



HAL
open science

Modélisation des jets diphasiques liquide vapeur et du "Rain-Out"

Abdellah Touil

► **To cite this version:**

Abdellah Touil. Modélisation des jets diphasiques liquide vapeur et du "Rain-Out". Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2005. Français. NNT: . tel-00012084

HAL Id: tel-00012084

<https://theses.hal.science/tel-00012084>

Submitted on 5 Apr 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée par

Abdellah TOUIL

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE

dans la spécialité de GENIE DES PROCÉDES

MODELISATION DES JETS DIPHASIQUES LIQUIDE VAPEUR ET DU "RAIN-OUT"

(Soutenue à Saint-Etienne le 21 janvier 2004)

Composition du jury

Monsieur	Jean-Claude	LORAUD	Président
Messieurs	Jean-Marie Christophe	BUCHLIN PROUST	Rapporteur Rapporteur
Messieurs	Georges Patrick Jean-Pierre	BERTHOUD BONNET BIGOT	Examineur Examineur Examineur

Remerciements

Mes premiers remerciements iront à mon directeur de thèse, Jean-Pierre BIGOT, qui a accepté d'encadrer cette thèse et qui m'a témoigné son soutien, sa confiance et surtout de grandes qualités humaines. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude.

Un remerciement tout particulier à Monsieur Michel COURNIL qui m'a accueilli au sein du centre SPIN.

Ce travail n'aurait jamais pu aboutir sans Alain LALEMAND et Richard DROGOT, qui ont toujours su me consacrer un peu de leur temps, me guider et me conseiller dans mes campagnes expérimentales.

J'exprime ma sincère reconnaissance aux membres du jury, Prof. Jean-Claude LORAUD, président, Jean-Marie BUCHLIN et Christophe PROUST, rapporteurs, Georges BERTHOUD, Patrick BONNET, examinateurs.

Je remercie également Jean-Marc LACOME pour sa collaboration et son aide. Toute ma reconnaissance ira aussi à Patrick BONNET, Merci pour son soutien aux moments les plus difficiles.

Je ne terminerai pas mes remerciements sans avoir une pensée sympathique pour tout les gens de SPIN, qui savent si bien rendre agréable le cadre de travail, et tout particulièrement : Andrée-Aimée TOUCAS, Joelle VERNEY, Solange MICOL, Marc DOUMAS.

« Plus on diminue le nombre des principes d'une science, plus on leur donne d'étendue, puisque, l'objet d'une science étant nécessairement déterminé, les principes appliqués à cet objet seront d'autant plus féconds qu'ils seront en plus petit nombre »

Jean Le Rond d'Alembert

Table des matières

INTRODUCTION	1
OBJECTIFS	1
CONTEXTE	1
METHODOLOGIE	2
GLOSSAIRE	4
PREMIERE PARTIE :	5
BIBLIOGRAPHIE SUR LA FRAGMENTATION D'UN JET LIQUIDE	5
NOMENCLATURE DE LA PREMIERE PARTIE	6
1 APPROCHE ET DECOMPOSITION DU PROBLEME	9
1.1 ZONE DE DETENTE ET JET PROPREMENT DIT.....	10
1.2 FRAGMENTATION EXTERNE ET FRAGMENTATION INTERNE	11
1.3 FRAGMENTATION MECANIQUE ET FRAGMENTATION THERMIQUE	14
1.4 DECOMPOSITION FINALE DU PROBLEME	16
2 ZONE D'EXPANSION APRES FRAGMENTATION EXTERNE	17
2.1 FRAGMENTATION MECANIQUE EXTERNE	17
2.1.1 Rupture de gouttes dans l'air	17
2.1.2 Rupture de gouttes dans une atmosphère turbulente	19
2.1.3 Désintégration de jets liquides : mécanisme et approche qualitative.....	19
2.1.4 Désintégration de jets liquides : longueur de fragmentation.....	22
2.1.5 Désintégration de jets liquides : taille des gouttes [Lefebvre, chap. VI].....	23
2.1.6 Désintégration de jets liquides : Application aux modèles de jets accidentels.....	26
2.2 FRAGMENTATION THERMIQUE EXTERNE.....	28
2.2.1 Observation de la fragmentation externe.....	28
2.2.2 Mécanisme de fragmentation thermique externe	32
2.2.3 La vitesse de croissance des bulles	34
2.2.4 La longueur de fragmentation.....	40
2.2.5 Angle d'ouverture du jet.....	41
2.2.6 Vitesse des gouttes.....	43
2.2.7 Diamètre des gouttes	43
3 ZONE D'EXPANSION APRES FRAGMENTATION INTERNE	49
3.1 FRAGMENTATION MECANIQUE INTERNE.	50
3.1.1 Atomisation par effervescence.....	50
3.1.2 Ecoulement critique à deux fluides	53
3.2 FRAGMENTATION THERMIQUE INTERNE	54
3.2.1 L'intérieur de la conduite.....	54
3.2.2 Ce qui se passe à l'extérieur de la conduite.....	56
3.2.3 Paramètres pertinents	60
4. CONCLUSION	61
DEUXIEME PARTIE :	63
ETUDE MACROSCOPIQUE DES JETS DIPHASIQUES LIQUIDE-VAPEUR	63
NOMENCLATURE (ETUDE MACROSCOPIQUE DES JETS)	64

1. BIBLIOGRAPHIE SUR LES MODELES DE JETS	67
1.1 MODELE POUR L'ÉCOULEMENT DANS L'ORGANE DE SORTIE.....	68
1.1.1 Orifice (Bernoulli).....	68
1.1.2 Conduite (HEM, ERM, Lackmé, Fauske).....	68
1.2 MODELE POUR LA ZONE D'EXPANSION.....	70
1.2.1 Flash adiabatique.....	70
1.2.2 Taille des gouttes.....	71
1.3 MODELE POUR LE JET DE BROUILLARD.....	74
1.3.1 Le modèle d'Epstein, Fauske et Hauser [1990].....	74
1.3.2 Le modèle jet de Papadourakis, Caram et Barner [1991].....	75
1.3.3 Entraînement d'air.....	78
1.4 MODELES POUR LES GOUTTES ET LE RAIN-OUT.....	79
1.4.1 Wheatley : Approche homogène – équilibre quasi 1D.....	80
1.4.2 Modèle de Papadourakis et al (1991) pour les gouttes.....	81
1.5 CONCLUSIONS.....	84
2. ETUDES EXPERIMENTALES	85
2.1 INSTALLATION GAZLIQ (ENSM-SE).....	85
2.1.1 Description de l'installation GAZLIQ.....	85
2.1.2 Instruments et précision de mesures.....	89
2.2 SPHERE 2M ³ ET PLDA (INERIS).....	92
2.2.1 Installation expérimentale.....	92
2.2.2 PLDA.....	93
2.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	95
2.3.1 Profil de température le long de l'axe du jet et au-dessus des bacs (à l'ENSM-SE).....	95
2.3.2 Mesure de quantité lâchée et de débit (à l'ENSM-SE).....	96
2.3.3 Mesures de rain-out (amplitude et distribution spatiale) (à l'ENSM-SE).....	98
2.3.4 Vitesse axiale U_x (à l'INERIS).....	104
2.3.5 Vitesse radiale \overline{U}_z (à l'INERIS).....	109
2.3.6 Granulométrie (à l'INERIS).....	112
3. DISCUSSION	135
3.1 L'ÉCOULEMENT DANS L'ORGANE DE SORTIE.....	136
3.1.1 Les modèles dans le module INERIS.....	136
3.1.3 Synthèse sur la modélisation de l'écoulement.....	139
3.2 JET DE BROUILLARD.....	140
3.2.1 Le modèle dans le module INERIS : le modèle de jet de Papadourakis.....	140
3.2.2 Aspects mécaniques : vitesse sur l'axe.....	143
3.2.3 Aspects thermiques : température sur l'axe.....	148
3.3 TRAJECTOIRE ET EVAPORATION DES GOUTTES ; RAIN-OUT.....	148
3.3.1 Le modèle dans le module INERIS : le modèle de goutte de Papadourakis (1991).....	150
3.3.2 Trajectoire des gouttes.....	151
3.3.3 Evaporation et rain-out.....	156
3.4 MODELISATION DE LA ZONE D'EXPANSION.....	158
3.4.1 Le modèle dans le module INERIS.....	158
3.4.2 Vitesse et température.....	158
3.4.3 Granulométrie observée dans nos expériences.....	160
3.4.4 Granulométrie d'après les expériences du CCPS ; tentative de corrélation.....	162
3.5. ANALYSE DU MODELE OBTENU.....	170
3.5. 1 Le modèle retenu.....	170
3.5.2 Prévision du rain-out : confrontation du modèle à l'expérience.....	171
3.5.3 Une proposition de corrélation simpliste pour le rain-out.....	181
CONCLUSION	185

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES..... 189
**ANNEXE : CONFRONTATION DE NOTRE MODELE AVEC LES EXPERIENCES DU
CCPS (JOHNSON 1999) A-1**

Introduction

Le présent mémoire constitue un travail sur les jets accidentels de gaz liquéfiés réalisé à l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne dans le cadre d'un contrat d'accompagnement de thèse avec l'INERIS (commande CMAR 00 20161 du 31-12-2002). Nous en reproduisons ci-dessous l'annexe scientifique.

Objectifs

Un des objectifs de ces travaux est de caractériser finement un jet diphasique et plus particulièrement les mécanismes mis en jeu au voisinage de l'orifice lors de la formation des gouttes.

Ces travaux s'inscrivent plus généralement dans le cadre de recherche dans le domaine du risque accidentel, dont un des objectifs in fine est de fournir des outils adéquats de modélisation pour estimer les distances de sécurité associées à des rejets de gaz liquéfiés toxiques ou inflammables.

Contexte

Dans le cadre de ses missions relatives au pôle "Risques Industriels", l'INERIS se doit de développer son niveau d'expertise dans le domaine de la dispersion atmosphérique de produits toxiques ou inflammables.

Dans ce but, divers projets de recherches et de développements sont réalisés au sein de l'INERIS. Certains de ces projets permettent de développer et de valider des outils de calcul qui sont utiles tant à la prévention des risques industriels qu'à l'expertise après accident.

Un des projets actuellement en cours de réalisation a pour objectif de développer un ou plusieurs outils permettant de combler les lacunes des outils « classiques » de dispersion dans le champ proche, notamment lorsque des obstacles sont présents dans cette zone.

En effet, en cas de rejet accidentel d'un gaz liquéfié à l'atmosphère, pour déterminer un "terme source", il convient d'estimer les caractéristiques de la fuite comme par exemple :

- la quantité de produit susceptible d'être quasi-instantanément vaporisée en raison du phénomène de flash adiabatique ;
- la quantité de produit susceptible de former une flaque au sol puis de s'évaporer vers l'atmosphère en raison des différents phénomènes de transferts de masse et de chaleur ;
- et enfin, la quantité de produit susceptible d'être entraînée dans l'air sous forme d'aérosol.

A partir d'un "terme source" bien caractérisé à la brèche, l'influence de l'environnement immédiat du rejet doit ensuite être prise en compte afin d'envisager des phénomènes tels que la capture des gouttes suite à l'impact du rejet sur un mur par exemple, qui peut conduire à la formation d'une nouvelle nappe.

Dans le cadre de ce projet, il s'agit de compléter la panoplie des outils de type intégral pour disposer de moyens permettant de mieux prendre en compte les phénomènes physiques se déroulant dans le voisinage immédiat du point de rejet pour des gaz liquéfiés tels que par exemple l'ammoniac, le chlore, le butane ou le propane.

Concernant la thèse, un des objectifs sera d'appréhender au mieux les mécanismes mis en jeu lors d'un réjet diphasique depuis la brèche jusqu'à la dispersion du produit dans le champ proche (quelques mètres) à l'exclusion de l'interaction entre le jet et l'obstacle, cette partie sera réalisée par l'INERIS.

Methodologie

De façon générale, la thèse concerne les jets diphasiques et leur modélisation. Les jets diphasiques qui doivent être étudiés en priorité sont ceux mettant en jeu des gaz liquéfiés avec des diamètres de brèche compris entre quelques millimètres et quelques dizaines de centimètres.

Comme cela a pu être mentionné auparavant, un des objectifs de la thèse est de caractériser finement le jet diphasique. Ceci signifie en particulier qu'il est souhaitable de pouvoir calculer l'évolution le long du jet de la température, de la concentration en produit, de la taille et de la vitesse des gouttes mais également du rain-out.

Une attention toute particulière devra être apportée au mécanisme de formation des gouttes qui prend place au voisinage proche de l'orifice. En effet, la connaissance des mécanismes mis en jeu lors de la formation des gouttes devrait permettre de développer un modèle capable d'estimer la répartition de taille et de vitesse de goutte au niveau de la zone d'expansion. Du point de vue de l'INERIS, cette étape présente actuellement un niveau d'incertitude trop important. Comme cette étape constitue un préalable incontournable pour la plupart des modèles développés pour décrire l'évolution d'un jet diphasique, cette incertitude peut conduire à des écarts significatifs sur les résultats finaux.

En conclusion, l'INERIS souhaite qu'au cours des travaux de thèse, soient effectuées au minimum les tâches suivantes :

- Synthèse bibliographique permettant de définir l'état actuel de l'art sur les jets diphasiques et leur modélisation.
- Recherche sur le mécanisme de formation des gouttes au sein du jet et plus particulièrement dans le voisinage proche de l'orifice. Ces recherches pourront être théoriques ou/et expérimentales. L'INERIS préférant a priori une démarche combinant les deux approches.
- Proposition d'un ou de plusieurs modèles capables de fournir une estimation de la répartition de la taille et de la vitesse des gouttes au voisinage proche de l'orifice.
- Recherche sur l'évolution des caractéristiques des gouttes au sein du jet.

Les modèles qui cherchent à décrire les jets accidentels de gaz liquéfiés et le "rain-out" qu'ils peuvent engendrer sont actuellement déficients. Aucun d'entre eux ne semble être capable de prévoir correctement le "rain-out". Nous soupçonnons que ce défaut vient d'une modélisation trop approximative de ce qui se passe dans ce que nous avons appelé "zone de détente et d'expansion" (cf. § I-1-1).

C'est pourquoi une première partie du présent mémoire est consacrée à une revue la plus exhaustive possible sur ce que l'on connaît de cette zone qui puisse être utile au développement d'un modèle.

Un premier chapitre entreprend une description complètement qualitative et a priori des phénomènes qui sont présents dans cette zone. De cette description découle la structure du reste de la première partie du mémoire.

Un deuxième chapitre s'intéresse aux jets qui atteignent l'atmosphère avant de commencer à se vaporiser significativement. La fragmentation de la phase liquide se produit alors à l'extérieur de l'organe de sortie (fragmentation externe). Ce cas correspond généralement à des orifices (longueur quasi nulle) et des fluides sous refroidis dans le réservoir.

Un troisième chapitre évoque les jets pour lesquels le fluide, au contraire a commencé à se vaporiser, et donc à se fragmenter à l'intérieur d'une conduite.

La deuxième partie du mémoire est consacrée à une étude plus macroscopique et plus générale des jets de gaz liquéfiés.

Le premier chapitre évoque la bibliographie qui porte sur les modèles macroscopiques (intégraux) pour les jets de gaz liquéfiés (écoulement en conduite, zone d'expansion, jet de brouillard, devenir des gouttes et rain-out).

Le deuxième chapitre présente l'aspect expérimental de notre travail : d'abord les deux installations sur lesquelles nous avons travaillé, les techniques de mesure et l'incertitude associées, puis les résultats obtenus (mesures de débit, de température, de vitesse et de granulométrie ainsi que de « rain-out »).

Le troisième chapitre confronte les modèles intégraux pour chacun des maillons du problème (écoulement dans l'organe de sortie, jet de brouillard, trajectoire et évaporation des gouttes, zone d'expansion) aux mesures réalisées. Cela nous permet d'évaluer leur validité et, pour ce qui concerne la granulométrie des gouttes à l'issue de zone d'expansion, de proposer une nouvelle corrélation.

Nous terminons ce chapitre par une confrontation entre le modèle global de jet que nous préconisons à l'issue de ce travail et les mesures de « rain-out » disponibles : les nôtres et celles du CCPS (Johnson et al 1999).

Un chapitre de conclusion fait la synthèse des enseignements issus de ce travail.

Glossaire

Ambiante, extérieur : les conditions qui règnent là où se forme le jet.

Aérosol, brouillard : suspension de gouttelettes dans la phase gazeuse. Nous désignons par ces termes l'ensemble de la phase gazeuse et des gouttelettes qui ne quittent pas le jet (parce que trop fines pour ne pas y rester entraînées).

Jet de brouillard, jet d'aérosol, jet proprement dit, jet établi homogène, zone avec entraînement d'air (synonymes)

Module / Outil de calcul INERIS¹ : programme informatique (écrit en Visual Basic puis transposé en C++) développé à l'occasion des programmes de recherche INERIS DRA31 et FLIE. La présente thèse peut être vue comme un moyen d'améliorer et de valider les modèles qu'il contient.

Organe de sortie, brèche : ce terme désigne soit une conduite cylindrique, soit un orifice.

Orifice : conduite de longueur nulle. C'est généralement un cas idéalisé.

Pdf : probability density function, fonction densité de probabilité.

Rain-out : liquide qui se dépose au sol sous un jet de gaz liquéfié (avant évaporation de flaqué). Nous désignons par « fraction de rain-out » le rapport entre le masse (ou le débit) de rain-out et la masse (ou le débit) relâché depuis le réservoir d'essai.

Température de bulbe humide : température d'équilibre dynamique d'un liquide en présence d'un gaz incondensable (notion cinétique et non thermodynamique).

Zone de détente, zone d'expansion, zone transitoire (synonymes) : Attention, dans la première partie, ce terme couvre ce qui se passe dans la conduite (si elle existe), dans la deuxième partie, elle ne commence qu'au débouché à l'atmosphère.

1 Avertissement : l'outil de calcul a été établi au vu des données scientifiques et techniques disponibles ayant fait l'objet d'une publication reconnue ou d'un consensus entre experts.

Cet outil n'a en aucun cas pour objectif de se substituer au pouvoir de décision du ou de(s) gestionnaire(s) du risque ou d'être partie prenante. Par ailleurs, l'INERIS ne peut en aucun cas être tenu pour responsable d'une utilisation inappropriée de cet outil.

Première partie :

Bibliographie sur la fragmentation d'un jet
liquide

Nomenclature de la première partie

Symboles latins

C	constante de croissance d'une bulle, selon Forster et Zuber [1955] ; cf. I-2-2-3.
C_D	coefficient de striction
C_l, C_g	capacité calorifique du liquide, du gaz.
d ou D	diamètre (de conduite ou d'orifice, de jet, de bulle, de goutte).
D_o	diamètre de l'organe de sortie (orifice ou conduite).
D_{10}	moyenne arithmétique du diamètre des gouttes.
D_{32}	diamètre moyen de Sauter des gouttes (idem SMD)
h	enthalpie spécifique.
h_{lg}	enthalpie spécifique de vaporisation.
L_o	longueur de la conduite.
L_{frag}	longueur de jet liquide, depuis le débouché à l'ambiante jusqu'à l'endroit où il se fragmente (voir § I-2-1-4).
MMD	diamètre médian de goutte en masse.
Oh	nombre d'Ohnesorge $Oh = \sqrt{We} / Re$
P	pression.
Pv(T)	pression de vapeur saturante à T.
R	rayon d'une bulle
Re	nombre de Reynolds (souvent d'une goutte) $Re = \frac{\rho u D}{\mu}$.
SMD	diamètre moyen de Sauter (idem D32)
t	temps.
T	température.

$T_{\text{sat}} (P)$	température de saturation (ou d'ébullition) à la pression P.
T_{sh}	température de "shattering", celle au dessus de laquelle la fragmentation thermique du jet se produit.
u	vitesse.
u'	fluctuation de vitesse turbulente.
v	volume spécifique
We	nombre de Weber ; $We = \frac{\rho \Delta u^2 D}{\sigma}$ (remarque : il est parfois défini avec un 2 au dénominateur ; Ex : Brown et York [1962]).
We_{drop}^*	nombre de Weber critique pour une goutte, celui au-dessus duquel elle subit une fragmentation mécanique.
We_{drop}	nombre de Weber pour une goutte ; $We_{\text{drop}} = \frac{\rho_a \Delta u^2 D_{\text{drop}}}{\sigma}$.
$We_{\text{jet},g}$	nombre de Weber pour le jet (phase gazeuse) : $We_{\text{jet},g} = \frac{\rho_a \Delta u^2 D_o}{\sigma}$.
$We_{\text{jet},l}$	nombre de Weber pour le jet (phase liquide) : $We_{\text{jet},l} = \frac{\rho_l \Delta u^2 D_o}{\sigma}$.
x	fraction massique de vapeur (titre, « qualité ») dans l'écoulement.

Symboles grecs

α	"taux de vide", fraction volumique de vapeur (ou de gaz) dans une section du jet.
ε	rugosité de la conduite.
μ	viscosité dynamique.
ν	viscosité cinématique.
ρ	masse volumique.
σ	tension superficielle du liquide.
ΔP	chute de pression à travers l'organe de sortie.
Δu	vitesse relative (d'une goutte par rapport à l'atmosphère environnante en général).

ΔT_l^* degré de sous refroidissement adimensionné défini par Nagai, Sato et Lee [1985];

$$\Delta T_l^* = \frac{T_r - T_{sat}(Pa)}{T_{sat}(P_r) - T_{sat}(Pa)}$$

Indices

a	ambient.
drop	goutte.
g	gaz.
jet	jet.
l	liquide
o	organe de sortie (orifice ou conduite).
r ou res	de réservoir.
sh	"shattering" ; voir T_{sh} .

Exposant

* critique (voir We^*), ou maximal (voir D_{drop}^*).

Notre objectif dans cette première partie de notre mémoire de thèse est de rassembler le maximum d'information sur les phénomènes qui gouvernent la zone d'expansion d'un jet de gaz liquéfié. Nous soupçonnons en effet que c'est par là que pèchent les modèles actuels pour représenter ces jets. Il s'avère que le déroulement ultérieur de notre travail ne nous a pas donné l'occasion d'exploiter à fond cette investigation. Nous espérons toutefois qu'il s'agit d'un investissement qui pourra être mis à profit à l'avenir.

La démarche employée dans une étude bibliographique est généralement de type ascendant : on rapporte des observations brutes, puis leur interprétation partielle que l'on rassemble progressivement pour aboutir à un problème bien structuré.

Il nous a semblé que, dans le problème qui nous intéresse, la démarche inverse est préférable : le premier chapitre introduit la vision globale et la façon de structurer le problème que nous proposons. Les deux chapitres suivants relatent les expériences et les résultats de la littérature qui entrent dans chacune des catégories définies précédemment.

La raison de ce choix tient à ce que les critères de décomposition du problème ne sont pas très clairs dans la littérature, qu'un article traite souvent ensemble et sans les distinguer des cas qui nous semblent appartenir à des catégories différentes.

Reprendre la littérature telle quelle risquait de maintenir le lecteur dans la confusion. Il nous a paru préférable d'afficher dès le départ une grille de lecture (que nous avons mis longtemps à clarifier pour notre propre compte), et de permettre au lecteur de la critiquer.

1 Approche et décomposition du problème

La photographie ci-dessous représente l'aspect typique d'un jet de gaz liquéfié. La démarche retenue dans toute la littérature consiste à décomposer le problème en sous-problèmes plus simples et mieux définis.



Fig. 1.1 : photo grand champ d'un jet (expérience ENSM-SE)

1.1 Zone de détente et jet proprement dit

Dans la description du jet, on distingue généralement deux zones :

- une zone en aval où la pression est la pression atmosphérique, et où l'évolution (de la vitesse du jet, de la taille des gouttes, de la température,...) est avant tout conditionnée par la quantité d'air entraîné. C'est l'essentiel de la partie visible du jet (de quelques dizaines de centimètres à quelques dizaines de mètres soit de l'ordre du millier de diamètres d'orifice). Il ne nous semble pas qu'il existe de terme consacré pour désigner cette zone, nous parlerons de jet proprement dit². Ce jet est lui-même suivi d'une zone dite de dispersion passive (nuage) quand la vitesse du vent ou la turbulence de l'atmosphère devient prépondérante devant la quantité de mouvement qui résulte de la détente.

- une zone en amont qui « prépare l'aérosol ». Nous désignerons cette zone par « zone de détente » ou « zone d'expansion » (Figure 1.1.1). Nous considérons que cette zone commence dès que le fluide quitte les conditions de réservoir et s'arrête dès qu'il rejoint la pression atmosphérique et commence à incorporer de l'air ambiant.

Ce fluide va subir tout ou partie des phénomènes suivants :

- accélération.
- détente,
- germination et croissance de bulles,
- vaporisation, expansion.
- fragmentation de la phase liquide en gouttelettes (sous l'influence de phénomènes mécaniques et/ou thermiques).
- passage à travers une onde de choc.

C'est une partie nettement plus « discrète » du problème, dans le sens où elle se déroule soit à l'intérieur de la conduite, soit dans les quelques diamètres qui suivent.

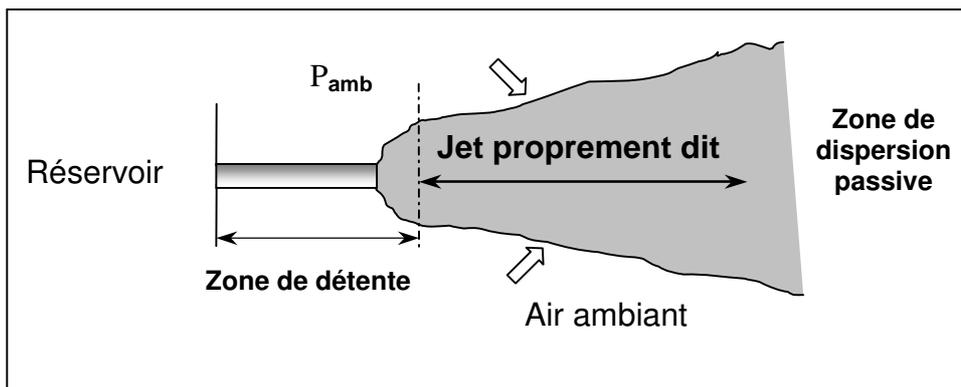


Fig 1.1.1 : schéma des zones qui composent le jet.

Attention : dans l'esprit de beaucoup d'auteurs, Le terme de « zone de détente » ne désigne que la partie externe, à l'air libre, et n'inclut pas l'intervalle entre le réservoir et la sortie à l'air libre (la conduite).

² Voir autres termes équivalents dans le glossaire

La nature des phénomènes qui ont lieu dans le jet proprement dit semble assez bien connue (échange de quantité de mouvement et évaporation). Plusieurs modèles unidimensionnels ont été proposés (Wheatley (1987), Ianello (1989), Epstein (1990), Papadourakis (1991), UDM ...). L'INERIS a combiné les deux modèles de Papadourakis (jet et goutte) pour tendre vers une approche 2D (la trajectoire des gouttes prend en compte le fait qu'elle a lieu au sein du jet ou pas, mais le jet ne tient pas compte du fait que des gouttes l'ont quitté). S'il reste une zone d'ombre dans ce domaine, c'est probablement l'influence de la turbulence au sein du jet sur le comportement des gouttes.

La zone de détente est une partie cruciale, puisqu'elle définit les conditions initiales pour la zone en aval. Et surtout, c'est une région pour laquelle la nature des phénomènes mis en jeu et la liste des paramètres dont ils dépendent est encore loin d'être claire. Nous soupçonnons que c'est la faiblesse des modèles généralement utilisés pour décrire cette zone (cf. § I-2.2.1) qui explique que les modèles de jets accidentels ne savent pas prédire le "rain-out". La description habituelle ne peut expliquer, en particulier, qu'une fraction importante des gouttelettes quitte le jet très vite (quelques dizaines de diamètres), alors que leurs diamètre (quelques dizaines de micromètres) devrait les amener à suivre le jet gazeux. C'est donc sur cette région que va porter notre effort de bibliographie critique.

Notre objectif est de préciser l'état du fluide à la sortie de cette région (taille des gouttes, vitesse -module et orientation-, fraction vaporisée, vitesse du gaz...) en fonction des conditions en amont et de la géométrie de l'organe de sortie. Pour cela nous chercherons à identifier les mécanismes qui conduisent à cet état, ainsi que les paramètres qui influent sur ces mécanismes (approche qualitative), puis nous rassemblerons les corrélations proposées dans la littérature (approche quantitative).

1.2 Fragmentation externe et fragmentation interne

Dans cette étude nous aborderons séparément le cas où il ne se passe rien de visible expérimentalement à l'intérieur de l'organe de sortie, où le fluide sort à l'état liquide, et où la fragmentation a lieu à l'extérieur (fragmentation externe) d'une part, et celui où il y a déjà eu vaporisation (ou quantité de gaz) significative à l'intérieur, et donc fragmentation interne de la phase liquide (ce qui n'interdit pas qu'il puisse ensuite exister une fragmentation secondaire externe) d'autre part (voir schéma ci-après).

Les mécanismes de germination comme de fragmentation sont différents dans les deux cas. De plus, il y a détente puis éventuellement onde(s) de choc au débouché à l'atmosphère dans un cas et pas dans l'autre. Diamètre et vitesse des gouttes qui en résultent sont alors complètement différents. C'est ce qui justifie de considérer cette dichotomie comme primordiale [cf. Park & Lee (1994)].

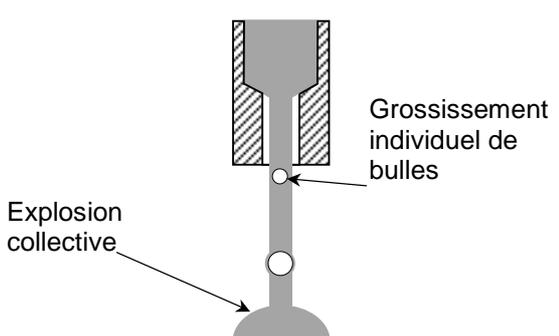
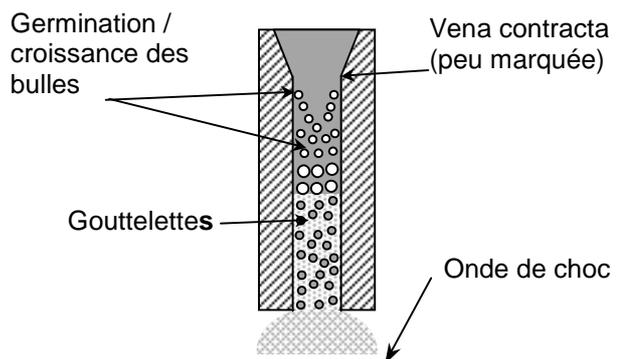
Remarque : Notre terminologie reprend celle d'Oza et Sinnamon (1983). Par contre, Park et Lee (1994) appellent « complete flashing mode » ce que nous appelons « fragmentation externe » et « two-phase effluent flashing mode » ce que nous appelons « fragmentation interne ».

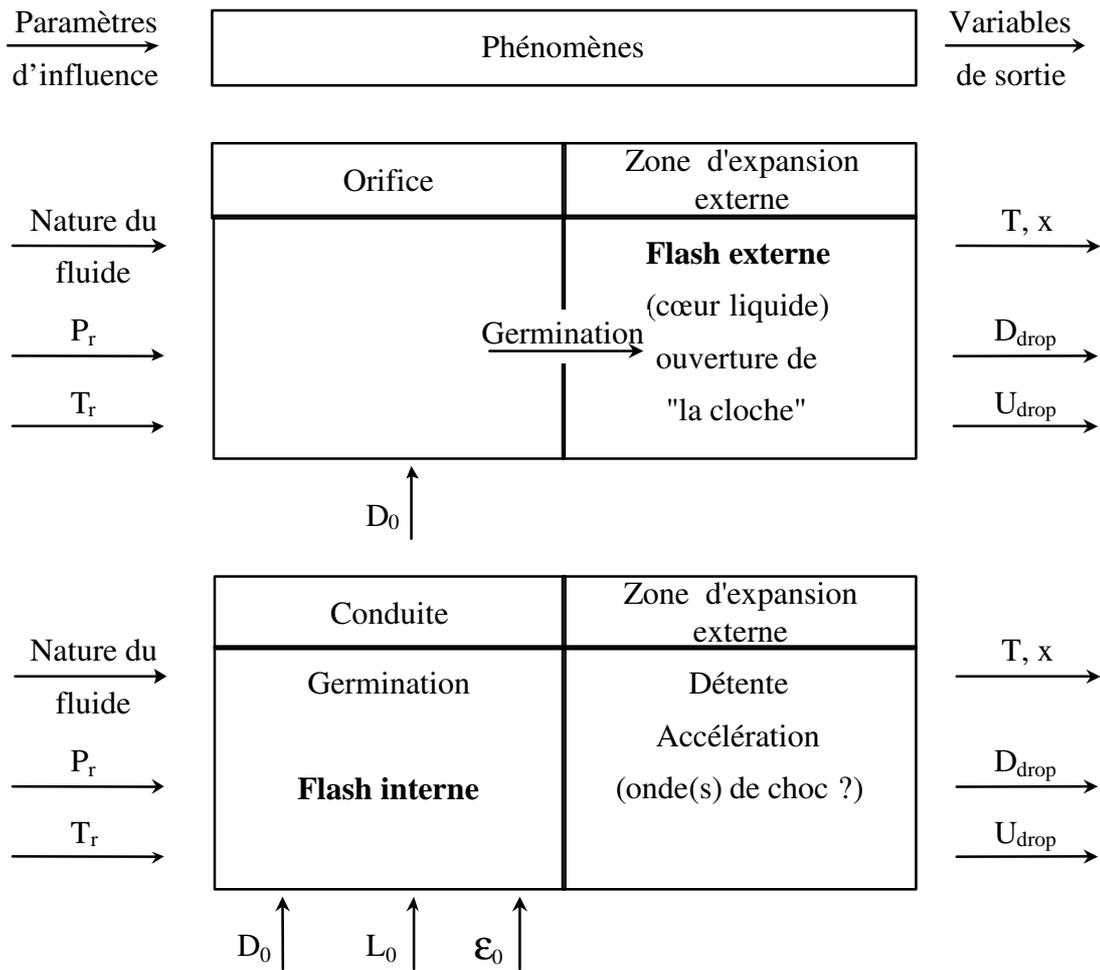
Comme le font remarquer Park et Lee (1994), il est clair que l'on aura fragmentation interne dans le cas des conduites longues et que la fragmentation externe ne peut être observée que pour des conduites très courtes, tendant vers des orifices idéaux. Mais un même orifice (réel) peut donner lieu à fragmentation interne ou externe selon que les conditions de réservoir sont plus ou moins proches de la saturation. C'est la raison pour laquelle nous préférons distinguer : « fragmentation interne » et « fragmentation externe » plutôt que : « jet après conduite » et « jet après orifice ».

Par ailleurs, la transition entre les deux types est complexe, progressive et mal connue (cf Nagai [18] par exemple). Il ne nous semble pas que son étude apporterait une information significative à notre problème. Nous nous limiterons donc aux deux cas extrêmes bien définis : fragmentation purement interne ou purement externe. Il en résulte que le choix de la définition que nous donnons de ces deux types de fragmentation importe relativement peu. Nous avons retenu une définition qui permet de décider assez facilement si tel résultat expérimental appartient à un type ou à l'autre. Une autre définition, conceptuelle

plus simple mais plus difficile à utiliser dans l'exploitation des résultats expérimentaux, consisterait à ne parler de fragmentation externe que si le fluide sort purement liquide, sans même s'être chargé de germes gazeux. Tout autre écoulement correspondrait alors à une fragmentation interne.

Remarque : Même si cette distinction entre fragmentation interne et fragmentation externe paraît quasiment évidente une fois qu'elle a été énoncée, rare sont les auteurs d'études expérimentales qui précisent le cas qu'ils abordent. C'est donc généralement nous même qui les avons placé dans une catégorie ou l'autre, en fonction de critères géométriques (surtout L_0 / D_0) et thermiques (degré de sous refroidissement). Ce classement peut ne pas être exempt d'erreurs.

<u>Flash externe / Orifice</u>		<u>Flash interne / Conduite</u>	
 <p>Grossissement individuel de bulles</p> <p>Explosion collective</p>	 <p>Germination / croissance des bulles</p> <p>Vena contracta (peu marquée)</p> <p>Gouttelettes</p> <p>Onde de choc</p>	- Sortie diphasique	
- Sortie liquide			- Sortie diphasique
- Fragmentation de la phase liquide à l'extérieur.	⇐	Pas le même mécanisme	⇒ - "fragmentation" de la phase liquide à l'intérieur ; fragmentation secondaire peu probable à l'extérieur (sauf éventuel anneau liquide).
→ Sortie à P_a hors équilibre thermique			→ Souvent critique → sort à $P_{critique} > P_{atm}$ → Détente et éventuellement onde de choc.
→ Modèle homogène pour zone d'expansion est inadapté. → Développer un modèle non homogène ?			→ Modèle homogène pour zone d'expansion probablement pas très faux.
Situation académique → effort technologiques nécessaires pour la réaliser). → Ne correspond probablement à aucune situation accidentelle, sauf peut être un écoulement à partir de conditions très fortement sous-refroidies.			Scénario envisageable → Correspond à la réalité industrielle.
Présente probablement un intérêt industriel limité dans notre étude.			Le cas le plus intéressant pour notre étude.

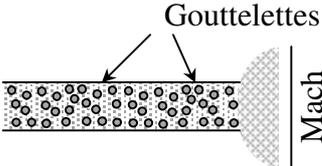


La disposition des paramètres, des phénomènes et de grandeurs résultantes selon que le jet est généré à travers un orifice ou une conduite.

1.3 Fragmentation mécanique et fragmentation thermique

Écoulement air/eau

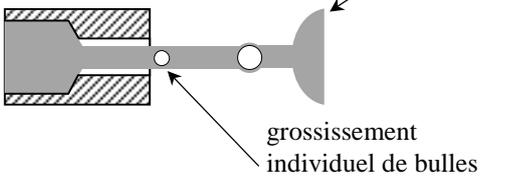
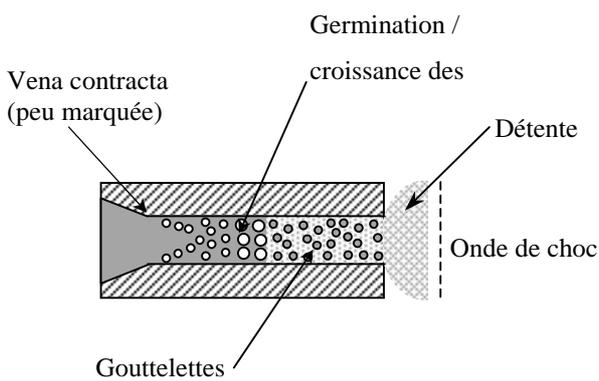
Pour illustrer la fragmentation mécanique, considérons un écoulement à deux fluides air/eau, à travers et après une conduite (ce cas ne présente donc pas de phénomènes thermiques). Cet écoulement conduit à deux cas de figures selon que la fraction volumique d'air est nulle ou pas.

<p>Fragmentation mécanique externe.</p> <p>C'est seulement à partir du moment où il n'y a plus de conduite pour le guider que le jet devient instable.</p> <p>Cette instabilité est renforcée par la friction avec l'air ambiant à la surface du jet (We).</p> <p>C'est cette instabilité qui fragmente le jet en gouttelettes <u>à l'extérieur de la conduite</u>.</p>	<p>$\alpha = 0$ (pas de gaz)</p> 
<p>Fragmentation mécanique interne.</p> <p>La turbulence joue sur la structure de l'écoulement et fragmente la phase liquide <u>à l'intérieur de la conduite</u>. S'il y a fragmentation externe, ce ne sera qu'un complément.</p> <p>Si $\alpha \sim 1$, on risque fort d'avoir un écoulement à gouttelettes et probablement très peu de fragmentation externe secondaire. On a alors une zone de détente supersonique après la conduite.</p> <p>Le retour à des vitesses subsoniques se fait à travers une ou des ondes de choc (disque de Mach par exemple)</p>	<p>$\alpha \neq 0$ (en présence de gaz)</p> 

Ecoulement eau / vapeur

Considérons maintenant le cas d'un écoulement à un fluide (type eau – vapeur) avec $\alpha_r = 0$.

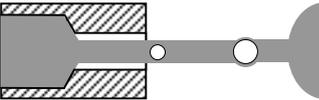
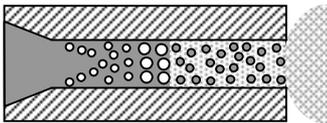
Si la température du liquide est partout inférieure à la température d'ébullition, seuls des phénomènes mécaniques peuvent contribuer à la fragmentation du jet en gouttes. L'expérience montre que cela reste vrai un peu au-dessus de la température d'ébullition. Il s'agit toujours, comme précédemment, de fragmentation mécanique externe. Par contre, au delà d'une température dite « température de shattering » (T_{sh}) des phénomènes thermiques (croissance rapide de bulles au sein de la phase liquide) viennent s'ajouter (et souvent dominer) les phénomènes mécaniques de fragmentation. On observe alors une fragmentation thermo-mécanique, externe ou interne selon la configuration.

<p>Fragmentation mécanique externe</p> <p>$\alpha = 0$ d'un bout à l'autre.</p> <p>⇒ fragmentation <u>mécanique</u> externe ; exactement le même cas que précédemment (y compris même mécanisme de fragmentation).</p>	<p>$T < T_{sh}$</p> 
<p>Fragmentation thermo-mécanique externe</p> <p>comme précédemment, la fragmentation se passe à l'extérieur.</p> <p><u>Orifice idéal</u> : Sortie du liquide à $P_{sortie} = P_{amb}$.</p> <p>Seule différence : le mécanisme de fragmentation <u>thermique</u> qui s'ajoute à la fragmentation mécanique et peut donc donner des gouttes plus fines.</p>	<p>$T > T_{sh}$</p> 
<p>Fragmentation thermo-mécanique interne</p> <p>ressemble à air / eau avec $\alpha \neq 0$:</p> <p><u>Conduite</u> : <u>Fragmentation thermique interne</u> ; gouttes formées à l'intérieur de la conduite et existence d'une zone de détente.</p> <p>Présence d'onde(s) de choc et de vitesses supersoniques.</p> <p>Seule différence : fragmentation <u>thermique</u> s'ajoute à (remplace ?) fragmentation mécanique → gouttes souvent plus petites.</p>	<p>$T > T_{sh}$</p> 

Remarque : par la suite, par commodité de langage, nous parlerons de fragmentation thermique plutôt que de fragmentation thermo-mécanique.

1.4 Décomposition finale du problème

Les considérations précédentes nous amènent à la structure ci-dessous. C'est sur cette structure qu'est construit le présent rapport.

	Mécanique	Thermique
Externe 	$\alpha = 0$	Air / Eau N'existe pas
	conduite	Eau / Vapeur Orifice quasi idéal
Interne 	$\alpha > 0$	Air/Eau N'existe pas
	Orifice ou conduite	Eau / Vapeur Conduite

2 Zone d'expansion après fragmentation

externe

On s'intéresse ici au cas où il ne se passe rien de visible à l'intérieur de l'organe de sortie (peut-être de la germination de bulles, mais son effet n'est pas visible). C'est un écoulement purement liquide qui arrive à la sortie. De ce fait, il est subsonique et rejoint la sortie sans blocage sonique et donc à la pression atmosphérique. C'est au-delà de cette sortie qu'on peut avoir fragmentation et vaporisation de la phase liquide.

Cette situation est observée, comme nous le verrons ci-après dans des conduites très courtes (quelques millimètres ou quelques diamètres, au plus). Cette situation représente donc une fraction des scénarios d'accidents industriels très faible, voire nulle. C'est par contre celle qui a suscité le plus d'études académiques, à cause de l'intérêt pour la préparation volontaire d'aérosols ou pour l'injection Diesel. Nous n'avons pas approfondi la question de la frontière entre les écoulements internes et externes.

2.1 Fragmentation mécanique externe

On se place ici dans le cas où le liquide qui nous intéresse n'est pas soumis à ébullition. On s'intéresse à ses interactions aérodynamiques avec le gaz environnant (qui est généralement de l'air), à la fragmentation qui en résulte et à la taille des gouttes formées. Nous envisagerons successivement la rupture mécanique de gouttes dans de l'air au repos, de gouttes dans une atmosphère turbulente, puis la désintégration de jets liquides (mécanismes, longueur du cœur liquide, taille des gouttes).

Les § I-2.1.1 à I-2.1.4 sont essentiellement un condensé du chapitre II de l'ouvrage de synthèse de Lefebvre (1988), le § I-2.1.5 reprend le début du chapitre VI de la même source.

2.1.1 Rupture de gouttes dans l'air

Une goutte qui se déplace dans une atmosphère gazeuse et dans un gradient de pression échange de la quantité de mouvement (traînée) avec cette dernière, ce qui peut la déformer. Si le mouvement relatif est suffisant, on peut atteindre un régime dans lequel la tension superficielle ne réussit plus à maintenir la cohésion de la goutte, qui se fragmente alors en gouttes plus petites. Une goutte plus petite possède une tension superficielle plus élevée à laquelle est associée une pression $P = \frac{4\sigma}{D}$. La fragmentation se poursuit jusqu'à ce que la tension superficielle soit suffisante pour contrecarrer le pouvoir déstabilisateur du gaz environnant³.

