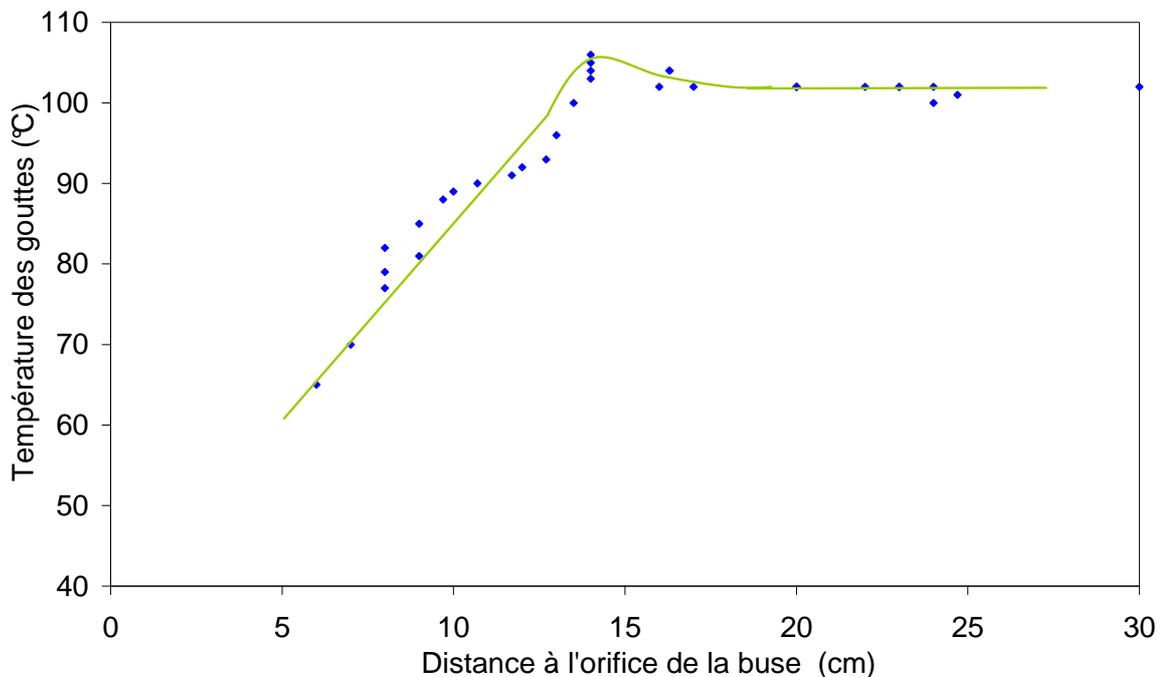


Figure 6-24. Profil vertical de la température des gouttes

Ce profil de température peut être décomposé en trois zones. La première correspond aux 14 premiers centimètres. Au cours de celle-ci, la température des gouttes croît linéairement en fonction de la distance à l'injecteur et atteint une température de 104 °C à 14 cm de l'injecteur.

La deuxième zone s'étend entre 14 cm et 17 cm après l'injection. Pendant ces 3 cm la température des gouttes se refroidit de 2 °C et atteint un équilibre à 102 °C.

La dernière zone correspond à l'équilibre des gouttes. Pendant celle-ci, leur température est stabilisée à 102 °C.

6.2.2.5. Mesure expérimentale du nombre de Spalding

A l'aide des mesures locales de la température du gaz et des gouttes ainsi que de la fraction volumique de vapeur mesurées au même point, nous calculons le nombre de Spalding (B_M) au cours de la chute des gouttes. Ce nombre adimensionnel dont l'expression est rappelée ci-dessous (Equation (6-8)) est important car comme nous l'avons précisé dans le chapitre II, il permet de décrire les transferts de masse entre les gouttes et le gaz. En effet, ce nombre adimensionnel est positif lorsque la goutte s'évapore et négatif lorsque la vapeur se condense sur les gouttes (Chapitre I).

$$(6-8) \quad B_M = \frac{Y_{vap,int} - Y_{vap,\infty}}{1 - Y_{vap,int}}$$

Dans cette équation, $Y_{vap,int}$ et $Y_{vap,\infty}$ correspondent respectivement à la fraction massique de vapeur à l'interface entre la goutte et le gaz, et à la fraction massique de vapeur dans le gaz.

Pour calculer la fraction massique de vapeur à l'interface, nous faisons l'hypothèse de gaz parfait ainsi :

$$(6-9) \quad Y_{vap,int} = \frac{P_{vap,int} M_{H_2O}}{\rho_{gaz,int} T_{int} R}$$

Dans cette équation, la fraction de vapeur dans le gaz ($Y_{vap,\infty}$) est mesurée par spectrométrie par diffusion Raman spontanée.

De plus, le fluide étant supposé à l'équilibre thermodynamique, nous calculons la pression de vapeur à l'interface ($Y_{vap,int}$) en supposant que le gaz est saturé.

La masse volumique du gaz est calculée à la température de référence T_{ref} (Equation (6-10)). Celle-ci est obtenue à l'aide des températures du gaz et des gouttes mesurées respectivement à l'aide d'un thermocouple et de la réfractométrie arc-en-ciel global (Chapitre I).

$$(6-10) \quad T_{ref} = \frac{T_{gaz} + 2 T_{int}}{3}$$

Aussi, dans l'équation (6-9) la masse volumique du gaz à l'interface est calculée à l'aide de l'égalité suivante :

$$(6-11) \quad \rho_{gaz,int} = \frac{\left((P_{TOSQAN} - P_{sat}(T_{int})) M_{air} + P_{sat}(T_{int}) M_{H_2O} \right)}{RT_{int}}$$

Dans les équations (6-9), (6-10) et (6-11), la température d'interface (T_{int}) est estimée à l'aide du modèle double film. Ce calcul montre que la température d'interface ainsi déduite est très proche de la température de la goutte (T_{gutte}).

Le profil vertical du nombre de Spalding expérimental ainsi calculé est présenté sur la Figure 6-25.

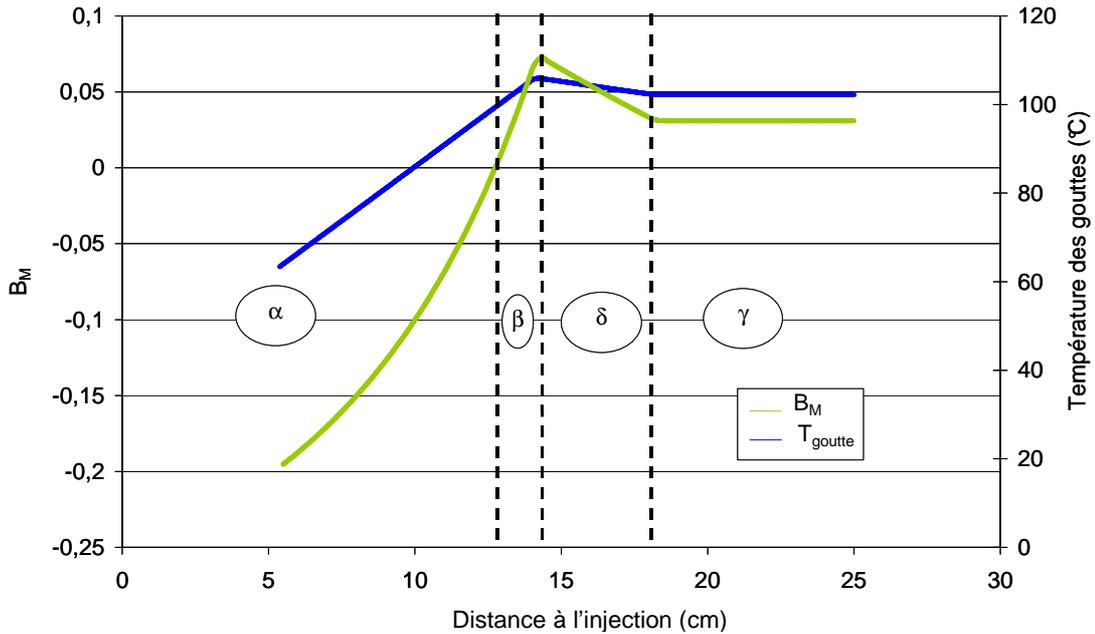


Figure 6-25. Calcul du nombre de Spalding expérimental

Grâce à l'évolution de ce nombre adimensionnel, nous délimitons la zone où la vapeur se condense sur les gouttes de celle où les gouttes s'évaporent. Ainsi, nous divisons le spray en quatre zones notées α , β , δ , γ sur la Figure 6-25.