³ A partir de ces considérations on peut introduire les notions de **diamètre critique** et de **délai de fragmentation**.

Le nombre adimensionnel qui compare la pression aérodynamique $C_D \rho_a \Delta u^2 / 2$ et la pression due à la tension superficielle $4 \sigma / D_{drop}$ est, à un facteur $8 / C_D$ près, le nombre de Weber de la goutte :

$$We_{drop} = \frac{\rho_a \Delta u^2 D_{drop}}{\sigma}$$

Les gouttes se fragmentent jusqu'à ce que les forces dues à la tension superficielle soient égales aux forces aérodynamiques. Le diamètre critique théorique D_{drop}^* (celui des plus grosses gouttes stables) est donc donné par :

$$We_{drop}^* = \frac{8}{C_D} \quad \text{ou} \quad D_{drop}^* = \frac{8\sigma}{C_D \rho_a \Delta u^2}$$

We_{drop}^* est le nombre de Weber critique, associé à D_{drop}^* , diamètre critique.

C_D est le coefficient de traînée de la goutte (ce dernier est compris entre 0,4 et 1 pour $10^2 < Re < 10^5$).

L'expérience pour une goutte en chute libre ou exposée soudainement à un flux d'air conduit à des We_{drop}^* de :

- 13 [Hinze cité par Lefebvre p. 32]

- 10,6 [Lane cité par Lefebvre p. 33]

- 10,3 pour du mercure [Haas cité par Lefebvre p. 33]

- 7,2 à 16,8 (moyenne 13,0) pour l'eau, l'alcool méthylique et de l'huile silicone de faible viscosité [Hanson cité par Lefebvre p. 33].

La tendance de la viscosité à stabiliser les gouttes peut être caractérisée par le nombre d'Ohnesorge qui compare force de viscosité et force de tension superficielle [Hinze cité par Lefebvre] :

$$Oh_{drop} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_{drop}}}$$

Hinze cité par Lefebvre propose de prendre en compte son influence sous la forme :

$$We_{drop}^* = We^* . [1 + f(Oh_{drop})]$$

We^* : nombre de Weber critique pour une viscosité nulle.

Brodkey [cité par Lefebvre p. 34] propose la formule ci-dessous, en annonçant une incertitude de 20 % :

$$We_{drop}^* = We^* . [1 + 14 . Oh_{drop}]$$

2.1.2 Rupture de gouttes dans une atmosphère turbulente

Lorsque la vitesse relative de la goutte par rapport à son environnement augmente, une part de la friction résulte des fluctuations turbulentes. On définit alors un nouveau nombre de Weber critique :

$$We_{drop}^* = \frac{\rho_{air} \overline{u'^2} D_{drop}^*}{\sigma} \quad \text{où } \overline{u'^2} \text{ est la moyenne quadratique des écarts de vitesse sur une distance } D_{drop}^*.$$

On supposant la turbulence isotrope, le liquide faiblement visqueux et la loi de Kolmogorov pour la distribution de l'énergie vérifiée, alors l'expression précédente peut s'écrire sous la forme :

$$D_{drop}^* = \left(\frac{We_{drop}^*}{2} \right)^{\frac{3}{5}} \left(\frac{\sigma}{\rho_a} \right)^{\frac{3}{5}} E^{-\frac{2}{5}} \quad \text{où } E \text{ est l'énergie dissipée par unité de masse et par unité de temps.}$$

Des essais dans l'entrefer de deux cylindres coaxiaux (où la turbulence n'est pas isotrope) ont conduit à : $We_{drop}^* = 1,18$. Cette expression n'a pas été vérifiée dans un champ de vitesse isotrope, et il a été montré [Sleicher, cité par Lefebvre p. 35] quelle n'était pas valide dans une conduite (où d'autres forces interviennent).

Une approche qui explique la fragmentation des gouttes par leur entrée en résonance avec la fréquence caractéristique de la turbulence conduit à : $We_{drop}^* = 1,04$.

2.1.3 Désintégration de jets liquides : mécanisme et approche qualitative

Quand un jet liquide débouche à l'atmosphère sous forme de cylindre, la compétition entre forces cohésives et forces « destructrices » à la surface du jet donne lieu à des oscillations et des perturbations. Rayleigh [1878] a montré que le jet est par nature instable et que les oscillations s'amplifient jusqu'à désintégration en gouttes (atomisation primaire, fig. 2.1.1). Les gouttes ainsi formées peuvent être elles-mêmes instables, comme nous l'avons vu précédemment (§ I-2.1.1 et I-2.1.2), d'où possibilité d'atomisation secondaire. Ca n'est que si la longueur disponible pour le jet (avant son impact au sol par exemple) est inférieure à la distance à laquelle la désintégration se produit (L_{frag}) qu'il peut paraître stable (jet bâton).

Plusieurs mécanismes de fragmentation se succèdent lorsque l'on augmente progressivement la vitesse du jet (figure 2.1.4).

Le premier (pour des écoulements très lents c'est à dire à bas nombre de Reynolds) est le mécanisme de Rayleigh [Lefebvre p 38], instabilité dynamique intrinsèque au jet, qui conduit à des gouttes dont le diamètre est donné par : $D_{drop} = 1,89 D_{jet}$

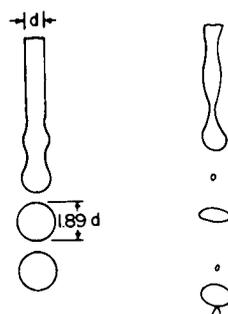


Fig 2.1.1 : La fragmentation selon le mécanisme de Rayleigh (idéalisée et réelle).

Lorsque la vitesse du jet augmente, les forces aérodynamiques renforcent le mécanisme de Rayleigh, produisant des gouttes dont la distribution granulométrique est plus dispersée.

Reitz [cité par Lefebvre p. 44] parle de "first wind induced breakup", pour lequel la fragmentation se produit encore un nombre important de diamètres en aval de l'orifice, et pour lequel le diamètre des gouttes reste de l'ordre du diamètre du jet.

Vient ensuite le "second wind induced breakup", lié à des petites vagues à la surface du jet. La fragmentation a lieu après quelques D_{orifice} seulement et le diamètre des gouttes est très inférieur au diamètre de l'orifice (figure 2.1.2).

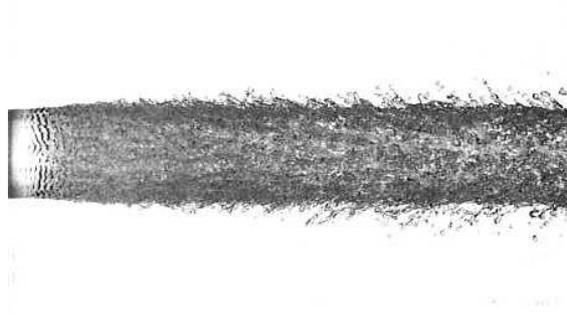


Fig 2.1.2 : Illustration des instabilités au niveau de la surface du jet et le détachement de ligaments du jet qui amènent à l'atomisation ; [cité par Lefebvre p. 54]

Lorsque la vitesse du jet est encore plus grande, la longueur de jet intact devient très faible. On parle alors de régime d'atomisation.

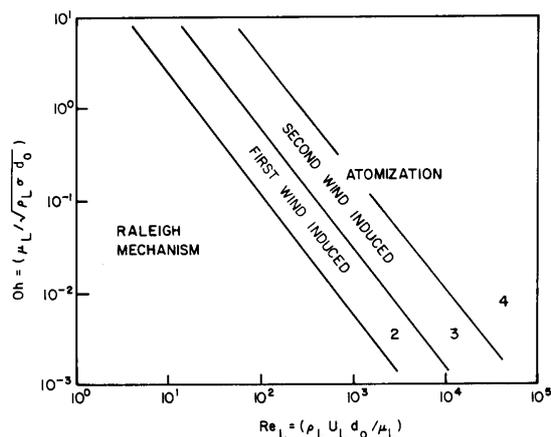
Ohnesorge [Lefebvre p 43] a montré par analyse dimensionnelle que les paramètres pertinents pour établir une cartographie de type de fragmentation sont :

- le nombre de Reynolds $Re_{jet} = \frac{\rho_l \Delta u D_o}{\mu_l}$

- le nombre de stabilité, ou nombre de viscosité, ou nombre d'Ohnesorge du jet :

$$Oh_{jet} = \frac{\sqrt{We_{jet,l}}}{Re_{jet}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_{jet}}}$$

S'appuyant sur l'approche d'Ohnesorge, Reitz [cité par Lefebvre p. 44] a proposé la carte suivante (figure 2.1.3) :



Classification of modes of disintegration (Reitz [45]).

Fig 2.1.3 : cartographie des modes de fragmentation (Reitz [cité par Lefebvre p.44]).

Les différents modes de désintégration du jet sont schématisés ci-dessous (figure 2.1.4).

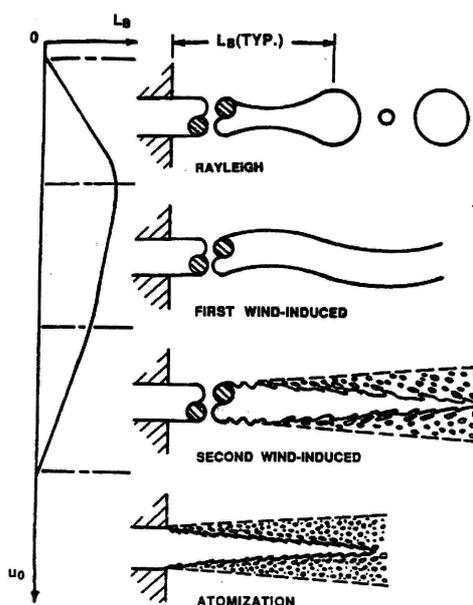


Fig 2.1.4 : Les modes de fragmentation mécanique d'un jet (Faeth [**]).

Les jets qui nous intéressent sont généralement turbulents lorsqu'ils débouchent à l'atmosphère. Ils ont tendance à présenter un aspect « laiteux », à cause de la diffusion de la lumière sur les irrégularités de la surface générées par les fluctuations de vitesse. Ces irrégularités peuvent renforcer, d'une façon généralement considérée comme secondaire, l'effet des forces aérodynamiques.

Sur le mécanisme de désintégration d'un jet, on peut aussi consulter le modèle « blob » de Reitz [1990] cité par Witlox et Bowen [2002], même s'il semble trop sophistiqué par rapport au degré de validation associé.

Toutefois les mécanismes qui conduisent alors à la fragmentation du jet ne sont toujours pas clairement élucidés (interactions aérodynamiques, influence de la turbulence, cavitation en amont, relaxation des profils de vitesse). Ils sont probablement multiples.

2.1.4 Désintégration de jets liquides : longueur de fragmentation

Il est fréquent de caractériser le comportement d'un jet en mesurant sa longueur de fragmentation (L_{frag}) en fonction de sa vitesse (figure 2.1.5 issue de Lefebvre p. 49). Celle-ci est définie comme la longueur de la partie continue du jet, entre le débouché à l'atmosphère et l'endroit où il n'existe plus de liquide continu. La relation entre cette longueur et la vitesse d'éjection du jet présente qualitativement la forme ci-dessous.

Avant le point A, on n'a pas encore de jet, l'écoulement ruisselle. Entre le point A et le point B, on a le mécanisme de Rayleigh. C'est la partie qui a été la plus étudiée sous l'angle théorique.

A partir du point B, la nature des phénomènes qui correspondent à chaque partie de la courbe n'est pas clairement élucidée⁴. La présentation de la figure 2.1.5 suggère que les transitions sont dues au caractère laminaire ou turbulent du jet lorsqu'il sort de l'orifice.

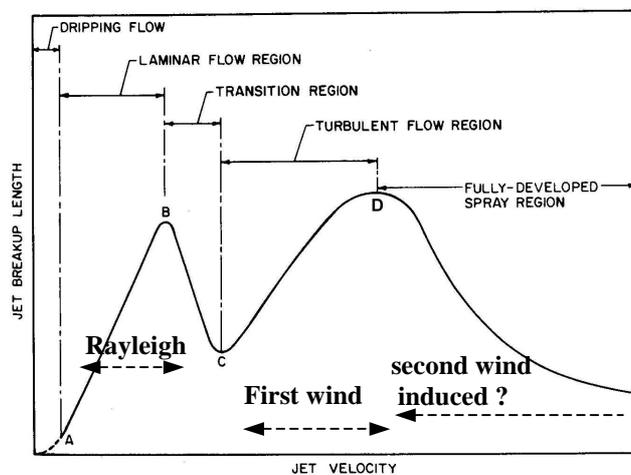


Fig 2.1.5 : Variation qualitative de la longueur de fragmentation en fonction de la vitesse du jet (Lefebvre [1988]).

D'autres auteurs l'associent aux transitions de la figure 2.1.4 (nous avons ajouté notre interprétation de cette seconde lecture sur la figure 2.1.5). La vitesse du jet à laquelle se produisent ces transitions n'est pas non plus bien identifiée :

- position du point B : $Re_{jet}^* = 3,25 Oh_{jet}^{0,28}$ [Grant et Middleman, cités par Lefebvre p. 52].

- position du segment B-C : $Re_{jet}^* = 12\,000 \left(\frac{1}{D_0} \right)^{0,3}$ [Van de Sande et al, cités par Lefebvre p. 53].

- position du point D : nous n'avons pas trouvé de proposition.

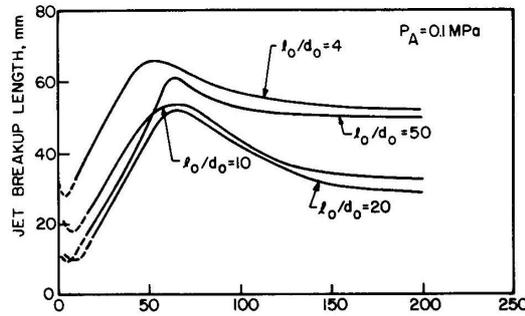
- longueur de fragmentation dans le régime C-D :

- après un long tube lisse [Grant, cité par Lefebvre p. 54] : $L_{frag} = 8,51 \cdot D_0 \cdot We_{jet,l}^{0,32}$

- [Baron, cité par Lefebvre p. 54] : $L_{frag} = 538 D_0 \sqrt{We_{jet,l}} Re_{jet,l}^{-0,625}$

⁴ L'existence même d'un maximum au delà du point C (point D) n'est pas universellement acceptée (mais que signifierait alors le régime d'atomisation évoqué plus haut ?).

Au-delà du point D, des études ont été menées dans le cadre de l'injection Diesel. Les résultats obtenus sont trop dispersés et n'ont pas permis d'établir des corrélations. Ainsi l'influence du rapport L_0/D_0 sur L_{frag} n'est pas clairement établie. Cette influence paraît parfois positive et parfois négative (figure 2.1.7 et 2.1.8).



(Hiroyasu et al. [10]).

Fig 2.1.7 : Influence de L_0 / D_0 et de la vitesse du jet sur la longueur de fragmentation [Hiroyasu, cité par Lefebvre].

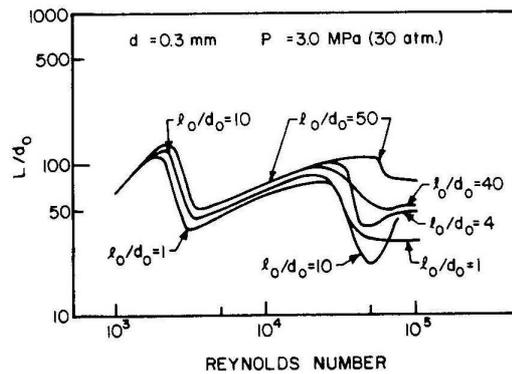


Fig 2.1.8 : Influence de L_0 / D_0 et du nombre de Reynolds sur la longueur de fragmentation [Arai, cité par Lefebvre]

2.1.5 Désintégration de jets liquides : taille des gouttes [Lefebvre, chap. VI]

Nous avons déjà vu que les phénomènes mis en jeu dans la fragmentation des jets liquides ne sont pas complètement identifiés. A fortiori, la taille des gouttes qui en résultent ne peut être prédite théoriquement. Les études sont donc empiriques et conduisent à des corrélations. Les propriétés du liquide qui ont une influence sur l'atomisation sont la tension superficielle, la viscosité et la masse volumique du liquide, ainsi que la masse volumique du gaz. Les paramètres de l'écoulement généralement pris en compte sont la vitesse du jet et sa turbulence, ainsi que la vitesse relative liquide/gaz (difficile à déterminer dans la région où l'atomisation se produit). Les paramètres géométriques sont la longueur et le diamètre de la conduite ou de l'orifice.

$$D_{drop} = f(\sigma, \mu_l, \rho_l, \mu_g, \rho_g, u \text{ et/ou } \Delta u, L_0, D_0)$$

Lefebvre [1988, p.204] a sélectionné les corrélations suivantes (qu'il considère comme relativement fiables) pour des jets turbulents dans de l'air au repos.

- [Merrington, cité par Lefebvre p. 204] :

$$SMD = 500 \frac{D_0^{1,2} v_1^{0,2}}{u_1}$$

SMD : diamètre moyen de Sauter pour les gouttes.

Remarque : cette corrélation n'est pas adimensionnée et n'est donc valable qu'avec les unités adhoc

- Dans les conditions de l'injection Diesel (forte turbulence du jet) et pour $1000 < Re_{jet} < 12\ 000$ [Panassenkov, cité par Lefebvre p. 203] :

$$MMD = 6 D_0 Re_{jet}^{-0,15}$$

MMD : diamètre médian en masse.

- [Harmon, cité par Lefebvre p. 203] :

$$SMD = \frac{3330 D_0^{0,3} \mu_1^{0,07}}{\rho_l^{0,648} \sigma^{0,15} u_1^{0,15} \mu_g^{0,78} \rho_g^{0,052}}$$

Lefebvre fait remarquer que cette corrélation présente la particularité de prévoir des gouttes d'autant plus fines que la tension superficielle est élevée, ce qui est effectivement curieux..

- [Miesse cité par Lefebvre] :

$$D_{0,999} = D_0 \cdot We_{jet,l}^{-0,333} (23,5 + 0,000395 Re_{jet})$$

$D_{0,999}$: diamètre tel que 99,9 % des gouttes sont plus petites.

- [Tanasawa et al] :

$$SMD = 47 \frac{D_0}{u_1} \left(\frac{\sigma}{\rho_g} \right)^{0,25} \left[1 + 331 \frac{\mu_1}{\sqrt{\rho_l \sigma D_0}} \right]$$

- conditions du Diesel [Hiroyasu et al] :

$$SMD = 2330 \rho_a^{0,121} Q^{0,131} \Delta P_l^{-0,135}$$

où Q est le débit volumique (m^3/s) et ΔP_l la chute de pression dans l'orifice d'injection.

- conditions du Diesel [Elkotb] :

$$SMD = 3,08 v_1^{0,385} (\sigma \rho_l)^{0,737} \rho_a^{0,06} \Delta P_l^{-0,54}$$

D'une façon plus qualitative Giffen et Lamb [cités par Lefebvre p. 203] donnent les indications suivantes à propos de l'influence de la masse volumique du gaz :

- la petitesse des gouttes et leur uniformité augmentent avec la densité du gaz, mais de moins en moins aux densités élevées.
- la densité du gaz a peu d'effet sur le diamètre minimum des gouttes.
- le diamètre maxi est proportionnel à $\rho_g^{-0,2}$ aux densités élevées.
- la réduction de la taille des gouttes avec l'augmentation de la masse volumique du gaz est principalement due à la réduction du nombre de grosses gouttes, elle-même probablement due à la division de ces grosses gouttes.

Witlox et Bowen [2002] proposent d'écrire les corrélations sous la forme générale :

$$\frac{SMD}{D_0} = f \left(We_{jet,1}, Re_{jet}, \frac{L_0}{D_0} \right)$$

Remarques :

- l'influence de L_0 / D_0 peut venir de phénomènes de cavitation ou du profil de vitesse dans le liquide à la sortie.

- choisir cette forme signifie négliger l'influence de ρ_g et de μ_g , alors que 4 des 7 corrélations précédentes, ainsi que les commentaires de Giffen et Lamb, considèrent que cette influence existe.

Ils constatent que les observations issues de la littérature conduisent à :

$$SMD \propto \frac{D_0^a}{\Delta P^b}$$

avec : $0,262 < a < 1,2$ et $0,07 < b < 0,69$

et proposent :
$$\frac{SMD}{D_o} = 82,23 C_D^{0,64} We_{jet,l}^{-0,07} Re_{jet}^{-0,5}$$

Ils font très honnêtement remarquer que, pour établir cette corrélation, ils n'ont fait varier que ΔP et D_o , et uniquement avec de l'eau, et qu'il faut donc la confirmer ultérieurement.

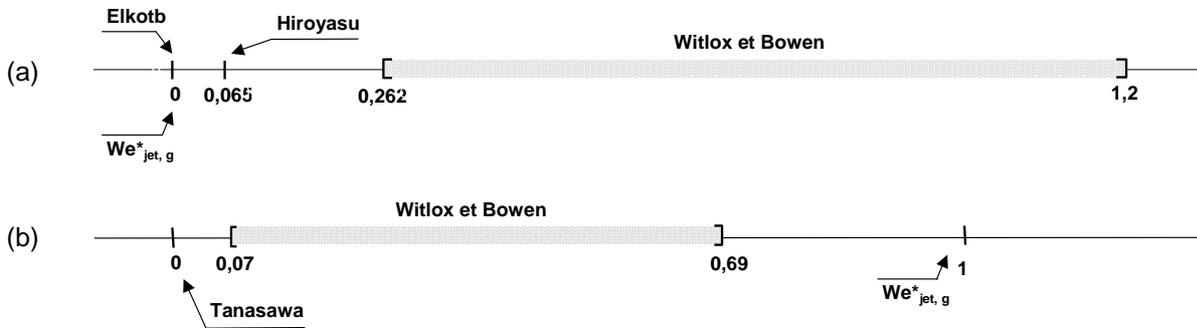


Fig 2.1.2 : les plages repérées par Witlow et Bowen (2002) pour les coefficients a et b

Remarque : Les corrélations que nous avons reprises dans Lefebvre ne rentrent pas tout à fait dans les plages indiquées par Witlox et Bowen (fig. 2.1.2).

Remarquons de notre côté que le critère de Weber critique des gouttes (souvent retenu dans les modèles macroscopiques – voir § I-2-2 de la deuxième partie) attribue un rôle majeur à la masse volumique du gaz environnant (ρ_g) et au contraire une sensibilité nulle à celle du liquide (ρ_l).

$$D_{drop} \propto \frac{1}{\rho_g^c \cdot \rho_l^d} \quad \text{avec :} \quad c = 1, \quad d = 0.$$

Au contraire les corrélations citées dans l'ouvrage de Lefebvre [1989] attribuent une sensibilité très faible à ρ_g et une sensibilité en général nettement plus importante à ρ_l .

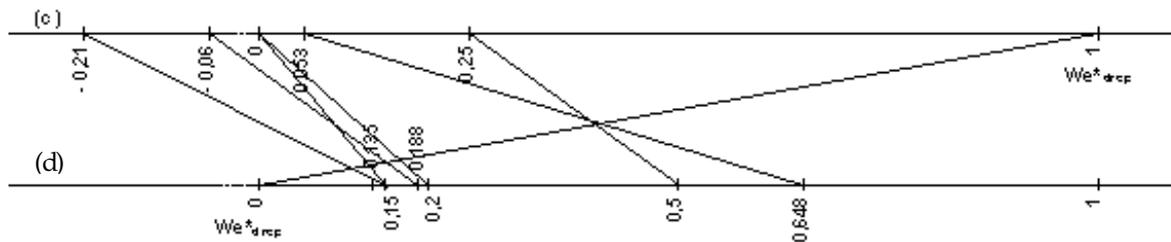


Fig 2.1.3 : les valeurs des paramètres c et d dans différentes corrélations.

Ces deux critiques (celles de Witlox et Bowen et la nôtre) tendent à disqualifier un critère de Weber de gouttes critique ($We_{drop}^* = cste$) pour déterminer le diamètre de gouttes issues de la fragmentation d'un jet. Les corrélations proposées dans l'ouvrage de Lefebvre [1989] (voir ci-dessus) sont probablement plus appropriées pour les jets qui présentent une fragmentation mécanique étalée dans l'espace.

Nous devons toutefois les utiliser avec prudence: elles ont essentiellement été développées pour des problèmes d'atomisations ou d'injection Diesel, problèmes dans lesquels le diamètre initial D_0 est généralement très petit ($< 0,5$ mm) alors que ceux qui nous intéressent peuvent aller jusqu'à quelques dizaines de centimètres. Nous verrons plus loin (discussion des expériences ENSME-SE) que les corrélations proposées pour la longueur de fragmentation (§ I-2.1.4) ne sont pas adaptées à nos observations.

Remarque : il est tout de même curieux de remarquer que le diamètre final des gouttes ne dépend pas des mêmes paramètres (ρ_l et ρ_g en particulier) selon qu'elles sont issues d'un jet ou de gouttes plus grosses. Les mécanismes mis en jeu seraient-ils différents dans les deux cas ?

Witlox et Bowen [2002] signalent un article d'Elkobr [leur référence n° 13] qui indique que la distribution granulométrique issue d'un jet est bien représentée par une distribution de Rosin-Rammler :

$$1 - Q(D_{drop}) = e^{-0,422 \left(\frac{D_{drop}}{SMD} \right)^{5,32}}$$

où $Q(D_{drop})$ représente la fraction volumique portée par les gouttes de diamètre inférieur à D_{drop} .

2.1.6 Désintégration de jets liquides : Application aux modèles de jets accidentels

Wheatley [1987], précurseur des modèles de jets accidentels, s'appuie sur Brodkey [1989] pour déterminer la taille des gouttes. Il lui reprend l'expression qui correspond au mécanisme de Rayleigh (fragmentation capillaire) :

$$D_{drop}^{max} = 1,89 \cdot D_0 \cdot (1 + 3 Oh_{jet})^{1/2}$$

Il lui reprend aussi son critère pour le régime d'atomisation, soit :

$$We_{drop}^* = \frac{\rho_a u^2 D_{drop}^*}{\sigma} = 20$$

Il semble qu'il considère qu'il y a atomisation secondaire. Le jet se désintègre d'abord en grosses gouttes instables. Ces gouttes se fragmentent elles mêmes comme si elles avaient conservé la vitesse du jet et se déplaçaient dans de l'air au repos.

Woodward [1995] reprend exactement la même source et la même approche. Dans RELEASE (Johnson et Woodward 1999) il se contente de définir une plage pour $We_{jet,g}^*$ entre 10 et 20 (10 par défaut). Ianello et al [1989] ne s'intéressent qu'au régime d'atomisation et reprennent un critère analogue, mais pour déterminer un diamètre moyen.

$$We_{drop}^* = \frac{\rho_a u^2 \overline{D_{drop}}}{s} = 12$$

Le modèle UDM utilisé par PHAST 6.0 utilise encore le même critère pour déterminer le diamètre de Sauter [Witlox 1999 et 2002]. La valeur de $We_{jet,g}^*$ est issue du « Yellow book » du TNO.

Tilton et Farley (1990), à propos de HF, considèrent que la fragmentation capillaire est plausible pour les toutes petites fuites.

Pour le régime d'atomisation, ils reprennent une corrélation de Nukiyama-Tanasawa sous la forme :

$$D_{drop} = 585 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_l u^2} \right)^{1/2}$$

Remarque : cette expression ressemble à un critère de Weber critique ($We_{jet,l}^*$), sauf pour la puissance de D_{drop} (1 au lieu de 2). Tilton et Farley [**] font remarquer que cette corrélation est largement utilisée mais n'est pas adimensionnelle. Elle doit être employée avec les unités suivantes :

σ [dyne / cm], ρ_l [g / cm³], D_{drop} [µm] et u [m / s].

Muralidhar et al [1995] ont cherché une expression pour D_{drop} qui ajuste leur modèle de jet accidentel à des mesures de « rain-out » réalisées avec de l'acide fluor hydrique (HF). Ils ont obtenu :

$$D_{drop} = \frac{0,96 \cdot \sigma}{u}$$

On constate donc que presque tous les modèles publiés utilisent un critère de Weber des gouttes pour évaluer la dimension (moyenne ou maxi) des gouttes après fragmentation.

$$10 < We_{drop}^* < 20$$

Witlox et Bowen [2002] font à juste titre remarquer que ce critère a été établi pour des gouttes isolées. Il ne respecte pas les observations de la bibliographie pour des gouttes issues de la fragmentation de jets ; il conduit à un diamètre des gouttes indépendant du diamètre de l'organe de sortie ($a = 0$), et à un exposant sur la chute de pression motrice ($b = 1$) hors de la plage constatée.

Ils en concluent qu'il n'est pas logique d'utiliser un tel critère, et qu'il faut plutôt se référer aux corrélations du paragraphe précédent (§I- 2.1.5).

Remarque : la critique concernant l'exposant « a » doit être nuancée, puisque la corrélation d'Elkottb [1982] correspond aussi à « a = 0 ». Seule celle concernant « b » garde toute sa force.

2.2 Fragmentation thermique externe

A pression de réservoir donnée, une augmentation de la température de réservoir au-delà de la température de «shattering» change complètement l'aspect du jet : il s'ouvre dès l'orifice en un aérosol finement nébulisé. La fragmentation thermique vient remplacer (ou s'ajouter) à la fragmentation mécanique.

2.2.1 Observation de la fragmentation externe

Le phénomène de flash (vaporisation brutale du jet) fait qu'une grande quantité de vapeur et de gouttelettes se forme et cache le cœur du jet. Toutefois l'observation de ce cœur pourrait apporter des informations non négligeables sur la nature de la fragmentation. Plusieurs auteurs ont développé des méthodes de visualisation adaptées.

Des photographies (figures 2.2.1 et 2.2.2) de jets d'eau surchauffée avec un temps de pose suffisamment bref pour «figer le mouvement» et éviter la superposition des multiples gouttelettes formées (20 ns en ombroscopie chez Reitz [1990] ; par exemple) montrent que la description homogène (Wheatley 1987) n'est qu'approximative.



Fig 2.2.1 : une partie du jet liquide reste cylindrique à 141 °C, d'après Brown et York [3017]

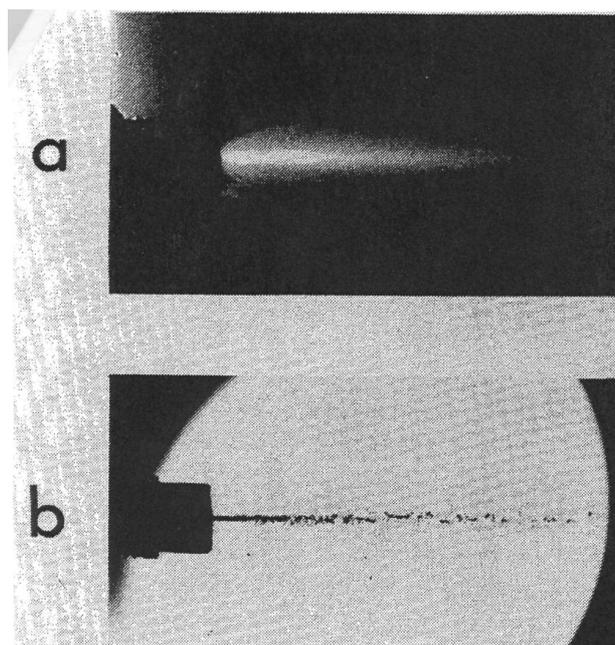


Fig 2.2.2 : cœur liquide à 146°C (temps de pose : (a) 1/250s, (b) 20 ns, d'après Reitz [1990])

La photo de Brown et York (1962, figure 2.2.1), montre qu'il existe encore une petite portion de cœur liquide cylindrique à 141 °C. La photo de Reitz (1990, figure 2.2.2) montre qu'il existe un cœur liquide cylindrique jusqu'à $T_{res} = 146$ °C, même si les photos en lumière diffuse à 1/250 s montrent qu'il existe de l'évaporation autour de ce cœur liquide. Les photos de Nagai, Sato et Lee (1985, figure 2.2.3), sont encore plus probantes : on y observe encore de l'ordre de 2 mm de jet cylindrique à 165 °C (après un orifice de diamètre 0,5 mm). Ceci semblerait indiquer que la géométrie de l'orifice employé par Nagai et al est probablement plus propice à la fragmentation externe que celle des auteurs précédents.

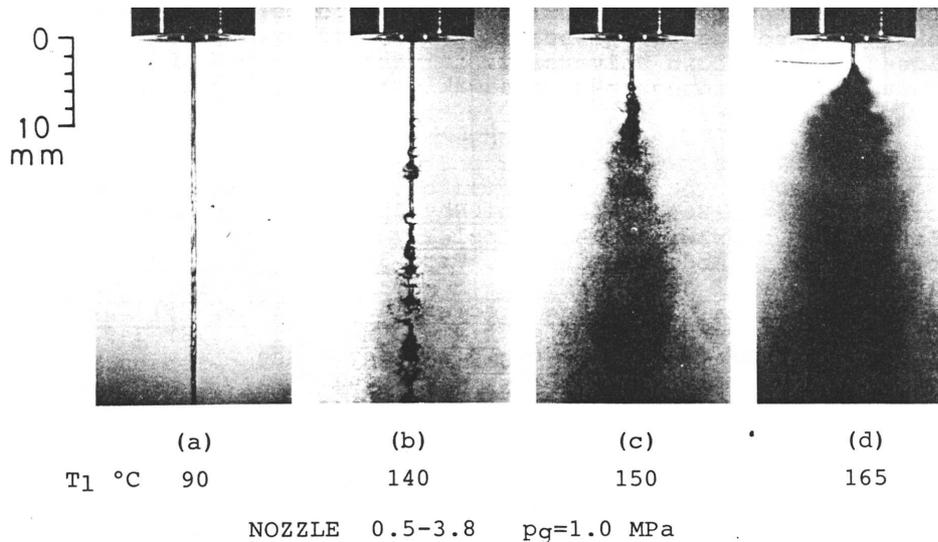


Fig 2.2.3 : Existence d'un cœur cylindrique d'eau liquide et variation de sa longueur avec la température de stockage. D'après Nagai et al [1985].

En tout cas, les photographies de ces trois articles montrent que :

- la vaporisation peut ne pas avoir commencé avant la sortie (ce que nous avons baptisé fragmentation externe).
- de surcroît, la fragmentation n'est pas instantanée à la sortie. Un cœur liquide persiste au-delà. Nagai et al évoquent « une zone de latence métastable qui raccourcit avec la température ».

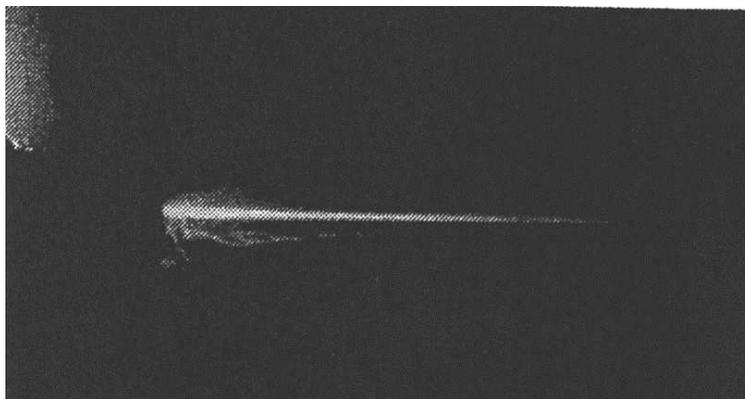


Fig 2.2.4 : existence de "sub-jets" selon Reitz [3289]

Ces photos montrent aussi qu'à cette échelle de temps les phénomènes prennent un caractère stochastique. Dès 136 °C, Reitz (1990) signale par exemple des « sous-jets » (figure 2.2.4) (successions

de gouttelettes ?) qui se détachent du jet principal aléatoirement, surtout juste après l'orifice, avec taille et orientation variables. A cette échelle là, l'aspect symétrique du jet n'est pas établi. Ce n'est qu'à plus grande échelle de temps que la loi des grands nombres permet de l'observer. Park et Lee [1994] considèrent la fragmentation externe comme « généralement instable et difficile à contrôler ».

Suzuki et Yamamoto [1978] ont bien mis en évidence cet aspect aléatoire, au moins dans le cas de la croissance de bulles isolées. Ils ont utilisé une caméra rapide (14 000 images/s) pour filmer le jet, et utilisé un ensemble d'orifices cylindriques de différents diamètres et longueurs comme le montre le tableau ci-dessous.

Nozzle diameter [mm]	Nozzle length [mm]
0,4	1,0
0,4	1,5
0,5	2,0
0,6	1,0

Tableau 2.2.1 : Dimensions des brèches utilisées par Suzuki et Yamamoto [1978]

Pour un jet d'eau maintenu dans des conditions constantes (130 °C, éjection à 13,3 m/s par exemple), ils observent aléatoirement (la mauvaise qualité des photos ne nous permet pas de les reproduire) :

- un jet bâton,
- un jet bâton à l'intérieur duquel croissent graduellement des bulles isolées. A plus haute température, il y a plus de bulles et elles croissent plus vite. Elles finissent par se rompre sous l'action des forces aérodynamiques dues au gaz environnant ou des instabilités dans le mouvement du liquide. C'est ce phénomène qui conduit à la fragmentation du jet en fines gouttelettes.
- un cône liquide creux divergent (plus souvent observé à forte pression et à haute température).

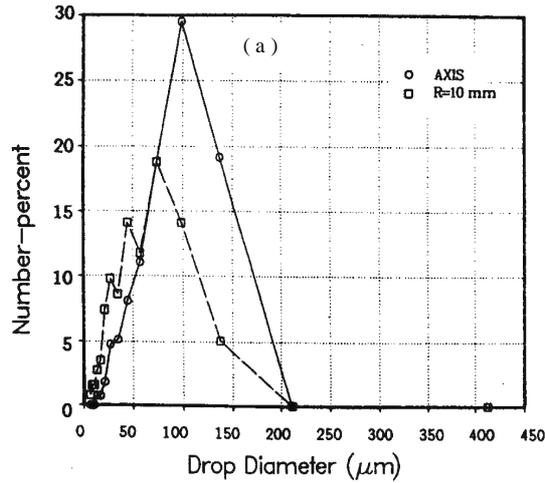
Pour eux, «le phénomène de fragmentation du jet présente un caractère hautement stochastique. L'aspect du jet et la longueur avant fragmentation («break up length») varient rapidement et aléatoirement dans le très court laps de temps entre deux images de la caméra rapide, même si les conditions expérimentales sont maintenues constantes. Par contre la probabilité d'occurrence de chaque aspect du jet (la fraction du temps pendant laquelle on peut l'observer) varie avec la température de réservoir et la vitesse d'éjection du jet ».

Plusieurs articles sont consacrés à la répartition radiale et axiale du diamètre : les gouttes sont-elles plus grosses sur l'axe ou en périphérie ? Comment le diamètre décroît-il en s'éloignant de l'orifice ?

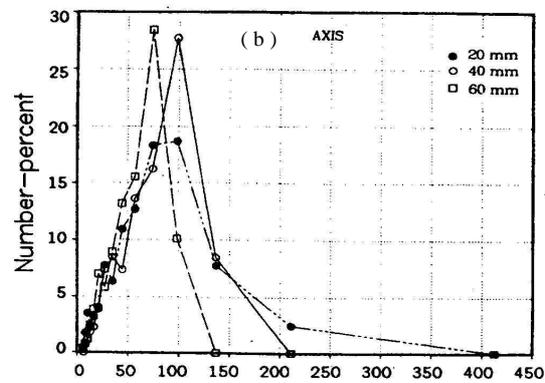
Ainsi Reitz [1990] a effectué des essais sur de l'eau à 146 °C et a mesuré les diamètres des gouttes à une distance de 60 mm de l'orifice. La figure 2.2.5(a) représente la distribution granulométrique (en pourcentage du nombre) des gouttes. Il observe que la fragmentation du cœur liquide donne naissance à des gouttes plus grosses sur l'axe du jet (100 µm) qu'à 10 mm de cet axe (50 à 75 µm).

Dans une deuxième expérience sur de l'eau à 153 °C, il réalise des mesures à 20, 40 et 60 mm de l'orifice sur l'axe du jet, les résultats de ces mesures sont représentés sur la figure 2.2.5(b), On peut remarquer que le diamètre des gouttes à 60 mm de l'orifice a baissé de 100 µm à 75 µm. Ceci peut nous amener à dire que plus la température de stockage augmente et plus le diamètre des gouttes diminue.

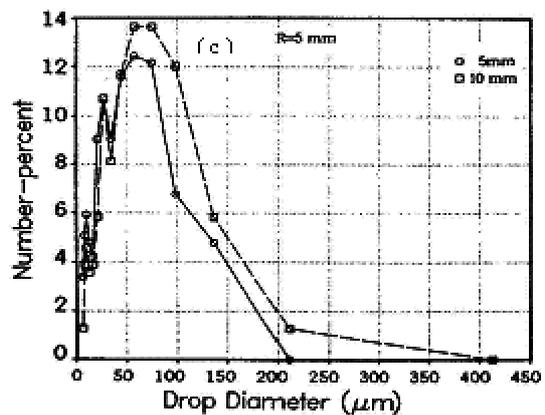
Sur la figure 2.2.5(c) on peut observer qu'à 5 ou 10 mm en aval de l'orifice et à une distance de 5 mm au dessous de l'axe du jet, le diamètre des gouttes est voisin de 50 à 75 µm. Il remarque que c'est moins que le diamètre des gouttes à la même distance de l'orifice mais sur l'axe.



(a) à 60 mm de l'orifice ; $T_r = 146^\circ\text{C}$



(b) sur l'axe, à 20, 40 et 60 mm de l'orifice ; $T_r = 153^\circ\text{C}$



(c) à 5 mm de l'axe, 5 et 10 mm de l'orifice ; $T_r = 153^\circ\text{C}$

Fig 2.2.5 : distribution granulométrique (en nombre) des gouttes en fonction de leur position [Reitz]

Les mesures de Gooderum et Bushnell [1969] (figure 2.2.6) à 12 cm de l'orifice montrent aussi clairement que la taille des gouttes sur l'axe du jet est plus importante que celle mesurée sur la périphérie à 4 cm de l'axe.

Ces diverses constatations ne font que confirmer ce qui est observé sur les photos : au-delà de l'endroit où le cœur liquide s'est fragmenté, il en reste des résidus, des gouttes qui continuent sur leur lancée. Les gouttelettes issues de la fragmentation, celles que l'on trouve sur la périphérie, sont plus petites.

Les observations rapportées ci-dessus peuvent être résumées ainsi :

- la vaporisation peut être externe, c'est à dire ne pas avoir commencé (de façon significative) à l'intérieur de l'orifice.
- il en résulte que c'est un jet liquide qui sort de l'orifice (même pour de l'eau à 165°C). La longueur du cœur liquide et le diamètre des gouttes diminuent quand T_r (ou $T_r - T_{eb}$) augmente.
- ce cœur liquide est soumis à des phénomènes que se succèdent de façon très rapide ($\tau < 100 \mu s$) et stochastique (croissance de bulles, formation de cône creux, départ latéral de « sous-jets »...).
- les gouttes que l'on retrouve en aval sur la périphérie sont en moyenne deux à trois fois plus fines que celles qui sont sur l'axe.

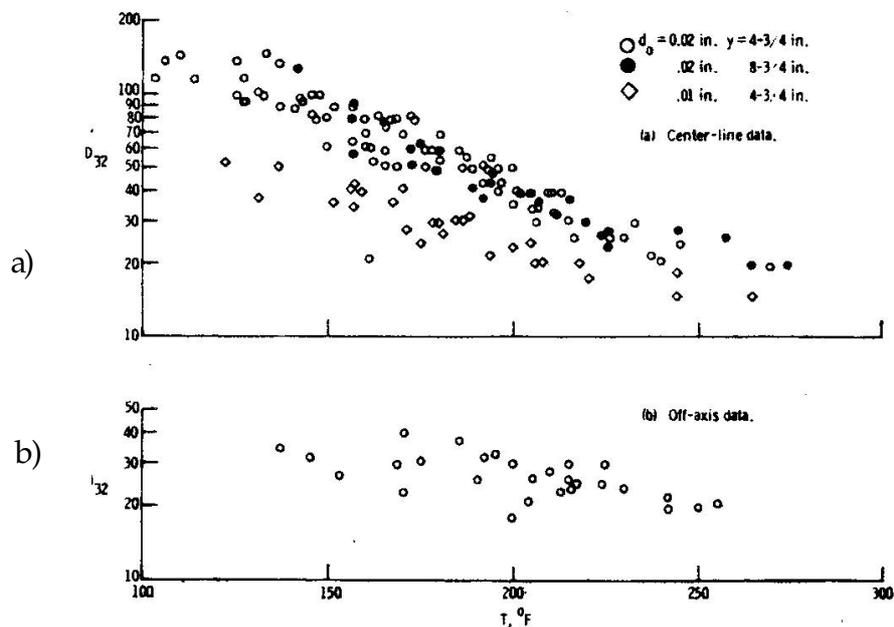


Fig 2.2.6 : Diamètre moyen des gouttes en fonction de la température d'après Gooderum et Bushnell [1969] ; a) sur l'axe du jet ; b) à 4 cm de l'axe.

2.2.2 Mécanisme de fragmentation thermique externe

Des observations et en particulier des photographies ci-dessus, nous sommes tentés de conclure que le mécanisme de la fragmentation thermique externe (fig. 2.2.7) ressemble au « second-wind induced breakup » ou à l'« atomization breakup » mécaniques (figure 2.2.4) : des gouttelettes quittent le cœur liquide en l'érodant. Reste à déterminer où et comment ces gouttes se forment : à la surface du cœur liquide ou en son sein ? Le modèle à développer ultérieurement en dépendra.

Witlox et Bowen [2002] concluent de leur revue bibliographique que la fragmentation du jet résulte de la croissance de bulles de vapeur à l'intérieur du cœur liquide en aval de l'orifice après un certain temps (« idle time »). Ils considèrent que ce phénomène doit dominer la fragmentation mécanique dans le cas des faibles pressions de stockage ($P_r < 10$ bar) et aussi dans le cas d'orifices avec un grand diamètre ($D_0 > 1$ mm), pour lesquels la fragmentation mécanique donnerait de grands diamètres.

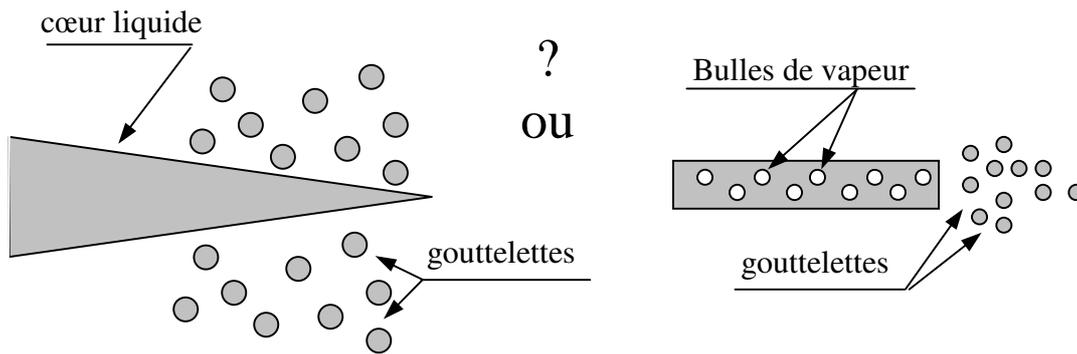


Fig 2.2.7 : mécanisme de fragmentation externe

Reitz [1990] aussi explique la dislocation du cœur liquide qu'il observe par la croissance de bulles en son sein. Ce mécanisme ne « saute pas aux yeux » sur les photos de Reitz, probablement parce qu'il est trop rapide et trop violent. Il correspond toutefois à ce qu'ont observé les auteurs dont l'objectif était de vérifier les lois de vitesse de croissance des bulles (Lienhard et Day [1970], Suzuki et Yamamoto [1978]), en se plaçant dans des conditions plus « douces », telles que les bulles en question se forment de façon isolée et croissent suffisamment lentement pour que leur croissance puisse être observée (figure 2.2.8).

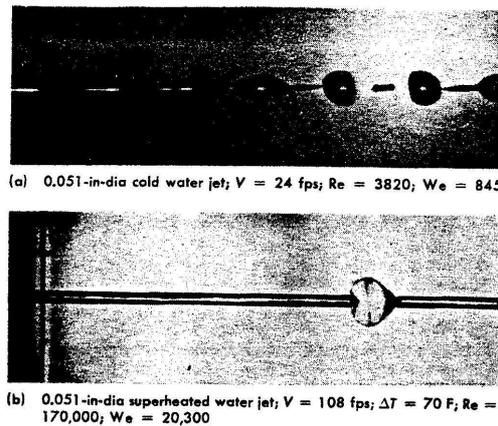


Fig. 2.2.8 : Grossissement d'une bulle de vapeur d'après Lienhard et Day(1970)

C'est aussi le mécanisme que postulent Sher et Elata [1977] dans leur système « à effervescence ». Il s'agit d'un système dans lequel du gaz (CFC22) est dissout dans du liquide (toluène) sous l'effet de la pression. Au passage de l'orifice, et à cause de la détente associée, le gaz se sépare du liquide (« dégazage », « effet Champagne »). Ce système est très voisin des systèmes à fragmentation thermique, la seule différence étant l'origine du gaz (« dégazage » au lieu de vaporisation).

Wildgen et Straub [1989] associent la croissance de bulles au sein du liquide à la germination hétérogène (figure 2.2.9) sur des impuretés (« particle boiling »). Pour des vitesses du jet plus élevées, ils observent la formation des gouttes à la surface du jet (« surface boiling »). Ils ne connaissent pas exactement l'origine de ce type de mécanisme, mais il est clair pour eux qu'il dépend de la vitesse du fluide et du diamètre de l'orifice. Le « surface boiling » prend le pas sur le « particle boiling » à surchauffe d'autant plus faible que le diamètre est grand. Pour $D_o \geq 2$ mm, le « particle boiling » n'est pratiquement plus observable. Un troisième mécanisme, le « wall boiling » se produirait si le fluide entraînait en contact avec la paroi de l'orifice, et y activait des sites appropriés. Wildgen et Straub estiment que ce mécanisme ne peut se produire que dans des conditions où les deux autres mécanismes sont trop actifs pour qu'il soit

observable. Si l'on en croit Wilgen et Straub, seule l'érosion du cœur liquide à partir de sa surface (« surface boiling » est donc concevable dans le cas des scénarios d'accidents industriels.

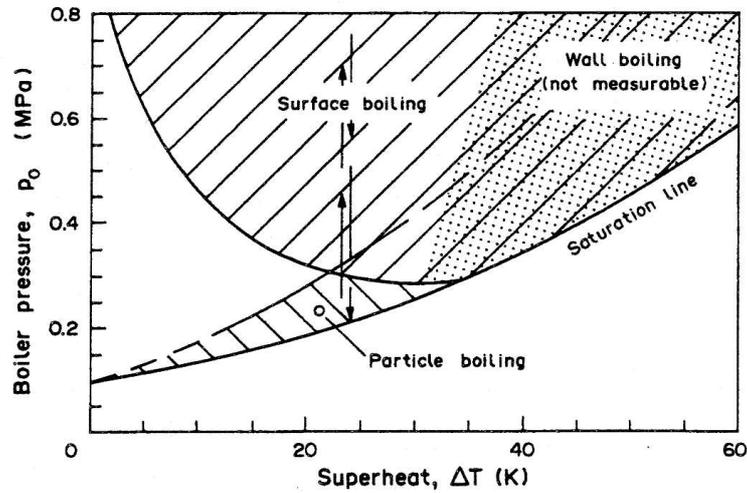


Fig 2.2.9 : les zones pour chaque mécanisme de germination selon Wildgen et Straub (1989)

2.2.3 La vitesse de croissance des bulles

Le fait de considérer la détente thermique d'un jet de gaz liquéfié comme résultant de la croissance et l'explosion de nombreuses bulles au sein de la phase liquide nous amène à revenir sur les études concernant la croissance d'une bulle isolée dans un liquide surchauffé.

Rayleigh [1878] a proposé l'équation suivante pour décrire l'implosion de bulles de vapeur dans un liquide incompressible non visqueux sous-refroidi :

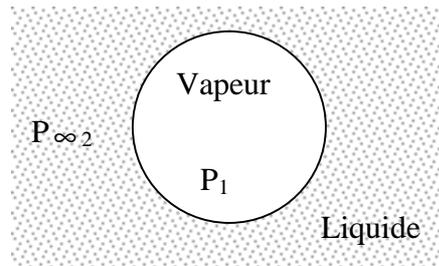
$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{\Delta P}{\rho} \quad \text{avec :}$$

R : rayon de la bulle.

t : temps.

ΔP : | P₁ - P_{∞2} |.

ρ : densité du liquide.



Plesset et Zwick [1954] ainsi que Forster et Zuber [1955] se sont intéressés à un problème voisin : la croissance d'une bulle dans un liquide surchauffé. Ils ont étendu cette équation pour prendre en compte la tension superficielle qui s'exerce sur la bulle :

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho} \left(\Delta P - \frac{2\sigma}{R} \right)$$

Et surtout, ils ont considéré que l'écart de pression ΔP est lié à l'écart de température entre cœur du liquide et interface avec la bulle par la relation de Clausius - Clapeyron :

$$\Delta P = \frac{h_{1g}}{T (v_g - v_l)} \Delta T$$

L'écart de température ΔT dépend lui-même du flux de chaleur entre le cœur du liquide et l'interface avec la bulle. ΔT peut être obtenu mathématiquement comme solution du problème de conduction de la chaleur avec frontière d'évaporation mobile.

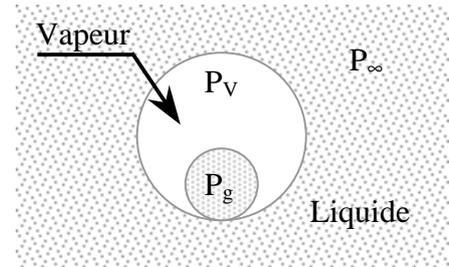
Suzuki et al [1978] considèrent que le membre de droite dans l'équation différentielle ci-dessus représente les forces motrices pour la croissance de la bulle. Ils s'intéressent à une bulle qui a crû par vaporisation à partir d'un germe de gaz incondensable. La condition pour que la bulle croisse est que :

$$P_v + P_g > P_\infty + \frac{2\sigma}{R} \text{ avec :}$$

P_v : Pression de la phase vapeur.

P_g : Pression du gaz non condensable.

P_∞ : Pression du milieu environnant.



Les contraintes qui s'exercent sur la paroi de la bulle sont :

$$F_{in} = P_\infty + \frac{2\sigma}{R}$$

$$F_{out} = P_v + P_g$$

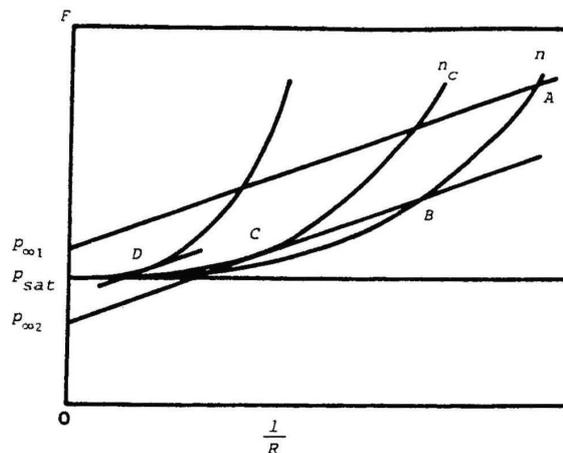
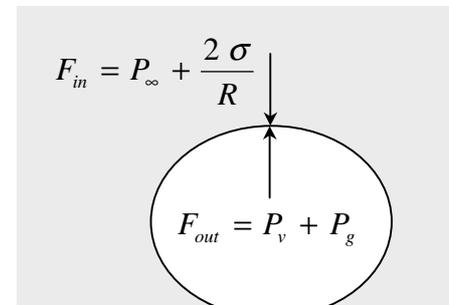


Fig 2.2.10 : schéma du Bilan des forces hydrodynamiques qui s'exercent sur une bulle d'après Suzuki et al [1978]

La relation qui existe entre ces forces et le rayon de la bulle est représentée sur la (figure 20), les courbes représentent la force d'expansion des bulles qui contiennent « n » moles de gaz incondensable et les lignes droites représentent les forces de compression :

- si la pression ambiante $P_{\infty 1}$ est supérieure à la pression de saturation, l'intersection entre la courbe qui contient « n » moles de gaz et la droite « $P_{\infty 1}$ » donne le point « A », qui représente le cas où la bulle est hydrodynamiquement stable.

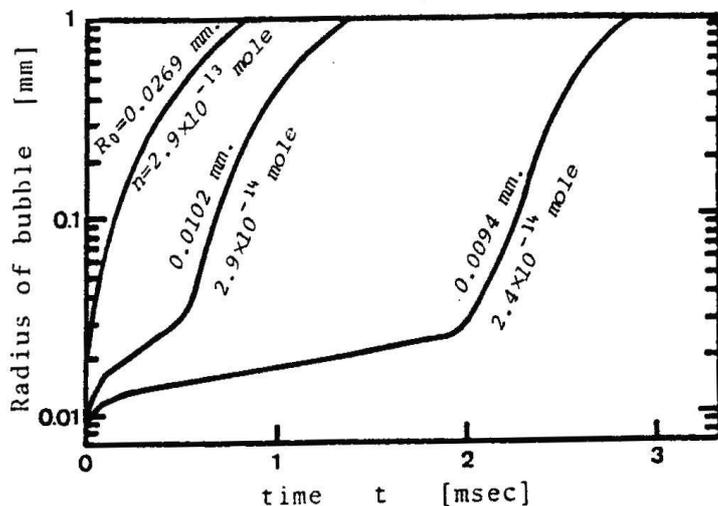
- si la pression ambiante est abaissée à $P_{\infty 2}$, la bulle grossit jusqu'à atteindre un nouvel état stable représenté par le point « B ». Elle s'arrête alors de croître.
- lors de la même détente de $P_{\infty 1}$ à $P_{\infty 2}$, une bulle qui contient plus de gaz incondensable (représentée par la courbe de gauche sur la figure 2.2.10) ne s'arrête pas à un point d'équilibre. Sa croissance ralentit au point « D » auquel l'écart $F_{out} - F_{in}$ passe par un minimum, avant de réaccélérer une fois ce point franchi. La bulle continue ensuite de grossir jusqu'à rompre le jet.
- il existe une taille critique pour le germe (n_c moles – courbe du milieu sur figure 2.2.10) au-dessus de laquelle cette croissance indéfinie peut avoir lieu.

Sur la figure 2.2.11, on observe le temps nécessaire pour qu'une bulle grossisse d'une certaine quantité selon Suzuki et al [1978]. Ce temps varie en fonction du nombre de moles de gaz incondensable dans le germe initial. Le temps nécessaire pour qu'une bulle grossisse décroît lorsque le nombre de moles de gaz incondensable dans la bulle augmente.

D'après Plesset et Zwick (1954) et Forster et Zuber (1955), la croissance des bulles de vapeur dans un liquide surchauffé passe par deux étapes. Dans la première étape, alors que le diamètre de la bulle est encore extrêmement petit, la vitesse de croissance des bulles est contrôlée par les forces hydrodynamiques (différence de pression, tension superficielle, dissipation visqueuse et force d'inertie). Dans la seconde étape, elle est contrôlée par le phénomène de conduction thermique au sein du liquide vers l'interface avec la bulle. Pendant cette deuxième étape, le rayon de la bulle croît en :

$R = C\sqrt{t}$, où C peut s'écrire [Brown York (1962), Kitamura (1986)] :

$$C = K Ja \sqrt{\alpha} = \frac{C_l \Delta T}{h_{lg}} \frac{\rho_l}{\rho g} \sqrt{\frac{\pi k}{\rho_l C_l}}$$



Numerical examples of bubble growth.

(Assumed data are;
 $p_{\infty 1} = 0.55 \text{ atm.}$, $p_{\infty 2} = 0.45 \text{ atm.}$, $p_{sat} = 0.5 \text{ atm.}$, $T = 350^\circ \text{K}$,
 $\sigma = 70 \text{ dyne/cm.}$, $\mu = 1 \text{ cp.}$, $\rho_l = 1.0 \text{ g/cc.}$, $\rho_v = 0.001 \text{ g/cc.}$)

Fig 2.2.11 : croissance de bulles selon la dimension de leur germe selon Suzuki et al [1978].

Brown et York [1962] font remarquer que le premier facteur est le «taux de flash», le second représente l'expansion volumique (le produit de ces deux facteurs est le nombre de Jakob), le troisième mesure la propension de la chaleur à se déplacer dans le liquide vers la paroi de la bulle (diffusivité

thermique). K est une constante à laquelle Foster et Zuber [1955] attribuent la valeur $\sqrt{\pi}$, alors que Plesset et Zwick [1954] ou Scriven [1959] lui attribuent la valeur $2\sqrt{3/\pi}$ [Kitamura (1986)].

Scriven [1959] s'attaque au même problème que Forster et Zuber ou Plesset et Zwick⁵, auquel il donne une solution plus rigoureuse. En particulier, il tient compte de la convection radiale : la bulle doit « pousser le liquide » autour d'elle pour grossir. Le rayon de la bulle s'écrit encore : $R=C\sqrt{t}$, mais cette fois la constante C a une forme plus compliquée, représentée sur la figure 2.2.12. Dans le cas des pressions faibles ($\omega = \frac{\rho_g}{\rho_l} \ll 1$) et des surchauffes importantes (mais dans ce cas seulement), C peut être approximée asymptotiquement par (voir pointillés repérés par : « equation (49) » sur la figure 2.2.12) :

$$C = \frac{2 Ja}{1 + \frac{(C_{p,l} - C_{p,g}) \Delta T}{h_{lg}}} \sqrt{\frac{3 \alpha}{\pi}}$$

Cette expression n'est elle-même pas très éloignée de celle de Forster et Zuber (1955). Scriven [1959] remarque par contre que la constante de Forster et Zuber peut ne donner que 50 % de la valeur correcte dans le cas de l'eau :

- surchauffée de 0,1°C à pression atmosphérique.
- surchauffée de 10°C à 100 atmosphères.

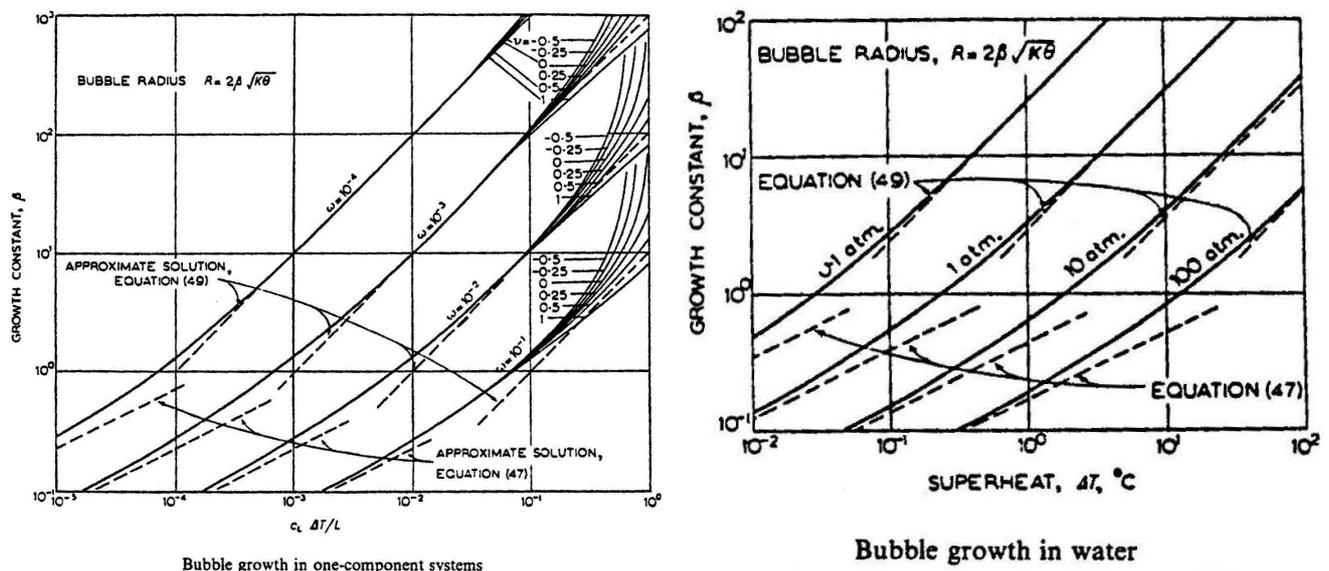


Fig 2.2.12 : croissance de bulle de vapeur en fonction de ΔT [Scriven (1959)]

Oza et Simamon [1983] ont encore étendu cette approche en tenant compte d'un terme en $\frac{d\rho_g}{dt}$ dont ils disent qu'il peut devenir important à surchauffe et vitesse de croissance élevées.

⁵ c'est à dire la croissance d'une bulle limitée par le transfert de chaleur, croissance caractérisée par une pression uniforme dans tout le système et un rayon de bulle asymptotiquement proportionnel à \sqrt{t} .

Pour vérifier la théorie sur la vitesse de croissance des bulles, plusieurs laboratoires ont mesuré la vitesse de croissance de bulles isolées au sein d'un jet de liquide [Hooper et Abdelmessih (1970), Suzuki (1978), Cole et Shulman (cités par Kitamura [1986])]. Nous imaginons qu'ils ont choisi cette configuration parce que c'est plus facile qu'au cœur d'un grand volume de liquide. On peut par contre se demander si, quand la bulle « dépasse du jet », le mécanisme de croissance est encore le même.

La figure 2.2.13 représente des mesures de Suzuki et al [1978] avec de l'eau. Elle montre que la vitesse de croissance obéit bien à une loi en $R = C\sqrt{t}$. Ces mêmes études montrent aussi que la vitesse de croissance est plutôt bien prévue par l'expression de Forster et Zuber lorsque l'écart à l'équilibre est faible.

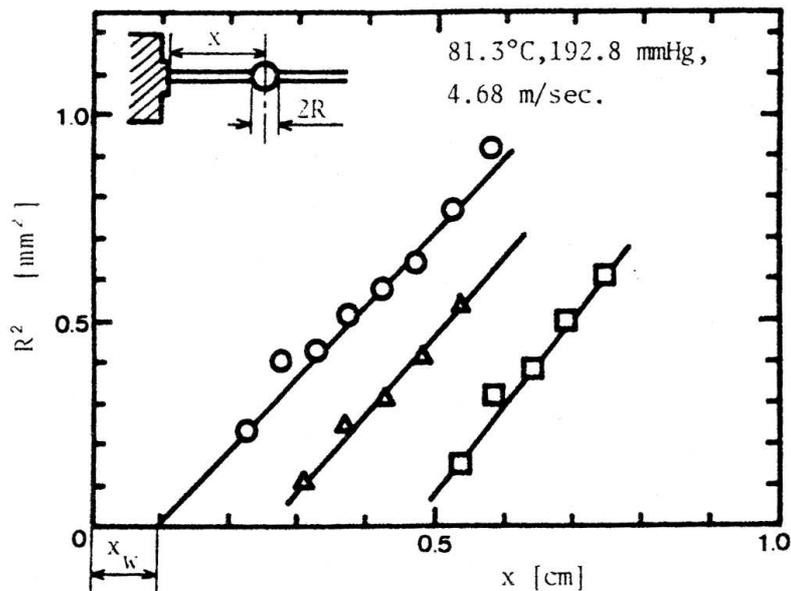


Fig 2.2.13 : Mesure de la vitesse de croissance des bulles. D'après Suzuki et al [1978]

Par contre, elles montrent que les valeurs expérimentales de la constante C sont plus faibles que prévu par Forster et Zuber (et donc a fortiori par Scriven) en cas de forte surchauffe [Hooper et Abdelmessih 29, Suzuki, Cole et Shuman (cités par Kitamura [1986])]. Sher et Elata [1977] attribuent cette atténuation de la vitesse de croissance à l'écart à l'équilibre qui règnerait à la paroi de la bulle.

Suzuki et Yamamoto [1978] ont étudié l'influence du diamètre de l'orifice et de la vitesse du liquide sur la vitesse de croissance des bulles. Ils sont arrivés à la conclusion que la vitesse de croissance est indépendante de ces deux paramètres.

Remarquons que la figure 2.2.14 concerne trois fluides (eau, méthanol et pentane), et que les points correspondant se situent approximativement sur la même courbe. Cela semble signifier que la nature du fluide est bien prise en compte dans l'approche ci-dessus.

Suzuki et al [1978] ont étudié le temps de latence (« idle time »), celui qui précède la période pendant laquelle la bulle croît en \sqrt{t} (temps auquel correspond la longueur x_w repérée sur la figure 2.2.13).

Leur explication pour l'existence de ce délai est la suivante : si l'on part d'un germe tout petit, juste un peu plus gros que la taille critique, il existe un moment où la différence entre forces d'expansion et forces de compression passe par un minimum très petit (sur la figure 2.2.10, le point D n'est pas très éloigné du point C), et donc par une vitesse de croissance très petite elle aussi. Au contraire, un germe plus gros peut se trouver d'emblée de l'autre côté du minimum et présenter un temps de latence très

faible. La distribution des temps de latence correspond donc en principe à une distribution de tailles des germes.

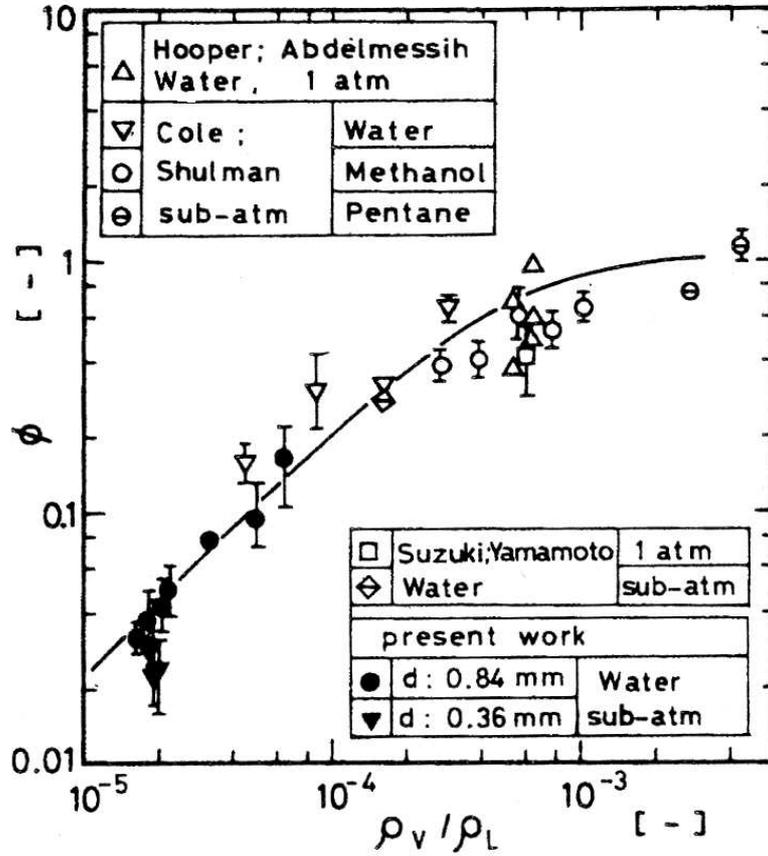
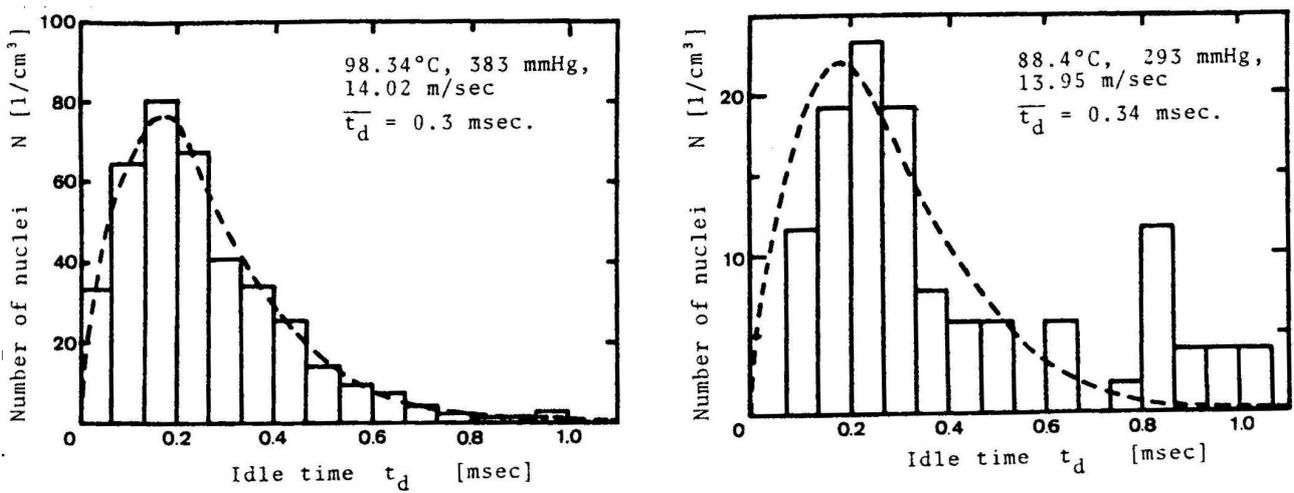


Fig 2.2.14 : le facteur d'atténuation de la constante de croissance des bulles. D'après Kitamura [1986]



Histogram of the idle time.

Fig 2.2.15 : histogramme de temps de latence d'après Suzuki et al (1978)

Lienhard et Day [1970] ont montré que cette distribution doit être de la forme :

$$f(t_{idle}) = \frac{27}{2} \left(\frac{t_{idle}}{\overline{t_{idle}}} \right)^2 \exp \left(-3 \frac{t_{idle}}{\overline{t_{idle}}} \right) / \overline{t_{idle}}$$

Les observations expérimentales de Suzuki et al correspondent très bien à cette forme (figure 2.2.15). Ils ont constaté que la densité de germes dans leurs fluides n'était pas corrélée aux conditions expérimentales. Ils voient là une caractéristique de la germination hétérogène, très sensible à la pureté et au passé du fluide.

Sur la figure 2.2.15 on voit que le temps moyen $\overline{t_{idle}}$ est de 0,3 ms et 0,34 ms pour les deux conditions expérimentales présentées (respectivement eau à 98 °C éjectée à 14 m/s dans Pa = 383 mm Hg et eau à 88 °C éjectée à 14 m/s dans Pa = 233 mm Hg). Mais les auteurs ne nous disent pas si ce temps moyen peut être corrélé aux conditions expérimentales. C'est tout à fait dommage puisque c'est cette grandeur qui aurait pu nous faire accéder à la longueur de fragmentation.

2.2.4 La longueur de fragmentation

Ostrowski [1966] a mesuré la longueur du cœur liquide (smooth jet length) en faisant varier la température et la pression de stockage. La figure (2.2.17 (a)) représente les résultats obtenus avec un orifice de 0,7 mm et la figure (2.2.17 (b)) ceux obtenus avec un orifice de 1 mm. On observe sur les deux figures que plus la température de stockage augmente et plus la longueur du cœur liquide diminue. Notons que cet effet est plus visible pour l'orifice de 0,7 mm de diamètre que pour celui de 1 mm. Par ailleurs on remarque que la pression a un effet presque négligeable sur la longueur du cœur liquide dans le cas de l'orifice de 1 mm de diamètre, ce qui n'est pas le cas pour l'autre orifice (0,7 mm).

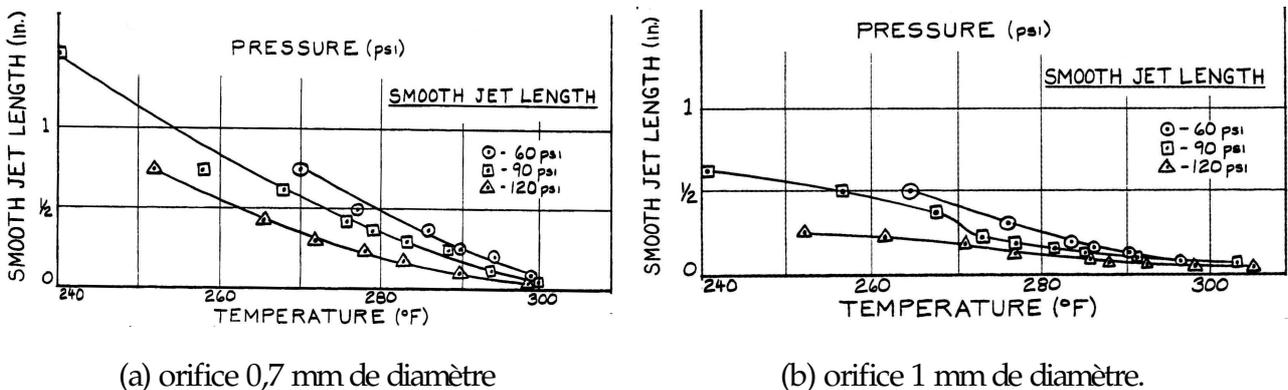


Fig 2.2.17 : longueur de fragmentation en fonction de la température d'après Ostrowski (1966).

Lienhard et Day [1970] se sont intéressés à la longueur de fragmentation L_{frag} du jet. Ils proposent une corrélation qui détermine à quel endroit le jet se fragmente, autrement dit le temps nécessaire pour la formation et l'explosion des bulles de vapeur au sein du jet :

$$L_{frag} = V \cdot (\overline{t_{d1}} + t_{d2})$$

où $\overline{t_{d1}}$ représente le temps moyen pour que les bulles de vapeur commencent leur croissance (temps de latence) et t_{d2} représente le temps que mettent les bulles de vapeur entre le début de leur croissance et

leur explosion. V est la vitesse du jet. Ils considèrent que « $\overline{t_{d1}}$ » dépend de l'écart entre la température du fluide et sa température de saturation (sa surchauffe) comme le montre le tableau suivant.

Fluide	Diamètre de l'orifice [mm]	$\Delta T = T_r - T_{sat}$ [°C]	$\overline{t_{d1}}$ [msec]
<i>Azote</i>	1,6	8	0,32
<i>Eau</i>	2,4	37	5,17
<i>Eau</i>	2,4	33	4,09

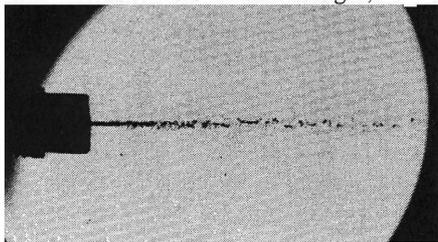
Ils déterminent $\overline{t_{d2}}$ à partir de la théorie de croissance des bulles de Forster et Zuber (1955) que nous avons évoquée au § 2.2.3.

Parmi les résultats expérimentaux les plus remarquables, on retient ceux de Nagai et al [1985], on voit sur la figure 2.2.3 la variation de la longueur du cœur liquide en fonction de la température de stockage :

- à $T_r = 90$ °C ($\Delta T \approx -10$ °C) le jet reste cylindrique et stable sur toute la partie observée.
- à $T_r = 140$ °C des bulles de vapeur se forment dans le cœur liquide. Ces bulles finissent par fragmenter le jet et par conséquent la longueur du cœur liquide diminue.
- à température de stockage plus élevée ($T_r = 150$ °C et au-delà), Nagai et al considèrent que la fréquence de génération des bulles et leur vitesse augmentent et que le jet se désintègre de plus en plus près de l'orifice.

Reitz [1990] a lui aussi observé, comme l'illustre bien la figure 2.2.18, que plus la température de stockage est élevée et plus la longueur du cœur liquide diminue. Ils en donnent la même explication que Nagai et al.

Photographs showing flash-boiling atomization at 419 K. (a) Scattered light,



Photographs showing flash-boiling atomization at 426 K. (a) Scattered light

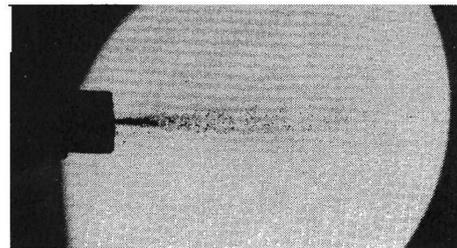


Fig 2.2.18 : longueur du cœur liquide en fonction de la température. D'après Reitz [1990]

2.2.5 Angle d'ouverture du jet

Cet élément représente une caractéristique importante du jet. En effet il reflète directement la nature du jet et la violence du flash (de la détente).

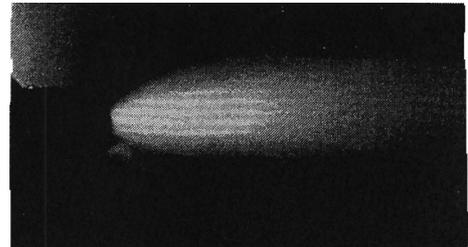
On observe sur les photos (figure 2.2.19) obtenues par Reitz [1990] sur des expériences menées avec de l'eau, que plus la température de stockage augmente et plus le jet s'ouvre.

Nagai et Sato [1985], ont aussi mesuré l'angle d'ouverture du jet par le biais de photos. L'angle est mesuré entre la sortie de l'orifice et 30 mm de celui-ci. Sur la figure 2.2.20, ils représentent le rapport de l'angle d'ouverture et celui de l'angle maximum en fonction de leur écart de température adimensionné

ΔT_1^* . On observe sur la figure 2.2.20 que la pression de stockage n'a pas d'influence sur l'angle d'ouverture. Par contre on observe que l'angle atteint son maximum pour une valeur de ΔT_1^* égale à 0,55 puis diminue lorsque le ΔT_1^* est supérieur à cette valeur. Les auteurs expliquent ce phénomène par le fait que l'augmentation de la température de stockage fait que l'entraînement des fines gouttelettes vers l'axe du jet devient de plus en plus important (peut-être à cause de l'air entraîné).



Photographs showing flash-boiling atomization at 419 K. Scattered light, exposure time 1/250 s.



Photographs showing flash-boiling atomization at 426 K. Scattered light, exposure time 1/250 s.

Figure 2.2.19 : influence de la température de stockage sur l'angle d'ouverture du jet selon Reitz [1990]

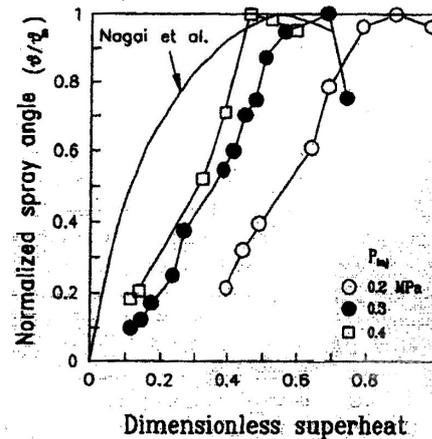
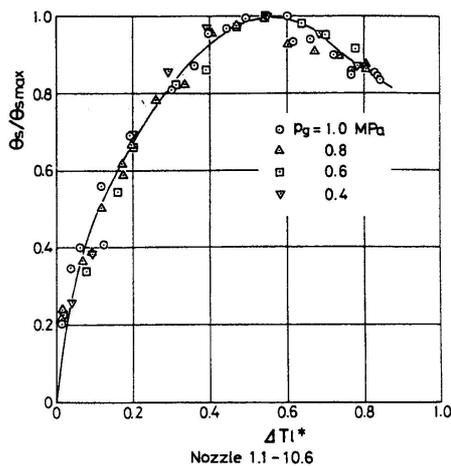


Figure 2.2.20 : représentation de l'angle normalisé en fonction de ΔT_1^* selon Nagai [1985]

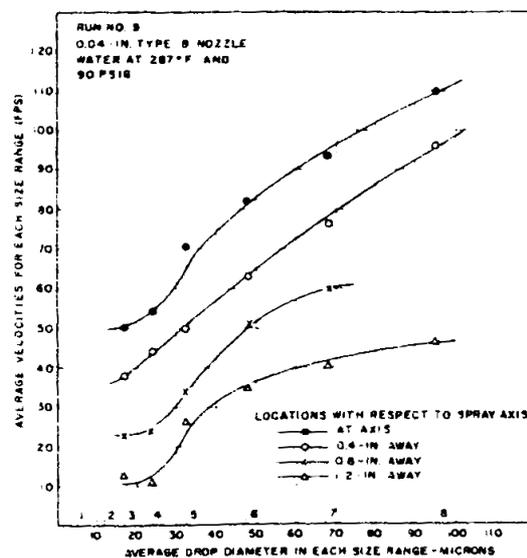
Figure 2.2.21 : représentation de l'angle normalisé en fonction de ΔT_1^* selon Park et Lee [1994].

Park et Lee [1994], ont confronté leurs mesures avec celles de Nagai et Sato. Le champ observé n'est que de 20 millimètres à partir de la sortie de la brèche au lieu des 30 millimètres pris par Nagai et Sato. Cinq photos sont prises et la mesure finale correspond à la moyenne des cinq mesures. Les auteurs rapportent les mêmes observations que Nagai et Sato concernant l'influence de la température de stockage sur l'angle d'ouverture du jet. Ils constatent que cet angle ne dépend pas de la pression de stockage. Park et Lee montrent que l'angle d'ouverture atteint son maximum pour des valeurs de ΔT_1^* comprises entre 0,45 et 0,85 comme le montre la figure (2.2.21.a), et pas la valeur constante de 0,55 avancée par Nagai et Sato (figure 2.2.21.b).

2.2.6 Vitesse des gouttes

Il est intéressant de connaître le comportement des gouttes en terme de vitesse au sein du jet, la répartition de la vitesse des gouttes le long de l'axe du jet et sur une section du jet représente une information pertinente.

Brown et York [1962] ont réalisé de telles mesures. La figure 2.2.22, représente le résultat des mesures qui ont été effectuées dans une section du jet à 15 cm de l'orifice. Sur un même point de mesure, on constate que les grosses gouttes ont une vitesse beaucoup plus importante que les petites gouttes. Les mesures effectuées sur l'axe du jet et à 1 cm de l'axe montrent que la croissance de la vitesse en fonction du diamètre présente un caractère presque linéaire. Quel que soit le diamètre des gouttes, celles qui se trouvent sur l'axe du jet ont une vitesse plus grande que les autres.



Velocity of drops in a spray from flashing water jet 6 in. from the orifice.

Figure 2.2.22 : vitesse de gouttes issues d'un orifice (après le flash) d'après Brown et York [1962]

2.2.7 Diamètre des gouttes

a) Recherche des paramètres pertinents

- Influence de la longueur L_0

Nagai et al [1985] montrent que ce diamètre est indépendant de la longueur de l'orifice réel tant que $L_0 / D_0 \leq 7$ (figure 2.2.23). Cela revient simplement à dire que les orifices réels se comportent alors comme des orifices idéaux ($L = 0$). Nagai et al expliquent ce comportement par un décollement de l'écoulement qui fait que ce dernier ne « voit » pas la paroi de l'orifice et qu'il n'y a donc pas germination à cette paroi. Si germination il y a, elle a lieu à la surface du liquide et sur les impuretés et gaz dissous.

Conclusion : en cas de fragmentation externe, le diamètre des gouttes ne dépend pas de la longueur L_0 de l'orifice réel.

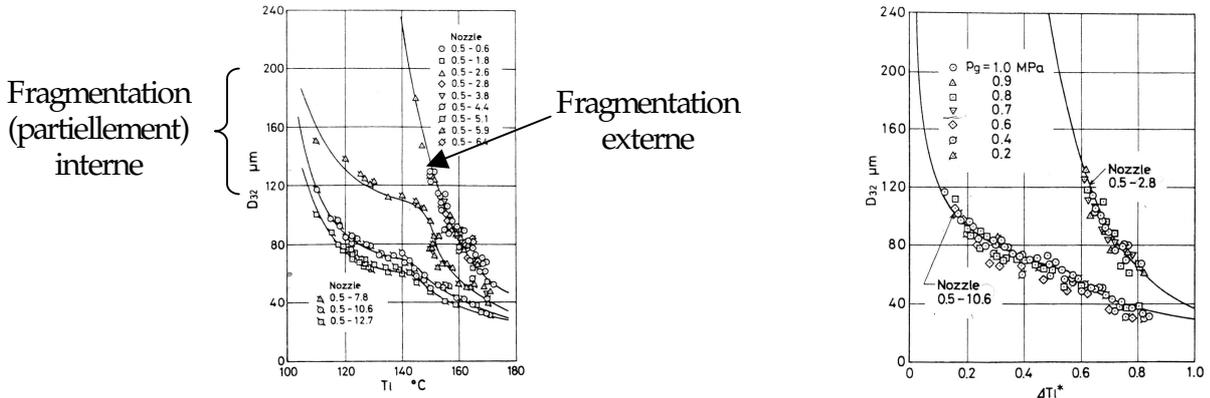


Fig 2.2.23 : variation du diamètre moyen de Sauter en fonction de la température (ou de la température réduite ΔT_1^*) et de la géométrie de l'orifice (L_0/D_0) (Nagai et al [1985])

- Influence de D_0 , diamètre de l'orifice

Nagai, Sato et Lee [1985] considèrent que leurs mesures montrent que le diamètre des gouttes est indépendant du diamètre de l'orifice. Toutefois, comme presque tous les résultats qu'ils présentent correspondent à $D_0 = 0,5$ mm, il ne nous semble pas certain que cette indépendance vis à vis du diamètre de l'orifice soit complètement assurée.