Pour expliquer les phénomènes caractérisant chacune de ces phases, nous calculons les temps caractéristiques convectif τ_{conv} et de changement de phase τ_{phase} . Ces temps caractéristiques sont déduits de l'équation de conservation de l'énergie appliquée à la goutte. Cette équation a été établie dans le Chapitre II.

$$m_{gutte} C_{p_{gutte}} \frac{dT_{gutte}}{dt} = Nu_{gaz} k_{gaz} \pi d_{gutte} (T_{gaz} - T_{gutte}) + \frac{\dot{m}}{\pi d^2} (C_{p_{vap}} (T_{gaz} - T_{int}) + L + C_{p_{gutte}} (T_{int} - T_{gutte})) \quad (6-12)$$

où \dot{m} est le flux massique à l'interface entre la goutte et le gaz :

$$\dot{m} = \pi d_{gutte} \rho_{vap} D_{vap,air} Sh_{gaz} \ln(1 + B_M)$$

Nous établissons les expressions des temps caractéristiques convectifs (τ_{conv}) et de changement de phase (τ_{phase}) :

$$(6-13) \quad \tau_{conv} = \frac{\rho_{g\text{tte}} d_{g\text{tte}}^2 C_{p_{g\text{tte}}}}{6 Nu_{gaz} k_{gaz}}$$

$$(6-14) \quad \tau_{phase} = \frac{T_{g\text{tte}} d_{g\text{tte}}^2 \rho_{g\text{tte}} C_{p_{g\text{tte}}}}{6 L D_{vap,air} Sh_{gaz} \rho_{vap} \ln(1 + B_M)}$$

Connaissant le nombre de Spalding expérimental en fonction de la distance à l'orifice de la buse, nous calculons sur la Figure 6-26 l'évolution de ces deux temps caractéristiques.

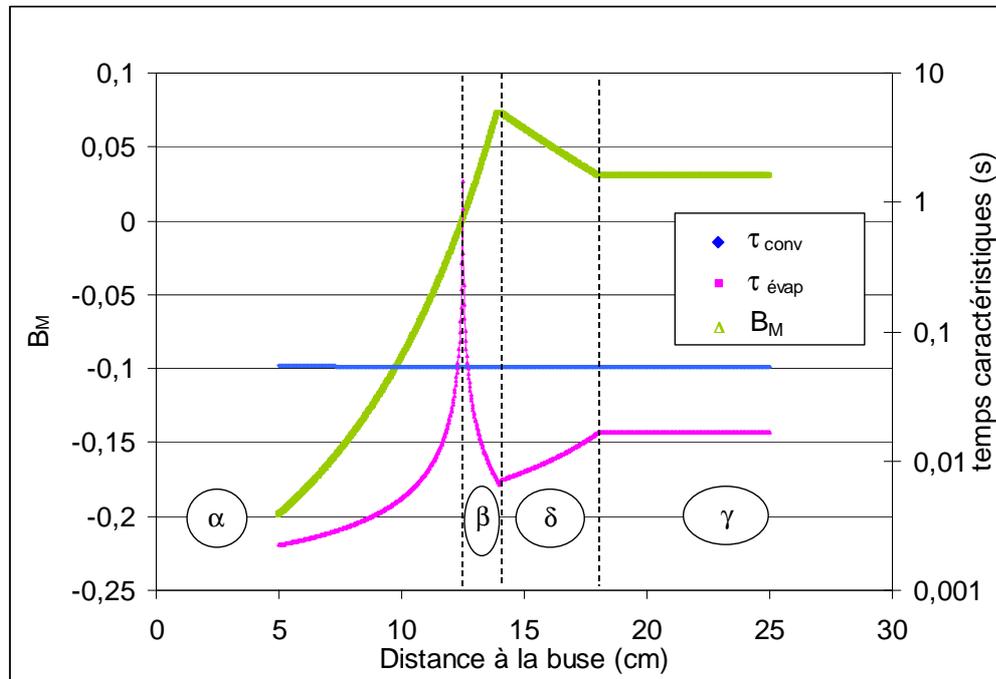


Figure 6-26. Calcul des temps caractéristiques

Dans la zone α , le nombre de Spalding est négatif, la vapeur se condense donc sur les gouttes.

Sur la zone β , le facteur de Spalding passe d'une valeur négative à une valeur positive traduisant la transition d'une phase condensante à une phase évaporante. De plus, celui-ci est proche de zéro, ainsi, le temps caractéristique de changement de phase τ_{phase} devient très grand. Or, comme le gaz n'est pas saturé en vapeur, la température d'équilibre de la goutte est inférieure à la température du gaz. Ainsi, la goutte continue de recevoir un flux convectif en provenance du gaz. Ceci peut s'expliquer par le fait que le temps caractéristique de changement de phase étant trop grand, la goutte n'a pas le temps d'amorcer son évaporation. Le flux convectif qu'elle reçoit lui permet de prolonger son échauffement jusqu'à 104 °C.

Pour des gouttes plus grosses, les zones β et δ peuvent ne pas être observables car le flux convectif perçu lorsque B_M est proche de zéro est insuffisant pour réchauffer significativement les gouttes.

Sur la zone δ (à partir de 14 cm de l'injection), nous remarquons que τ_{phase} redevient très inférieur à τ_{conv} . Ainsi, à partir de 14 cm de l'injection, la goutte peut évacuer son surplus d'énergie en s'évaporant, ce qui explique son léger refroidissement.

Enfin sur la zone γ , la goutte atteint sa température d'équilibre et à chaque instant, le flux convectif de chaleur qu'elle reçoit est compensé par un flux d'évaporation.

6.2.2.6. Analyse de la vitesse des gouttes

A l'aide de la technique P.I.V. nous avons mesuré la vitesse des gouttes au cours de leur chute. La Figure 6-27 est un exemple de champs de vitesses de gouttes pendant la phase D de l'essai. Celui-ci représente les contours d'iso vitesse verticale. Son centre ($z = 60$ mm) se situe à 23,5 cm de l'injection. Sur cette figure, la distance radiale $x = 33$ mm correspond à l'axe de la buse.

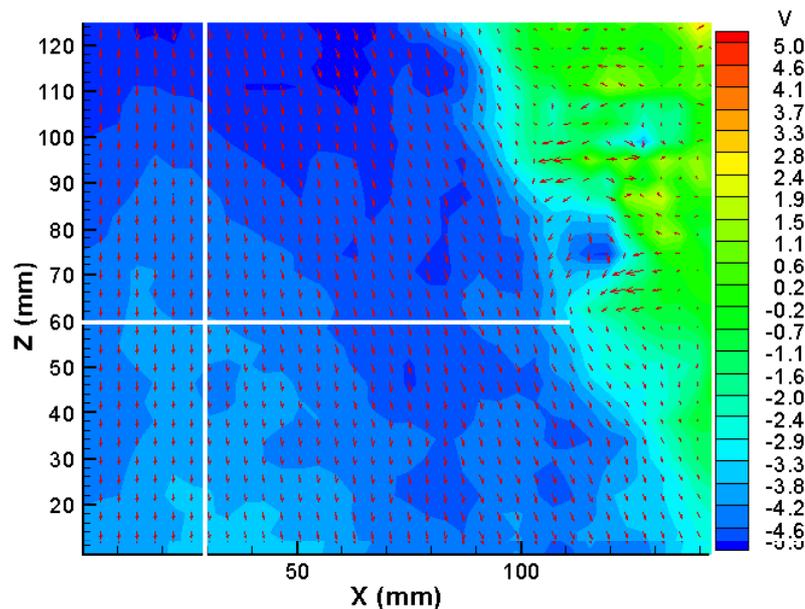


Figure 6-27. Champ de vitesses des gouttes

Il est important de noter que sur ce champ de vitesses que chaque vecteur ne correspond pas à la vitesse d'une goutte. Nous traçons sur la Figure 6-28 un profil radial de la vitesse vertical des gouttes à différents instants.

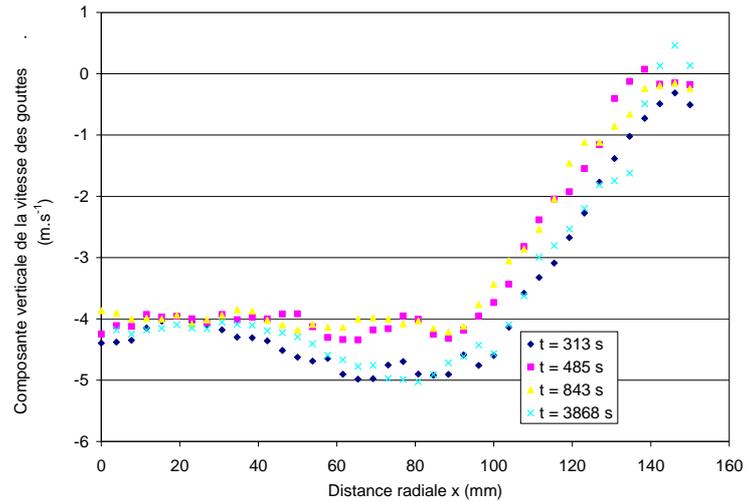


Figure 6-28. Profil radial de la vitesse verticale des gouttes

Nous remarquons sur cette figure une très légère accélération des gouttes au cours du temps, que nous pouvons attribuer à la dépressurisation de l'enceinte. En effet, les forces aérodynamiques appliquées par le gaz sur les gouttes tendent à les décélérer, or, ces forces sont proportionnelles à la masse volumique du gaz et donc à sa pression.

Puis, nous traçons Figure 6-29 le profil vertical de la vitesse des gouttes au centre du spray, sachant que la vitesse débitante de la buse est de 40 m.s⁻¹.

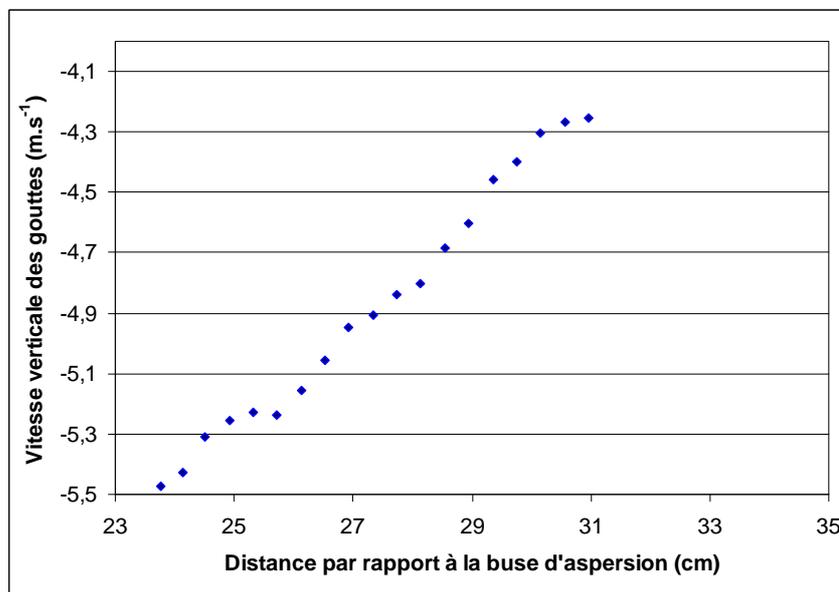


Figure 6-29. Profil vertical de la vitesse des gouttes pendant la phase D

6.2.2.7. Mesure de la taille des gouttes

La technique ILIDS présentée dans le chapitre III nous a tout d'abord permis de mesurer la granulométrie du spray généré par la buse TG_3,5 dans le champ lointain du spray (à 1 m de l'injection) et sans transfert entre les gouttes et le gaz. Ces mesures ont été réalisées pour un spray injecté à 20 °C dans un gaz à la même température pour limiter les transferts massique et thermique. De plus, l'enceinte a été préalablement pressurisée par de l'air afin d'avoir une masse volumique équivalente à celle du mélange gazeux présent dans l'enceinte lors de la phase initiale de l'essai d'aspersion, ceci afin de reproduire les mêmes effets aérodynamiques qui participent à l'atomisation secondaire. Les tailles de gouttes mesurées dans ces conditions sont très proches de celles mesurées hors TOSQAN par Anémométrie Phase Doppler à pression atmosphérique. La pression de chambre propre aux essais d'aspersion ne modifie pas significativement le diamètre d'équilibre des gouttes.

De plus, nous avons comparé les diamètres moyens ainsi mesurés (d_{10} et d_{32}) au diamètre d'Airy (D_{Airy} , Chapitre IV) déduit de la mesure par réfractométrie arc-en-ciel global. Ces mesures sont cohérentes puisque le diamètre d'Airy ainsi déduit est d'approximativement 120 μm . Or, il a été montré que ce diamètre était très proche du diamètre de Sauter [75].

En revanche, nous n'avons pas pu réaliser de mesures de tailles de gouttes par ILIDS proche de l'injection puisque dans cette zone trop dense, la superposition des images défocalisées empêche leur analyse.

6.3. Comparaison avec les résultats ACACIA

6.3.1. Simulation ACACIA à $t=0$

Dans un premier temps, afin de valider le modèle de transfert massique et thermique introduit dans le code ACACIA, nous imposons en entrée de celui-ci le diamètre initial des gouttes et les profils de fraction de vapeur, de température du gaz et de vitesses des gouttes mesurés dans TOSQAN au début de la phase A et à l'équilibre. De ces mesures, nous calculons l'évolution du diamètre des gouttes. La Figure 6-30 présente l'évolution du diamètre d'une goutte de 100 μm (partie 6.2.2.7) à l'injection calculée au début de la phase A de l'essai ($t=0$).