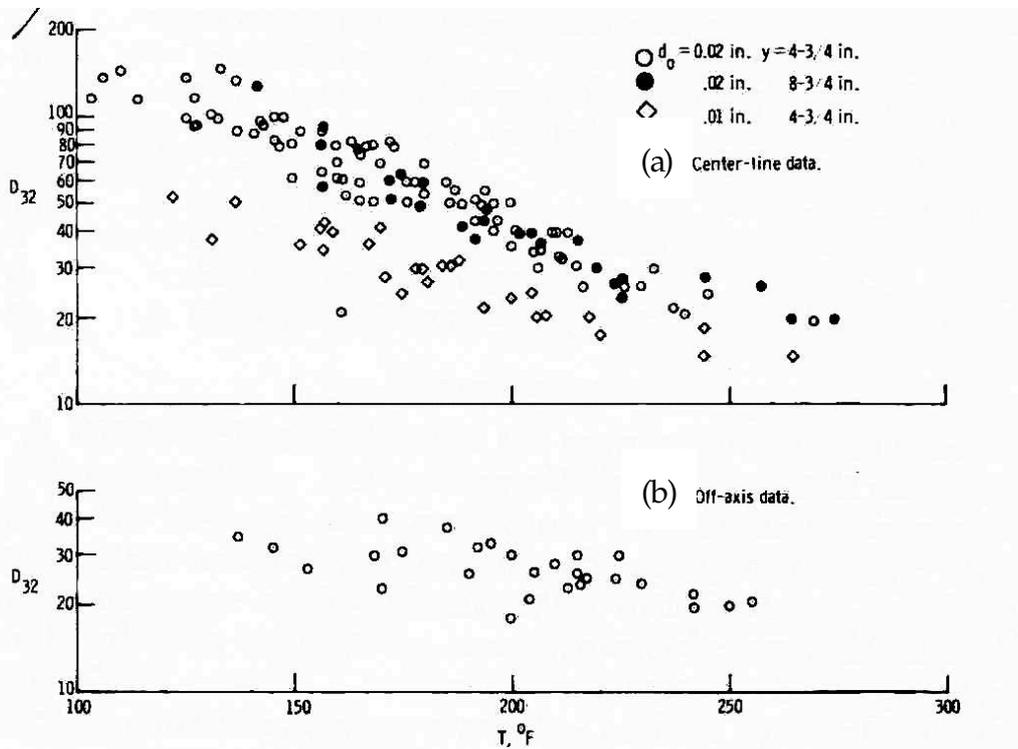


Fig 2.2.24 : Influence de la température de stockage et du diamètre de l'orifice sur le d_{32} d'après Gooderum et Bushnell [1969] ; (a) sur l'axe du jet ; (b) hors l'axe du jet.

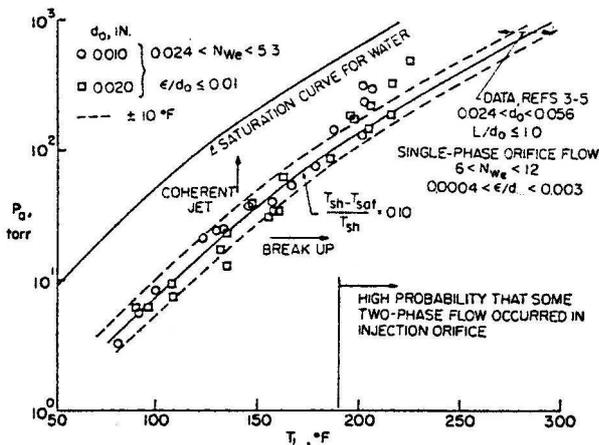
Gooderum et Bushnell [1969] font des essais avec de l'eau. Ils se placent à pression ambiante suffisamment faible ($2,5 < P_{amb} < 130$ mbars) pour que l'influence des forces aérodynamiques sur la fragmentation soit négligeable. Dans ces conditions ils obtiennent une très bonne corrélation de la forme $\frac{D_{drop}}{D_0} f(T_r)$ (fig. 2.2.24). Autrement dit, ils observent des gouttes dont le diamètre est proportionnel à celui de l'orifice. Même si ce résultat n'a été obtenu qu'à faible nombre de Weber, la qualité de la corrélation ci-dessus nous amène à nous ranger plutôt à ce résultat qu'à celui énoncé par Nagai, Sato et Lee.

- Influence de P_r et T_r

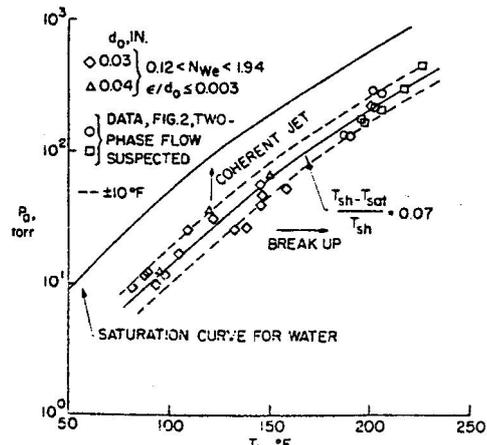
Brown et York [1962] constatent une faible décroissance du diamètre des gouttes avec T_r (ou C, cste de croissance de Forster et Zuber [1955]) lorsqu'ils maintiennent le We_{jet} à peu près constant (soit à $P_r \sim cste$).

Gooderum et Bushnell [1969] observent une décroissance marquée avec T_{res} mais ces résultats ne sont probablement pas comparables à ceux de Brown et York [1962]. En effet un autre article des mêmes auteurs [1968] montre que des points expérimentaux suivent une évolution parallèle à la ligne de saturation (figure 2.2.25). Si ce sont les mêmes points qui ont été utilisés ici, la décroissance du diamètre présentée sur la figure 2.2.24 correspond au cumul de l'influence de T_r et P_r , d'où l'influence plus marquée que celle qui est observée par Brown et York [1962]. Par contre ils précisent un point important mais surprenant. Ils ont essayé de corréler leurs mesures de tailles de gouttes à divers paramètres, or ils ne trouvent aucune corrélation du diamètre des gouttes avec la vitesse du jet, ni avec la pression ambiante. Ils en déduisent que ce diamètre n'est pas, contrairement à ce à quoi peut s'attendre, une fonction d'un écart de température (ex : $T_r - T_{eb}$) associé à ΔT_{sh} :

$$D_{drop} = f(\dots T_r) \text{ et pas } D_{drop} = f(\dots \Delta T).$$



Variation of shattering temperature with ambient pressure for $d_0 = 0.010$ and 0.030 in.



Variation of shattering temperature with ambient pressure for $d_0 = 0.030$ and 0.040 in.

Fig 2.2.25 : variation de la température de fragmentation en fonction de la pression ambiante, d'après Bushnell et Gooderum (1968)

Les mesures de Nagai, Sato et Lee [1985] de la figure 2.2.23 sont beaucoup plus probantes quant à l'influence de la température puisque leurs expériences sont réalisées à $P_r = cste = 1,0$ MPa. On y voit le SMD pour l'eau décroître de $180 \mu m$ à $60 \mu m$ entre 145 et 170 °C.

Ils vont plus loin en montrant que les mesures réalisées entre 0,2 et 1,0 MPa se situent sur une même courbe si on les représente en fonction de $\Delta T_l^* = \frac{T_r - T_{sat}(Pa)}{T_{sat}(P_r) - T_{sat}(Pa)}$ (voir figure 2.2.23). Ce paramètre semble donc très intéressant. Pourtant nous avons du mal à percevoir sa pertinence dans ce problème.

b) Corrélations pour le diamètre des gouttes

Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations pour le calcul du diamètre des gouttes. Toutefois on constate que, à ce jour il n'y a pas de corrélation universellement acceptée. Il est donc nécessaire de développer une nouvelle corrélation ou d'opérer une sélection parmi celles qui existent.

Brown et York [7], à travers des études réalisées sur de l'eau, proposent une relation pour le calcul du diamètre moyen géométrique des gouttes (D_{10} , exprimé en μm). Cette corrélation prend en compte l'influence de la thermodynamique du liquide à travers sa température et la dynamique du fluide à travers le nombre de Weber du jet.

$$D_{10} = \frac{1840 - 5,18 \cdot T_l}{We_{jet}} \quad \text{pour} \quad \begin{matrix} T_l \in [113 \text{ }^\circ\text{C} - 142 \text{ }^\circ\text{C}] \\ We_{jet} \in [5,1 - 22,7] \end{matrix}$$

avec : D_{10} exprimé en μm

T_l : température du liquide (en $^\circ\text{F}$).

We_{jet} : nombre de Weber du jet.

Cette relation s'applique pour le cas de l'eau et du CFC-11. Pour d'autres fluides, Brown [1960] propose l'équation suivante :

$$D_{10} = (246 - 8,3 C) (\sigma)^{0,31} (We)^{-1}$$

C : Constante de croissance des bulles de Forster et Zuber.

σ : Tension superficielle.

Tilton et Farley [1990] proposent de simplifier cette corrélation en :

$$D_{dtp} = 5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{2 \cdot \sigma}{\rho_v \cdot u_{jet}^2} \right) \quad \text{soit : } We_{drop}^* = 10^{-3}$$

Nagai, Sato et Lee [1985] ont montré expérimentalement la pertinence de la variable ΔT_l^* et obtenu :

$$D_{32} = 36,8 (\Delta T_l^*)^{-2,58}$$

Remarque : cette corrélation n'est pas adimensionnée.

Crow et Comfort [1979] ont proposé une corrélation pour le calcul du diamètre des gouttes dans le cas de la fragmentation thermique

$$D_{\text{drop}} = 4,6 \left(\frac{\sigma k_1 D_0}{u \rho_1 C_{p1} \Delta P} \right)^{1/3}$$

Pratiquement tous les modèles de jets accidentels [Wheatley (1987), Ianello (1989), ...] s'appuient sur un critère en nombre de Weber critique des gouttes :

$$We_{\text{drop}}^* = \text{cste}, \quad \text{avec :} \quad 10 < \text{cste} < 20$$

Discussion critique de ces corrélations

- Corrélation de Brown et York (1962) :

Cette corrélation est telle que : $D_{\text{drop}} \propto \frac{1}{D_{\text{jet}}}$. Ceci ne correspond pas du tout aux observations expérimentales. Nous tentons ci-dessous de comprendre ce qui a pu amener à cette corrélation.

Ces auteurs ont d'abord étudié la frontière entre jets stables et jets désintégrés thermiquement. Pour cette étude, ils ont retenu deux paramètres principaux : We_{jet} comme paramètre mécanique et la constante de croissance C de Forster et Zuber [1955] comme paramètre thermique. Les paramètres expérimentaux qui se « cachent » derrière ces deux grandeurs sont essentiellement P_r et T_r . Au moment d'établir une corrélation pour le diamètre des gouttes formées, ils sont tentés d'employer les mêmes critères. Ils constatent que :

- D_{drop} diminue légèrement avec We_{jet} à C constant, ce qu'ils traduisent par : $D_{\text{drop}} \propto \frac{1}{D_{\text{jet}}}$.

- D_{drop} diminue légèrement avec C à We_{jet} constant, ce qu'ils traduisent par : $D_{\text{drop}} \cdot We_{\text{jet}} = A - B \cdot T_r$.

Il est probable que pour forger ces constats, ils ont surtout regardé l'influence de P_r à $T_r = \text{cste}$ et réciproquement, et qu'ils n'ont pas vérifié l'influence du diamètre de l'orifice. C'est donc vraisemblablement une extrapolation trop rapide du seul paramètre P_r (resp. T_r) au paramètre combiné We_{jet} (resp. C) qui a introduit le problème constaté. Cette corrélation souffre par ailleurs du fait de ne pas avoir été établie sur une base complètement adimensionnée. Il n'y a donc pas de raison qu'elle soit transposable à tous les fluides.

Lorsque Tilton et Farley [1990] simplifient la corrélation précédente, il nous semble paradoxal de faire disparaître l'influence de la température dans le cas de la fragmentation thermique ! Par ailleurs, Tilton et Farley introduisent une faute de frappe dans cette corrélation : le diamètre de l'orifice est oublié dans le Weber !

$$D_{\text{drop}} \left(\frac{\rho_{\text{air}} u^2}{2 \sigma} \right) \approx 500 \mu\text{m} \text{ au lieu de : } D_{\text{drop}} \left(\frac{\rho_{\text{air}} u^2}{2 \sigma} \right) \approx 500 \mu\text{m}$$

Ramsdale [1998] reprend l'expression de Tilton et Farley, sans corriger la faute de frappe.

Witlox et Bowen [2002] lisent la corrélation de Brown et York en considérant que c'est le We_{drop} et pas le We_{jet} qui apparaît au dénominateur ! Et quand ils citent la corrélation de Tilton et Farley, ils ne corrigent pas non plus la faute de frappe.

Globalement, nous pensons qu'il est préférable d'éviter d'utiliser ces corrélations [Brown et York (1962), Tilton et Farley [1990].

Quant aux corrélations en nombre de Weber critique pour les gouttes ($We_{\text{drop}}^* = \text{cste}$), nous avons du mal à voir pourquoi elles s'appliqueraient à la fragmentation thermique, puisqu'il s'agit d'un critère purement mécanique. Critère mécanique dont Witlox et Bowen [2002] font remarquer qu'il n'est pas pertinent, même quand la fragmentation du jet est mécanique ! (voir § I-2-1-6). Reconnaissons que les auteurs qui proposent cette démarche la présentent comme un pis aller, faute de mieux.

La corrélation de Nagai, Sato et Lee [1985] présente aussi quelques défauts :

- elle s'appuie sur un paramètre (ΔT_l^*) dont la pertinence ne nous paraît pas avérée pour ce problème.
- elle considère que le diamètre des gouttes est indépendant du diamètre de l'orifice, alors que les expériences de Gooderum et Bushnell (1969) montrent très clairement qu'il peut lui être inversement proportionnel.
- elle n'est pas adimensionnelle et donc pas assurément transposable à d'autres fluides.

En dépit de ces défauts, elle ajuste très bien les résultats expérimentaux des mêmes auteurs.

Il nous semble que la corrélation de Nagai, Sato et Lee [1985] est aujourd'hui la « moins mauvaise » des corrélations. Peut être faudrait-il tenter de la corriger pour tenir compte de l'influence du diamètre de l'orifice ?

Mais nous ne sommes pas loin de suivre Witlox et Bowen [2002, p 35] qui préconisent une approche « à la hache » :

$$D_{\text{drop}} = 70 \mu\text{m} \text{ si } T_r - T_{\text{eb}} < 40 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$D_{\text{drop}} = 30 \mu\text{m} \text{ si } T_r - T_{\text{eb}} > 40 \text{ }^\circ\text{C}$$

c) Forme de la distribution

Brown et York [1962] considèrent que la distribution des diamètres des gouttes dans leurs jets est aussi bien ajustée par une loi log-normale que dans le cas de n'importe quel autre aérosol.

3 Zone d'expansion après fragmentation interne

On s'intéresse ici au cas où la conduite est suffisamment longue pour qu'il y ait vaporisation et fragmentation de la phase liquide en son sein (figure 3.1). Dans ce cas, l'écoulement est souvent bloqué au sens sonique (il suffit généralement que la pression de réservoir dépasse le double de la pression ambiante). Il y a alors détente à l'extérieur depuis la pression critique jusqu'à la pression atmosphérique et probablement formation d'onde(s) de choc (même si ce phénomène est plutôt rarement évoqué dans la littérature).

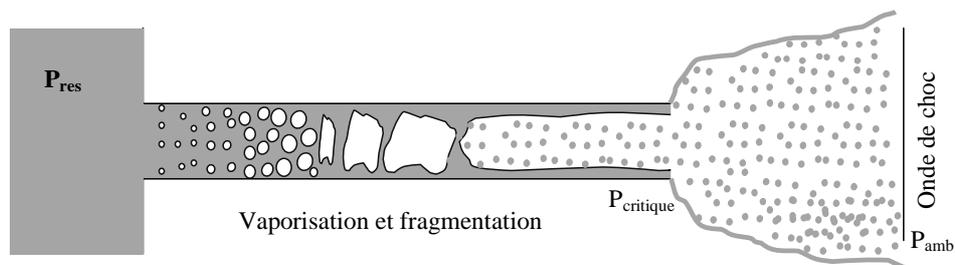


Fig 3.1 : schéma de la fragmentation thermique interne

Ce sont les écoulements de gaz liquéfiés qui nous intéressent, mais nous commencerons par évoquer les écoulements air-eau. En effet, ces derniers donnent lieu aux mêmes phénomènes (fragmentation de la phase liquide, blocage sonique, détente externe, onde(s) de choc). La seule différence est qu'il manque la vaporisation le long de la conduite et la contribution thermique à la fragmentation. C'est donc une situation voisine mais plus simple. Nous n'aborderons qu'ensuite les écoulements avec vaporisation.

Il nous semble que cette situation (fragmentation interne) correspond à la grande majorité des scénarios d'accidents industriels. En effet, il suffit d'une longueur absolue d'une dizaine de centimètres (soit un temps de séjour de quelques millisecondes) pour que l'écoulement à partir d'un réservoir dont le contenu est à saturation soit bloqué et pas très éloigné de l'équilibre en bout de conduite [Fletcher (1984), Van den Akker (1983), Fauske (1985)].

3.1 Fragmentation mécanique interne.

De nombreux auteurs ont étudié la structure des écoulements à deux fluides (type air-eau) en fonction des débits de chacun des deux fluides. Cette structure résulte des transferts de quantité de mouvement entre les phases.

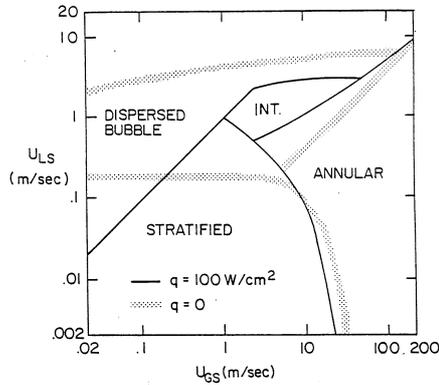


FIGURE 26
FLOW PATTERN MAP FOR BOILING OF WATER 2.5 CM DIA. HORIZONTAL TUBE AT 1.0 ATM

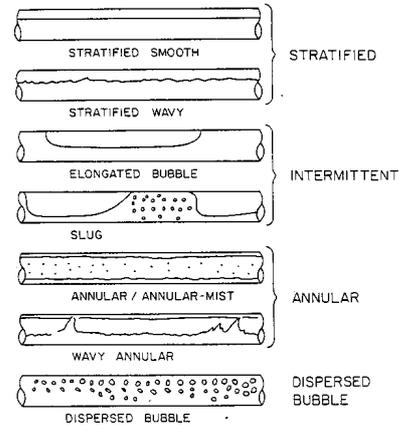


FIGURE 1
FLOW PATTERNS IN HORIZONTAL FLOW

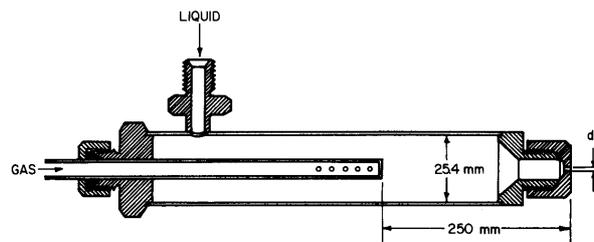
Fig 3.1.1 : Types d'écoulements en fonction de la température du fluide

Witlox et Bowen [2002] considèrent que l'analogie entre les jets diphasiques liquide-vapeur et les études sur « l'effervescent atomisation » peut être très instructive. Ils font référence à Solomon [1985] en ce qu'il avait avant eux proposé une analogie entre fragmentation thermique et fragmentation mécanique. Toutefois la référence mécanique choisie par Solomon ("pre-filming air-blast atomisation") leur paraît moins appropriée que l'atomisation effervescente.

3.1.1 Atomisation par effervescence

Il s'agit d'une méthode développée pour produire des aérosols, et en particulier pour l'injection dans les moteurs à combustion interne (figure 3.1.2). Elle consiste à injecter du gaz dans le liquide en amont de l'orifice, gaz qui accompagne le liquide soit sous forme de bulles, soit en y étant dissous.

Dans le cas de bulles, Lefebvre [1989] pense qu'elles « écrasent » le liquide en lambeaux et en ligaments à l'orifice. Et le diamètre des gouttes formées est proportionnel à la racine carrée de l'épaisseur ou du diamètre de ces ligaments [ref.68 du chap. 4 de Lefebvre (1989)] Un second phénomène viendrait s'ajouter : il s'agit de la détente rapide des bulles de gaz à l'orifice, détente qui fragmenterait les ligaments et les lambeaux avoisinants en fines gouttelettes [ref.66 du chap. 4 de Lefebvre (1989)].



Schematic drawing of effervescent flow atomizer

Fig 3.1.2 : schéma d'un injecteur de gaz (phénomène d'effervescence)

En observant la géométrie, Lefebvre montre que l'épaisseur moyenne ε de liquide entre deux bulles, épaisseur qui détermine la dimension des ligaments qui seront formés, cette épaisseur vaut :

$$\varepsilon = D_{\text{bulles}} \left(\left[\frac{\pi}{6} \left(1 + \frac{\rho_g W_l}{\rho_l W_g} \right) \right]^{1/3} - 1 \right).$$

Il en conclut (et présente des courbes expérimentales à l'appui) :

- que cette épaisseur est proportionnelle au diamètre des bulles. A fraction massique de gaz donnée, l'intervalle entre deux bulles est d'autant plus petit que les bulles sont plus nombreuses et plus petites.
- qu'à diamètre de bulles donné, l'intervalle entre deux bulles diminue si l'on augmente la proportion de gaz (W_g / W_l).
- qu'à diamètre de bulle et fraction massique de gaz donnés, l'intervalle entre deux bulles est indépendant du diamètre de l'orifice.

Les deux premières conclusions nous paraissent assez banales. Par contre la dernière est beaucoup plus intéressante en vue d'une future modélisation, surtout si elle pouvait être étendue au cas des gaz liquéfiés.

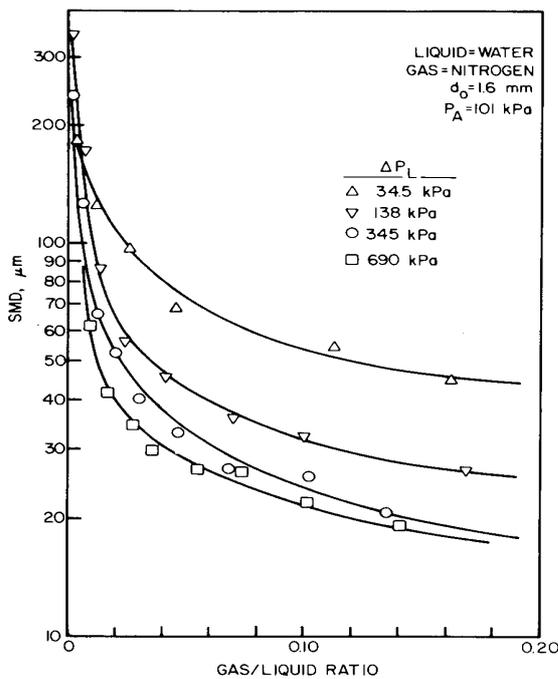


Fig 3.1.3 : influence du rapport gaz/ liquide et de la pression d'injection sur le SMD ($d_0 = 1,6$ mm)

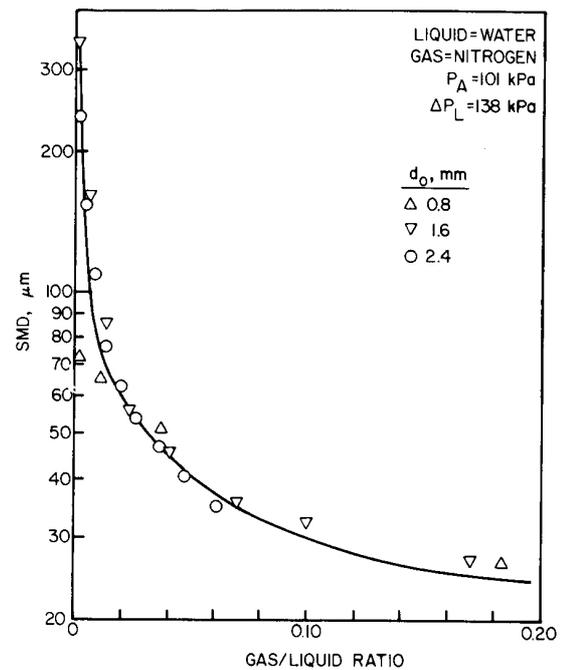
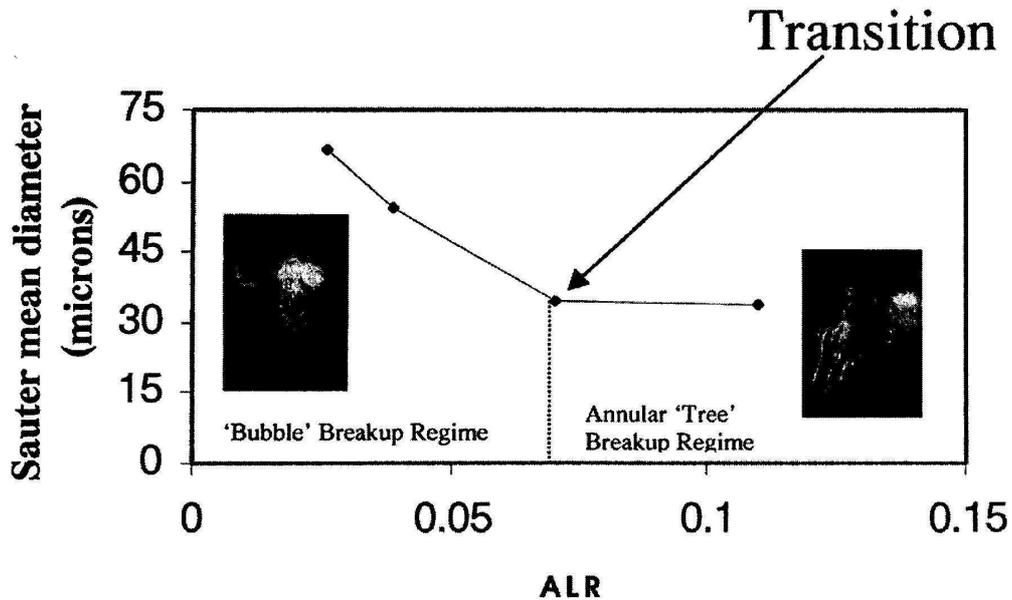


Fig 3.1.4 : (absence d') influence du diamètre de l'orifice sur le SMD

Lefebvre a réalisé des expériences (figures 3.1.3) qui montrent que l'association gaz/liquide donne effectivement des gouttes beaucoup plus fines (30 à 60 μm pour $W_g / W_l = 0,1$), qu'en l'absence de gaz (300 μm environ), même pour des pressions d'injection relativement faibles (0,034 à 0,690 MPa). Ces diamètres sont de l'ordre de grandeur de ce qui est observé en fragmentation thermique. Ce qui amène à se demander, avec Witlox et Bowen [2002], si la granulométrie après flash thermique ne pourrait pas s'expliquer par des raisons mécaniques, la vaporisation n'étant là que pour générer le gaz. Un autre aspect intéressant des résultats présentés (figure 3.1.4) est le fait que le diamètre des gouttes paraît bien indépendant du diamètre de l'orifice.

Witlox et Bowen [2002] indiquent que, lorsque la même étude est réalisée après une conduite, les mécanismes de fragmentation à l'extérieur changent avec la structure de l'écoulement à l'intérieur de la conduite (figure 3.1.5). A faible fraction de gaz c'est l'éclatement de bulles qui est le phénomène prépondérant, alors qu'après un écoulement annulaire on observe plutôt des ligaments ramifiés (tree-like)



Effervescent analogy

Fig 3.1.5 : nature de la fragmentation selon le régime d'écoulement (ALR : air to liquid ratio)

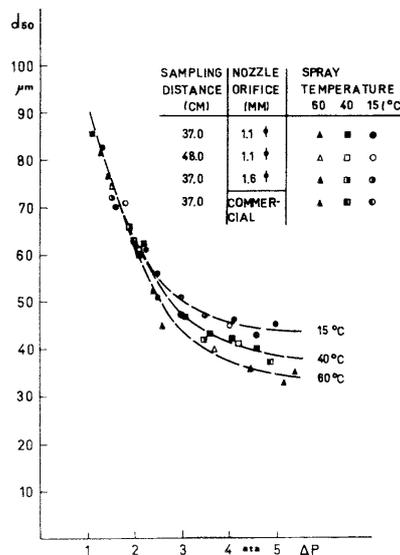


Fig 3.1.6 : variation du diamètre moyen des gouttes en fonction de la chute de pression (Sher et Elata [1977])

Dans le cas de gaz dissous, ceux-ci reviennent à l'état gazeux au moment de la détente à l'orifice, et les phénomènes sont encore plus voisins de ceux qui ont lieu dans le cas des gaz liquéfiés. Sher et Elata [1977] ont étudié des sprays formés par dégazage de Freon 22 initialement dissous dans du toluène. Les résultats représentés sur la figure 3.1.6 montrent que le diamètre moyen diminue quand la chute de pression (la détente) augmente. Cette influence est très forte lorsque l'écart de pression n'est pas très important ($\Delta P < 2,5$ bar) et elle est moins significative pour les grands écart de pression. Dans ce même domaine de pression, l'augmentation de la température fait baisser le diamètre des gouttes, de façon modérée.

Toujours dans ce même domaine de pression, le diamètre des gouttes est encore du même ordre de grandeur que dans le cas des gaz liquéfiés, au moins lorsque la pression de réservoir est assez grande pour qu'une quantité importante de gaz soit dissoute ($\Delta P > 2,5$ bar). Le diamètre de la brèche semble ne pas avoir d'influence sur le diamètre des gouttes (mais les deux diamètres testés ne sont pas très différents). Cela est cohérent avec le modèle développé par Sher et Elata qui, comme celui de Lefebvre, prévoit un diamètre de gouttes indépendant du diamètre de l'orifice.

3.1.2 Ecoulement critique à deux fluides

Lemonnier et Camelo-Cavalcanti [1993] s'intéressent aux écoulements accidentels de gaz liquéfiés. C'est la démarche scientifique qui consiste à décomposer un phénomène complexe en sous-phénomènes plus simples qui les amène à étudier les écoulements à deux fluides (type air-eau) bloqués soniquement. Ils se placent dans le cas où la fraction volumique (ou le titre massique) en gaz est élevée, probablement pour être dans une situation voisine de celle qui prévaut pour les lâchers de gaz liquéfiés et/ou pour s'assurer que l'écoulement est « à gouttelettes ». Ils citent Berne [ref. 8 de Lemonnier et al (1993)], qui attribuent alors la fragmentation du liquide ou du gaz (selon la structure de l'écoulement) au cisaillement lié à la turbulence dans la conduite. Ils supposent donc que la turbulence agit pendant un temps suffisant pour gouverner le diamètre des gouttes.

Le diamètre maximum est issu d'un nombre de Weber critique qui s'appuie sur une échelle de vitesse de turbulence. Cette échelle de vitesse est elle-même associée à la fonction de dissipation des fluctuations de vitesse. Une moyenne spatiale est effectuée sur la section de l'écoulement, en tenant compte des profils de chacune des quantités. Berne obtient :

$$r_{\max} = (We^*)^{3/5} \left(\frac{\sigma}{\rho_g} \right)^{3/5} \left(\frac{kR}{V_o^3} \right)^{2/5}$$

r_{\max} : taille maximum de goutte stable.

$$We^* : \text{Weber critique} = \frac{24}{\pi^2 \left(3 \frac{\rho_l}{\rho_g} + 2 \right)}$$

k : Constante de Von Karman = 0,41

R : Rayon de la conduite.

$$V_o : \text{vitesse de friction} = \sqrt{\tau \omega / \rho} .$$

Remarque : cette expression est à rapprocher de celle qui est évoquée par Lefebvre et qui figure au § 1-2.1.2.

Les résultats expérimentaux dans une conduite ($L / D = 10$) précédée d'un convergent montrent, encore une fois, que les diamètres mesurés à la sortie de ce dispositif mécanique sont comparables à ceux mesurés après fragmentation thermique. Ce qui conforte l'idée exprimée par Witlox et Bowen [20022] que la fragmentation thermique pourrait n'être qu'une fragmentation mécanique en présence de la vapeur générée par le flash.

Pour des débits de liquide supérieurs à 50 kg/h, le diamètre est un peu différent selon que le liquide a été injecté au centre du convergent (55 μm) ou sur son pourtour (40 μm). Dans le premier cas, le liquide entre à l'intérieur du col sans être fragmenté, alors que la fragmentation commence dès l'entrée du col dans le second cas. Autrement dit, la structure de l'écoulement a une influence certaine sur le diamètre des gouttes formées.

Ces observations montrent que le modèle précédent sous estime fortement le diamètre des gouttes. On peut toutefois espérer qu'il introduit les bons paramètres, éventuellement avec la bonne puissance.

Pression	Théorie	Expérience	Théorie / Expérience
2 bar	5 à 20 μm	15 à 60 μm	1/3
4 bar	8 à 11 μm	45 à 85 μm	1/5

3.2 Fragmentation thermique interne

On s'intéresse maintenant à des écoulements assez voisins de ceux qui précèdent (air-eau en conduite). On y ajoute simplement la vaporisation au long de la conduite et la contribution thermique à la fragmentation.

On s'intéressera successivement à :

- Ce qui se passe à l'intérieur de la conduite (évolution de la structure, vaporisation, fragmentation).
- Ce qui se passe à l'extérieur de la conduite (détente, onde de choc, fragmentation secondaire).

3.2.1 L'intérieur de la conduite

La structure de l'écoulement

Plusieurs auteurs ont réalisé des écoulements dans des conduites transparentes « longues » (longueur supérieure à 10 cm).

Fraser et Abdelmessih [2002]

Eau traitée

$115\text{ }^\circ\text{C} < T_r < 135\text{ }^\circ\text{C}$

$496\text{ mm} \leq L \leq 1208\text{ mm}$

$P_{\text{sat}}(T_r) < P_r < 4,7\text{ bar abs}$

$\phi = 4\text{ mm}$

Park et Lee [1994]

Eau

Conduite de forme rectangulaire

$20 \text{ bar abs} < P_r < 40 \text{ bar abs}$ $110 \text{ }^\circ\text{C} < T_r < 120 \text{ }^\circ\text{C}$

orifice – 1 –

orifice – 2 –

$L = 108 \text{ mm}$

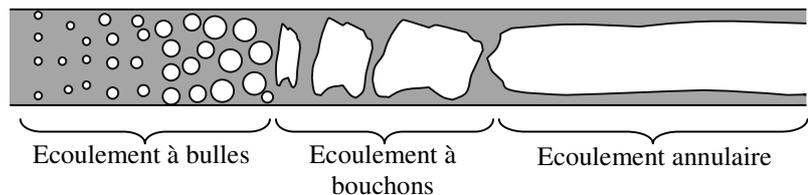
$L = 20 \text{ mm}$

Section = $1,5 \times 1 \text{ mm}^2$

Section = $1 \times 0,25 \text{ mm}^2$

Dans la plupart des situations étudiées expérimentalement, ils ont observé la même succession de structures au fur et à mesure de la vaporisation (figure 3.2.1). On a d'abord un écoulement de bulles qui, en grossissant, coalescent et forment des bouchons, qui eux-mêmes se rejoignent pour donner lieu à un écoulement annulaire à brouillard, l'anneau finit par disparaître vers la fin de la conduite pour ne plus laisser qu'un écoulement à gouttelettes.

Fig. 3.2.1 : évolution de l'écoulement dans une conduite.



Cas particuliers

Si la température de réservoir est trop faible pour conduire à une fraction volumique vaporisée élevée, alors on peut n'observer que les premières structures. Il nous semble qu'on peut considérer ces écoulements comme participant à une transition entre écoulements de liquides ($T_r < T_{eb}$) et écoulements de véritables gaz liquéfiés ($T_r \gg T_{eb}$).

Pour des conditions de réservoir fortement sous-refroidies, on peut imaginer que la fraction vaporisée reste faible à cause de la cinétique finie de vaporisation. On pourrait alors de la même façon que précédemment obtenir des écoulements qui n'aient pas atteint l'état « annulaire à brouillard » ou « à gouttelettes » en fin de conduite (figure 3.2.2).

Nous retiendrons de ces observations que, dans le cas général, l'écoulement atteint la fin de la conduite en étant déjà finement divisé (ou fragile et facile à fragmenter s'il est annulaire). Il faut des situations particulières ($T_r \sim T_{eb}$, $P_r \gg P_v(T_r)$...) pour qu'il puisse subsister une phase liquide en masse en fin de conduite.

Les mesures de tailles de gouttes de Nagai (1985) sur la fig. 2.2.23 confirment que ce mécanisme de fragmentation est plus efficace ou plus violent que le mécanisme de fragmentation externe. Des gouttes sont formées et mesurables dès 115°C , alors qu'il faut atteindre 145°C en fragmentation externe. De même, à condition de réservoirs identiques ($T_r = 150^\circ\text{C}$, $P_r = 10 \text{ bar abs}$), les gouttes formées sont elles nettement plus fines : $50 \mu\text{m}$ au lieu de $130 \mu\text{m}$.

3.2.2 Ce qui se passe à l'extérieur de la conduite.

Park et Lee [1994] mettent en évidence l'existence d'un cœur liquide intact dans le cas des écoulements à bulles. Les bulles de vapeur qui se trouvent sur la périphérie du jet, grossissent et finissent par pulvériser le jet à l'extérieur de l'orifice.

Witlox et Bowen [2002] estiment raisonnable de penser que l'atomisation change qualitativement selon que l'écoulement est à bulles, à bouchons ou annulaire à la sortie de la conduite. Et qu'elle sera l'un ou l'autre selon la valeur de L/D . Ce dernier point nous paraît discutable, surtout si le blocage sonique est réalisé : c'est probablement ce blocage qui impose la structure de l'écoulement dans la conduite, plus que la longueur de cette dernière (voir fig. 3.2.1).

D'après ce qui précède, on peut se demander si la distribution granulométrique, en aval, serait une fonction :

- de la structure de l'écoulement,
- de la fraction volumique de gaz,
- de la pression critique (au sens des écoulements compressibles bloqués soniquement).

$$\phi = f(\text{structure}, \alpha, P_c) ?$$

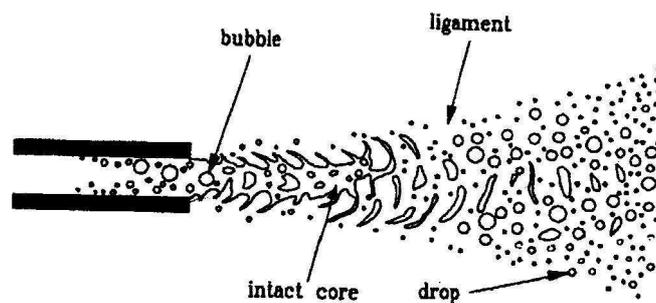


Fig 3.2.2 : un schéma possible pour la fragmentation thermique externe

Si l'on admet l'idée que ce qui sort de la conduite est généralement un aérosol composé de fines gouttelettes (50 à 100 μm), alors il est peu probable que cet aérosol subisse une fragmentation externe secondaire. Dans ces conditions, on peut penser que le déroulement de la détente ne doit pas être éloigné de ce que l'on observe lors de l'écoulement critique d'un gaz (à la capacité de vaporisation et à l'inertie des gouttelettes près). Autrement dit, un modèle de comportement homogène est probablement tout à fait approprié (cf § 1.2.1 de la deuxième partie).

De la même manière que Reitz (1990) pour la fragmentation externe, Oza et Sinnamon [1983] observent que des grosses gouttes se trouvent sur l'axe du jet et des petites gouttes sur la périphérie du jet.

Allen [1998] a mesuré à l'aide d'un granulomètre à diffraction Malvern la répartition des gouttes entre deux classes (0 – 21 μm et 21 – 41 μm) en fonction de la distance à l'orifice (figure 3.2.3). La fraction de grosses gouttes passe par un maximum avant de décroître.

Park et Lee [1994] constatent que lorsque la température de stockage est assez élevée, la répartition des gouttes sur une section du jet semble être uniforme (figure 3.2.4). En effet, l'augmentation de la température fait évoluer l'écoulement dans la conduite d'un écoulement à bulles à un écoulement à bouchons, voire un écoulement annulaire. Sur cette même figure on peut observer que les grosses gouttes sont sur l'axe du jet et les petites gouttes se trouvent sur la périphérie. L'écart qui existe entre les tailles des gouttes qui se trouvent sur l'axe et celles qui se trouvent sur la périphérie s'estompe dans le cas de forte surchauffe. Ce même phénomène est observé lorsqu'on s'éloigne de la brèche (figure 3.2.5).

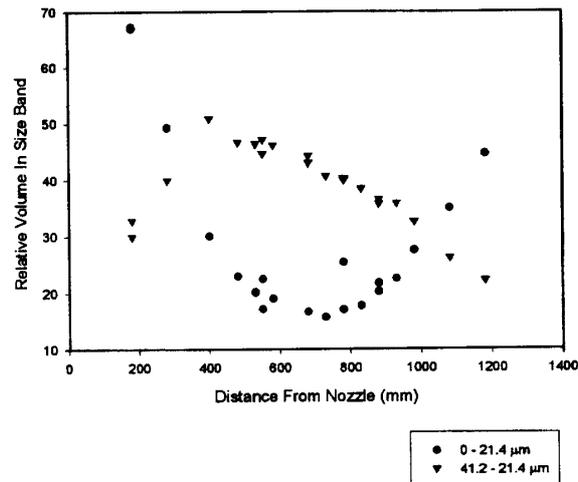


Figure 3.2.3 : pourcentage du volume total pour chaque taille de goutte en fonction de la distance depuis l'orifice [Allen 1998]

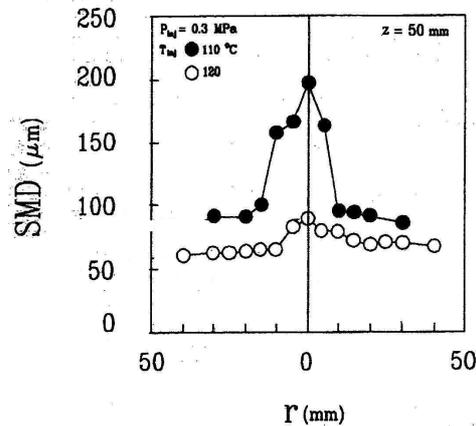


Figure 3.2.4 : Distribution granulométrique dans une section du jet [Park et Lee (1994)]

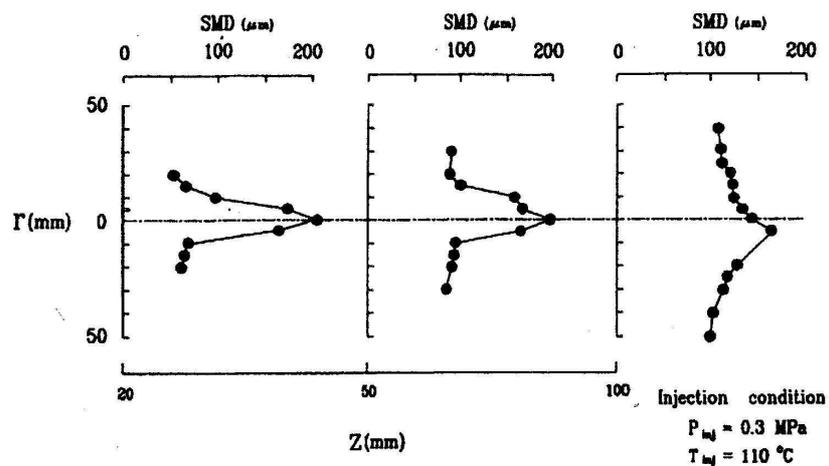


Figure 3.2.5 : Profil du diamètre des gouttes [Park et Lee (1994)]

Oza et Sinnamon [1983] observent une « longueur intacte » même après un injecteur. Ils l'attribuent au temps de latence. Ils proposent un modèle qui considère que la croissance des germes commence à la sortie de l'orifice et qu'elle est due à une petite fluctuation de la pression ΔP . Ils considèrent que les

bulles de vapeur atteignent deux fois le diamètre de l'orifice avant d'exploser. Entre les deux, ils utilisent leur loi de croissance des bulles. Sur la figure (3.2.6), ils représentent la variation de la longueur du jet intact en fonction de l'écart à la saturation pour les valeurs de ΔP qui leur paraissent réalistes. On remarque que les résultats théoriques sont cohérents avec l'expérience sauf pour le cas à faible surchauffe. La longueur du cœur liquide diminue lorsque la température de stockage augmente.