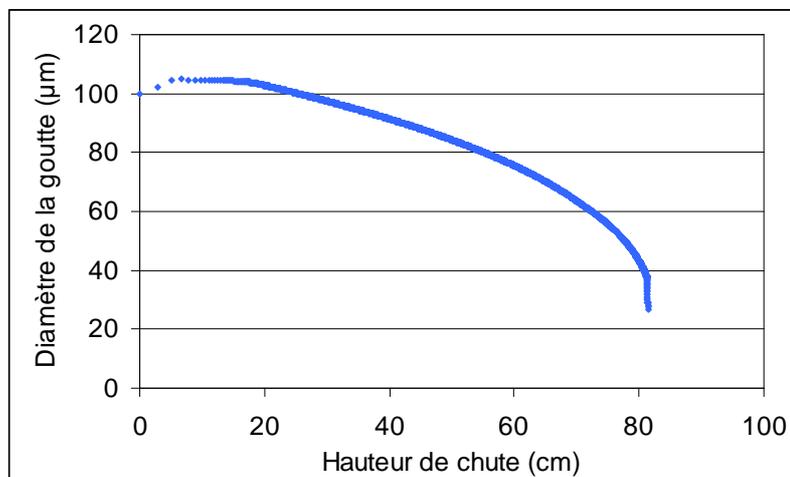


Figure 6-30. Grossissement des gouttes calculé à $t=0$

Ce calcul montre une évaporation complète des gouttes 81 cm après leur injection à $t = 0$. Ce résultat est en accord avec les analyses précédentes (partie 6.2.1.1).

6.3.2. Comparaison des températures de gouttes mesurées aux températures calculées

Pendant la phase d'équilibre, nous comparons le profil de températures de gouttes mesuré expérimentalement à celui calculé à l'aide du code ACACIA.

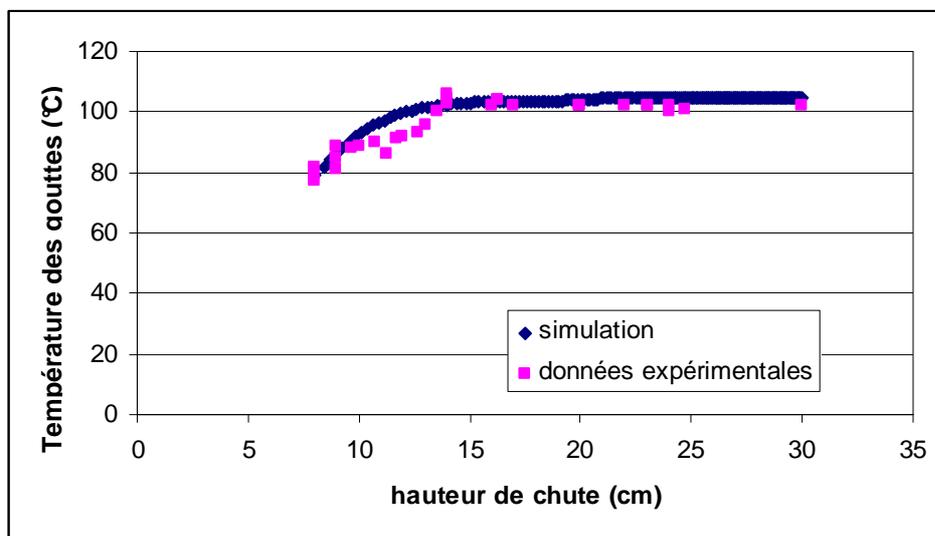


Figure 6-31. Confrontation du code ACACIA aux données expérimentales

Nous observons une bonne cohérence entre les données expérimentales et la simulation réalisée pour les mêmes conditions thermo-hydrauliques.

6.4. Comparaison des trois essais réalisés

Nous comparons maintenant le comportement global des trois essais d'asperion réalisés (Tableau 6-1). Nous traçons sur la Figure 6-32 l'évolution du nombre de moles, de la température moyenne du gaz et du taux de saturation au cours de ces trois essais.

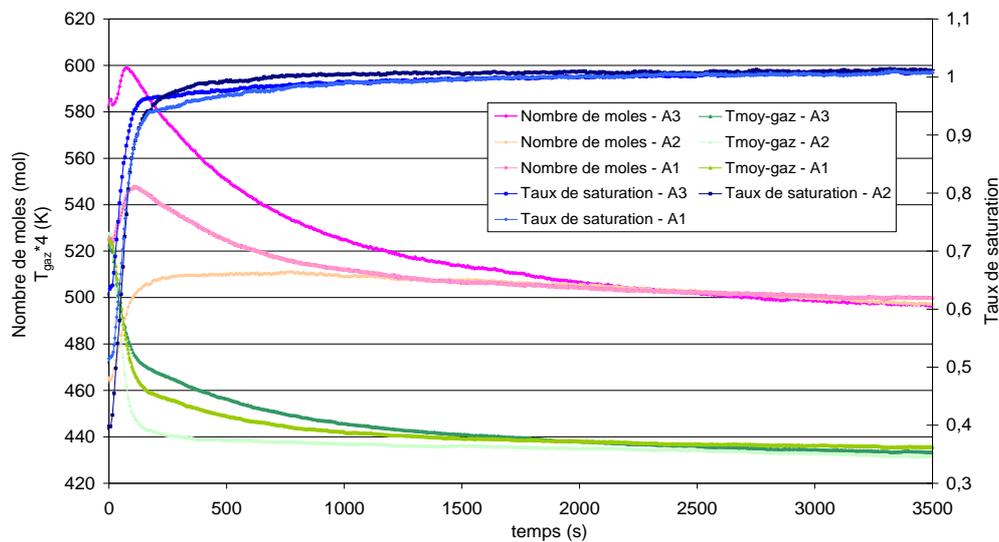


Figure 6-32. Comparaison des trois essais d'asperion

Nous remarquons sur cette figure que pour l'essai référencé A3 (dont la pression partielle initiale de vapeur est de 1,8 bar) nous pouvons mettre en évidence les mêmes phases A, B, C et D que précédemment pour l'essai de référence A1 mais avec une cinétique légèrement différente.

En revanche, pour l'essai référencé A2 (dont la pression partielle initiale de vapeur est de 1,2 bar), le nombre de moles de gaz ne diminue que très faiblement après la phase d'évaporation (phase A). En effet, à l'issue de celle-ci, le nombre de moles de gaz dans l'enceinte est très proche de celui de la phase d'équilibre.

Enfin, nous observons que ces trois essais se terminent aux mêmes conditions thermodynamiques, que ce soit en termes de température moyenne du gaz, nombre de moles de gaz ou taux de saturation moyen. En effet, cet état d'équilibre final est imposé par le débit et la température d'injection du spray mais aussi par la température imposée aux parois de l'enceinte.

Pour comparer la dynamique de ces essais, nous notons dans le Tableau 6-2 les temps t_1 , t_2 et t_3 définis dans la partie 6.2.1.

	t_1	t_2	t_3
A1	100 s	1200 s	3200 s
A2	150 s	720 s	3200 s
A3	74 s	1500 s	3200 s

Tableau 6-2. Temps caractéristiques des différents essais

Ainsi, nous observons par exemple que la durée de la phase initiale d'évaporation des gouttes (phase A) est inversement proportionnelle à la pression partielle de vapeur initiale. Ceci est dû au fait que plus la pression partielle initiale de vapeur est importante, moins il est nécessaire d'évaporer d'eau pour atteindre une phase de condensation.