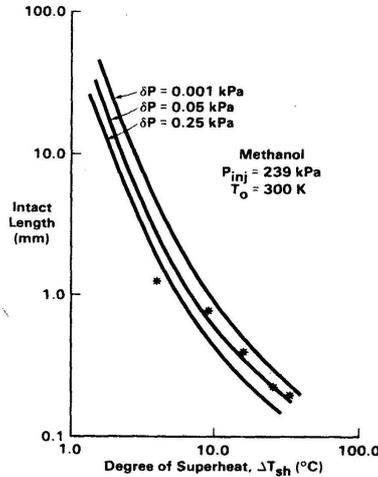
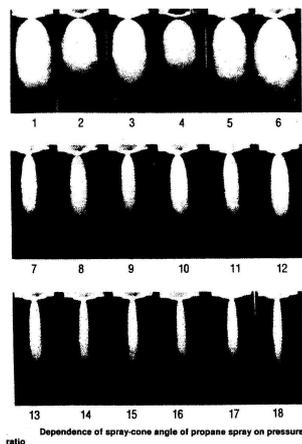


Fig. 3.2.6 : variation de la longueur du jet cylindrique en fonction de ΔT_{sh} .
D'après Oza et Simanon [1983]

Angle d'ouverture du jet

Suite à une étude expérimentale réalisée sur du Propane, du Méthanol et de l'Indolene, Oza [1984] a étudié l'influence du rapport qui existe entre la pression de stockage et la pression du milieu environnant. On voit sur la (figure 3.2.7) l'influence de $(Pr = P_{atm} / P_{res})$.



Picture Number	Injection Pressure (kPa)	Chamber Pressure (kPa)	Pressure Ratio (P_r)	Temperature (K)
1	2862 ± 29	69 ± 0.3	0.024 ± 0.0003	317 ± 0.5
2	2862 ± 29	69 ± 0.3	0.024 ± 0.0003	300 ± 0.5
3	2345 ± 23	55 ± 0.3	0.024 ± 0.0004	317 ± 0.5
4	2345 ± 23	55 ± 0.3	0.024 ± 0.0004	300 ± 0.5
5	2000 ± 20	48 ± 0.3	0.024 ± 0.0004	317 ± 0.5
6	2000 ± 20	48 ± 0.3	0.024 ± 0.0004	300 ± 0.5
7	2862 ± 29	276 ± 3.5	0.097 ± 0.002	317 ± 0.5
8	2862 ± 29	276 ± 3.5	0.097 ± 0.002	300 ± 0.5
9	2345 ± 23	228 ± 3.5	0.097 ± 0.002	317 ± 0.5
10	2345 ± 23	228 ± 3.5	0.097 ± 0.002	300 ± 0.5
11	2000 ± 23	193 ± 3.5	0.097 ± 0.003	317 ± 0.5
12	2000 ± 23	193 ± 3.5	0.097 ± 0.003	300 ± 0.5
13	2862 ± 29	524 ± 3.5	0.183 ± 0.003	317 ± 0.5
14	2862 ± 29	524 ± 3.5	0.183 ± 0.003	300 ± 0.5
15	2345 ± 23	428 ± 3.5	0.183 ± 0.003	317 ± 0.5
16	2345 ± 23	428 ± 3.5	0.183 ± 0.003	300 ± 0.5
17	2000 ± 20	366 ± 3.5	0.183 ± 0.007	317 ± 0.5
18	2000 ± 20	366 ± 3.5	0.183 ± 0.007	300 ± 0.5

Fig 3.2.7 : variation de l'angle d'ouverture du jet en fonction des rapports de pressions selon Oza [1984]

Oza affirme que seul le rapport de pression influe sur l'angle d'ouverture du jet, et par ailleurs il montre que la température de stockage ne joue pas un rôle dans la variation de cet angle.

Vitesse des gouttes

Moodie et Ewan [1990] ont étudié l'influence de la pression sur la vitesse. Sur la figure 3.2.8 les auteurs illustrent les mesures effectuées sur un jet de CFC 11 issu d'une conduite de 120 mm de long et 4 mm de diamètre. Les résultats expérimentaux montrent que la pression influe directement sur la vitesse. D'après des calculs entrepris par Moodie et Ewan pour le cas de la pression de 7 bars à 100 mm de la conduite, la vitesse de la phase liquide devrait être égale à 24 m/s alors que l'expérience révèle que la vitesse est de l'ordre de 61 m/s. Par ailleurs le calcul sur la vitesse de la phase vapeur montre que la vitesse de cette phase est supérieure à 118 m/s. Les auteurs pensent que la vitesse obtenue par l'expérience est le résultat entre l'interaction des deux phases. La figure 3.2.9 de Moodie et Ewan présente bien le profil gaussien de la vitesse dans une section du jet. On y vérifie que plus on s'éloigne de la sortie de la conduite et plus ce profil de vitesse a tendance à s'aplatir.

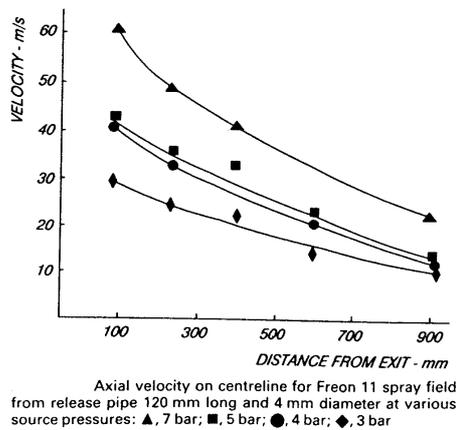


Figure 3.2.8: évolution de la vitesse axiale

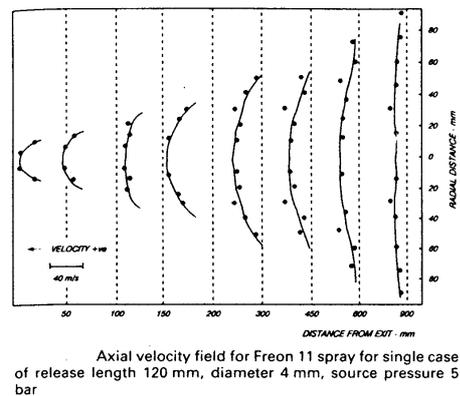


Figure 3.2.9 : profil de vitesse axiale sur différentes sections du jet

D'autres études ont été menées pour bien illustrer le profil de vitesse des gouttes le long de l'axe du jet et sur une section en utilisant la LDA (Laser Doppler Anemometry). Ces techniques de mesures ont montré que le profil de vitesse dans une section du jet présente un profil gaussien. D'autre part la vitesse diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la brèche.

Yildiz et al [2002] ont effectué des mesures à l'aide du PDA sur un jet diphasique de CFC 134a. Au niveau de l'axe du jet (figure 3.2.10) ils arrivent à montrer qu'il existe une augmentation de la vitesse dans un premier temps. Ils attribuent cette augmentation au flash qui se produit à la sortie de la brèche. Après une certaine distance, la vitesse diminue vu les frottements qui existent entre le jet et le milieu environnant.

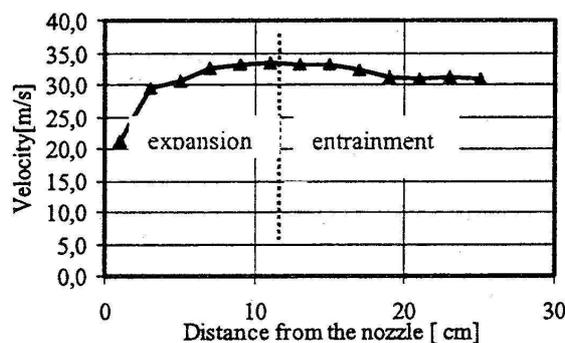
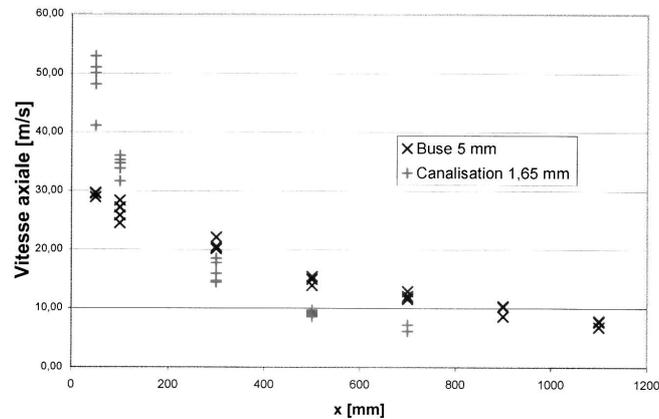


Fig 3.2.10: profil de vitesse axiale le long de l'axe du jet selon Yildiz et al [2002]

L'étude menée à l'INERIS par Vogl [2002] sur des jets de butane affirme le caractère décroissant de la vitesse le long de l'axe du jet comme le montre bien la figure 3.2.11.



Profil sur l'axe de la vitesse axiales

Fig. 3.2.11: profil de vitesse axiale le long de l'axe du jet selon Vogl [2002]

3.2.3 Paramètres pertinents

Nagai, Sato et Lee [1985] observent une influence de la nature du matériau de la conduite sur le diamètre des gouttes formées. Gouttes moins fines avec une conduite en verre qu'avec une conduite en laiton, parce que la conduite en verre est lisse et mouillante et que la germination de bulles y est donc difficile. Au contraire, une atomisation plus fine est obtenue avec une conduite en Téflon, parce qu'il s'agit d'une surface non mouillante. Cela indique que la germination des bulles peut être limitante dans le mécanisme de vaporisation puis de fragmentation de la phase liquide. La longueur L de la conduite (à laquelle le nombre de sites est proportionnel) pourrait alors avoir aussi une influence (Nagai et Sato indiquent d'ailleurs que le diamètre des gouttes décroît quand L/D croît)⁶.

Mais Nagai, Sato et Lee travaillent avec de toutes petites conduites ($L < 14,3$ mm). Il n'est pas certain que la quantité de sites de germination reste un paramètre important pour des longueurs plus importantes.

On peut penser que pour un fluide à saturation dans le réservoir et au delà d'une longueur absolue de $L = 10$ cm [Fletcher (1984), Van den Akker (1983), Fauske (1988)] la structure de l'écoulement dans la conduite ne varie plus beaucoup avec la longueur de la conduite (la limitation dépassée étant d'ailleurs plus liée à la cinétique de croissance des bulles qu'à la germination). On devrait donc approcher d'une

⁶ Remarques sur l'analyse de Nagai et Sato :

- ▶ Nagai et Sato ne tranchent pas entre une germination qui aurait lieu à la vena contracta (d'après Oza [16]) et une germination aux parois (d'après Nagai et Sato [18]). La germination à la vena contracta nous paraît peu plausible.

- parce qu'elle n'explique pas l'influence de la nature du matériau de la conduite sur le diamètre des gouttes.

- parce que le diamètre des gouttes devrait augmenter en même temps que la longueur de la conduite (plus de longueur → moins de débit → moins de striction → moins de germination → moins de vaporisation → moins de fragmentation) alors que l'expérience indique l'inverse.

- ▶ Nagai et Sato se représentent un écoulement liquide avec des bulles qui se développent sur le pourtour, l'écoulement « à bulles » sur toute la section représentant un « fully developed state ».

situation pour laquelle le mécanisme de fragmentation ne dépend plus ni du matériau, ni de la longueur de la conduite.

4. Conclusion

L'étude bibliographique qui précède nous a permis de dégager quelques grands principes pour classer les problèmes de fragmentation de jets (fragmentation interne/externe ; fragmentation mécanique/thermique).

Par contre elle est restée décevante sur le plan des mécanismes physiques mis en jeux. Même si tel ou tel mécanisme a été proposé, on trouve généralement une autre source bibliographique qui vient le contredire. Même la sélection des paramètres pertinents est encore loin d'être achevée.

Une conséquence fort gênante pour notre travail est que les corrélations proposées pour la taille des gouttes ne convergent pas, et sont même souvent contradictoires.

Cela montre qu'il y a encore un champ d'investigation important pour de futures recherches dans ce domaine. Notre objectif était de faire progresser la prévision du "rain-out". Pour l'atteindre nous avons choisi de reprendre le problème des jets diphasiques à une échelle plus grossière. C'est l'objet de la deuxième partie de ce mémoire.

Deuxième partie :

Etude macroscopique des jets diphasiques
liquide-vapeur

Nomenclature (étude macroscopique des jets)

Symboles latins

A	Aire du jet [m ²]
C _D	Coefficient de striction
C _p	Capacité calorifique de l'air à Tamb. [J/kg/K]
D, d	Diamètre de la brèche [m]
d _g	Diamètre d'une goutte
d _{max}	Diamètre maximal d'une goutte stable
d ₃₂ ou SMD	Diamètre moyen de Sauter = $\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2}$: diamètre d'une goutte dont le rapport S / V est égal à celui de la population entière.
ERM	Equilibrium rate model
G	Flux massique de produit [kg/m ² .s]
G _{ERM}	Débit massique de produit calculé par le modèle ERM [kg/s]
H	Enthalpie spécifique [J/kg]
HEM	Homogenous equilibrium model
h _{lg}	Chaleur latente de vaporisation [J/kg]
Ja	Nombre adimensionnel de Jackobe
K	Conductivité thermique (J/m.s.K)
L	Longueur de la conduite [m]
L _v	Chaleur la d'évaporation [J/kg]
M	Masse [kg]

m_d	Masse d'une gouttelette [kg]
P_0	Pression initiale du fluide (de stockage) [Pa]
P_{amb}	Pression ambiante [Pa]
Re	Nombre adimensionnel de Reynolds
R_g	Constante des gaz parfait [J/kg K]
Sc	Nombre adimensionnel de Schmidt
Sh	Nombre adimensionnel de Sherwood
T	Température [°C]
T_{amb}	Température ambiante [°C]
Y_g	Fraction molaire du fluide dans le gaz
U	Vitesse [m/s]
v_{lg}	$v_{lg} = v_g - v_l$: écart entre volumes spécifiques du gaz et du liquide [m ³ /kg]
W	Débit massique du jet [kg/s]
W_{air}	Débit d'air dans le jet [kg/s]
We	Nombre adimensionnel de Weber
x	Qualité de vapeur à la brèche

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique du liquide [m ² /s]
λ	Coefficient de perte de charge linéique
ρ_{liq}	Masse volumique du liquide [kg/m ³]
ξ	Coefficient de perte de charge singulière

Indices

0	Point, état initial
amb, a	Ambiant
eb	ébullition
exp	à la fin de la zone d'expansion
g	goutte
l ou liq	Liquide
r ou res	Conditions génératrices, conditions de réservoir
sat	Saturation (équilibre liquide – vapeur)

Exposant

* critique (voir We^*), ou maximal (voir D_{drop}^*).

1. Bibliographie sur les modèles de jets

Classiquement, la modélisation d'un jet diphasique suit le schéma suivant (figure 1):

- A partir des conditions de stockage, le modèle évalue le débit et les conditions thermodynamiques du fluide à la brèche (a).
- Un flash amène ensuite l'écoulement à l'équilibre thermodynamique à la pression atmosphérique, en considérant qu'il n'y a pas encore de mélange avec l'air ambiant (b).
- Le jet évolue à pression atmosphérique et entraîne en son sein de l'air ambiant avec lequel le fluide échange de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le modèle d'Epstein, Fauske et Hauser (1990) et le modèle de jet de Papadourakis et al (1991) et al décrivent cette zone. On peut ainsi déterminer les propriétés thermodynamiques du fluide et les propriétés du jet en fonction de la distance parcourue en aval de la brèche (c).
- Certains modèles (Wheatley 1987, Ianello 1989, Johnson 1999) se posent la question des gouttes qui tombent sous le jet (d).

Le modèle de Fauske dans FAI (1997) utilise une approche plus globale du jet. Ce modèle donne uniquement accès aux grandeurs à l'extrémité du jet, lorsqu'il atteint le sol : température atteinte par le jet du fait de l'entraînement d'air, longueur du jet, fraction vaporisée.

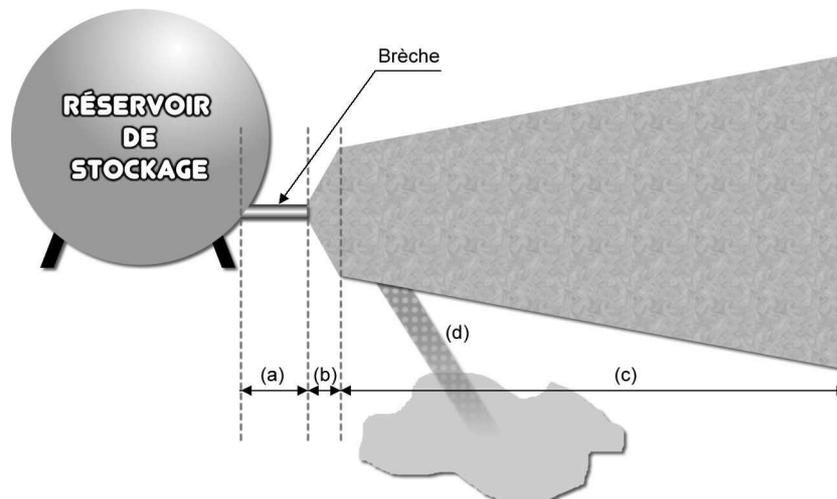


Fig 1 : schéma des différentes parties du jet

- (a) brèche (conduite ou orifice)
- (b) zone d'expansion
- (c) jet de brouillard
- (d) rain-out

1.1 Modèle pour l'écoulement dans l'organe de sortie

Deux principaux cas sont considérés pour le calcul des conditions à la brèche à partir des conditions de stockage:

- le liquide s'échappe à travers un orifice situé dans la paroi du réservoir.
- le liquide s'écoule via une conduite s'il y a une rupture de canalisation. En s'écoulant dans la canalisation, le liquide surchauffé peut déjà commencer à se vaporiser.

1.1.1 Orifice (Bernoulli)

Si l'orifice est idéal, le temps de transit du fluide entre l'intérieur du réservoir et l'extérieur est trop court pour que la vaporisation commence. La littérature considère que l'écoulement reste purement liquide, même si la température de réservoir est nettement plus élevée que la température d'ébullition à l'extérieur. Le débit peut donc être évalué par la relation de Bernoulli :

$$G = C_D \sqrt{2 \rho_{liq} (P_r - P_a)}$$

où C_D est le coefficient de striction, qui traduit l'existence d'une vena contracta. A la sortie immédiate de l'orifice, température et volume spécifique ont la même valeur que dans le réservoir.

1.1.2 Conduite (HEM, ERM, Lackmé, Fauske)

On évoque ici les modèles qui sont utilisés dans le module de calcul de l'INERIS.

1.1.2.1. Fluide dans le réservoir à saturation

- *Le HEM (Homogeneous Equilibrium Model)*

C'est le modèle de référence. Il considère que la phase liquide et la phase vapeur sont parfaitement mélangées, se déplacent à la même vitesse (écoulement homogène), et sont en équilibre thermodynamique entre elles. A partir de là, il écrit pour l'écoulement du mélange les mêmes bilans (matière, quantité du mouvement, énergie) que pour l'écoulement d'une phase unique compressible. La seule différence réside dans l'expression des équations d'état (expressions pour v et h). Ses deux hypothèses de base (homogène, équilibre) l'amènent à prévoir un flux massique minorant. Des travaux antérieurs dans le laboratoire (Alix et al 2001) ont montré que cet aspect minorant peut atteindre un facteur deux ou trois !

Le calcul de flux massique selon Wheatley (1987) dans l'outil de calcul de l'INERIS est une implémentation du HEM qui suppose de plus l'écoulement isentropique.

- *Le ERM (Equilibrium Rate Model, Fauske et al 1987)*

Il s'obtient à partir du HEM en supposant en plus que l'écoulement est isentropique et que le titre en vapeur est faible à la sortie de la conduite. Cette approximation permet une expression analytique du flux massique :

$$G_{ERM} = \frac{h_{lg}}{v_{lg}} \frac{1}{\sqrt{C_p T}} = \frac{dP}{dT} \sqrt{\frac{T}{C_p}}$$

Remarque : On passe d'une expression à l'autre en utilisant la relation de Clapeyron.

L'ERM donne généralement des valeurs du flux massique très légèrement supérieures aux valeurs HEM ($\Delta G/G \sim 10\%$ en général)

1.1.2.2. Fluide fortement sous-refroidi dans le réservoir

Dans ce cas on utilise souvent l'expression suivante (« Bernoulli like ») : $G = \sqrt{2 \rho_{liq} (Pr - Pv (Tr))}$.

Cette expression repose sur le raisonnement suivant, explicité par Lackmé (1979) :

Si le fluide est fortement sous refroidi dans le réservoir, alors il reste liquide dans une grande partie de la conduite, et la longueur occupée par l'écoulement diphasique est négligeable (figure 1.1.1). La frontière entre la zone liquide et la zone diphasique correspond à peu de choses près au moment où la pression passe par la pression de vapeur saturante. Le flux massique peut donc être évalué en ne considérant que la phase liquide.

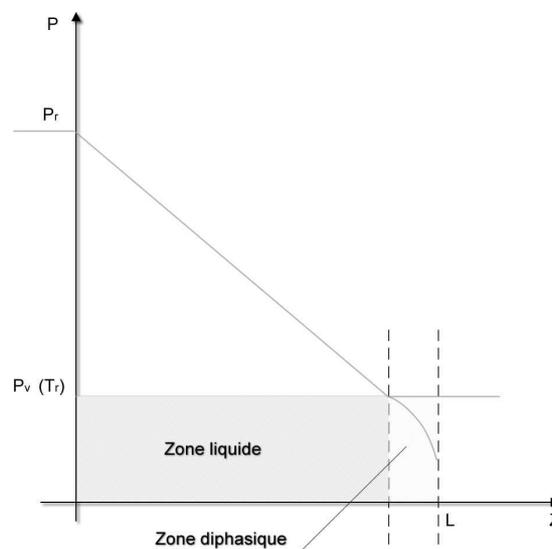


Fig 1.1.1 : Profil de pression pour un fluide fortement sous-refroidi dans le réservoir

Quand le coefficient de frottement de la conduite est connue, on obtient une évaluation plus précise en écrivant :

$$G = C_D \sqrt{\frac{2 \rho_{liq} (Pr - Pv)}{1 + \frac{\lambda L}{D}}}$$

May (1996) a montré que cette expression donne de très bons résultats ($\Delta G/G \leq 10\%$) si :

$$\frac{(Pr - Pv(Tr))}{1 + \frac{\lambda L}{D} + \xi} > 1,5 \text{ bar}$$

où les pressions sont exprimées en bars et ξ est le coefficient de perte de charge singulière.

1.1.2.3.. Fluide entre saturation et fort sous refroidissement dans le réservoir

Fauske (1987) propose de passer progressivement du modèle ERM à un léger majorant du « Bernoulli like » en écrivant : $G_{Fauske} = \sqrt{G_{ERM}^2 + G_{Bernoulli\ like}^2}$

Cela nous semble une bonne suggestion, surtout si on corrige le deuxième terme pour tenir compte des frottements dans la conduite. Cette proposition n'a pas encore été introduite dans l'outil de calcul de l'INERIS.

1.2 Modèle pour la zone d'expansion

La première partie de ce mémoire a été consacrée à une étude bibliographique fouillée de cette région. Les modèles macroscopiques de jets n'en utilisent que les approches les plus simples que nous rassemblons ci-dessous.

1.2.1 Flash adiabatique

Après la brèche, le liquide s'évapore partiellement en se détendant jusqu'à la pression atmosphérique. Dans cette zone appelée la zone d'expansion, l'entraînement d'air de même que des échanges de chaleur et de quantité de mouvement avec l'air ambiant peuvent être négligés.

Comme Wheatley (1987) le relève, l'expansion ne se passe ni de façon isentropique ni de façon isenthalpique. Il choisit pourtant l'approche isentropique. Dans cette zone, les équations qui décrivent le flash sont alors :

Conservation de la masse :

$$W = U_i A_i \rho_i = U_{exp} A_{exp} \rho_{exp}$$

Bilan de quantité de mouvement :

$$U_{exp} = U_i + (P_i - P_a) A_i / W$$

Bilan d'énergie en considérant un flash isentropique (Wheatley [1987]) :

$$h_{exp} + U_{exp}^2 / 2 = h_i + U_i^2 / 2$$

A l'équilibre :

$$T_{exp} = T_{sat}(P_a)$$

Equations d'état :

$$h_{exp} = x_{exp} \cdot h_g + (1 - x_{exp}) h_l$$
$$\frac{1}{\rho_{exp}} = \frac{x_{exp}}{\rho_g} + \frac{1 - x_{exp}}{\rho_l}$$

Ici l'indice i fait référence au tout début de l'écoulement, à ses conditions initiales, là où il est généralement encore liquide. Ces bilans permettent après transformations de trouver la qualité de vapeur à la fin de la zone d'expansion.

Une autre hypothèse fréquente consiste à considérer le flash comme isenthalpique. Le taux de flash, ou titre en vapeur, ou qualité à la fin de la zone d'expansion vaut alors :

$$x_{\text{exp}} = x_i \frac{h_{\text{lg}}(T_i)}{h_{\text{lg}}(T_{\text{eb}})} + \frac{C_p (T_i - T_{\text{eb}})}{h_{\text{lg}}(T_{\text{eb}})}$$

1.2.2. Taille des gouttes

Dans tous les modèles qui ne font pas l'hypothèse de l'équilibre entre les gouttes et le milieu gazeux, le diamètre de ces dernières joue un rôle très important pour modéliser le comportement du jet, sa dispersion ainsi que le phénomène de rain-out. Quasiment tous les modèles macroscopiques de jets utilisent un critère de Weber (cf. I – 2.1.6.), que la fragmentation du jet ait une origine mécanique ou thermique :

$$We^* = \frac{U_{\text{exp}}^2 d_{\text{max}} \rho_a}{\sigma}$$

Wheatley (1987) propose de prendre $We^* = 20$. Il propose aussi une relation permettant de calculer le diamètre des gouttes pour des vitesses peu élevées, basée sur un travail publié par Brockley en 1967 :

$$d = 1,89 d_{\text{exp}} \sqrt{\left(1 + 3 \frac{We^{0,5}}{Re}\right)}$$

Cette corrélation donne des tailles de gouttes très élevées (mêmes supérieures au diamètre du jet après la zone d'expansion). Elle est plutôt adaptée à la fragmentation capillaire.

Iannello [1989] puis Papadourakis et al [1991] adoptent également le critère de Weber en prenant un nombre de Weber critique de 12 pour le diamètre moyen des gouttes. Mais il vont plus loin en utilisant également un critère basé sur le critère de Weber pour la fragmentation thermique.

L'approche de Iannello s'appuie sur le travail effectué par Forster et Zuber [1955, cf. I - 2.2.3.]. D'abord il établit une équation pour déterminer la surchauffe minimale au-dessus de laquelle une fragmentation thermique peut avoir lieu :

$$\Delta T > \frac{2 R T_{\text{sat}}^2 (P_a) \sigma}{h_{\text{lg}} P_a R_{\text{site}}}$$

Avec : R = constante des gaz parfaits [J/kg.K]
 $T_{\text{sat}}(P_a)$ = température d'ébullition [K]
 h_{lg} = enthalpie d'évaporation [J/kg]
 r_{site} = rayon de site de nucléation [m]

Puis il propose un critère de Weber modifié en remplaçant la vitesse du jet U_{exp} par une vitesse dite « vitesse relative », combinaison de la vitesse relative entre la phase gazeuse et la phase liquide et la vitesse d'expansion U_g (ne pas à confondre avec U_{exp}), la vitesse radiale avec laquelle les gouttes s'envolent en tous sens après la fragmentation (cf. figure 1.2.1). D'après Iannello (1989) la vapeur se déplace avec la vitesse U_{exp} tandis que le liquide garde, à cause de son inertie, la vitesse à la brèche, U_b .

La vitesse d'expansion U_g est la vitesse finale de croissance des bulles due à l'évaporation violente au cours du flash (Forster et Zuber, 1955). La densité de l'air dans la définition du nombre de Weber critique est remplacée par la densité de la vapeur à la température d'ébullition parce que, dans la zone d'expansion, les gouttes sont entourées par la phase vapeur. Le diamètre moyen peut alors être calculé à l'aide de la relation:

$$\bar{d} = \frac{We^* \sigma}{\rho_v U_{rel}^2} \quad \text{avec } We^* = 12$$

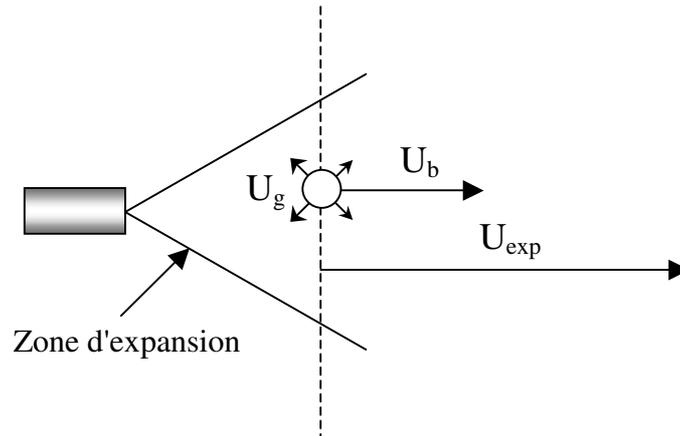


Fig 1.2.1 : schéma des vitesses pour le calcul de la taille de gouttes selon Iannello (1989).

Le calcul de U_{rel} peut être effectué à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned} U_{rel}^2 &= U_{acc}^2 + U_g^2 \\ U_{acc} &= U_{exp} - U_b \\ U_g &= \frac{\Phi^2 Ja^2 \pi \alpha_t}{D_b} \end{aligned}$$

Avec : $Ja = \frac{Cp_l \Delta T \rho_l}{h_{lv} \rho_v}$ = nombre de Jakob [-]

Φ = facteur d'atténuation de la vitesse de croissance des bulles (voir fig 2.2.14 de la première partie)

$\alpha_t = \frac{\lambda_l}{\rho_l Cp_l}$ = diffusivité thermique du liquide [m^2/s]

$D_b = N_d^{-0,333}$ = taille finale des bulles [m]

N_d = densité de sites de nucléation [m^{-3}]

Des exemples numériques montrent que la vitesse d'expansion, U_g , est souvent très inférieure à U_{acc} . Par conséquent U_g peut être négligée, par conséquent $U_{rel} \approx U_{acc}$. Selon Iannello et al, le mécanisme le plus probable serait celui qui donne les plus petites gouttes. Mais il est peu probable que le critère thermique proposé par Iannello et al aboutisse à des gouttes plus petites que le critère de Weber car la

vitesse relative entre les phases $U_{\text{exp}} - U_b$ est en tout cas inférieure à la vitesse du jet U_{exp} . Seule une densité de vapeur nettement supérieure à celle de l'air ambiant pourrait conduire à utiliser le critère thermique.

Woodward et Papadourakis (1995) tentent d'établir des corrélations entre la taille de gouttes et les paramètres pertinents. Ils proposent les corrélations suivantes en cherchant celles qui relient le mieux les données disponibles pour les produits suivants : cyclohexane, MMA (monométhylamine), CFC-11, chlore et eau.

1. Surchauffe

$$\Delta T = T_r - T_{\text{sat}}$$

2. Énergie d'expansion

$$E_{\text{exp}} = -\Delta H|_s - \frac{(P_r - P_{\text{amb}})}{\rho_{\text{exp}}}$$

3. Fraction flashée étendue

$$F_p = \frac{Cp_l \Delta T_{sh}}{h_{lg}} + \frac{(P_r - P_{\text{sat}})}{\rho_{\text{exp}} h_{lg}}$$

4. Nombre de Jacob

$$Ja = \frac{Cp_l \Delta T_{sh}}{h_{lg}} \frac{\rho_l}{\rho_v}$$

5. Taux de croissance de bulles

$$C_{\text{bub}} = Ja \sqrt{\pi \alpha_t}, \text{ avec } \alpha_t = \text{diffusivité thermique}$$

6. Énergie d'expansion partielle

$$E_p = -\Delta H|_s - \frac{(P_{\text{sat}} - P_a)}{\rho_l} + \frac{(P_r - P_{\text{sat}})}{\rho_l}$$

Ils constatent que la surchauffe (1) donne une bonne corrélation sauf pour l'eau. L'énergie d'expansion (2) donne également une corrélation satisfaisante si on utilise une représentation semi-logarithmique. La corrélation fournie par la fraction flashée étendue (3) ne relie pas les données du cyclohexane avec les autres produits. Les corrélations avec le nombre de Jacob (4) et avec le taux de croissance de bulles (5) ne sont pas meilleures. D'après Woodward et Papadourakis (1995), la meilleure corrélation serait celle obtenue avec l'énergie partielle d'expansion (6).

Bien que cette approche empirique semble intéressante, elle n'est pas convaincante: en effet, les données de tailles de gouttes proviennent de mesures de rain-out (Johnson) à partir desquelles ils ont recalculé la « taille de gouttes nécessaire » à l'aide du modèle UDM (Unified Dispersion Model). Mais il est toutefois intéressant d'évaluer la pertinence de cette approche dès que des mesures de tailles de gouttes seront disponibles.

Remarque : ce sujet est abordé à une échelle moins macroscopique dans la première partie.

1.3. Modèle pour le jet de brouillard

Après la zone d'expansion, le phénomène dominant est l'entraînement d'air ambiant au sein du jet dû à la turbulence que cause le jet lui-même. Grâce à l'air entraîné, le produit rejeté continue de s'évaporer et, en parallèle, l'humidité ambiante peut être condensée. En raison de l'entraînement d'air, le jet ralentit jusqu'à ce qu'il entre dans la zone, dite zone de dispersion passive, où la turbulence atmosphérique devient prépondérante devant la quantité de mouvement du jet. Il est possible qu'une partie des gouttes quitte le jet dans la zone d'entraînement pour former le « rain-out ».

Deux modèles de la littérature ont été repris. Le modèle de Epstein et al. (1990) suppose l'équilibre thermodynamique entre les phases réalisé, tandis que celui de Papadourakis et al. (1991) tient compte des limitations dues aux transferts.

1.3.1 Le modèle d'Epstein, Fauske et Hauser [1990]

Ce modèle s'attache à décrire l'évolution du jet lorsqu'il entraîne de l'air ambiant. Il nécessite en entrée la connaissance des conditions thermodynamiques du fluide et les propriétés du jet en sortie de flash. Dans ce modèle, l'air entraîné est humide, le jet absorbe donc non seulement de l'air, mais aussi de l'eau sous phase vapeur qui peut en partie se condenser dans le jet.

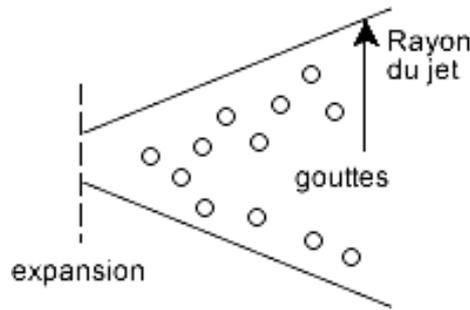
Il est admis implicitement que la température dans le jet est inférieure à la température ambiante (sinon l'équation qui exprime la teneur en vapeur d'eau générerait artificiellement de l'eau), mais qu'elle reste supérieure à 0°C, sinon il faudrait tenir compte de la solidification de l'eau.

1.3.1.1 Les hypothèses du modèle

- Dans une section, la vitesse, les concentrations de vapeur et de liquide, et la température sont uniformes.
- Il y a équilibre thermodynamique entre les phases. Dans une section, liquide et vapeur sont à la même température.
- Liquide et vapeur se déplacent à la même vitesse.
- La phase gazeuse se comporte comme un mélange idéal de gaz parfaits et les phases liquides sont incompressibles.
- La quantité d'air entraînée est obtenue par une combinaison du modèle de Hirst [1971] et de celui de Ricou et Spalding [1961].
- Le volume occupé par le liquide est négligeable devant celui occupé par la phase gazeuse. Cette hypothèse n'est pas exprimée explicitement dans l'article, mais elle est nécessaire pour assimiler la masse volumique partielle de la vapeur dans le jet à la masse volumique à saturation de la vapeur seule.
- L'air entraîné est humide.
- L'humidité condensée et la phase liquide du fluide sont immiscibles. Cette hypothèse n'est pas exprimée explicitement dans l'article mais elle est nécessaire pour que les équations écrites soient vérifiées.

1.3.2 Le modèle jet de Papadourakis, Caram et Barner [1991]

Comme le modèle d'Epstein, Fauske et Hauser, ce modèle s'attache à décrire la zone d'évolution à pression atmosphérique d'un jet diphasique. Néanmoins, l'approche suivie n'est pas la même. On considère ici que les cinétiques de transferts entre phases sont finies et que, par conséquent, liquide et vapeur n'ont pas la même température. Par contre la vitesse des deux phases reste la même. C'est le cas typique d'une goutte portée par le jet (donc sans mouvement relatif par rapport à la phase gazeuse) dont on cherche à modéliser le devenir (quantité de fluide évaporé au cours du trajet en aval de la brèche, température de la goutte, ...). Les hypothèses de ce modèle ont été choisies pour minorer l'évaporation.



1.3.2.1 Les hypothèses du modèle

- Dans une section, toutes les variables du jet (masse volumique, température, ...) sont uniformes.
- Les vitesses des phases liquide et vapeur sont identiques.
- Les cinétiques de transfert (matière et énergie) sont finies, les deux phases n'ont pas la même température.
- Le jet émerge de la brèche à l'horizontale.
- Dans l'article de Papadourakis et al, le bilan de quantité de mouvement suivant la direction verticale est ignorée.
- De même, dans l'article de Papadourakis et al, la vitesse du vent est ignorée. Dans le module INERIS par contre, elle est prise en compte.
- L'humidité de l'air entraîné est négligée.

1.3.2.2 Les équations du modèle

Bilan matière

Un bilan matière autour d'une goutte qui s'évapore s'écrit typiquement sous la forme suivante :

$$\frac{dm_d}{dt} = -A_d k_g (c_s - c_g)$$

Il traduit le transfert convectif dû à l'écart entre les concentrations en vapeur à l'interface (c_s) et au cœur du gaz (c_g)

Pour une goutte sphérique, on montre que l'équation précédente devient :

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{d \cdot \pi \cdot Sh \cdot Diff}{V_{gaz}} \ln\left(\frac{1 - y_v}{1 - y_{surf}}\right)$$

où d est le diamètre de la goutte, $Diff$ le coefficient de diffusivité de la vapeur dans le gaz, Sh le nombre de Sherwood (donné par la corrélation de Frössling⁷) et y_v (resp. y_{surf}) la fraction molaire de fluide dans le gaz environnant (resp. à la surface de la goutte).

V_{gaz} doit représenter ici le volume spécifique de la phase gazeuse dans la couche limite (voir équation pour la conservation de la quantité de mouvement en 1.4.2.3.), alors que Papadourakis et al écrivent ce volume spécifique comme s'il n'y avait pas d'air dans cette couche limite. La différence ne peut être sensible que si la masse molaire du fluide est très différente de celle de l'air. Nous avons calculé V_{gaz} à la température de la phase gazeuse. On pourrait faire le calcul à une température intermédiaire entre T_{kg} et T_{kl} , représentative d'une moyenne de la température dans la couche limite.

$$\text{On a : } y_v = \frac{y_{vm} / Masse_{Mol}}{y_{vm} / Masse_{Mol} + (1 - y_{vm}) / Masse_{MolAir}}$$

$$\text{avec } y_{vm} \text{ la fraction massique de vapeur dans le gaz : } y_{vm} = \frac{Wf_g}{W}$$

$$\text{Le débit total } W \text{ valant : } W = W_{air} + Wf_{exp}$$

La corrélation de Ricou et Spalding donne :

$$W_{air} = 0,16 \cdot x \cdot Wf_{exp} \sqrt{\frac{\pi \cdot V_{exp}}{A_{exp} \cdot V_{air}}}$$

Le débit de fluide liquide dans le jet vaut :

$$Wf_l = Wf_{exp} \cdot (1 - x_{exp}) \cdot \frac{m_d}{m_{dexp}}$$

Le débit de fluide vapeur dans le jet vaut donc :

$$Wf_g = Wf_{exp} - Wf_l = Wf_{exp} \left(1 - (1 - x_{exp}) \frac{m_d}{m_{dexp}} \right)$$

L'expression de la fraction molaire à la surface de la goutte est :

$$y_{surf} = \frac{Pv(Tk_l)}{P_{amb}}$$

Le rayon d de la goutte s'exprime en fonction du volume spécifique :

$$d = \left(\frac{6 \cdot m_d \cdot V_{ls}(Tk_l)}{\pi} \right)^{1/3}$$

⁷ $Sh = 2,0 + 0,6 Re^{1/2} Sc^{1/3}$

Où $Re = \frac{d \cdot U}{\mu_{gaz} \cdot V_{gaz}}$ est le nombre de Reynolds de la goutte de diamètre d ,

et $Sc = \frac{V_{gaz} \cdot \mu_{gaz}}{D}$ est le nombre de Schmidt.

Bilan de quantité de mouvement

Dans l'article de Papadourakis et al, on écrit que la quantité de mouvement horizontale se conserve $W_l \cdot U_l = W_{exp} \cdot U_{exp}$. Cette conservation y est écrite à l'échelle de l'ensemble du jet alors qu'elle est écrite sous forme différentielle chez Epstein et al (1990). Ces deux formes sont équivalentes. Toutefois Papadourakis et al, contrairement à Epstein et al, ne prennent pas en compte l'attraction terrestre, ni l'existence éventuelle de vent.

La conservation de la quantité de mouvement dans le jet donne alors : $U = \frac{W_{exp} \cdot U_{exp}}{W_{exp} + W_{air}}$

et donc : $A = \frac{W_{exp} \cdot U_{exp}}{U^2 / \nu}$

avec : $\nu = (x_{gaz} V_{gaz} + (1 - x_{gaz}) \cdot \nu_s(Tk_l))$: volume spécifique moyen

et : $x_{gaz} = \frac{Wf_g + W_{air}}{Wf_{exp} + W_{air}}$

Les équations précédentes déterminent les grandeurs (U, A et θ) qui caractérisent la dynamique du jet.

Remarque : Les résultats obtenus avec ces équations lorsque l'on impose $g_{acc} = 0$ et une vitesse du vent nulle sont identiques aux résultats obtenus avec le modèle d'origine.

Bilan d'énergie

On réalise tout d'abord un bilan sur l'ensemble du jet en écrivant que le débit total d'enthalpie sortant est égal à la contribution du débit d'enthalpie provenant du liquide et celui provenant du gaz, soit :

$$Wf_{exp} \cdot H_{exp} + W_{air} \cdot H_{air}(Tk_{amb}) = Wf_l \cdot Hls(Tk_l) + Wf_g \cdot Hg(y_v \cdot P_{amb}, Tk_v) + W_{air} \cdot H_{air}(Tk_v)$$

ou encore :

$$Wf_g \cdot Hg(y_v \cdot P_{amb}, Tk_v) + W_{air} Cp_{air}(Tk_v - Tk_{amb}) + Wf_l \cdot Hls(Tk_l) - Wf_{exp} \cdot H_{exp} = 0$$

Il s'agit d'une équation implicite en Tk_v . Là encore, même s'il est écrit à l'échelle de l'ensemble du jet, ce bilan est équivalent à celui écrit par Epstein et al (1990), à la prise en compte de l'humidité de l'air près.

Un deuxième bilan écrit sur la goutte nous permet d'obtenir l'équation régissant l'évolution de la température de la phase liquide Tk_l .

$$\frac{d(m_d \cdot Hls(Tk_l))}{dt} = \pi \cdot d^2 \cdot \frac{k_{air} \cdot Nu}{d} (Tk_v - Tk_l) + \frac{dm_d}{dt} \cdot Hg(Tk_l)$$

qui peut encore s'écrire :

$$m_d \frac{d Hls(Tk_l)}{dt} = \pi \cdot d \cdot k_{air} \cdot Nu \cdot (Tk_v - Tk_l) + \frac{dm_d}{dt} Hlg(Tk_l)$$

Et si $d Hls \sim Cpl \cdot dT$, on obtient l'équation pour Tk_l :

$$\frac{d Tk_l}{dt} = \frac{\pi \cdot d \cdot k_{air} \cdot Nu \cdot (Tk_v - Tk_l) + \frac{dm_d}{dt} Hlg(Tk_l)}{m_d \cdot Cpls(Tk_v)}$$

où d est le diamètre de la goutte, k_{air} la conductivité thermique de l'air et Nu le nombre de Nusselt. On le calcule par une corrélation analogue à celle proposée pour le nombre de Sherwood i.e. $Nu = 2,0 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$. Le nombre de Reynolds Re est celui associé à la goutte de diamètre d

(cf. note bas de page n° 76) et $Pr = \frac{Cp_{gaz} \cdot Mu_{gaz}}{k_{gaz}}$ est le nombre de Prandtl.

Les équations précédentes constituent le modèle jet de Papadourakis décrivant l'évaporation d'une goutte au sein d'un jet. Il permet de prévoir la quantité de liquide évaporé, et la température de chacune des phases du fluide.

1.3.3 Entraînement d'air

Ricou et Spalding [1961]

Pour décrire l'entraînement d'air, les auteurs suivent tous l'approche de Ricou et Spalding (1961), tout en l'exprimant différemment. Wheatley [1987] propose l'équation suivante :

$$\frac{dW_{air}}{dx} = \tan \beta_{\infty} \sqrt{\pi \rho_{air} U_{jet} W_i} \quad \text{avec } \beta_{\infty} = 0,159$$

Iannello et al [1989] et Papadourakis et al [1991] utilisent la même équation pour l'entraînement d'air si ce n'est que Iannello et al considèrent que cette équation donne la masse totale du jet tandis que Papadourakis et al considèrent la masse calculée avec cette équation comme la masse d'air entraîné. Loin de la source, la différence des deux approches n'est pas très importante parce que la masse d'air entraîné est beaucoup plus importante que la masse initiale, mais à proximité de la source, les résultats peuvent être très différents.

En fait, selon l'équation de Iannello et al, le débit du jet au début de la zone d'entraînement serait inférieur au débit initial s'écoulant de la brèche, ce qui n'est pas possible.

Iannello et al [1989]

$$W_{air} = e_0 \frac{x W_{exp}}{D_{exp}} \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_{exp}}} - W_{exp} \quad \text{avec } e_0 = 0,32 \text{ (issu de Ricou et Spalding)}$$

Papadourakis et al [1991]

$$W_{air} = e_0 \frac{x W_{exp}}{D_{exp}} \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_{exp}}} \quad \text{avec } e_0 = 0,32$$

Dans Wheatley [1987] se trouve également une estimation de l'influence de l'entraînement de la vapeur d'eau contenue dans l'air. Celle-ci peut rester gazeuse mais, comme le jet est froid, elle peut aussi se condenser et ainsi former un aérosol. Si le produit rejeté est miscible avec de l'eau, cela pourra sensiblement affecter l'équilibre des phases. De plus, des réactions chimiques pourront avoir lieu. Wheatley est le seul à prendre en compte ces effets dans sa modélisation, pourtant, il néglige l'évaporation ultérieure due à l'air entraîné qui nous semble a priori plus « importante ».

1.4 Modèles pour les gouttes et le rain-out

Wheatley [1987] suivi par Iannello et al [1989] propose un simple critère géométrique à partir de la taille de gouttes et la vitesse du jet pour décider qualitativement si du rain-out est probable ou non. Pour cela il définit l'angle φ qui représente le rapport entre la vitesse terminale de chute libre et la vitesse du jet après la zone d'expansion, U_{exp} (cf. figure 1.4.1).

$$\tan \varphi = \frac{U_{term}}{U_{exp}}$$

La vitesse terminale de chute libre est déterminée en écrivant que la traînée s'oppose au poids :

$$U_{term}^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{d \cdot g}{c_d} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right)$$

Le « demi-angle » du jet β est obtenu à l'aide de la relation suivante :

$$\tan \beta = 0,5 \left(\frac{\rho_{air}}{\rho_{jet}} + 1 \right) \sqrt{\frac{\rho_{jet}}{\rho_{air}}} \tan \beta_{\infty} \quad \text{si} \quad \rho_{jet} \cong \rho_{air}$$

ou : $\tan \beta = 0,5 \left(\frac{\rho_{air}}{\rho_{jet}} + 1 \right) \tan \beta_{\infty} \quad \text{si} \quad \rho_{jet} \gg \rho_{air}$

L'équation pour $\rho_{jet} \gg \rho_{air}$ est une correction proposée par Wheatley (1987), que les autres auteurs n'adoptent pas.

Le critère s'exprime ainsi : si φ est supérieur à β , l'angle avec lequel le jet s'ouvre grâce à l'entraînement d'air, il est probable qu'il y ait du rain-out.

Le principal défaut de ce critère très simplifié est que l'on ne considère que les conditions au départ. Le ralentissement des gouttes à cause de l'entraînement d'air n'est pas pris en compte. En outre, la vitesse terminale de chute n'est pas suffisante pour décrire la trajectoire d'une goutte parce que l'angle φ de la goutte varie au cours de sa progression au sein du jet.

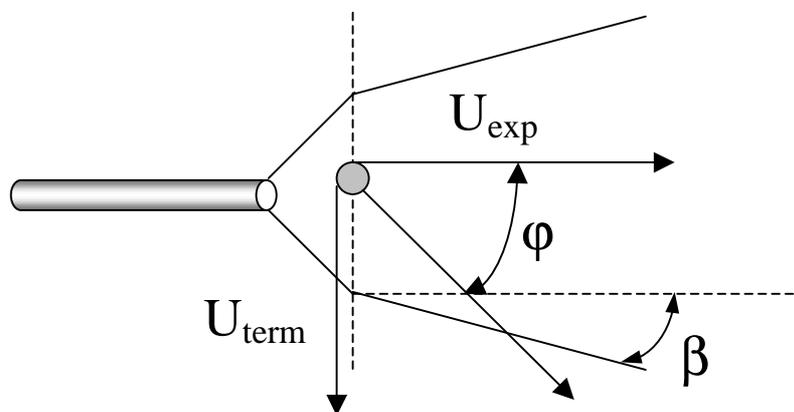


Fig 1.4.1 : critère géométrique de rain-out.

Le modèle de Papadourakis et al (1991) établit des bilans de quantité de mouvement selon les directions x et z , ce qui permet de prévoir la trajectoire des gouttes. Nous considérons préférable de raffiner cette approche (couplage du modèle de gouttes et du modèle du jet) afin de prédire la probabilité de rain-out au lieu d'avoir recours à un critère purement géométrique (fig. 1.4.1).

Remarque: En général, le champ de vitesse est supposé uniforme dans une section du jet. En réalité la vitesse au sein du jet est supérieure à celle aux bords (cf. figure 1.4.2). Donc la position initiale de la goutte au sein du jet va influencer sa trajectoire. Une goutte se trouvant en dessous de l'axe du jet tombera plus facilement qu'une goutte située sur l'axe ou en dessus de l'axe. La description quantitative de ce fait nécessiterait une modélisation tridimensionnelle et certainement un temps de calcul très important, qui ne serait pour l'instant pas compatible avec le développement prévu.

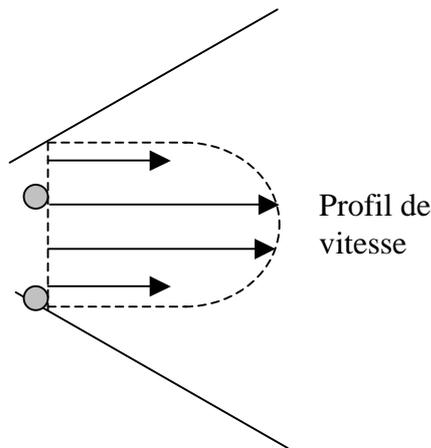
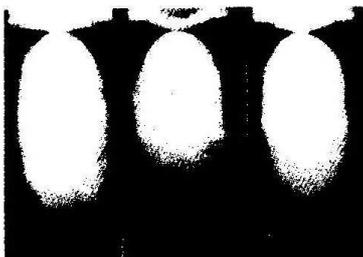


Fig 1.4.2 : gouttes se trouvant dans un champ de vitesse non uniforme.

1.4.1 Wheatley : Approche homogène – équilibre quasi 1D



[Park et Lee (1994)]



[Hocquet (2002)]

Fig 1.4.3 : Photos qui illustrent le caractère homogène du jet

L'observation à l'œil nu d'un jet fragmenté thermiquement, ou des photographies « standard » (lumière diffuse, 1/250 s), comme la figure 1.4.3. ci-dessus ou les figures I -1.1. ou I -2.2.19 laissent à penser (même si à ce stade, nous ne pouvons pas encore affirmer qu'elles correspondent à une fragmentation externe) que :

- la fragmentation thermique est (quasi) immédiate à la sortie de l'orifice.
- les gouttelettes sont très fines et sont probablement entraînées par le gaz sans grand écart de vitesse.

Si l'on ajoute encore 3 hypothèses :

- dans cette région, il n'y a pas encore de mélange avec l'air environnant,
- l'évaporation est instantanée, autrement dit il y a équilibre entre liquide et vapeur ,
- le problème est (quasi) unidimensionnel⁸,

alors on dispose de tous les éléments pour écrire le modèle macroscopique classique. C'est le modèle que l'on pourrait nommer homogène à l'équilibre, qui a été proposé par Wheatley [1987] et repris dans pratiquement tous les modèles de jets accidentels ultérieurs.

Si l'on injecte les résultats d'un tel modèle dans un modèle pour le jet proprement dit, on prévoit un «rain out» à grande distance de l'orifice (à peu près là où l'ensemble de l'aérosol touche terre, cf. modèle INERIS par exemple), alors que nos observations expérimentales montrent qu'il se produit tout près de l'orifice. Cela montre que le modèle ci-dessus est largement insuffisant pour prévoir le rain-out (sauf si la faille provenait de l'absence de prise en compte de la turbulence dans le jet). Il y a donc besoin d'approfondir la question.

1.4.2 Modèle de Papadourakis *et al* (1991) pour les gouttes

Le modèle de Papadourakis et al (1991) pour les gouttes décrit l'évaporation, donc l'évolution de la masse et de la température d'une goutte qui est projetée dans l'air ambiant et subit l'influence de la pesanteur, ainsi que sa trajectoire. Les gouttes se déplacent par rapport au gaz qui les entoure. Il s'agit d'un modèle hétérogène dans lequel l'évaporation est limitée par les cinétiques de transfert :

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= f(\text{Re}, \text{Pr}) \\ \text{Sh} &= f(\text{Re}, \text{Sc}) \\ \text{Re} &= f(U_{\text{rel}}) \end{aligned}$$

Ce modèle est conçu pour fournir une limite supérieure à la vitesse d'évaporation en prenant en compte la vitesse relative entre les phases. Il le fait aussi en considérant que les gouttes se déplacent dans de l'air pur. Donc y_g , la fraction (molaire) du produit dans le gaz ambiant, est nulle. Cela veut dire que le terme logarithmique par lequel l'évaporation est pilotée, est maximal (voir la première équation ci-dessous). Les équations du modèle de gouttes sont décrites ci-dessous.

1.4.2.1 Conservation de la masse

La conservation de la masse d'une seule goutte dans l'air ambiant s'écrit :

$$\frac{dm_{\text{masse}}}{dt} = \pi d^2 K_g \frac{M_w P_a}{R T_a} \ln \left(\frac{1 - y_g}{1 - y_s} \right)$$

où d est le diamètre de la goutte, K_g le coefficient de transfert de masse, M_w la masse molaire d'air, P_a la pression ambiante, R la constante des gaz parfaits et T_a la température ambiante. Le terme logarithmique est dû au flux de Stefan.

⁸ Nous entendons par là qu'il est décrit par des équations différentielles par rapport à une seule coordonnée d'espace, même si la section du jet varie

y_g la fraction molaire du produit dans le gaz est supposée nulle tandis que la fraction molaire à la surface de la goutte y_s est calculée à l'aide de la relation :

$$y_s = \frac{P_{\text{sat}}(T_a)}{P_a}$$

Le coefficient de transfert peut être déterminé avec le nombre de Sherwood :

$$\text{Sh} = \frac{K_g d}{D} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}$$

où D est le coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur dans l'air, Re le nombre de Reynolds et Sc le nombre de Schmidt.

$$\text{Re} = \frac{ud}{\nu} \quad \nu = \text{viscosité cinématique}$$

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{D}$$

1.4.2.2. Conservation de l'énergie

Le bilan de conservation d'énergie autour d'une goutte s'écrit :

$$\frac{d(\text{masse} \cdot h_l)}{dt} = \pi d^2 h (T_a - T_{\text{goutte}}) + \frac{d(\text{masse})}{dt} h_v$$

h_l est l'enthalpie de la phase liquide, h_v l'enthalpie de la phase gazeuse et h le coefficient de transfert de chaleur.

La démarche correspond à celle du bilan de conservation de masse. Le coefficient de transfert de chaleur est exprimé à l'aide du nombre de Nusselt, du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl :

$$\text{Nu} = \frac{hd}{\lambda} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$$

avec : $\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$ $\alpha = \text{diffusivité thermique} = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, $\lambda = \text{conductivité thermique}$

Le bilan s'écrit alors :

$$\frac{dT_{\text{goutte}}}{dt} = \frac{\pi d^2 \left(\frac{\text{Nu} \lambda}{d} \right) (T_a - T_{\text{goutte}}) + \frac{d\text{masse}}{dt} L_v (T_{\text{goutte}})}{\text{masse} \cdot c_{p_l}}$$

1.4.2.3. Conservation de la quantité de mouvement horizontale

La variation de la quantité de mouvement par rapport au temps est égale à la somme des forces extérieures :

$$\frac{d(\text{masse} \cdot U_x)}{dt} = U_x \cdot \frac{d(\text{masse})}{dt} - F_x$$

F_x , la traînée, est calculée à partir de l'équation suivante :

$$F_x = C_D \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{1}{2} \rho_g U_x U \right) \quad \text{avec} \quad U = \sqrt{U_x^2 + U_z^2}$$

Quant à U et U_x : il s'agit des vitesses relatives par rapport au vent (ou pour le modèle INERIS par rapport à la phase gazeuse).

Le coefficient de traînée est calculé avec :

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad \text{pour} \quad Re < 989$$

$$C_D = 0,44 \quad \text{pour} \quad Re \geq 989$$

Le bilan de quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{dU_x}{dt} = \frac{-C_D \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{1}{2} \rho_g U_x U \right)}{\text{masse}}$$

1.4.2.4. Conservation de la quantité de mouvement verticale

Le bilan de quantité de mouvement verticale s'écrit :

$$\frac{d(\text{masse} \cdot U_z)}{dt} = U_z \left(\frac{d\text{masse}}{dt} \right) + B - W - F_z$$

$$B = \text{masse} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) g \quad \text{Force d'Archimède}$$

$$W = \text{masse} * g \quad \text{Force de pesanteur}$$

$$F_z = C_D \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{1}{2} \rho_g v_z v \right) \quad \text{Traînée de la goutte}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{g \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} - 1 \right) \text{masse} - C_D \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{1}{2} \rho_g v_z v \right)}{\text{masse}}$$

1.4.2.5. Equations des trajectoires

La trajectoire de la goutte est déterminée par l'ensemble des équations différentielles ci-dessous :

$$\frac{dx}{dt} = v_x + U_w \cos(\theta_w)$$

$$\frac{dy}{dt} = U_w \sin(\theta_w)$$

$$\frac{dz}{dt} = v_z$$

1.4.2.6 Conditions initiales

Les conditions initiales sont les conditions à la fin de la zone d'expansion :

$$t = 0$$

$$x = 0$$

$$y = 0$$

$$z = H$$

$$U_x = U_{\text{exp}} \cos(\theta_{\text{jet}}) - U_w \cos(\theta_w)$$

$$U_y = U_w \sin(\theta_w)$$

$$U_z = U_{\text{exp}} \sin(\theta_{\text{jet}})$$

$$dm_{\text{masse}} = 0$$

$$T_{\text{goutte}} = T_{\text{exp}}$$

$$\text{masse} = \frac{\pi}{6} d^3 \rho_1$$

$$y_g = 0.$$

Taille initiale des gouttes :

Papadourakis et al (1991) proposent un critère de Weber qui suppose un mécanisme de fragmentation mécanique (pour le calcul de ρ_{gaz} , ils assimilent le gaz à de l'air) :

$$We^* = \frac{\rho_{\text{gaz}} U_{\text{exp}}^2 d}{\sigma} = 12$$

1.5 Conclusions

Les modèles présentés dans le présent chapitre permettent une description macroscopique des jets diphasiques.

Ces modèles ont été implantés dans le module de calcul de l'INERIS. C'est avec ces modèles que nous réaliserons dans le chapitre 3 la confrontation des résultats expérimentaux du chapitre 2.

2. Etudes expérimentales

L'analyse bibliographique des modèles macroscopiques de jets a mis en évidence la nécessité de procéder à une série d'expériences afin de combler le manque de données dans les mesures du rain-out. Nous avons utilisé deux installations complémentaires. L'une, située à l'ENSMSE, nous a permis de mesurer débit, profil de température et distribution de la fraction de rain-out. L'autre, située à l'INERIS, nous a permis de mesurer la distribution de vitesse et de taille des gouttes en différents endroits des jets. Toutes deux génèrent des jets d'eau surchauffée (jusqu'à 170 °C).

2.1 Installation GAZLIQ (ENSM-SE)

Une installation expérimentale de taille pilote a été conçue à l'ENSMSE pour permettre de reproduire des jets diphasiques. Ce dispositif expérimental GAZLIQ a été élaboré depuis 1995 dans les locaux du centre SPIN dans le but d'effectuer des études sur les écoulements diphasiques à saturation dans les conduites (May 1996, Alix 1997).

Bien que l'installation ait été conçue pour différents fluides, notamment des fluides inflammables (butane, méthanol...), le fluide retenu pour notre étude a été de l'eau surchauffée. Ce fluide a été choisi parce qu'il impose beaucoup moins de contraintes de sécurité que les fluides inflammables et peut donc être manipulé dans le hall de l'ENSM-SE

2.1.1 Description de l'installation GAZLIQ

Dans cette partie nous allons aborder dans un premier temps la description de l'installation expérimentale ENSMSE (fig. 2.1.1) et de son instrumentation, ensuite nous traiterons de l'aspect des précisions des mesures.

2.1.1.1 Réservoir d'essai

Appelé également colonne, il a pour but d'amener et de maintenir le fluide (l'eau pour notre étude) dans un état thermodynamique (pression et température) donné. Cet état thermodynamique doit rester stable pendant une vidange pour assurer un écoulement quasi-stationnaire (Alix 1997).

Le réservoir est en acier inoxydable 316L pour éviter les problèmes de corrosion, de forme cylindrique et verticale, avec un diamètre de 0.257 m et 4.5 m de hauteur. Cela représente un volume total de 233 litres. La pression et la température de calcul sont de 50 bar abs et 250°C. La disposition verticale est celle qui permet la meilleure précision dans la mesure du débit (cf. § 2.1.2.4). Le volume utile de liquide dans le réservoir d'alimentation (un peu plus de 150 litres) a été choisi de manière à autoriser un temps minimal d'essai de plusieurs minutes (Alix 1997).

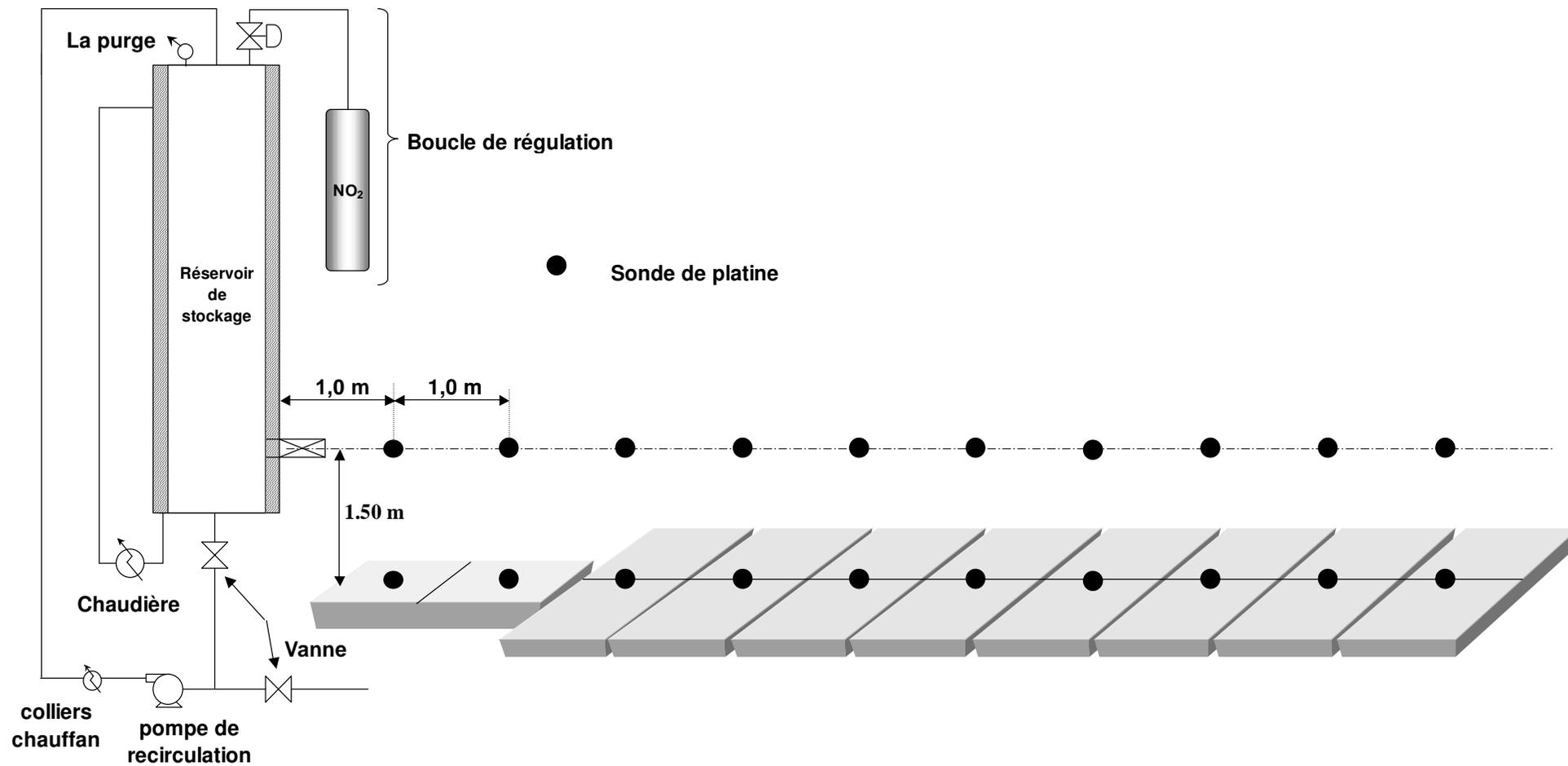


Fig.2.1.1 : schéma de l'installation et des bacs de récupération du rain-out

2.1.1.2 Le chauffage

L'un des soucis majeurs de nos expériences est d'obtenir l'uniformité de la température du fluide dans la colonne pour bien contrôler l'état thermodynamique en amont de la brèche.

Une chaudière (Vulcanic 10803) d'une puissance de 30 kW est chargée de chauffer et de faire circuler un fluide caloporteur (huile Rhodasil) à l'intérieur de la double-enveloppe de la colonne. Le trajet de forme hélicoïdale que parcourt l'huile a été soigneusement étudié pour favoriser l'échange de chaleur entre cette huile et le fluide stocké.

La chaudière permet d'obtenir une température stable grâce à un régulateur (Coreci), à un jeu de deux cannes chauffantes et à un refroidissement par eau.

La double enveloppe de la colonne, calorifugée par 12 cm de laine de verre et de laine de roche, ce qui permet une bonne isolation de la colonne ($h \leq 0,5 \text{ W/m}^2.\text{K}$).

2.1.1.3 La pompe de circulation

La pompe de circulation SIHI sert à brasser le liquide stocké dans la colonne dans le but de rendre sa température plus homogène. Cette opération consiste à soutirer le liquide du bas de la colonne pour le réinjecter au sommet, au sein du ciel gazeux. D'un débit de plus 700 l/h, la pompe permet un renouvellement du contenu de la colonne d'essai en moins de 20 minutes.

Toutefois, cette opération présente l'inconvénient de refroidir le liquide brassé. En effet pour protéger les éléments de la pompe, cette dernière doit être refroidie au cours de son fonctionnement. Pour remédier à ce problème, un système de chauffage supplémentaire baptisé « colliers chauffants » a été mis au point (voir ci-dessous).

2.1.1.4 Les colliers chauffants

11 colliers chauffants d'une puissance de 165 W chacun sont placés à la sortie de la pompe de circulation. Ils permettent de compenser la chute de température du fluide qui se produit lors de son passage dans la pompe de circulation.

Chaque collier chauffant permet une hausse de la température du fluide voisine de $0,15^\circ\text{C}$. Puisque le fluide perd aux environs de 1 à 2°C lors de son passage dans la pompe, nous avons opté pour le fonctionnement simultané de 10 colliers chauffants. La mise en service du dernier collier se fait séparément selon la nécessité.

2.1.1.5 La purge

La purge en haut de la colonne a pour but de chasser les gaz inertes (air ou azote) présents dans le ciel gazeux de la colonne. Cela nous servira notamment à la détection de la saturation, mais aussi à dégazer l'eau du réseau que nous utilisons pour nos expériences.

2.1.1.6 La boucle de régulation de pression

Pour remédier au problème de chute de pression lors de la vidange de la colonne, ce dispositif permet d'injecter de manière contrôlée de l'azote dans le ciel gazeux de la colonne. Une vanne de régulation ($C_V=0.25$, de marque Masoneilan) reliée par un régulateur à une mesure de pression sur la colonne d'essai assure donc une pression stable pendant un essai.

2.1.1.7 La soupape de sécurité

Comme toute installation sous pression, notre colonne d'essai est protégée par une soupape de sécurité. Notre soupape est de type G, avec une section de passage de 3.24 cm². Cette soupape (groupe SEBIM), comme la colonne, est tout inox et résiste à 50 bar abs pour 250 °C. La pression de tarage, qui détermine la pression de début d'ouverture de la soupape, est égale à 13,5 bar absolus.

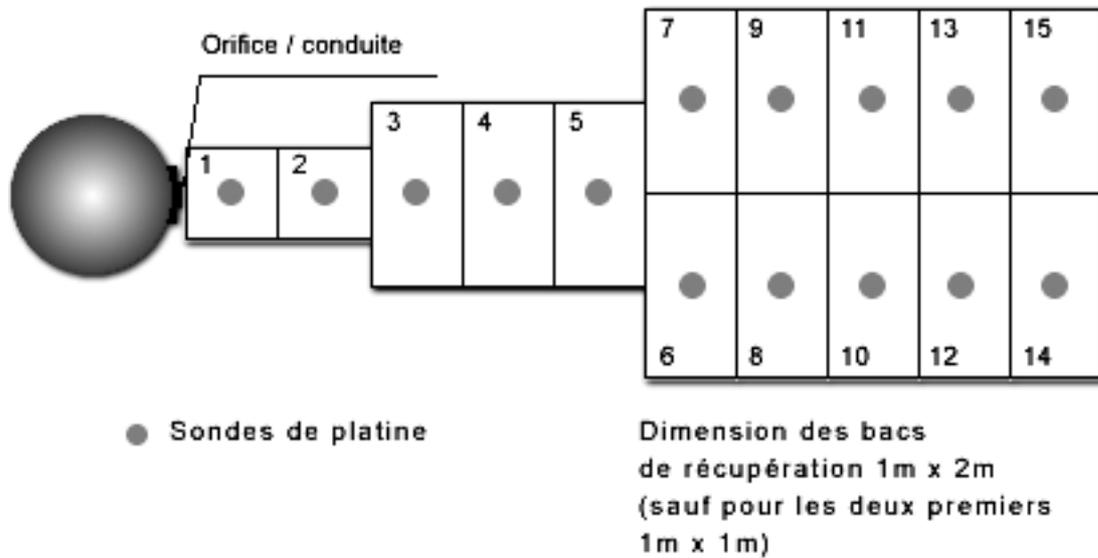


Fig 2.1.2 : positions des bacs et des sondes de platines dans la zone aval de la brèche (orifice ou conduite)

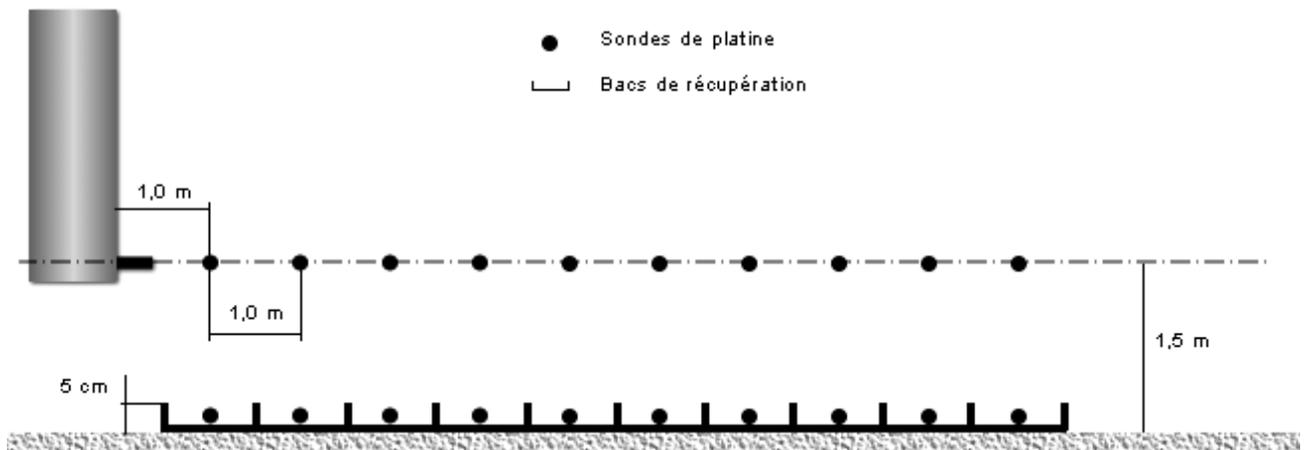


Fig 2.1.3 : schéma de la disposition des sondes de platines

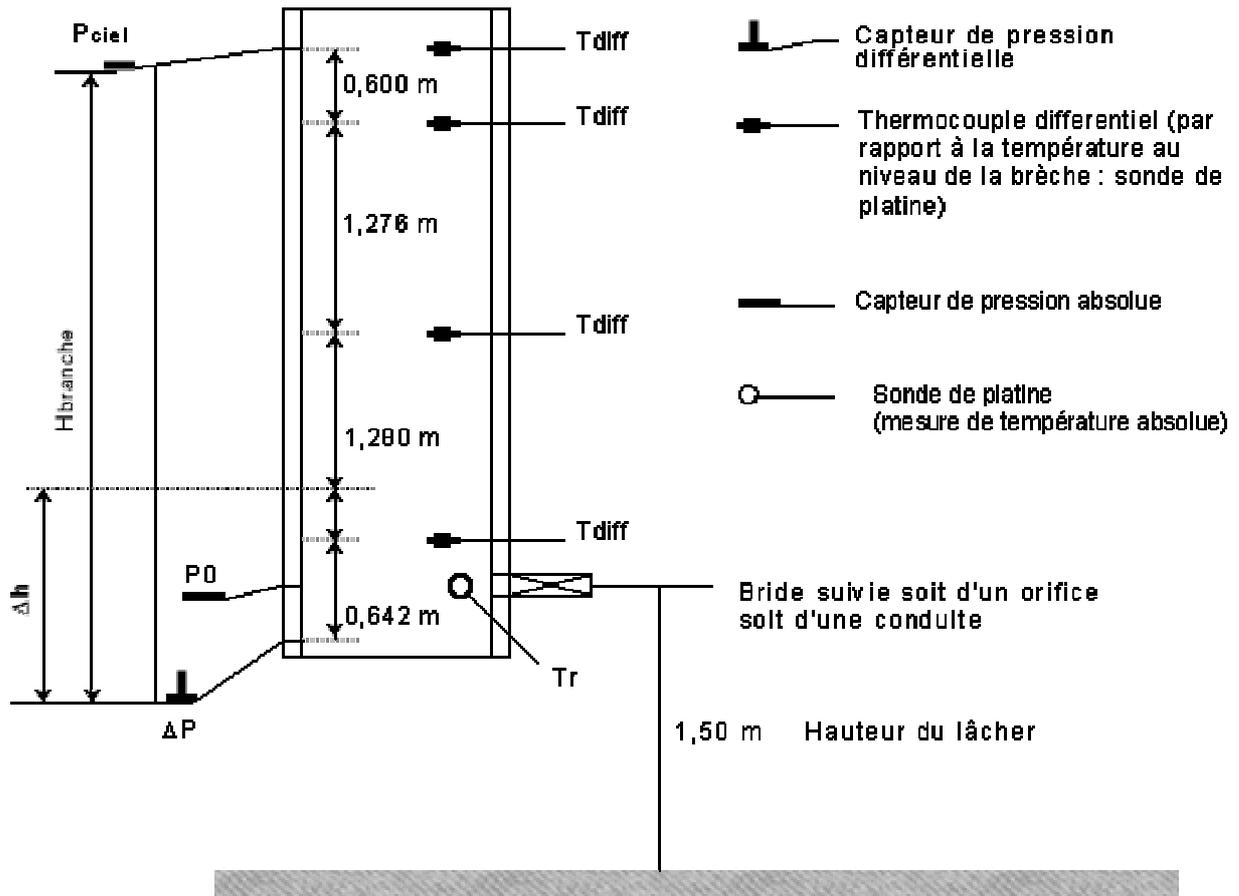


Fig 2.1.4 : schéma de la colonne d'essais GAZLIQ et son instrumentation

2.1.1.8 Obturateur

Il s'agit d'un dispositif (sorte de bouchon) qui vient obstruer la section d'essai (orifice ou conduite) et qui peut être retiré par l'intermédiaire d'un vérin pneumatique commandé à distance.

2.1.1.9 Les bacs de récupération

Il s'agit de cuvettes rectangulaires de 2 m * 1 m avec des rebords de quelques centimètres de hauteur. Ils sont légèrement inclinés par rapport à l'horizontale pour orienter le liquide vers un orifice qui permet l'écoulement naturel vers une cuvette (le liquide qui ne s'écoule pas naturellement est entraîné grâce à une raclette de laveur de vitre) qui peut être portée jusqu'à une balance. Les bacs de récupération sont disposés comme indiqué sur les fig. 2.1.1. à 2.1.3.

2.1.2 Instruments et précision de mesures

La figure 2.1.4 localise les capteurs présents sur la colonne d'essai.

2-1-2-1 Mesures de températures

a) Thermocouples

Les thermocouples qui équipent la colonne sont de type T classe 1. Ce type de thermocouple est très utilisé en laboratoire sur la plage -185 à $+300^{\circ}\text{C}$. Leur répétabilité est excellente sur le

domaine $-200 + 200^{\circ}\text{C}$ ($\pm 0.1^{\circ}\text{C}$). Chaque thermocouple est isolé par une gaine inox (ϕ 1 mm, longueur 500 mm), rattaché à un pot de raccordement (ϕ 6.35 mm, longueur 50 mm) sur lequel 12 mètres de câble d'extension blindé isolé PVC (fabriqué avec des conducteurs de même composition que les conducteurs du thermocouple) permettent le branchement direct sur une carte d'acquisition à compensation de soudure froide. Ces capteurs font partis d'un même lot de fabrication, ce qui doit leur conférer des valeurs de sensibilités particulièrement voisines.

▪ *Emplacements et mesures*

- 1 thermocouple (T_{huile}) placé à la même hauteur que la brèche permet de mesurer la température de l'huile thermique qui circule dans la double enveloppe de la colonne. Cette mesure n'exige pas une grande précision mais elle permet d'avoir une information utile au cours de la phase de chauffage de la colonne.

- 5 thermocouples ($T_{\text{réf}} + T_{\text{diff1},\dots,A}$) mesurent l'homogénéité de la température du fluide dans la colonne. Ceci permet de maîtriser les conditions thermodynamiques de l'essai. Ces thermocouples sont disposés à différentes hauteurs dans la colonne (figure 2.1.4).

L'extrémité de chacun d'eux plonge de 12 cm dans le réservoir de stockage, soit au centre du volume du fluide à chauffer. Le montage électrique est particulier : quatre thermocouples ($T_{\text{diff1},\dots,A}$) sont montés en opposition par rapport au thermocouple de référence. Ce dernier est placé en bas de la colonne, à la hauteur de la section d'essai. Ce montage différentiel autorise une grande précision de mesure pour connaître l'écart de température entre deux points de mesure (erreur $< 0.15^{\circ}\text{C}$ jusqu'à 200°C). Rappelons ici que les six thermocouples font partie d'un même lot de fabrication et doivent avoir par conséquent des caractéristiques très semblables, même s'il semble que celle du thermocouple T_{diff2} est légèrement différente

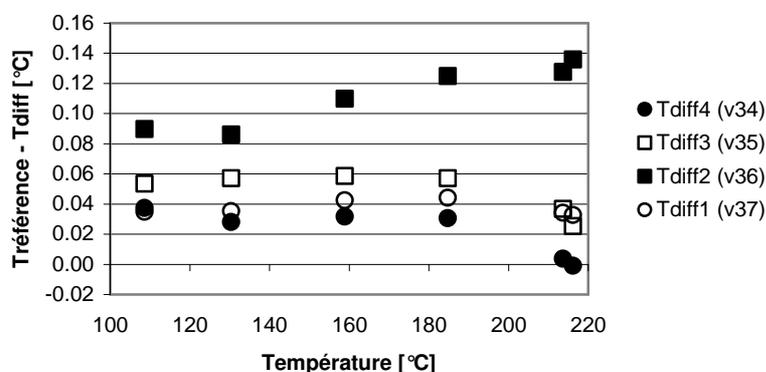


Fig 2.1.5 : Précision de mesure des thermocouples différentiels

b) Sondes de platine

L'installation dispose de 21 sondes de ce type. Il s'agit de sondes Pt100 classe A montage 4 fils. Chaque sonde est isolée par une gaine en inox (ϕ 2 mm, longueur 50 mm) raccordée directement à un câble blindé isolé en téflon de 25 mètres de longueur.

Une sonde mesure la température du fluide stocké dans le réservoir (T_r). Elle est placée à la même hauteur que la section d'essai.

Les 20 autres sondes sont placées en aval de la brèche pour mesurer la température sur l'axe du jet et juste au dessus des bacs de rétention. Le distributeur *TC* donne les caractéristiques suivantes pour chaque sonde de platine.

Température mesurée	-200°C	-100°C	0°C	100°C	200°C
Tolérance	± 0.55°C	± 0.35°C	± 0.15°C	± 0.35°C	± 0.55°C

2-1-2-2 Mesures de Pression

L'installation est équipée de 2 capteurs de pression absolue. L'un est placé au même niveau que la section d'essai et le second dans le ciel gazeux. Ces capteurs permettent de vérifier la stabilité de la pression pendant un essai mais aussi de la réguler, une fois associés avec la boucle de régulation.

Un capteur de pression différentielle (ΔP) permet de mesurer indirectement le débit de fluide qui quitte la colonne et accessoirement le niveau de remplissage.

- Incertitudes de mesures

a) Capteurs de pression absolue

Il s'agit de deux capteurs de pression de marque Keller (série PAA 33, pression absolue). L'incertitude donnée par le constructeur englobe toutes les erreurs classiques de mesure :

Capteurs Série PAA 33	E tendue de Mesure	Incertitude	Incertitude totale
P_0, P_{ciel}	0 – 20 bar	0,05 %EM	±10 mbar

b) Capteur de pression différentielle ΔP

Ce capteur est de marque Keller de type piézo-résistif. Le capteur ΔP n'est utilisé que sur la plage 0-380 mbar, soit 75% de son étendue de mesure ; l'incertitude absolue est donc diminuée de 25% soit ±1,9 mbar. L'incertitude de la mesure du capteur de pression différentielle ΔP est donc très faible et convient parfaitement à notre étude. Cela d'autant plus que nous n'utilisons pour les mesures de masse relâchée ou de débit que les variations de cette mesure.

Capteurs Série PD 23	E tendue de Mesure	Linéarité + hystérésis + reproductibilité	Dérive thermique de la sensibilité	Incertitude
ΔP	0 – 500 mbar	0,5 %EM	négligeable	±2.5 mbar

2.1.2.3 Mesure de la hauteur d'eau dans le réservoir

Le niveau d'eau H_{eau} dans la colonne est défini comme la hauteur d'eau comprise entre la surface de l'eau dans le réservoir et la hauteur à laquelle se trouve l'entrée de la conduite d'essai. Les mesures de ΔP et de la température mesurée par la sonde platine T_r permettent de calculer cette hauteur (fig. 2.1.2.4.) :

$$H_{eau} = \frac{-\Delta P + \rho_{eau}(Ta) \cdot g \cdot H_{branche}}{g \cdot \rho_{eau}(Tr)} - \Delta h$$

où g est l'accélération de la pesanteur, $H_{branche}$ la hauteur de la branche dont une extrémité est reliée au capteur ΔP au bas de la colonne et l'autre au sommet du réservoir dans le ciel gazeux (ou vapeur suivant l'essai), Δh la différence de hauteur entre la prise de pression inférieure du capteur et l'entrée de la conduite d'essai.

Nous avons procédé à vérification par le biais d'une expérience dite de référence. Elle a consisté à remplir la colonne jusqu'à une hauteur connue ($h = 2,876\text{m}$) et à relever par la suite la mesure donnée par la capteur ΔP . Celui ci affiche la valeur ($h = 2.875\text{m}$) donc une erreur de 0,03% ce qui est remarquable par rapport à ce type de capteur et à la nature de la mesure.

2.2 Sphère 2m³ et PLDA (INERIS)

2.2.1 Installation expérimentale

Afin de pouvoir réaliser des expériences de perte de confinement à l'INERIS, nous avons disposé d'une sphère d'une capacité de 2 m³ (figure 2.2.1) pour stocker le fluide et l'amener aux conditions d'essai désirées. La sphère est reliée à la section d'essai par un flexible de 1,5 mètres de longueur et 13 mm de diamètre interieure. Pour éviter les pertes de chaleur lors du passage du fluide dans le flexible, ce dernier possède une double enveloppe maintenue sous vide.

Le bout du flexible est relié à une vanne « tout ou rien ». Celle ci permet de contrôler le flux du liquide. Un capteur de pression absolue (EM : 0-20bars) permet une mesure précise de la pression du fluide tout juste avant la brèche. Ce dispositif sert par ailleurs à ajuster la pression de stockage par l'ajout manuel d'air comprimé. Une série de résistances placées sur la paroi interne de la sphère permet d'amener le liquide stocké à la température souhaitée.

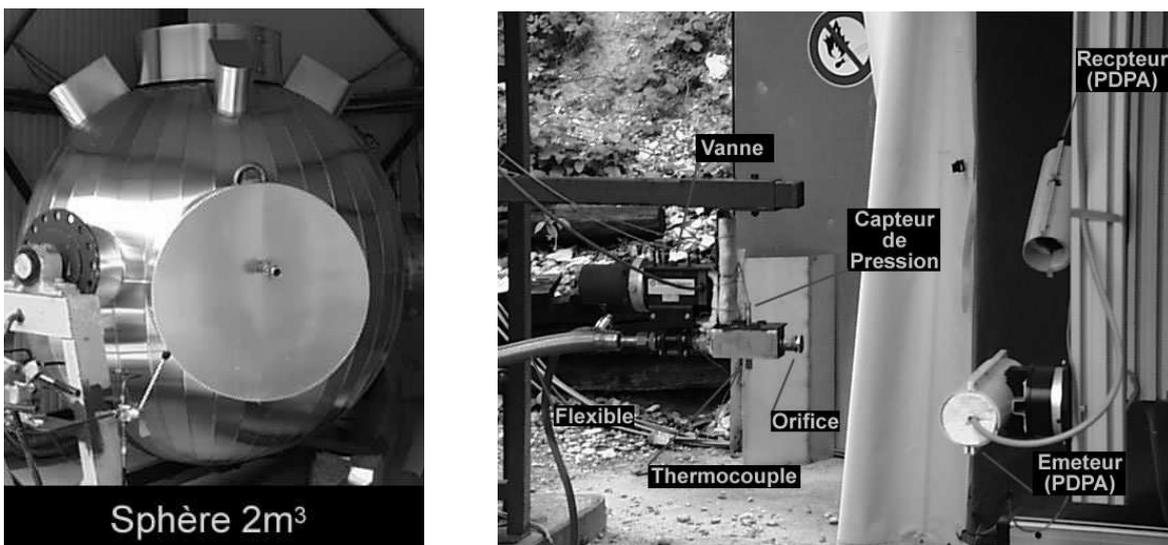


Fig 2.2.1 : photos de l'installation INERIS

2.2.2 PLDA

2-2-2-1 Principe de fonctionnement du PLDA

L'anémomètre laser à phase Doppler (PLDA) est un dispositif qui offre la possibilité d'effectuer des mesures de la distribution granulométrique et de la vitesse des gouttes en un point donné et ceci en utilisant le principe de l'interférométrie Doppler (cf. figure 2.2.2).

Lorsqu'une particule (sphérique) traverse les franges d'interférences du volume de mesure (celui-ci résulte de l'intersection de deux faisceaux laser), elle diffuse un signal Doppler dont la fréquence est proportionnelle à sa vitesse. Trois détecteurs différents reçoivent le signal avec différentes phases. L'écart entre les phases des signaux est proportionnel au diamètre de la particule.

Comme la phase est une fonction 2π périodique, il existe une ambiguïté en ce qui concerne la taille des gouttes dérivée à partir de la phase. C'est la raison qui conduit à ajouter le 3^{ème} détecteur. Un logiciel traite les signaux récupérés.