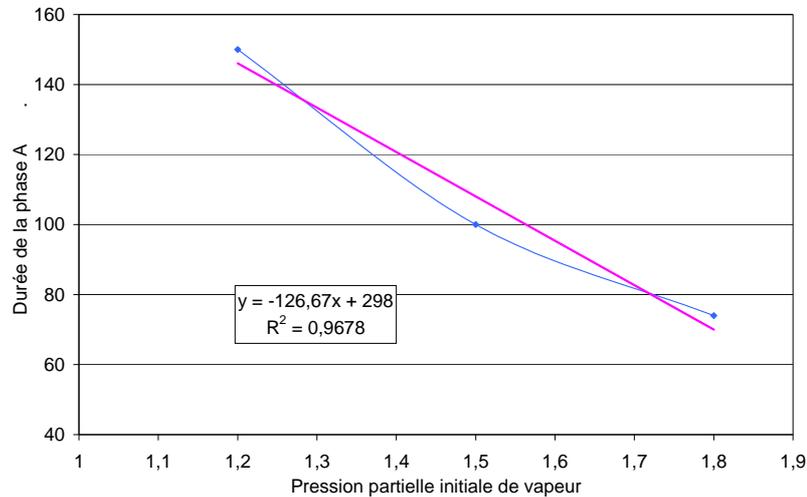


Figure 6-33. Corrélation entre la pression partielle initiale de vapeur et la durée de la phase A

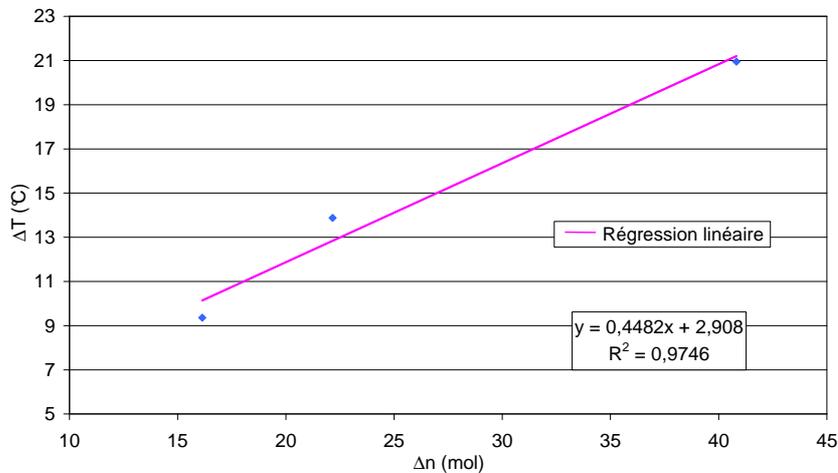


Figure 6-34. Corrélation entre le nombre de moles évaporées et le refroidissement du gaz pendant la phase A des essais

De plus, nous observons que la phase d'équilibre (phase D) commence environ au même instant pour ces trois essais soit à $t_3=3200$ s.

Nous traçons sur la Figure 6-35 les profils verticaux de températures des gouttes dans l'axe de la buse pendant la phase d'équilibre des essais 3.

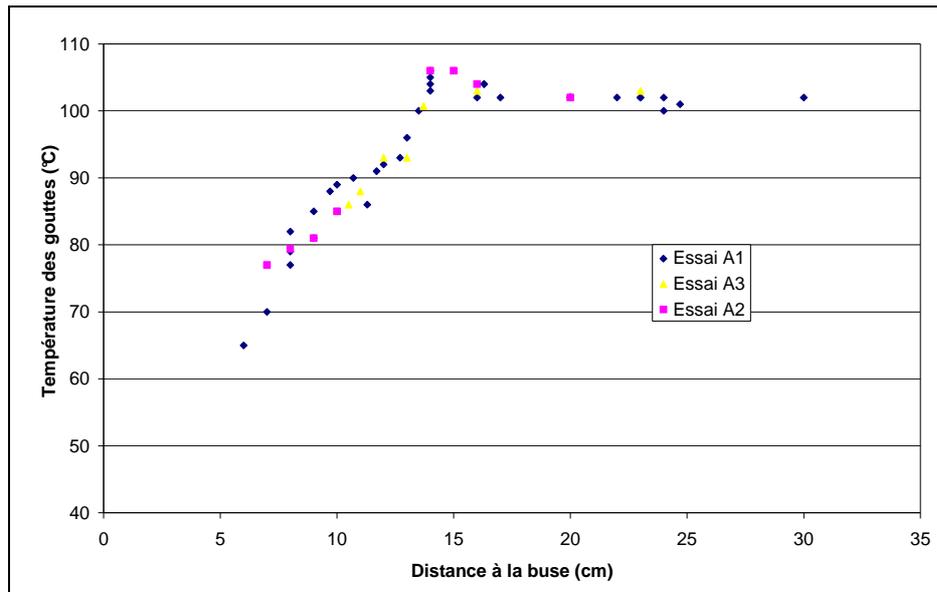


Figure 6-35. Profils verticaux de températures des gouttes réalisés par réfractométrie arc-en-ciel global pendant les phases A des trois essais

Nous remarquons que ces profils sont similaires. En effet, à l'équilibre, les conditions thermodynamiques du gaz étant les mêmes pour nos trois essais, il est naturel de retrouver le même profil vertical.

Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté les mesures réalisées lors d'essais d'aspersion dans l'expérience TOSQAN.

L'analyse globale de ces essais a tout d'abord permis de mettre en évidence les trois grandeurs intégrales régissant la cinétique globale des essais $(S, \bar{T}_{TOSQAN}, n_{Total})$.

De plus, à l'aide d'une analyse locale nous avons réalisé une étude fine des transferts massique et thermique entre les gouttes d'un spray, et le mélange air / vapeur environnant, pour des conditions thermo-hydrauliques représentatives de celles de l'atmosphère dans l'enceinte de confinement lors du déclenchement de l'aspersion dans un Réacteur à Eau Pressurisée.

Ainsi, grâce au couplage des mesures de la température des gouttes, du gaz et de la fraction de vapeur nous avons mesuré expérimentalement le nombre de Spalding. Nous avons alors pu mettre en évidence la transition d'une phase de condensation à une phase d'évaporation.

Puis, en couplant les mesures réalisées à l'aide des différents diagnostics optiques, nous avons validé l'utilisation du modèle Abramzon et Sirignano [2] dans le cadre de la condensation de vapeur sur des gouttes.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Ce mémoire présente une analyse des transferts massique et thermique entre les gouttes d'un spray et le gaz environnant pour des conditions thermo-hydrauliques proches de celles rencontrées lors d'un hypothétique accident grave dans un réacteur nucléaire. Cette étude permet la compréhension des transferts entre les gouttes et le gaz. Celle-ci est d'une importance capitale pour la validation des modèles implantés dans les codes de sûreté nucléaire.

Ce travail a requis trois aspects. Tout d'abord un aspect acquisition de connaissances sur les mécanismes élémentaires de transferts entre des gouttes et le gaz environnant. Puis, un aspect expérimental avec le développement et l'application de la réfractométrie arc-en-ciel global en environnement industriel. Et enfin une analyse des résultats expérimentaux.

Ainsi, une étude bibliographique traitant des modèles de transferts massique et thermique entre les gouttes d'un spray et le gaz environnant a tout d'abord été menée. Celle-ci a mis en évidence une très large utilisation du modèle d'Abramzon et Sirignano pour traiter du flux massique à l'interface de la goutte. Ce modèle résulte de la résolution des équations de transport de la vapeur et de continuité appliquées autour d'une goutte immobile. L'extension de ce modèle à une goutte en mouvement est réalisée à l'aide des corrélations semi-empiriques de Ranz et Marshall sur les nombres de Nusselt et Sherwood.

Pour valider et étendre ce modèle au cas concernant la condensation de la vapeur sur des gouttes, nous avons implanté celui-ci dans le code ACACIA. De ce fait, nous sommes en mesure de calculer l'évolution des grandeurs thermodynamiques d'une goutte au cours de sa chute dans un mélange air / vapeur donné (homogène ou de stratification imposée). Une étude de sensibilité réalisée à l'aide de ce code a montré la nécessité de mesurer la température et la composition du gaz ainsi que les tailles, vitesses et températures des gouttes au cours de leur chute pour valider l'application de ce modèle dans le cadre de la condensation de la vapeur d'eau sur des gouttes.

Un développement particulier a ainsi été réalisé, afin de mesurer la température des gouttes au cours de leur chute par réfractométrie arc-en-ciel global. Cette technique optique est basée sur la mesure de l'indice de réfraction de gouttes. Leur température est alors déduite à l'aide de corrélations empiriques.

Le développement de cette technique a tout d'abord nécessité la réalisation d'un programme Fortran pour simuler l'arc-en-ciel global. Ce programme effectue la sommation des arcs-en-ciel diffusés par chacune des gouttes en les calculant à l'aide de la théorie d'Airy. Nous avons ainsi pu calculer la sensibilité de l'arc-en-ciel global à la granulométrie du spray, à la température des gouttes, à l'effet d'une relation entre la taille des gouttes et leur température et enfin à la non-sphéricité des gouttes. Ce programme nous a en outre permis de qualifier la méthode d'inversion utilisée, celle-ci étant basée sur la détection des points d'inflexions de l'arc-en-ciel global. Ainsi, une déviation des $0,1^\circ$ sur la mesure de ces points d'inflexion induirait une erreur de 5°C sur la mesure de la température déduite.

Etant donné, la sensibilité de la technique et les contraintes principalement liées aux dimensions de l'expérience TOSQAN nous avons dans un premier temps réalisé un montage sur table optique. Ce montage a été conçu pour être directement implantable sur l'expérience TOSQAN et tient compte de ces contraintes. Ainsi, pour effectuer des mesures au centre du spray, nous utilisons des lentilles de grands diamètres et de grandes distances focales. Enfin, un logiciel de traitement des images a été réalisé sous Matlab pour déduire la température moyenne des gouttes à partir de l'analyse de l'arc-en-ciel global expérimental.

Ce dispositif expérimental a été validé sur table optique, puis implanté et qualifié sur l'expérience TOSQAN. Nous avons ainsi développé un dispositif expérimental permettant de mesurer la température moyenne des gouttes au cours de leur chute.

Enfin, nous avons réalisé des essais d'aspersion dans l'expérience TOSQAN, pour des conditions thermo-hydrauliques représentatives de situations accidentelles.

L'analyse globale de ces essais a tout d'abord permis de mettre en évidence les trois grandeurs intégrales régissant la cinétique globale des essais. En effet, les variations de la température moyenne du gaz (\bar{T}_{TOSQAN}) du nombre de moles de gaz (n_{Total}) et enfin du taux de saturation moyen (\bar{S}) permettent de diviser nos essais en quatre phases.

La première correspond globalement à une phase d'évaporation des gouttes jusqu'à un taux de saturation moyen de 95 % dans l'enceinte. Celle-ci est suivie d'une phase de condensation de la vapeur sur les gouttes jusqu'à une saturation globale du gaz. A l'issue de cette phase, le gaz continue de se refroidir par les échanges thermiques entre les gouttes et le gaz, et ainsi, la vapeur continue à se condenser sur les gouttes pour maintenir une saturation globale du gaz dans l'enceinte. Enfin, nous arrivons à une phase d'équilibre. Ses propriétés sont indépendantes des conditions initiales de l'essai. En revanche, elles dépendent très fortement des conditions aux limites telles que la température d'injection du spray.

Le couplage de nombreux diagnostics optiques pendant ces essais d'aspersion nous a permis de mesurer la vitesse, et la température des gouttes au cours de leur chute ainsi que la température et la composition du gaz.

Ce couplage nous a entre autre permis d'estimer expérimentalement le nombre de Spalding au cours de la chute des gouttes, et ainsi de mettre en évidence la transition d'une phase de condensation à une phase d'évaporation. Il a en outre rendu possible la validation du modèle Sirignano au cas de la condensation de la vapeur sur des gouttes. Ainsi, ce modèle peut être utilisé dans les codes multidimensionnels de sûreté nucléaire pour traiter de la condensation sur des gouttes.

PERSPECTIVES

Nos perspectives sont de deux ordres :

Premièrement, concernant la réfractométrie arc-en-ciel global afin de réaliser des mesures de la température des gouttes proches de l'injection, alors que les gradients d'indice dans les gouttes deviennent importants.

Deuxièmement, d'autres types d'essais pourraient être réalisés pour caractériser les effets d'un gaz incondensable sur les transferts massiques ou encore pour caractériser les effets dynamiques qu'il induit.

✓ **Perspective sur la réfractométrie arc-en-ciel global**

Parmi les perspectives, il apparaîtrait intéressant de coupler les simulations ACACIA permettant de calculer les températures à l'interface et au cœur de la goutte, à des simulations de l'arc-en-ciel global en imposant les mêmes gradients. Il serait ainsi possible de déterminer un algorithme d'inversion permettant de déduire la température du cœur de la goutte en présence de gradients d'indice, à partir de l'analyse des signaux d'arcs-en-ciel globaux expérimentaux. Ainsi, nous pourrions réaliser des mesures proches de l'injection, là où les gradients d'indice de réfraction dans la goutte sont les plus importants.

✓ **Perspective de mesures**

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à valider le modèle d'Abramzon et Sirignano dans le cas de la condensation de la vapeur sur des gouttes.

Il serait intéressant dans un second temps de quantifier l'effet d'un gaz incondensable sur les transferts massiques entre les gouttes et le gaz. En effet, un tel gaz pourrait s'accumuler à proximité de l'interface de la goutte du fait de la condensation de la vapeur, et ainsi, jouer un rôle de barrière sur les transferts de masse.

Par ailleurs, il serait aussi intéressant de quantifier le mélange des gaz induits par l'aspersion, et ainsi de déterminer si son déclenchement jouera un rôle mitigateur du risque de combustion de l'hydrogène ou au contraire un rôle aggravant dû à la condensation du gaz inertant qu'est la vapeur [63].

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M. Abramowitz and Irene A. Stegun. Handbook of mathematical functions, 10th edition, Dover publications, Inc., New York, Chap. 10, pp 446-452. **1972**.
- [2] B. Abramzon, W.A. Sirignano. Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field effect of variable properties, Stefan flow and transient liquid heating, Proc 2nd ASM-JSME Thermal Eng. Joint Conf., 1, pp 11-18. **1987**.
- [3] G.B. Airy. On the intensity of light in the neighborhood of a caustic, Trans. Camb. Phil. Soc. 6, pp.379-402. **1838**.
- [4] K. Anders, N. Roth and A. Frohn. Light scattering at the rainbow angle: Information on size and refractive index, 3rd International Congress on Optical Particle Sizing, Yokohama, Japan, pp.237-242. **1993**.
- [5] P.S. Ayyaswamy, T. Sundararajan. Hydrodynamics and Heat Transfer Associated with Condensation on a Moving Drop: Solutions for Intermediate Reynolds Numbers. J. Fluid Mech., 149, 33-58. **1984**.
- [6] W.D. Bachalo, M.J. Houser. Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution, Optical Engineering, Vol. 23, No. 5, pp 583-590. **1984**.
- [7] W. D. Bachalo. "Method for measuring the size and velocity of spheres by dual beam light scatter interferometry", Applied Optic, Vol.29, N°3, pp. 363-370. **1980**.
- [8] K.V. Beard, H.R. Pruppacher. A wind tunnel investigation of the rate of evaporation of a small water drop falling at terminal velocity in air. J.Atmos.sci.vol 28.pp 1445-1465. **1971**.
- [9] A. Berlemont, M.S. Cabot. Evaluation de l'influence de différents termes sur les transferts de masse d'un nuage de goutte d'eau en présence de condensation, Rapport intermédiaire. **2002**.
- [10] D. Blondel. Conception et réalisation d'une sonde de métrologie optique pour l'étude de milieux industriels complexes, thèse de l'Université de Rouen. **1999**.
- [11] P. Brun. Traitement numérique des images, Nouvelle Formation d'Ingénieur en Optronique, Université Paris-Sud, Promotion 11. **2003**.
- [12] H. Bultynck. Développements de sondes laser Doppler miniatures pour la mesure de particules dans des écoulements complexes, thèse de l'Université de Rouen. **1998**.