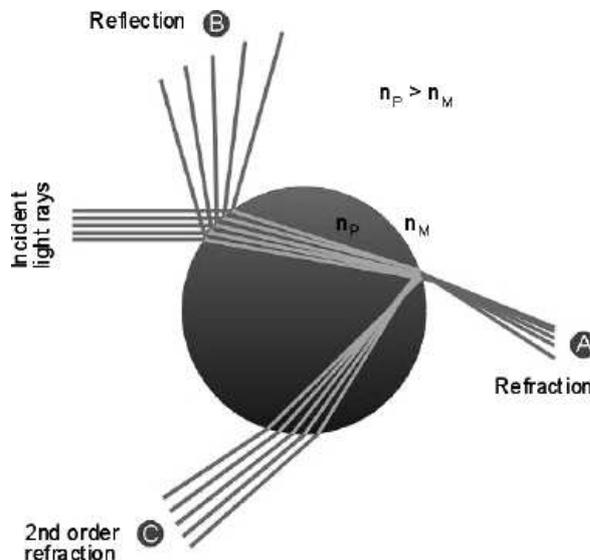
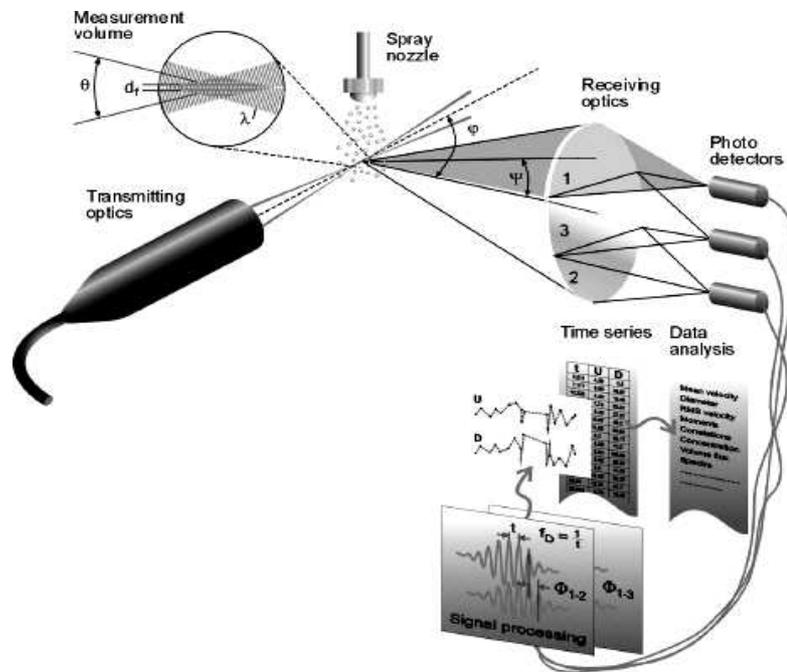


Fig 2.2.2 : principe optique du PLDA (d'après DANTEC)

2-2-2-2 Appareillage

L'appareil utilisé à l'INERIS est de marque DANTEC. Il s'agit d'un Dual-PDA. Sa source est un laser haute puissance (300 mW) à argon refroidi par air. Le faisceau est filtré en deux sous-faisceaux distincts, l'un dans le vert et l'autre dans le bleu. Ces deux faisceaux sont utilisés pour faire fonctionner deux systèmes PDA qui forment un angle de 90° l'un par rapport à l'autre. Ce montage permet ainsi de mesurer deux composantes de la vitesse des gouttes.

Le Dual-PDA comprend :

- un système optique de transmission basé sur des composants de la série de 60X FiberFlow.
- un récepteur : Sonde De 57X80 DualPDA.
- une unité de détecteur de 58N81 DualPDA.
- un système de déplacement (2,7m x 0,6m x 1,5m). Il s'agit d'un ensemble de bancs et de rails dotés de moteurs pas à pas qui permet de déplacer dans le jet l'ensemble (source + détecteurs), et donc le volume de mesure. Les mouvements sont réalisés en une à quelques secondes, permettant de réaliser des mesures en une vingtaines d'endroits du jet au cours d'un même lâcher.
- un module de traitement électronique (BSA P70).
- un logiciel (PDA flow and particle analyser) qui permet de faire le traitement de données.

Nous avons généralement demandé à l'appareil de réaliser la mesure de 3000 à 4000 gouttes pour chaque position de mesure, sauf si cela devait conduire à dépasser une durée de 5 secondes.

Les autres paramètres que nous fixons sont :

- le type de masque (A, B ou C) utilisé en entrée du détecteur. Il fixe la plage de diamètres mesurée.
- écart à la sphéricité : le système mesure le diamètre des particules par deux méthodes (trois détecteurs pris deux à deux). Il rejette la mesure si l'écart entre les deux évaluations dépasse le seuil fixé.
- intervalle de mesure de la vitesse

La source et le détecteur sont situés à 700 mm du volume de mesure, avec un décalage angulaire de 30° (fig. 2.2.3).

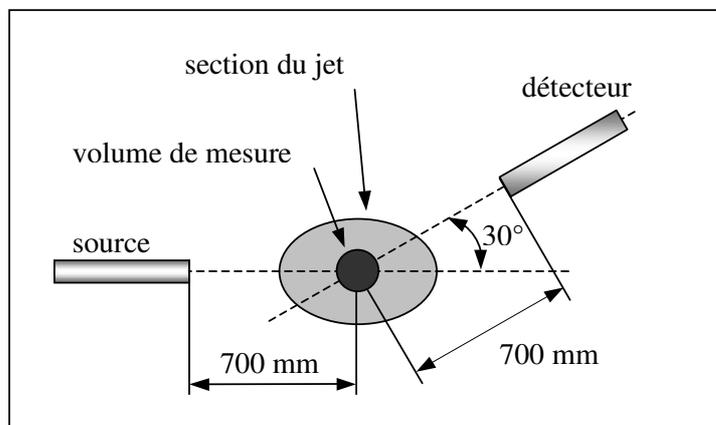


Fig 2.2.3 : disposition de l'émetteur et du récepteur du Dual-PDA pour nos mesures (voir aussi fig. 2.2.1.)

2.3 Résultats expérimentaux

Les essais réalisés à l'ENSM-SE et à l'INERIS l'ont été avec les mêmes orifices et les mêmes conduites. Autant que faire se peut, ils l'ont été avec les mêmes conditions génératrices (P_r , T_r). De cette façon nous pouvons tirer profit de l'aspect complémentaire des mesures réalisées sur ces deux installations. La figure 2.3.1 représente les différentes conditions de réservoir (P_r , T_r) qui ont été testées. Les résultats présentés dans les § 2.3.1 à 2.3.3 ont été obtenus grâce à l'installation ENSM-SE. Ceux qui sont présentés dans les § 2.3.4 à 2.3.6 l'ont été grâce à l'installation INERIS.

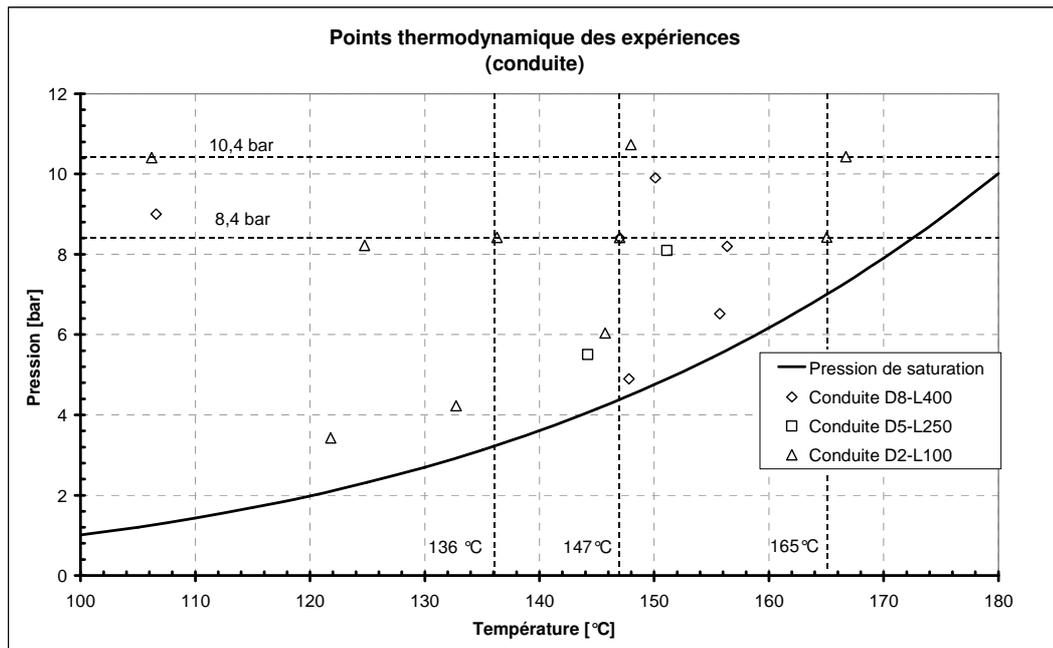


Figure 2.3.1 : la position thermodynamique des points testés

2.3.1 Profil de température le long de l'axe du jet et au-dessus des bacs (à l'ENSM-SE)

Les sondes de platine placées dans le jet de brouillard mesurent la température régnant en son sein pendant la durée d'un lâcher. Nous avons représenté sur la figure 2.3.2 l'évolution temporelle de cette température. On note que pendant les quarante premières secondes les sondes de platine mesurent la température ambiante, soit 20°C pour cette expérience. Lorsqu'on commande l'ouverture de l'obturateur, la température augmente brusquement, au moins pour les trois premières sondes de platine. Ensuite, la température se stabilise. Plus on s'éloigne de la source, plus il faut de temps pour atteindre ce régime stationnaire. Néanmoins, il semble qu'après environ trois minutes la température se stabilise également pour les sondes les plus éloignées de la source.

A partir de ce type de mesure on peut évaluer pour chaque sonde de platine ou, ce qui revient au même, pour une distance en aval de la brèche donnée, la température qui règne dans l'aérosol à cette distance⁹. La température retenue est une moyenne temporelle des données expérimentales lorsque la température est stabilisée. La figure 2.3.2 présente un exemple de profil expérimental

⁹ Il est fort probable que la mesure obtenue est plus représentative de celle de la phase liquide qui vient se déposer sur la sonde de platine que de celle de la phase gazeuse qui la contourne [Moodie 1990]

de température ainsi obtenu. Pour quelques essais nous avons mesuré également la température du liquide juste avant qu'il arrive dans les bacs, comme représenté sur la figure 2.3.3.

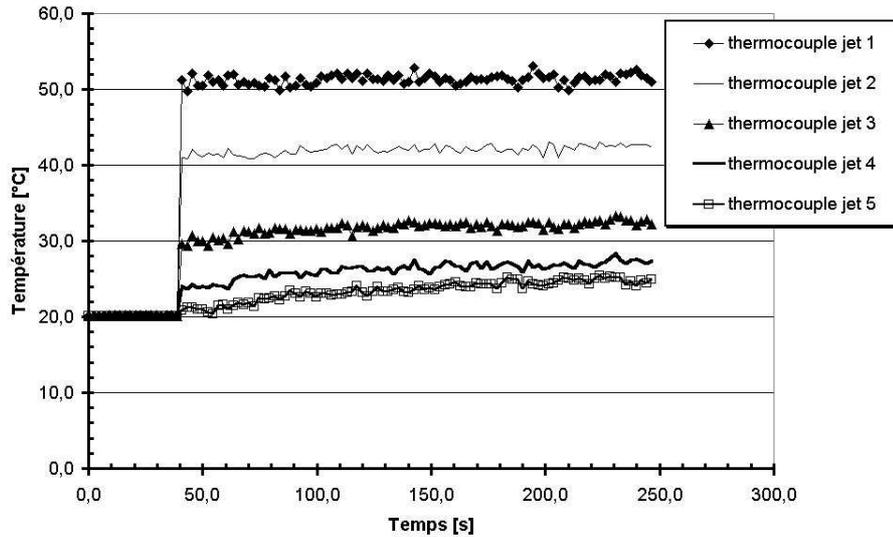


Fig. 2.3.2 : Evolution de la température dans le jet de brouillard lors d'un lâcher.

Les profils obtenus traduisent bien le refroidissement du jet du fait de l'air ambiant entraîné en son sein. Ce type de profil nous permettra de confronter cette quantité d'air entraîné à ce qui est prévu par les différents modèles.

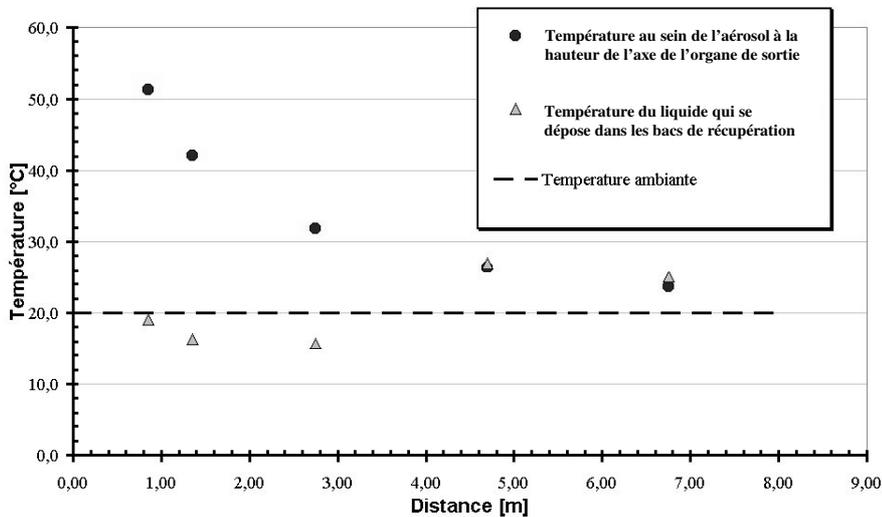


Fig.2.3.3 : Profil expérimental de température en fonction de la distance à la brèche.

2.3.2 Mesure de quantité lâchée et de débit (à l'ENSM-SE)

Toute mesure réalisée dans l'écoulement perturberait ce dernier. Pour éviter cet inconvénient, l'idée est de se servir du capteur de pression différentiel ΔP qui mesure dans le réservoir d'essai l'écart entre la pression dans le ciel gazeux et la pression au niveau de la section d'essai :

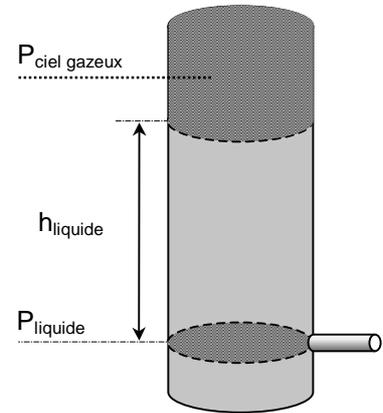
$$\Delta P = P_{\text{liquide}} - P_{\text{ciel gazeux}}$$

Si l'on considère que le débit au cours d'un essai est constant en première approximation, alors le fluide situé au-dessus du niveau de la section d'essai est animé globalement d'un mouvement uniforme. Dans ces conditions nous pouvons considérer que la force ($S_{res} \cdot \Delta P$) s'oppose à chaque instant au poids de la colonne de fluide, que celui-ci soit liquide, ou un liquide au sein duquel des bulles sont en train de remonter (situation qui prévaut au cours d'un essai à saturation).

Si nous mesurons la variation de pression différentielle $\delta(\Delta P)$ qui correspond à la vidange d'une masse "m", nous avons donc : $\delta(\Delta P) \cdot S_{res} = m \cdot g$

Remarque : cette relation peut être obtenue à partir des lois de l'hydrostatique, mais cela nécessite de supposer le contenu du réservoir purement liquide.

Pour exploiter cette relation, nous réalisons un essai dit de référence au cours duquel nous pesons l'eau froide vidangée et nous mesurons le $\delta(\Delta P)$ correspondant.



Nous obtenons : $\delta(\Delta P)_0 \cdot S_{res} = m_0 \cdot g$

avec : $\delta(\Delta P)_0 = 282.62 \text{ mbar}$ et $m_0 = 153,71 \text{ kg}$

En faisant un simple rapport nous obtenons : $m = m_0 \delta(\Delta P) / \delta(\Delta P)_0$

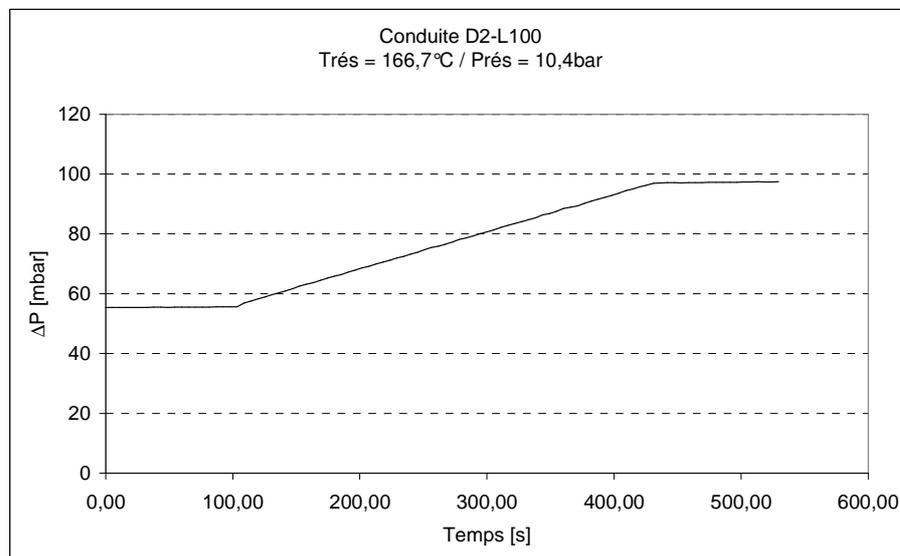


Fig.2.3.4 : Evolution typique de ΔP au cours d'un essai

Cette approche extrêmement simple est en même temps extrêmement puissante et précise :

- elle ne nécessite aucune mesure de section (réservoir, conduite). Elle suppose seulement que la section du réservoir est constante (ce que nous avons vérifié en nous assurant que $\delta(\Delta P)$ varie de façon parfaitement linéaire avec m.

- elle ne fait aucune hypothèse sur la masse volumique du contenu de la colonne. Celui-ci peut être en ébullition. Il suffit que le débit soit à peu près constant.
- Elle n'utilise que deux mesures antérieures (m_0 et $\delta(\Delta P)_0$) qui peuvent être obtenues avec une très bonne précision. Il faut que la sensibilité du capteur de ΔP n'ait pas bougé depuis l'essai de référence. Pour s'en assurer, il suffit de faire une nouvelle expérience de référence quand on a un doute (les capteurs récents sont remarquablement stables).

Pour le débit, l'expression précédente donne immédiatement :

$$W = \frac{-dm}{dt} = \frac{m_0}{\delta(\Delta P)_0} \frac{d(\Delta P)}{dt}$$

La figure 2.3.4. représente l'évolution typique de ΔP au cours d'un essai. On y constate que cette évolution est bien linéaire au cours du temps. Cela traduit le fait que le débit du lâcher est maintenu constant grâce à la stabilisation de la pression au niveau de la section d'essai.

2.3.3 Mesures de rain-out (amplitude et distribution spatiale) (à l'ENSM-SE)

Les bacs de récupération que nous avons disposés en aval de la brèche, là où se développe le jet, permettent de mesurer :

- La masse de fluide qui se dépose au sol. Le contenu de chaque bac est collecté par gravité pendant la durée de l'essai (les bacs sont légèrement inclinés et connectés à des récipients facilement manipulables par un opérateur). L'opérateur termine de les vider de façon manuelle (raclette) après l'essai. Il pèse alors le liquide collecté dans chacun des récipients.
- La répartition spatiale du liquide qui se dépose en aval de la brèche. En effet, du fait de l'utilisation de 15 bacs de récupération différents (figure 2.1.2), nous accédons à la distribution spatiale du liquide au sol en aval de la brèche (figures 2.3.5 et 2.3.6).

L'évaporation depuis les bacs de récupération est faible car la température de l'eau y est voisine de l'ambiante.

On mesure également le débit expérimental de fluide associé aux conditions de stockage de l'essai considéré. De cette manière, on peut calculer la masse totale de liquide relâché durant l'expérience. Ceci nous permet d'évaluer la fraction de rain-out associée à un essai de la façon suivante :

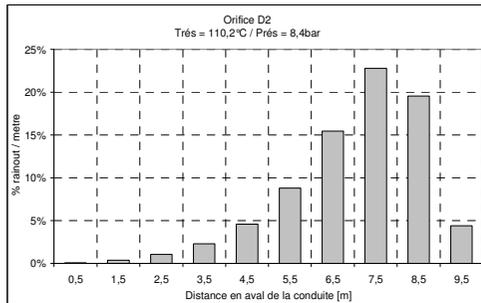
$$\text{Rain-out} = \frac{\text{Quantité récupérée}}{\text{Quantité évacuée}}$$

C'est une des grandeurs fondamentales de notre étude puisque l'on cherche à valider un modèle capable de bien prédire le rain-out connaissant le scénario d'accident.

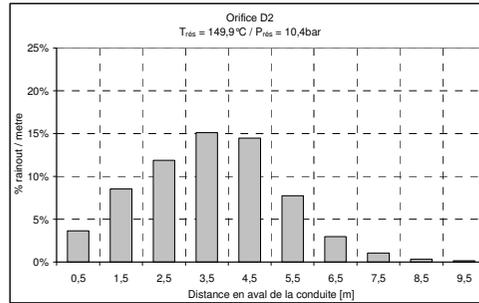
La figure 2.3.7 présente les valeurs expérimentales de rain-out obtenues lors de nos essais en fonction de la température de stockage. La fig. 2.3.7.a représente nos essais avec des conduites, la figure 2.3.7.b nos essais avec des orifices et la figure 2.3.7.c regroupe tous nos essais avec ceux du CCPS (Johnson 1999).

On notera deux résultats expérimentaux importants. D'une part, on n'observe aucune influence significative de la surpression imposée au fluide au dessus de la pression de vapeur saturante.. D'autre part, on ne note pas de différence entre les jets issus d'une conduite et ceux issus d'un orifice.

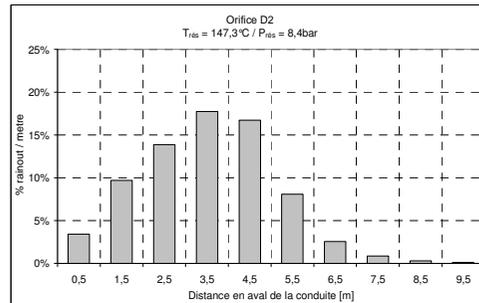
Le fait d'avoir compartimenté la surface de récupération nous permet de plus d'accéder à la distribution spatiale de la fraction de rain-out (fig. 2.3.5 et 2.3.6).



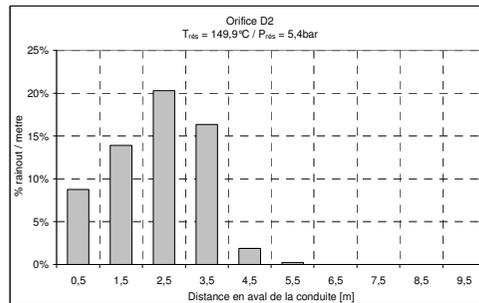
$T_r = 110,2^\circ\text{C} / P_r = 8,4\text{bar abs}$



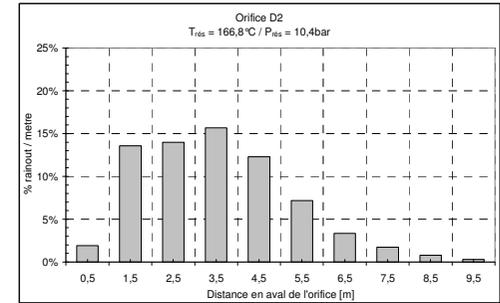
$T_r = 149,9^\circ\text{C} / P_r = 10,4\text{bar abs}$



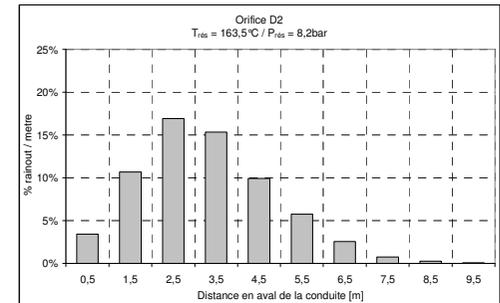
$T_r = 147,3^\circ\text{C} / P_r = 8,4\text{bar abs}$



$T_r = 149,9^\circ\text{C} / P_r = 5,4\text{bar abs}$

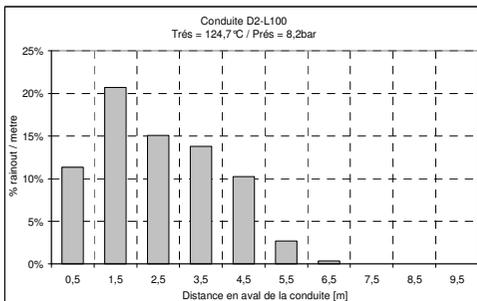


$T_r = 166,7^\circ\text{C} / P_r = 10,4\text{bar abs}$

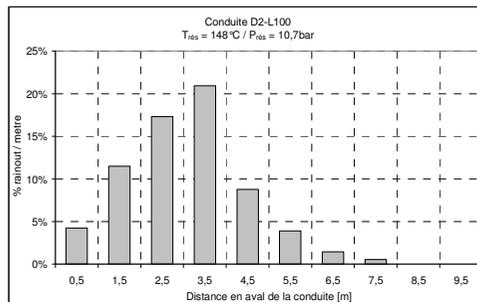


$T_r = 163,5^\circ\text{C} / P_r = 8,2\text{bar abs}$

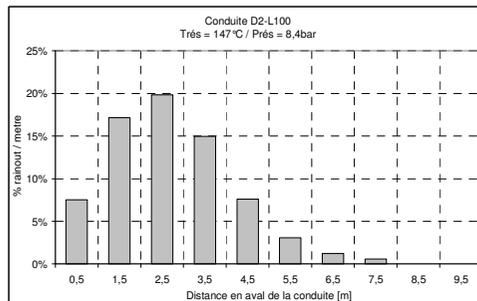
Fig 2.3.5 : Histogrammes de répartition du liquide atteignant le sol (cas de l'orifice D2).



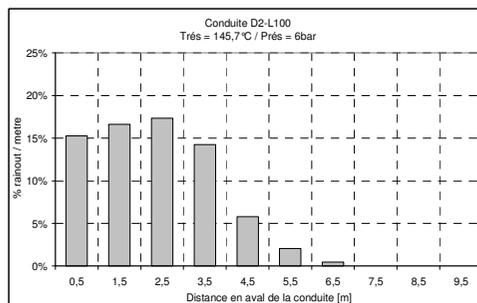
$T_r = 124,7^\circ\text{C} / P_r = 8,2 \text{ bar abs}$



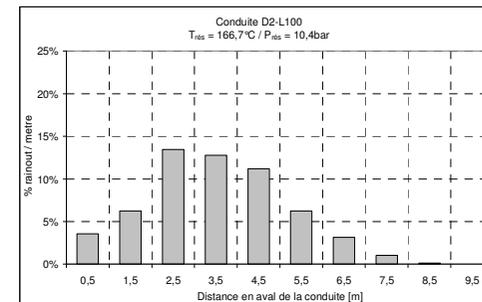
$T_r = 148^\circ\text{C} / P_r = 10,7 \text{ bar abs}$



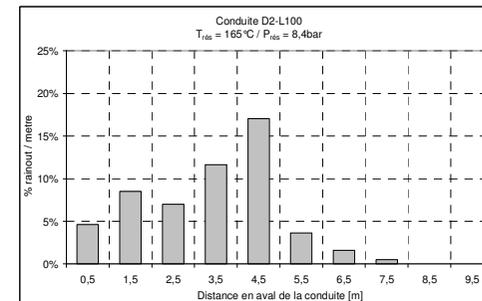
$T_r = 147^\circ\text{C} / P_r = 8,4 \text{ bar abs}$



$T_r = 145,7^\circ\text{C} / P_r = 6 \text{ bar abs}$



$T_r = 166,7^\circ\text{C} / P_r = 10,4 \text{ bar abs}$



$T_r = 165^\circ\text{C} / P_r = 8,4 \text{ bar abs}$

Fig 2.3.6 : Répartition du liquide atteignant le sol par mètre en aval de la brèche (cas de la conduite D2L100).

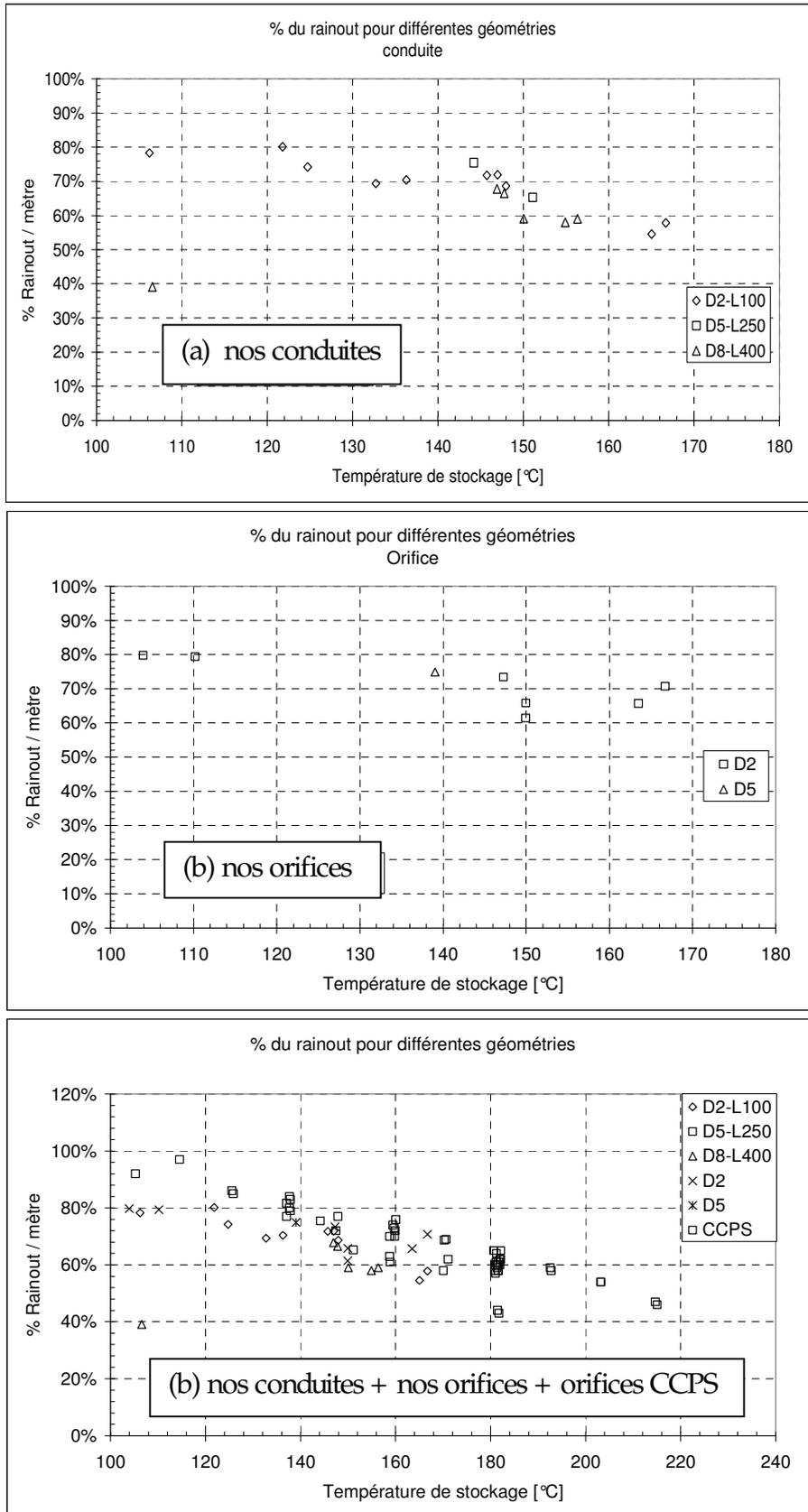


Fig.2.3.7 : Rain-out expérimental de nos essais. Confrontation aux résultats du CCPS.
 (a) nos essais conduite ; (b) nos essais orifice ; (c) nos essais + essais du CCPS [johnson 1999]

Remarques :

- 1) Il faut garder à l'esprit qu'une barre des figures 2.3.5 et 2.3.6 représente le pourcentage récupéré sur un mètre linéaire en aval de la brèche par rapport au total de la masse de liquide qui est sortie du réservoir. Par exemple, le point d'abscisse 2,5 m signifie que x % de la masse totale du liquide est récupérée entre le 2^{ème} et le 3^{ème} mètre en aval de la brèche.
- 2) Du 6^{ème} au 10^{ème} mètre en aval de la brèche, la masse de liquide récupéré est obtenue par addition du contenu de deux bacs de récupération (fig. 2.1.2.). En effet, à partir du 6^{ème} mètre en aval de la brèche, nous avons doublé le nombre de bacs pour tenir compte de l'élargissement du jet. Au contraire, sur les deux premiers mètres nous avons utilisé un seul bac divisé en deux parties à cause de problèmes d'encombrement à proximité de l'installation.

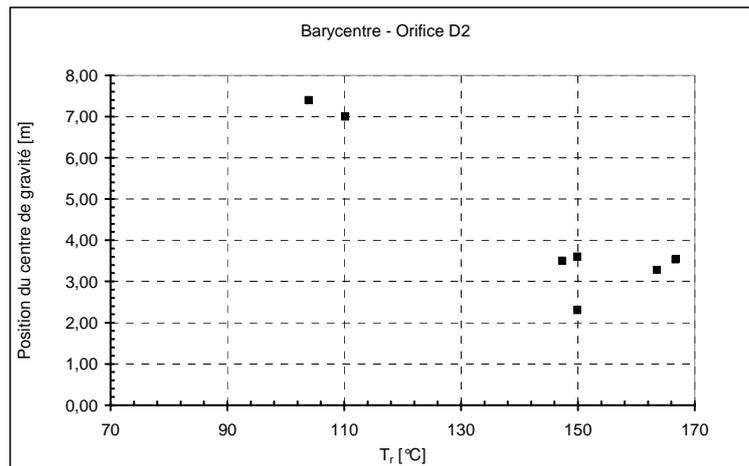
Géométrie	T _{rés} [°C]	P _{rés} [bar]	% rain-out / mètre	Centre de gravité [m]
Conduite D2 – L100	106,1	10,5	78%	4,84
	121,8	3,4	80%	2,70
	124,4	8,1	74%	2,51
	132,7	4,2	69%	1,90
	136,2	8,4	70%	2,83
	145,7	6	72%	2,30
	147,0	8,4	72%	2,70
	148,0	10,7	69%	3,10
	165,0	8,2	55%	3,37
	167,0	10,4	58%	3,52
Orifice D2	103,9	10,4	80%	7,40
	110,2	8,4	79%	7,00
	147,3	8,4	73%	3,50
	149,9	5,4	61%	2,30
	149,9	10,4	66%	3,60
	163,5	8,2	66%	3,28
	166,7	10,4	71%	3,53

Tableau. 2.3.1 : récapitulatif du % rain-out et du centre de gravité pour différents cas expérimentaux

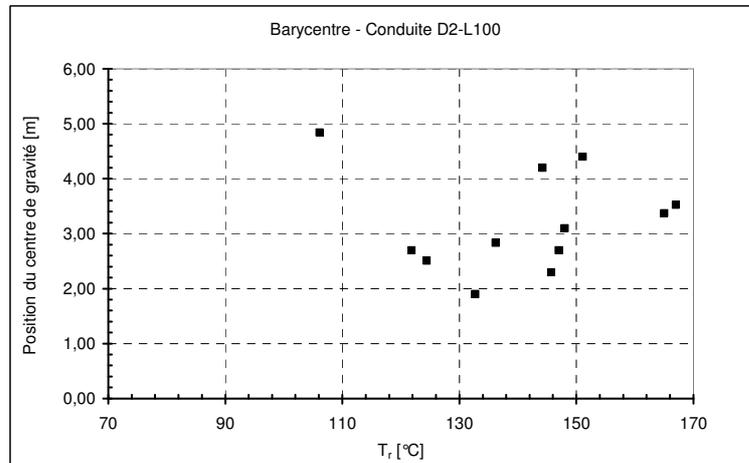
Nous proposons d'introduire une position du point d'impact du jet de façon à pouvoir confronter la " trajectoire " des jets réels à la trajectoire prévue par les modèles. Nous avons défini cette distance comme étant la position du centre de gravité du rain-out.

$$D^i = \left(\sum_j x_j M_j \right) / \sum_j M_j, \text{ ou } x_j = 0,5 ; 1,5 ; \dots ; 9,5 \text{ (position du centre du bac en aval de la brèche) et } M_j$$

est la masse massique de liquide récupéré dans le $j^{\text{ème}}$ bac rapportée au total récupéré. Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau 2.3.1 et la figure 2.3.8.



(a) cas d'un orifice (D2)



(b) cas d'une conduite (D2L100)

Fig 2.3.8 : position du centre de gravité du rain-out en fonction de la température de stockage

2.3.4 Vitesse axiale U_x (à l'INERIS)

2.3.4.1 évolution axiale

2.3.4.1.1 Vitesse moyenne \bar{U}_x

Sur la figure 2.3.9., deux exemples typiques de profils axiaux de vitesse axiale moyenne sont représentés en fonction de la distance. On observe sur les deux courbes que la vitesse décroît de manière régulière sur l'essentiel de la région observée. On observe une accélération au tout début du jet dans onze expériences sur seize.

Le taux de validation des mesures croît de façon continue (10 ÷ 20 % pour $x = 5\text{mm}$ jusqu'à 80 ÷ 100 % pour $x = 500\text{ mm}$). Nous attribuons le faible taux de validation dans les premiers points de mesures au fait que :

- le processus de fragmentation est toujours en cours, d'où la présence de ligaments liquides (les gouttes n'ont pas une forme sphérique).
- le début du jet est une zone très dense, d'où possibilité d'avoir le problème de diffusion multiple (PLDA).

La régularité de la décroissance, même là où le taux de validation est faible, semble indiquer que l'erreur de mesure reste faible même dans les conditions de mesure difficiles.

Essayons maintenant de vérifier si l'accélération souvent observée entre le premier et le deuxième point est réelle, ou correspond à un artéfact expérimental. Nous avons envisagé deux artéfacts possibles.

- Le premier artéfact possible : les mesures ont été faites hors axe (erreur de positionnement du PLDA). Si c'était le cas, le vecteur vitesse moyenne ($\vec{U}_x + \vec{U}_z$) serait loin d'être aligné avec l'axe du PLDA (fig. 2.3.10). Pour confirmer ou démentir cette hypothèse, nous observons l'orientation du vecteur vitesse moyen en début du jet ($x \leq 50\text{ mm}$). Dans les deux cas (figures 2.3.11 et 2.3.12) la vitesse moyenne est remarquablement superposée avec l'axe (c'est même surprenant que l'axe de l'appareil et celui du jet soient aussi bien alignés). C'est d'ailleurs même dans le cas où on n'observe pas d'accélération initiale que l'alignement est le moins bon ($2^\circ < \arctg(\vec{U}_z / \vec{U}_x) < 3^\circ$). La figure 2.3.1 réunit les mesures d'angle initial d'un grand nombre d'essais. On y voit que cet angle ne dépasse jamais 5° et qu'il est en général inférieur à 2° . Le positionnement du PLDA ne semble pas donc pas pouvoir expliquer l'accélération initiale observée.
- La deuxième explication que nous avons envisagée est un biais lié au rejet de certaines mesures par l'appareil, associé aux hypothèses suivantes : On ne mesure que les petites gouttes d'une part et d'autre part ces petites gouttes ont une faible vitesse. Vérification de cette hypothèse : il n'existe aucune corrélation entre diamètre et vitesse des gouttes comme le montre la figure 2.3.14, l'hypothèse que les petites gouttes ont une faible vitesse n'est donc pas valable.

Après ces deux vérifications l'hypothèse la plus probable est donc que l'accélération mesurée correspond à une réalité, probablement celle de la zone d'expansion. Cela signifierait que celle-ci s'étend sur quelques millimètres (quelques diamètres de brèche) en aval du débouché à l'atmosphère.

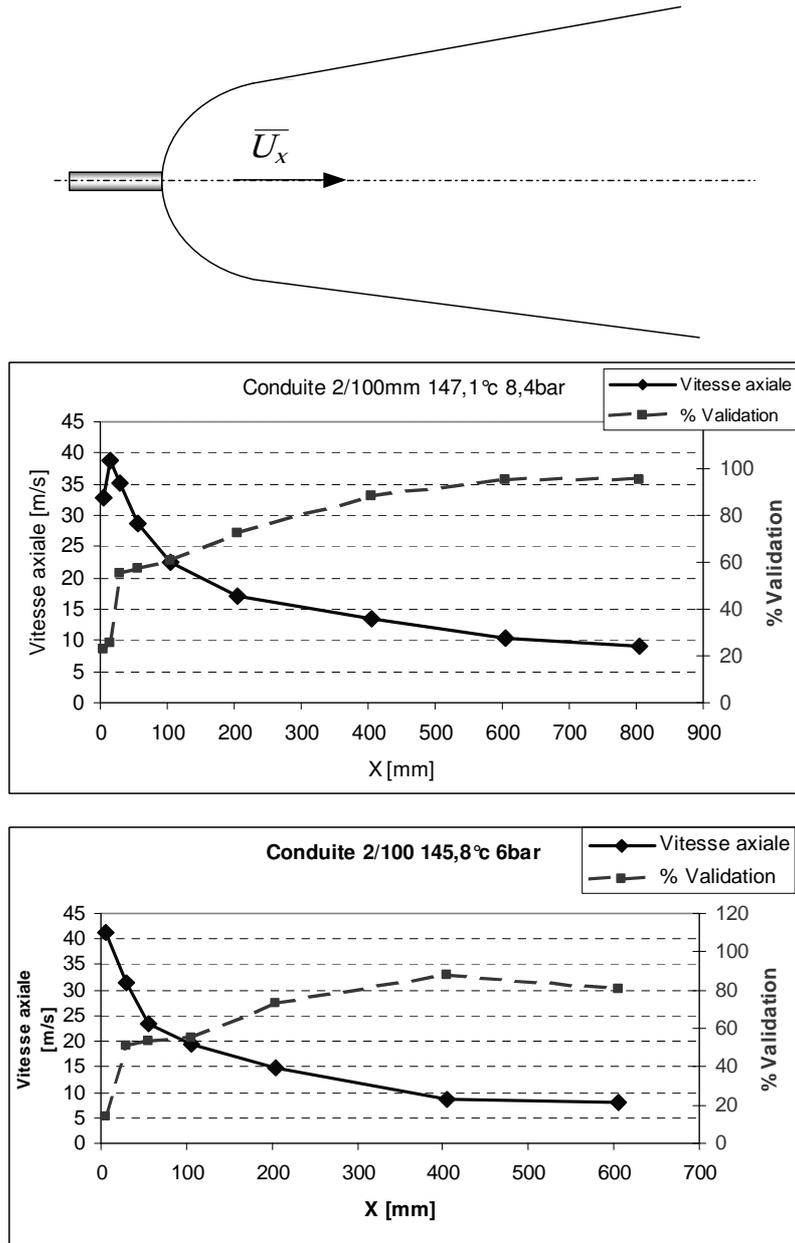


Figure 2.3.9 : Variation de la vitesse axiale moyenne en fonction de la distance

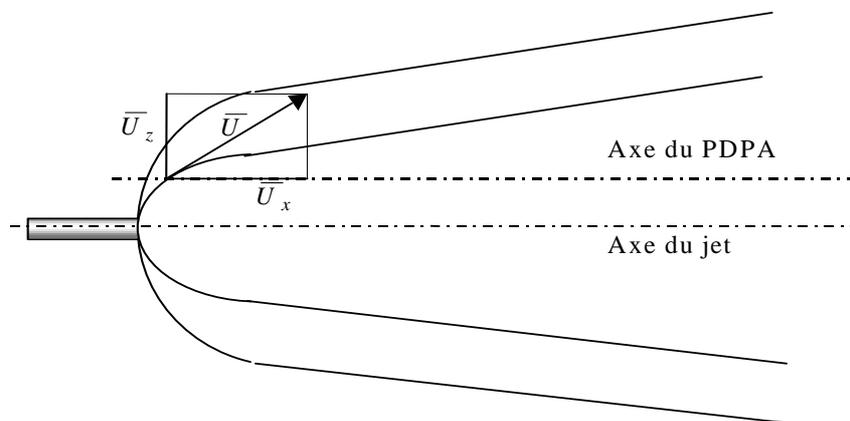


Fig 2.3.10 : Hypothèse d'un mauvais alignement du PLDA

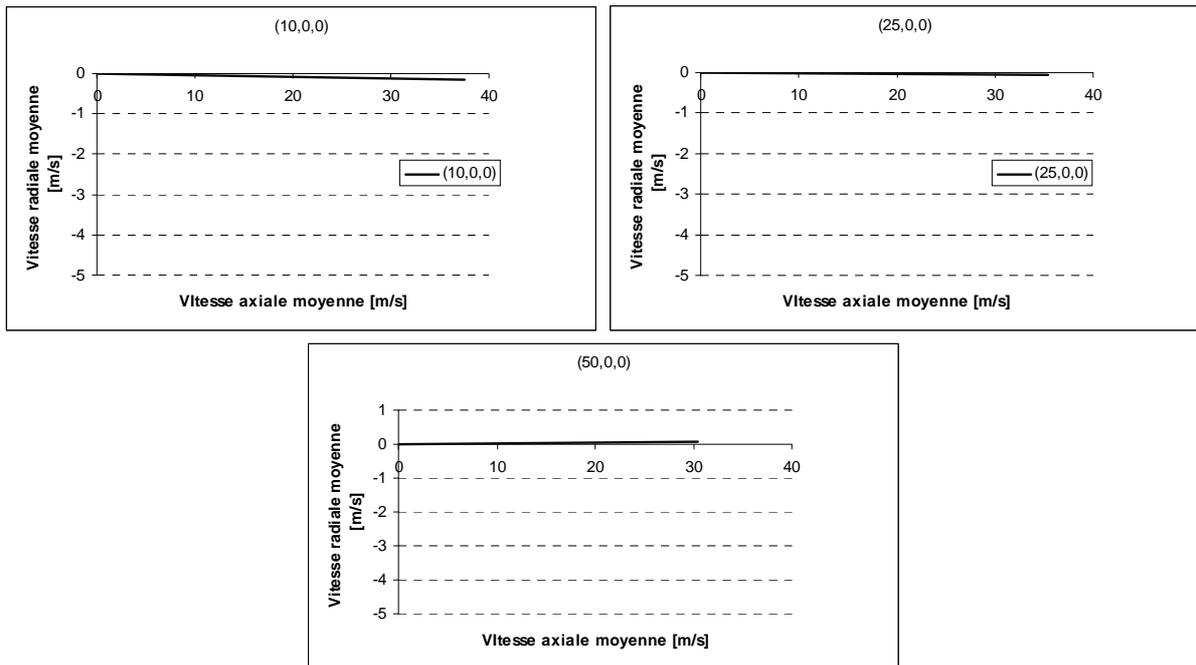


Figure 2.3.11 : Orientation de la vitesse radiale en fonction de la vitesse axiale (Conduite 2/100mm - 147,1°C - 8,4bar abs, cas d'accélération au début du jet).