- [13]C. H. Chiang, M.S. Raju, W.A. Sirignano. Numerical analysis of convecting, vaporizing, fuel droplet with variable properties, Int. J. Heat and mass Transfer, vol. 35, n°5, pp1307-1324. **1992**.
- [14]C. Cohen-Tanoundji, B. Diu, F. Laloe. "Mécanique quantique", Ed. Hermann. **1986**.
- [15]N.B. Colthup, L.H. Daly, S.E. Wiberley. "Introduction to infrared and Raman spectroscopy," 2nd edition, Academic Press Inc. **1975**.
- [16]F. Corbin, A. Garo, G. Gouesbet, G. Grehan. Réfractométrie d'arc-en-ciel : application au diagnostic des gouttes avec gradient d'indice, Actes du 5e congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, France, E1.1 - E.1.80. **1996**.
- [17]R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber. Bubble, Drops and Particles, Academic Press. **1978**.
- [18]R. Descartes. Discourse on the Method, Optics, Geometry and Metheorology. Translated and Introduction by P.J Olscamp (Revised edition) Hackett Publishing Co., Indianapolis. **2001**.
- [19]D. Ducret, J. Vendel. Description détaillée d'ACACIA : Algorithme appliqué à CARAIDAS pour la capture de l'iode et des aérosols. Rapport d'étude SERAC/LPMC 98-17. **1998**.
- [20]D. Ducret, D. Roblot, J. Vendel. Programme Aspersion. Campagne d'essai condensation sur CARAIDAS. Rapport d'essai SERAC/LPMC 98-15. **1998**.
- [21]P. Eisemklam, S.A. Arunachalam, J.A. Weston. Evaporation rate and drag resistance of burning drops, 11th Symposium International on combustion, The combustion institute, pp 715-728, Pittsburgh, USA. **1967**.
- [22]N Froessling. Ueber die verdunstung fallender tropfen. Gerlands, Beitr, Geophysics, Vol 52, pp170-190. **1938**.
- [23]N. Gauchet. Influence de la densité spatiale de gouttes d'aspersion sur l'efficacité de collecte des produits de fission. Thèse de Doctorat. IPSN/DPEA/SERAC Université Paris VII. **2000**.
- [24]A.R. Glover, S.M. Skippon, R.D Boyle. Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems, Applied Optics, Vol. 34, No. 36. **1995**.
- [25]G.A.E. Godsave. Study of the combustion of drops in a fuel spray. 4th International Symposium of Combustion, the Combustion Institute. pp 818-830. **1952**.

- [26] X. Han. Etude de la réfractométrie d'arc-en-ciel et applications à la mesure d'instabilités et des gradients de température d'un jet liquide, thèse de l'Université de Rouen. **2000**.
- [27] R.J. Haywood, R. Nafziger, M. Renksizbulut. A detailed examination of gas and liquid phase transient process in convective droplet evaporation, Journal of heat transfer, vol. 111, p. 495-502. **1989**.
- [28] M. Hendou. Contribution à la modélisation des transferts simultanés lors de l'absorption de gaz tracés par une pulvérisation, thèse de Doctorat ENSIGC. **1992**.
- [29] T. Kobayashi, T. Kawaguchi and M. Maeda. Measurement of Spray Flow by an Improved Interferometric Laser Imaging Droplet Sizing (ILIDS) System, 10th. Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal. **1997**.
- [30] L. Labrunie, J.P. Faléni, F. Grisch, M. Péalat. Mesure des concentrations de vapeur d'eau et d'un traceur moléculaire par diffusion RAMAN spontanée dans l'installation d'essais CARAIDAS. Rapport Technique de synthèse RTS 1/7291 PY. Septembre **1997**.
- [31] P. Lavieille, F Lemoine, G. Lavergne, M. Lebouché, J.F. Virepinte. Temperature measurements on droplets in a monodisperse stream using Laser-Induced Fluorescence, Experiments in Fluids, n°29, pp 429-4 37. **2000-b**.
- [32] P. Lavieille. Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement réactif ou non, par utilisation de fluorescence induite par laser à deux couleurs, thèse de l'université Henri Poincaré de Nancy. **2001**.
- [33] H. Leborgne. Modélisation de l'évaporation à haute pression de gouttes multicomposants dans le code KIVA II, thèse de Doctorat, laboratoire CORIA, Université de Rouen. **1999**.
- [34] P. Lemaitre, G. Grehan, J. Malet E, Porcheron, P.Cornet, P. Brun, J. Vendel. Modélisation de la condensation sur une goutte et étude de la technique arc-en-ciel globale en vue de mesurer la température des gouttes. 18^{ème} congrès français sur les aérosols. Paris, France. **2002**.
- [35] P. Lemaitre, G. Grehan, E. Porcheron, L. Thause, J. Malet, P. Cornet, P. Brun, J. Vendel. Global rainbow refractometry development for droplet temperature measurement in hostile environment, 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS, Sorrento, Italie. **2003**.
- [36] P. Lemaitre. Transferts de masse et de chaleur dans le cadre de l'aspersion dans les R.E.P. Bibliographie, expérience et modèle. Rapport DSU/SERAC/LECEV/04-05. **2004**.

- [37] P. Lemaitre. L'arc-en-ciel : Théorie et expériences. Rapport DSU/SERAC/LECEV/04-23. **2004**.
- [38] P. Lemaitre, E. Porcheron, A. Nuboer, P. Brun, P. Cornet, J. Malet, J. Vendel, G. Grehan. Development of the global Rainbow refractometry to measure droplet spray temperature in a large containment vessel. 5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04, Yokohama, Japon. **2004**.
- [39] P. Lemaitre, E. Porcheron, A. Nuboer, P. Brun, P. Cornet, J. Malet, J. Vendel, G. Grehan. Développement de la réfractométrie arc-en-ciel global pour mesurer la température de goutte en chute libre. 9ème Congrès Francophone de vélocimétrie laser, Bruxelles, France. **2002**.
- [40] F. Lemoine, Y. Antoine, M. Wolff, M. Lebouché. Simultaneous temperature and 2D velocity measurement in a turbulent heated jet using laser-induced fluorescence and LDA. Exp. in fluids n°26 pp : 315-323. **1999**.
- [41] D.A. Long. Raman Spectroscopy. McGraw-Hill International Book Company. **1977**.
- [42] M. Maeda, Y. Akasaka, T. Kawaguchi. Improvements of the interferometric technique for simultaneous measurement of droplet size and velocity vector field and its application to a transient spray, Exp. Fluids, pp : 125-134. **2002**.
- [43] L. Méès, D. Lebrun, G. Gréhan. Réfractométrie d'arc-en-ciel et imagerie en défaut de mise au point, Rapport LESP 06-03, Contrat IRSN-CORIA. DA 23275/CA 31000203. **2003**.
- [44] A. Michaud, E. Porcheron. Mise au point de la technique de spectrométrie par diffusion Raman spontanée destinée aux mesures de concentrations gazeuses dans TOSQAN. Rapport DPEA/SERAC/LPMAC/01-16. **2001**.
- [45] W. Moebius. Zur Theorie des Regenbogens und ihrer experimentellen Prüfung, Ann. Phys. Leipzig, 33 pp 1493-1558. **1910**.
- [46] L. Nana. Système optoélectronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes en déplacement. Thèse de l'ENSAE, N°144. Mai **1993**.
- [47] N. Naudin. Développement d'un système optoélectronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes en mouvement rapide et en combustion, thèse de l'ENSAE, N°172. **1995**.
- [48] O. Pasamehmetoglu, A. Nelson. Transient direct-contact condensation on liquid droplets. Los Alamos National Laboratory. **1987**.

- [49] E. Porcheron, L. Thause, J. Malet, P. Cornet, P. Brun, J. Vendel. Optical diagnostics applied for single and multi-phase flow characterization in the TOSQAN facility dedicated for thermal hydraulic containment studies, The 10th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, Korea. **2003**.
- [50] E. Porcheron. Implantation des techniques de vélocimétrie laser sur TOSQAN. Rapport DPEA/SERAC/LPMAC/00-23. **2000**.
- [51] E. Porcheron, L. Thause, J. Malet, P. Cornet, P. Brun, J. Vendel. Simultaneous application of spontaneous Raman scattering and LDV, PIV for steam-air flow characterization, 10th Int. Symposium on Flow Visualization, Kyoto, **2002**.
- [52] E. Porcheron, P. Lemaitre, J. Malet, P. Cornet, P. Brun, J. Vendel. Experimental study of water spray interaction with air / steam mixture using optical diagnostics, applied to nuclear reactor safety in TOSQAN facility, 5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04, Yokohama, Japon. **2004**.
- [53] E. Porcheron, P. Lemaitre, S. Darreau, A. Nuboer, J. Vendel, L. Bouilloux. Développement et application de diagnostics optiques sur l'expérience de thermo-hydraulique TOSQAN pour l'étude d'écoulements diphasiques représentatifs d'une situation accidentelle dans un réacteur nucléaire. 9ème Congrès Francophone de vélocimétrie laser, Bruxelles, France. **2002**.
- [54] W. Plumcocq. Etude de l'interaction d'un système d'aspersion liquide avec l'atmosphère environnante. Thèse de Doctorat. Université de Provence. **1997**.
- [55] H. Pretrel. Etude thermohydrodynamique des pulvérisations liquides sous l'effet d'un rayonnement infrarouge : application à la protection incendie par rideaux d'eau. INSA de Lyon. **1997**.
- [56] H.R. Pruppacher, R.L. Pitter. Semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops, J.atmos. Science.Vol.28. **1971**.
- [57] W.E. Ranz; W.R. Marshall. Evaporation from drops. Chem. Eng. Progr.48. Part I, pp141; part II; pp173. **1952**.
- [58] O. Ravel. Système optronique infrarouge. Application à la mesure de la température de gouttes dans un écoulement diphasique, en combustion et en impact parietal, thèse de l'ENSAE, N°269. **1999**.
- [59] M. Renksikbulut, R.J. Haywood. Transient droplet evaporation with variable properties and internal circulation at intermediate Reynolds numbers, Int. J. Multiphase Flows, vol. 14, n°2, pp189-202. **1988**.

- [60] N. Roth, K. Andens, A Frohn. Refractive-Index Measurement for the Correction of Particle sizing methods, Appl. Opt. 30 4946-4965. **1991**.
- [61] S. Saengkaew, C. Mounaïm-Roussel, S. Meunier-Guttin-Cluzel, G. Boulnois, L. Mèès, H. Duriyabunleng, G. Gréhan. Properties of sprays created by an ultrasonic droplet generator. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS, Sorrento, Italie. **2003**.
- [62] Sage, Galloway. Thermal and material transport from spheres. Prediction of macroscopic thermal and material transport. International journal of heat and mass transfers, vol.10 pp1195-1210. **1967**.
- [63] Z.M. Shapiro, T.R. Mofette. Hydrogen flammability data and application to PWR loss-of-coolant accident. WAPD-SC-545.
- [64] W.A. Sirignano. Fluid dynamics of sprays. Journal of fluids Engineering. Vol. 115, pp. 345-375. **1993**.
- [65] D.B. Spalding. The combustion of liquid fuel. 4th International Symposium of Combustion, the Combustion Institute. pp 847-864, **1952**.
- [66] M. St-Georges. Etude hydrodynamique des pulvérisations liquides pour application aux rideaux d'eau, thèse de Doctorat, laboratoire VKI, Université de Lyon 1. **1992**.
- [67] G.I. Taylor. The scientific paper of sir Geoffrey Ingram Taylor, edited by G.K. Batchelor, Cambridge Univ. Press., New York. **1963**.
- [68] M. Tanaka. Heat transfer of spray droplet in nuclear reactor containment. Japan Atomic Energy institute Division of reactor safety. Nuclear Technology. **1979**.
- [69] Thormählen, J. Straub, U. Grigull. Refractive index of water and its dependence on wavelength temperature and density, J. Phy. Chem, Ref. data 14. **1985**.
- [70] J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethumler. Détermination non-intrusive de la dimension et de la température des gouttes dans une pulvérisation, Recueil des actes du 4e Congrès Francophone de Vélométrie Laser (Poitiers, France), Laboratoire de Chimie Physique de la Combustion, Université de Poitiers-CNRS, pp.2.2.1-2.2.8. **1994**.
- [71] J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops, Appl. Opt. 34, No.10, pp.1633-1639. **1995**.

- [72] J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Rainbow phenomena applied to the measurement of droplet size and velocity and to the detection of non-sphericity, *Appl. Opt.* 35, No.13, pp.2259-2266. **1996**.
- [73] J.P.A.J. van Beeck. Rainbow phenomena, developpement of laser based non-intrusive technique for measuring droplet size, temperature and velocity. PhD - thesis, Eindhoven University of Technology, ISN 91-386-0557-9. **1997**.
- [74] J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. Global Rainbow Thermometry for Droplet-Temperature measurement. *Optics Letters*. **1999**.
- [75] J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. Global Rainbow thermometry for average temperature measurement of spray droplet. 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon. **2002**.
- [76] J.P.A.J. van Beeck, L. Zimmer, M. L. Riethmuller. Global rainbow thermometry for mean temperature and size measurement of spray droplets Part. *Syst. Charact.*, Vol. 18, pp 196-204. **2001**.
- [77] H.C. van de Hulst. Light scattering by small particles, Dover Publications, Inc., N .Y, **1981**, pp.13-249, originally published by John Wiley, & Sons, Inc., N .Y. **1957**.
- [78] M.R. Vetrano, J.P.A.J. van Beeck, M L Riethmuller. Validation expérimentale de simulation par la méthode globale par arc-en-ciel. 8ème Congrès Francophone de vélocimétrie laser, Orsay, France. **2002**.
- [79] M.R. Vetrano, J.P.A.J. van Beeck. Global rainbow thermometry in a liquid-liquid suspension ICLASS – 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrento, Italy, July 13-18, VKI RP 2003-39. **2003**.
- [80] M.R. Vetrano, S. Gauthier, J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Mesure de la température d'un spray d'eau chaude par la méthode globale par arc-en-ciel : effet du gradient de température dans la goutte. 9ème Congrès Francophone de vélocimétrie laser, Bruxelles, France. **2002**.
- [81] J.F. Virepinte. Etude du comportement dynamique et thermique de gouttes en régime d'interaction dans le cas de jets rectilignes, thèse de L'ENSAE, n°290. **1999**.
- [82] G. B. Wallis. One-dimensional two-phase flows, McGraw-hill, New York. **1969**.
- [83] M.C. Yuen, L.W. Chen. On drag evaporating liquid droplets. *Combustion science and technology*, vol. 14, pp.147. **1976**.

- [84] B. Zamuner. Etude expérimentale et numérique du brouillard en combustion issu d'un injecteur coaxial Liquide – Gaz, thèse de Doctorat, laboratoire E.M.2.C.- Ecole centrale Paris. **1995**.