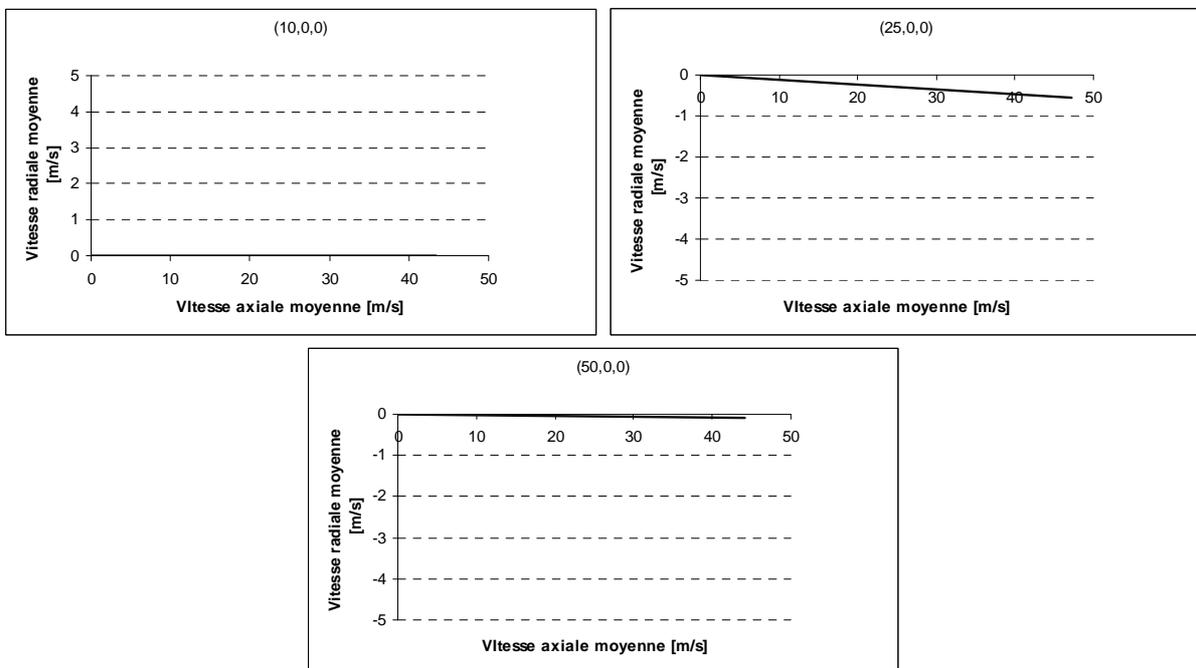


Figure 2.3.12 : Variation de la vitesse radiale en fonction de la vitesse axiale (Orifice 2/100mm - 145,8°C - 6bar abs, cas de décélération tout le long du jet).

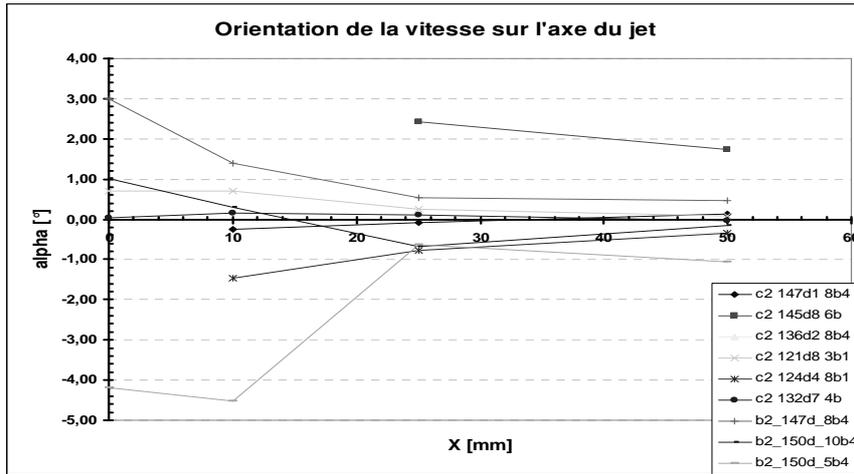


Figure 2.3.13 : Variation de l'angle de vitesse le long de l'axe

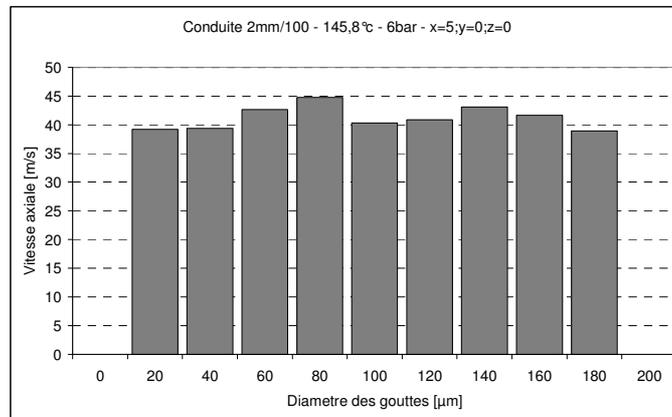


Figure 2.3.14 : Vitesse axiale en fonction du diamètre des gouttes.

2.3.4.2 Evolution verticale

2.3.4.2.1 Vitesse moyenne \overline{U}_x

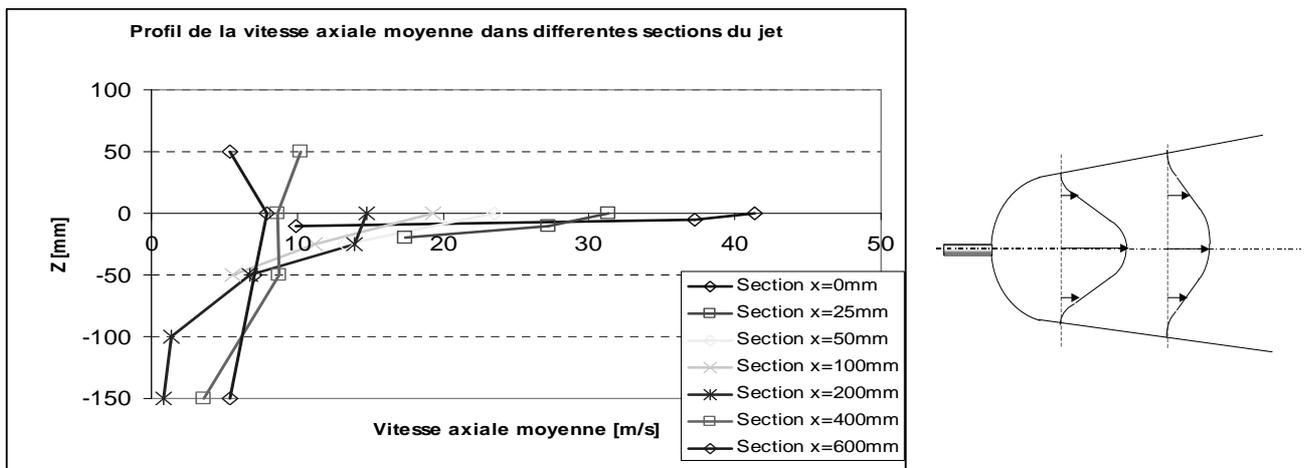


Figure 2.3.15 : Profil de la vitesse axiale moyenne dans différentes sections du jet conduite D2 – L100 ($T_r = 145,7 \text{ °C}$; $P_r = 6 \text{ bar}$)

La figure 2.3.15 montre que le profil vertical de vitesse axiale \overline{U}_x obéit qualitativement aux mêmes lois que dans le cas des jets gazeux. On observe un pic de vitesse très étroit (quelques d_0) et très marqué (40 m/s) en début de jet (5 mm en aval de l'organe de sortie) qui s'élargit et s'atténue en s'éloignant de la « brèche ». L'imprécision des mesures, surtout loin en aval de la « brèche », ne permet malheureusement pas de vérifier une éventuelle loi d'auto-similarité.

2.3.4.2.2 Distribution de U_x

Nous avons voulu voir un peu plus en détail la distribution de cette vitesse dans différentes sections du jet. A titre d'exemple, dans la section $x = 100$ mm (figure 2.3.16.a), nous avons observé qu'au niveau de l'axe ($z = 0$ mm) les gouttes ont des vitesses qui se distribuent de 10 à 30 m/s. La vitesse chute d'une manière assez importante (5 à 20 m/s) à $z = -25$ mm (au dessous de l'axe). Elle continue à baisser jusqu'à 1 à 15 m/s à $z = -50$ mm (distribution de vitesse plus étroite qui correspond probablement à un point en bordure du jet).

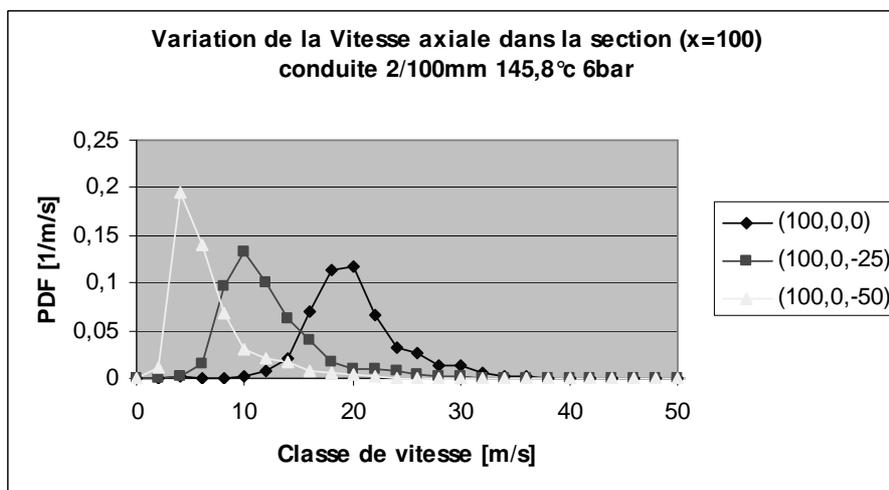


Figure 2.3.16.(a) : Variation de la vitesse axiale dans la section ($x=100$ mm).

La même distribution mais à une distance de 400 mm de la brèche semble avoir un aspect complètement différent (figure 2.3.16.b). En moyenne la valeur de la vitesse est faible par rapport à ce qu'elle était pour la section $x = 100$ mm. Le jet semble avoir atteint une distribution uniforme de vitesse pour les 5 premiers points de mesure (de l'ordre de 10 m/s). Le seul écart est attribué à la mesure effectuée à 150 mm au dessous du jet (probablement hors du jet ou à la frontière entre le jet et l'air ambiant).

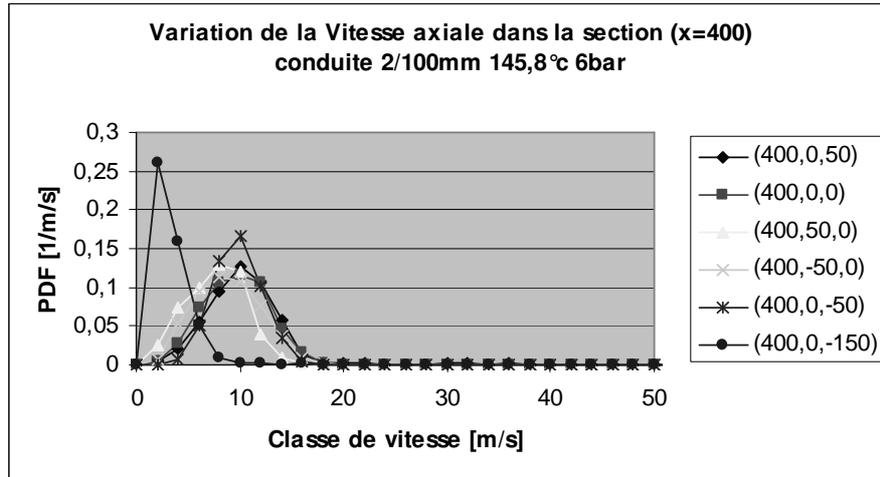


Figure 2.3.16(b) : Variation de la vitesse axiale dans la section (x=400 mm).

2.3.5 Vitesse radiale $\overline{U_z}$ (à l'INERIS)

Le fait de connaître la variation de la vitesse radiale en fonction de paramètres thermodynamiques ou géométriques pourrait apporter une information sur l'origine du rain-out.

Les premières observations sont les suivantes :

- Même pour des points de mesures qui se situent au-dessous de l'axe du jet, certaines gouttes ont une vitesse radiale positive comme le montre la figure 2.3.17.
- L'expérience (figure 2.3.18) montre que la situation est tout à fait symétrique au-dessus de l'axe.
- Ces gouttes constituent 5 à 25 % (selon le point de mesure) de l'ensemble des gouttes. Cette observation a été vérifiée sur d'autres expériences.
- Ces mêmes figures 2.3.17 et 2.3.18 tendent à montrer qu'il n'existe pas de corrélation entre taille et vitesse radiale U_z des gouttes.

Les points de mesures se situent à 50 et 75 mm en dessous de l'axe du jet. Pour comprendre la dispersion des vitesses, il est nécessaire de tenir compte de la turbulence, en effet les tourbillons agissent sur le jet et créent une re-circulation (un brassage).

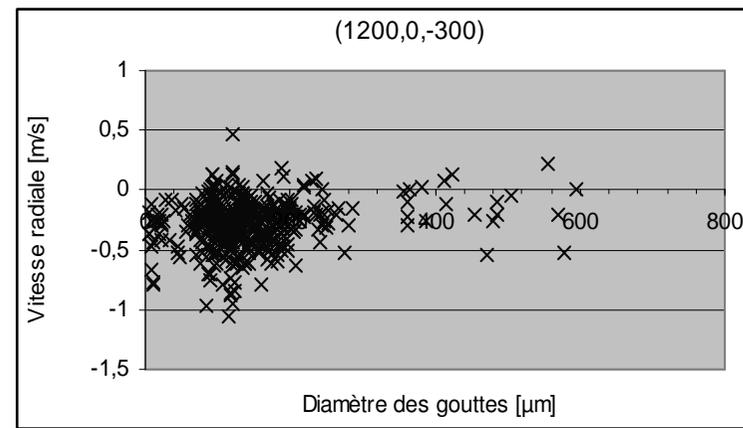
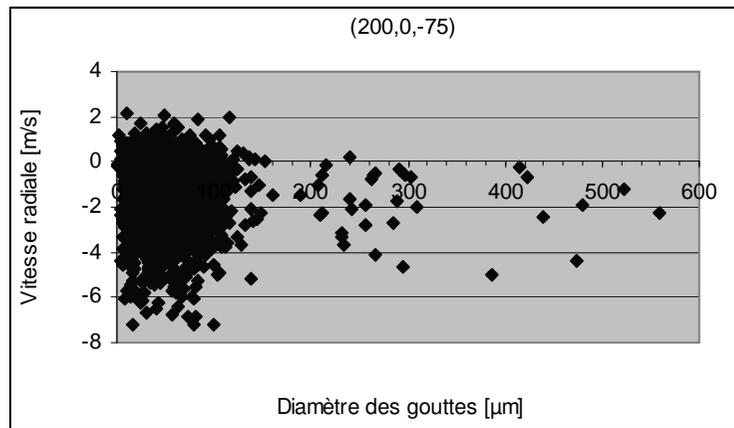
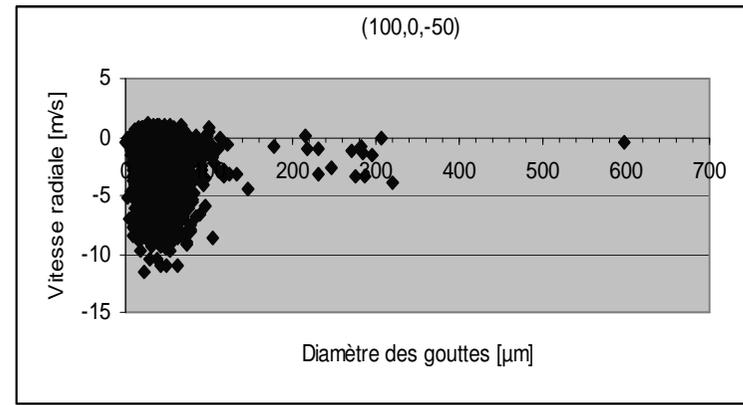
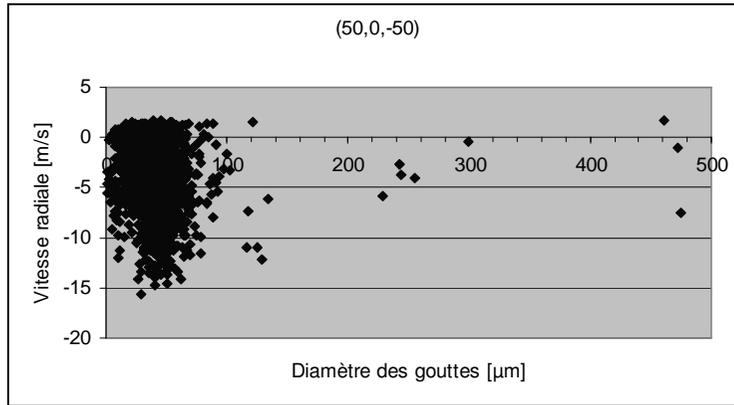
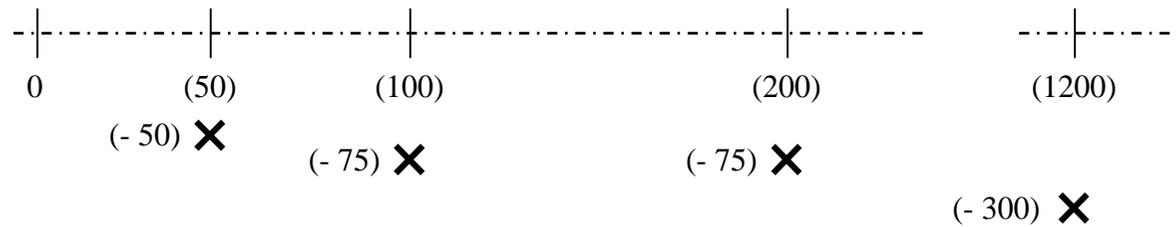


Figure 2.3.17 : Variation de la vitesse radiale en fonction du diamètre des gouttes (Conduite D2-L100 ; 10,7bar abs; 147,9°C)



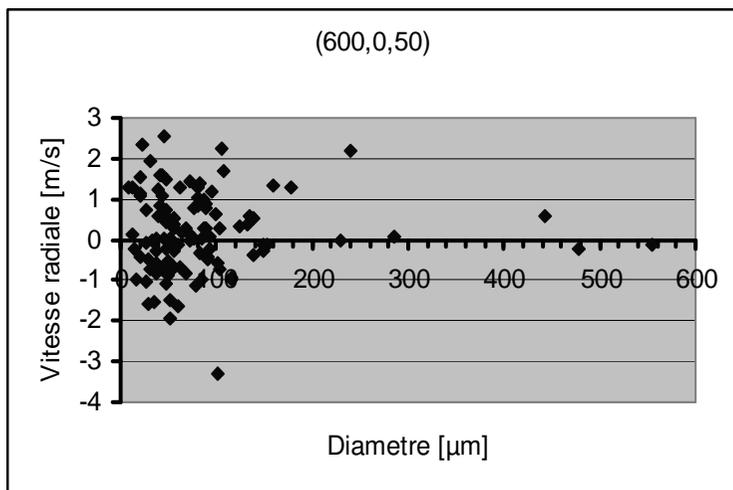
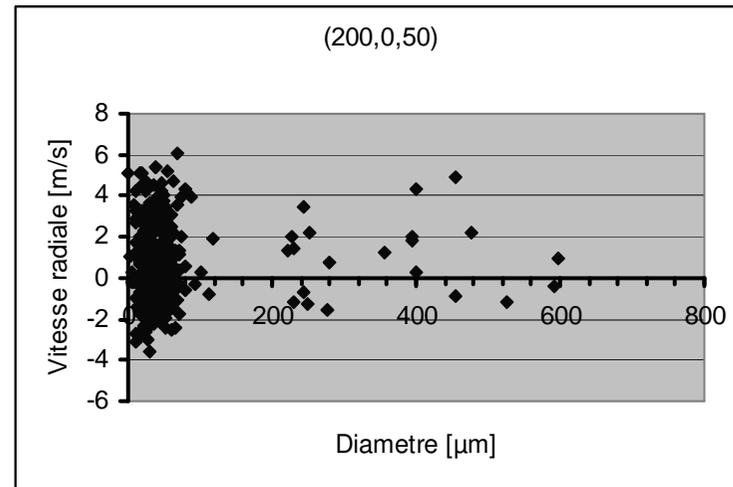
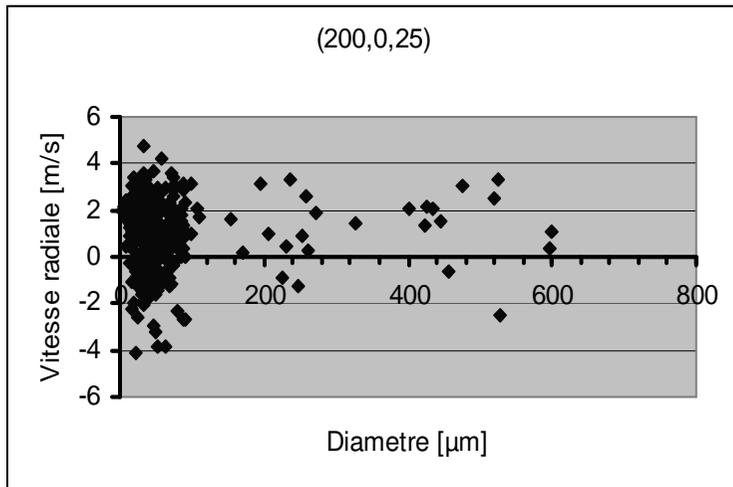
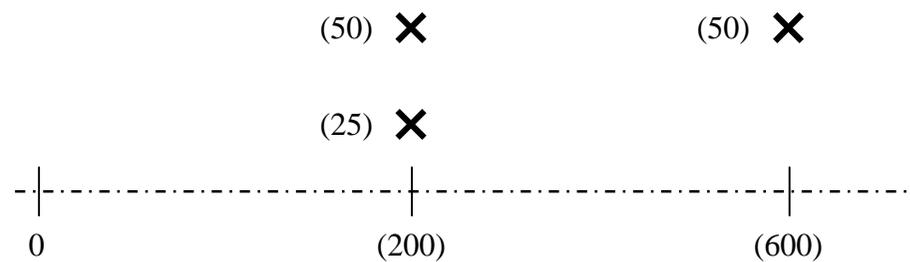


Figure 2.3.18 : variation de la vitesse radiale U_z en fonction du diamètre des gouttes. (Conduite D2-L100 ; $T_r = 136,2^\circ\text{C}$; $P_r = 8,4$ bar abs)



2.3.6 Granulométrie (à l'INERIS)

Dans cette partie nous allons présenter les résultats de quelques expériences réalisées sur les deux géométries (orifice et conduite). Les variations des conditions de stockage d'une expérience à l'autre seront elles aussi prises en compte. Lorsque nous aurons à évaluer le diamètre moyen d'une distribution de gouttes, nous utiliserons classiquement le diamètre de Sauter moyen (D_{32} ou SMD). Précisons que nous avons généralement demandé à l'appareil de se déplacer au point suivant lorsqu'il avait obtenu la mesure de 3000 gouttes ou lorsque 5 secondes s'étaient écoulées.

2.3.6.1 Evolution axiale

Intéressons-nous dans un premier temps aux histogrammes, réalisés après la conduite D2-L100 à $T_r = 165^\circ\text{C}$, $P_r = 8,2$ bar abs (fig. 2.3.19 et tableau 2.3.2).

A 30 et 55 mm de l'extrémité de la conduite D2 L100, l'appareil ne voit que peu de gouttes (260 et 193 respectivement) pendant les 5 s qui lui sont allouées. Les mesures réalisées dans ces conditions sont donc peu significatives. Il est probable que la difficulté est liée à la densité optique du jet dans cette région : les faisceaux lumineux incidents et réfractés ont beaucoup de mal à traverser le jet. Quand ils le traversent, il est probable que c'est souvent après diffraction multiple. A plus basse température ($T_r = 136,2^\circ\text{C}$; $P_r = 8,4$ bar abs), le phénomène est le même (peu de mesures à 5 et 15 mm du bout de la conduite), mais l'amélioration est plus rapide : 3000 gouttes en 0,5 secondes dès 30 mm du bout de la conduite. Les mesures à 5 mm après l'orifice D2 à 30 et 55 mm ($T_r = 163,2^\circ\text{C}$, $P_r = 8,2$ bar abs, fig. 2.3.22) sont nettement plus nombreuses (pratiquement toujours 3000).

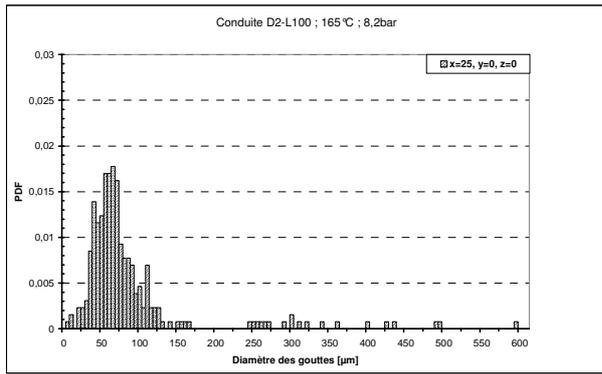
A des distances intermédiaires, variables mais entourant généralement la distance 200 mm, l'appareil mesure les 3000 gouttes demandées en moins de 5 s.

A des distances plus élevées (à partir de 400 ou 600 mm), le nombre de gouttes mesurées en 5s décroît en dessous de 3000. La première raison à cela est probablement l'ouverture du jet, qui conduit à une forte décroissance de la densité de gouttes avec la distance en aval. Cela pourrait être dû aussi à la difficulté que rencontrent les faisceaux lumineux à traverser un jet de brouillard de grand diamètre. Et même parfois au fait que les optiques de l'appareil, situées à 700 mm de l'axe du jet, sont mouillées. Cet ensemble constitue la première raison pour laquelle nous nous servons par la suite de préférence des mesures réalisées à 200 mm de l'organe de sortie.

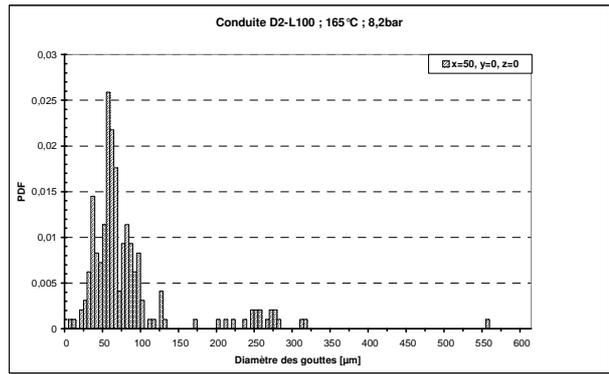
2^{ème} raison : il se passe beaucoup de choses dans les premiers centimètres en particulier la croissance du pic des « petites gouttes » (cf. fig. 2.3.21 et 2.3.23), alors que l'évolution est nettement plus lente au delà de 20 à 40 cm.

A très faible distance (5 mm) de l'orifice D2 ($T_r = 163,4^\circ\text{C}$, $P_r = 8,2$ bar, fig. 2.3.23) ou de la conduite D2-L100 ($T_r = 124^\circ\text{C}$, $P_r = 8,1$ bar, fig. 2.3.21), on observe généralement une distribution quasi-uniforme sur toute la plage explorée assez surprenante. En aval se forment les 3 populations que nous allons évoquer au § 2.3.6.2 ($d_g < 150 \mu\text{m}$; $150 \mu\text{m} \leq d_g \leq 325 \mu\text{m}$; $325 \mu\text{m} < d_g < 650 \mu\text{m}$). Pour l'essentiel, cette répartition (en trois populations est déjà réalisée après 30 mm de trajectoire (fig. 2.3.21).

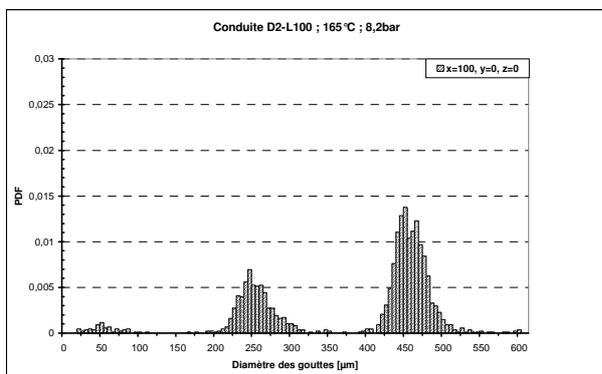
La chute du diamètre moyen (fig. 2.3.25) pendant les 20 premiers centimètres est liée à la formation du pic des « petites gouttes » ($d_g < 150 \mu\text{m}$, fig. 2.3.26 et 2.3.27), c'est-à-dire à la fragmentation du jet en gouttelettes dans cette plage de diamètre. Ce qui signifie donc que la fragmentation à ce degré de finesse n'a pas eu lieu à l'intérieur de la conduite. La légère augmentation ultérieure du diamètre de Sauter semble due à la diminution du poids relatif des « petites gouttes » en aval ($d_g < 150 \mu\text{m}$). C'est une nouvelle raison pour choisir la position sur l'axe à 200 mm en aval de la brèche comme position de référence. C'est semble-t-il, l'endroit où la fragmentation est terminée et où l'évaporation ne fait que commencer.



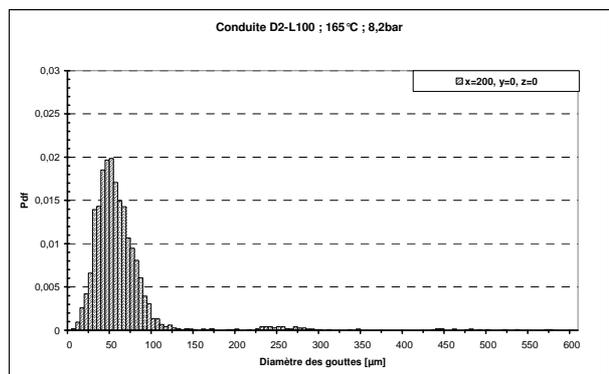
$x=30 ; y=0 ; z=0$



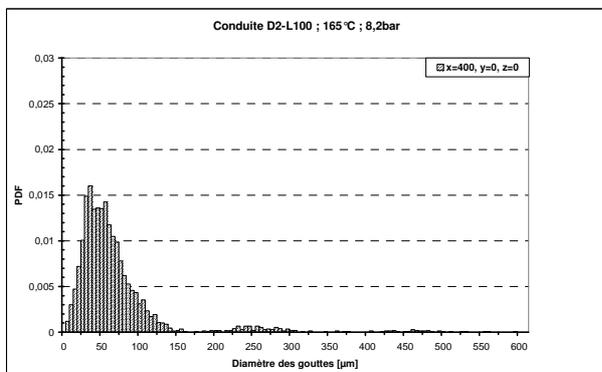
$x=55 ; y=0 ; z=0$



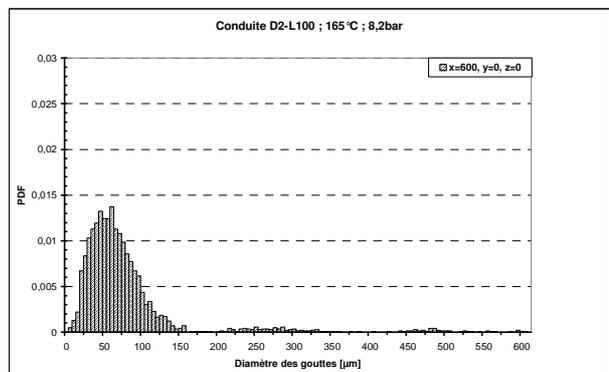
$x=100 ; y=0 ; z=0$



$x=200 ; y=0 ; z=0$



$x=400 ; y=0 ; z=0$

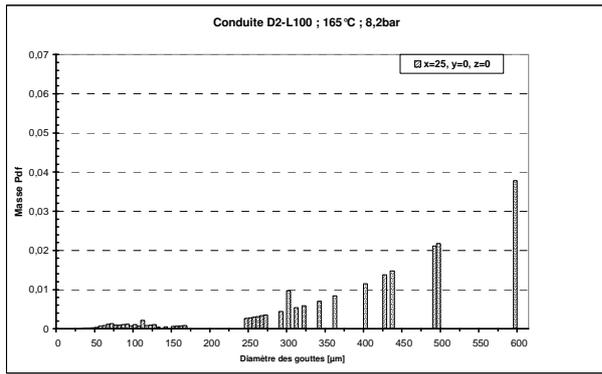


$x=600 ; y=0 ; z=0$

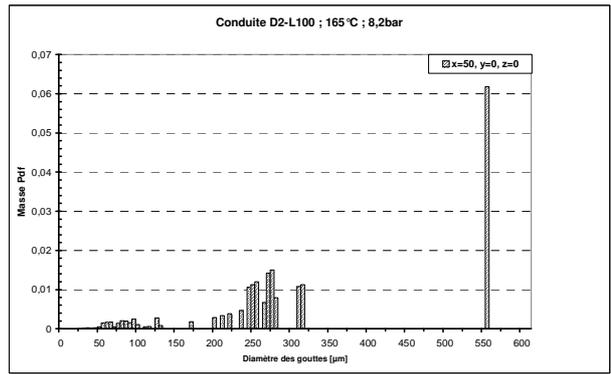
Fig. 2.3.19 : évolution axiale de la PDF en nombre des gouttes

Conduite D2-L100 ; 165°C ; 8,2 bar abs

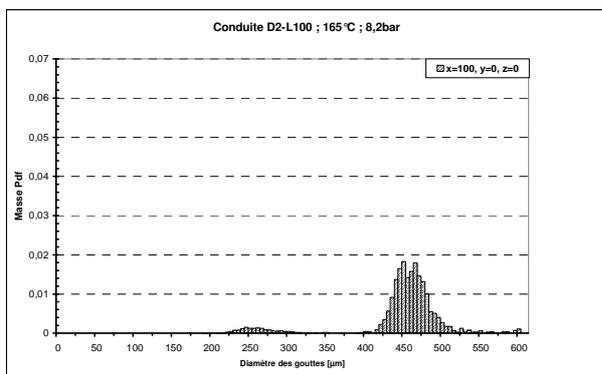
Remarque : l'histogramme obtenu en $(x=100, y=0, z=0)$ nous semble être un artefact. Nous n'en tiendrons pas compte par la suite.



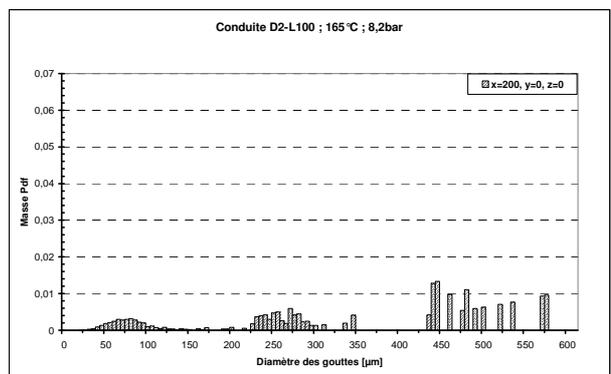
$x=25 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 77%)



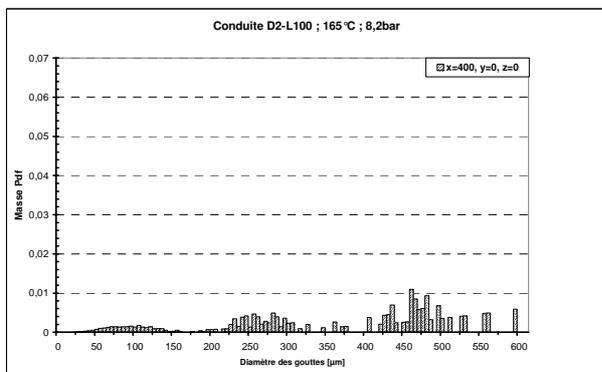
$x=50 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 83%)



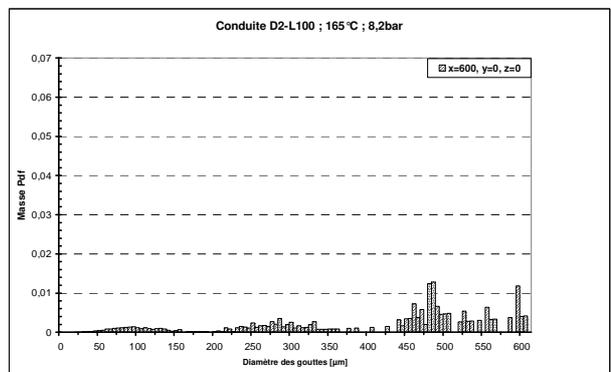
$x=100 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 90%)



$x=200 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 93%)

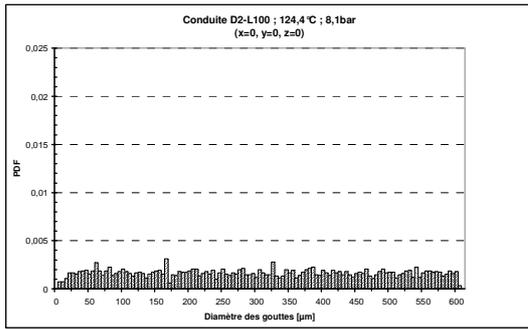


$x=400 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 93%)

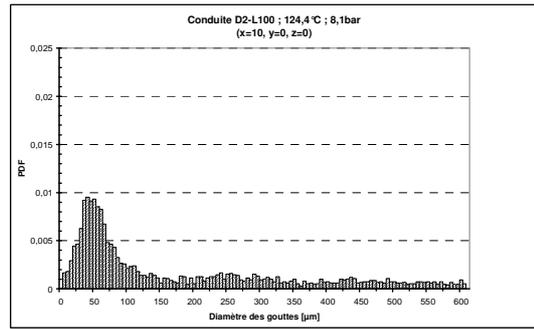


$x=600 ; y=0 ; z=0$ (taux de validation 94%)

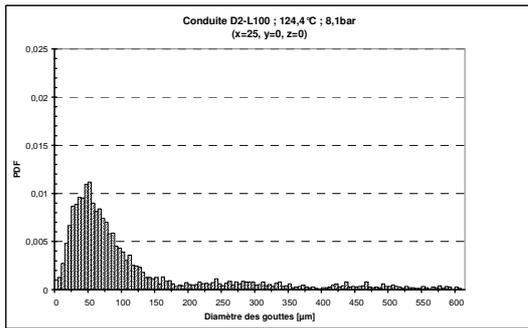
Fig. 2.3.20 : évolution axiale de la PDF en masse des gouttes
Conduite D2-L100 ; 165°C ; 8,2bar



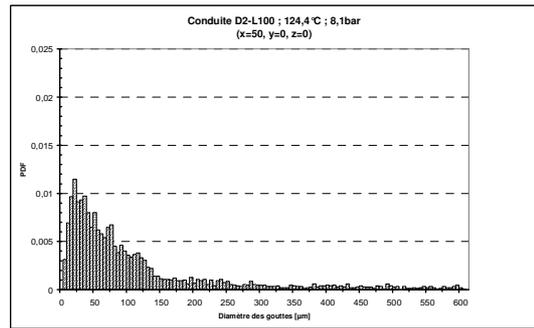
$x=5 ; y=0 ; z=0$



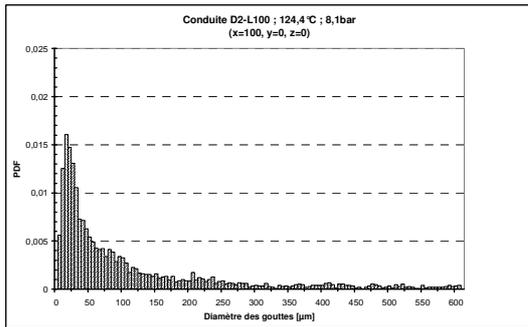
$x=15 ; y=0 ; z=0$



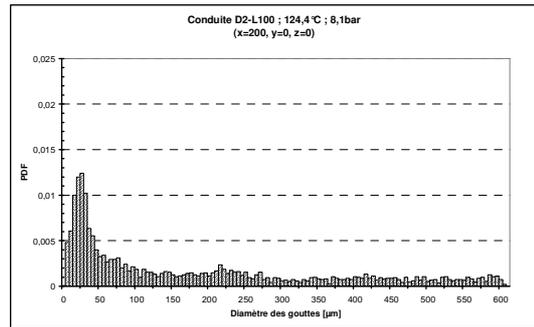
$x=30 ; y=0 ; z=0$



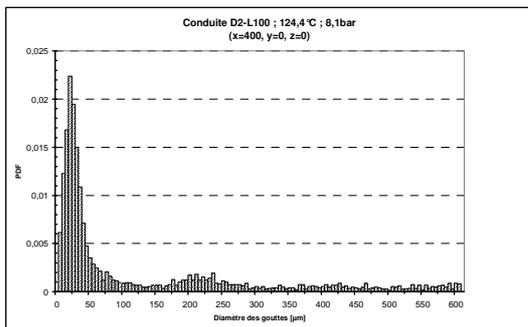
$x=55 ; y=0 ; z=0$



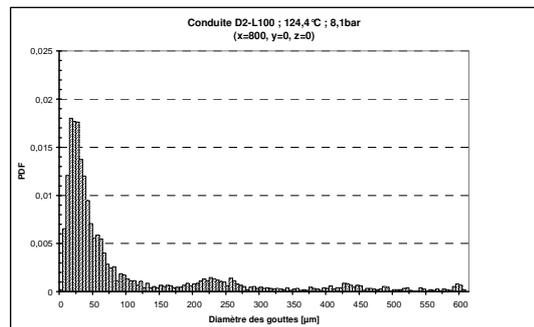
$x=100 ; y=0 ; z=0$



$x=200 ; y=0 ; z=0$

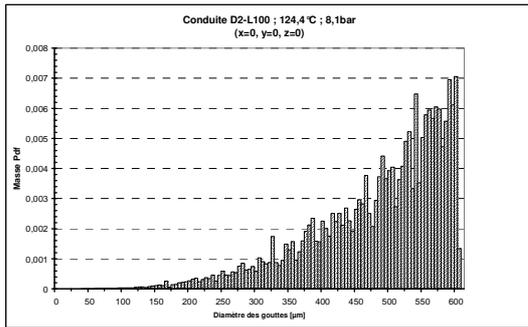


$x=400 ; y=0 ; z=0$

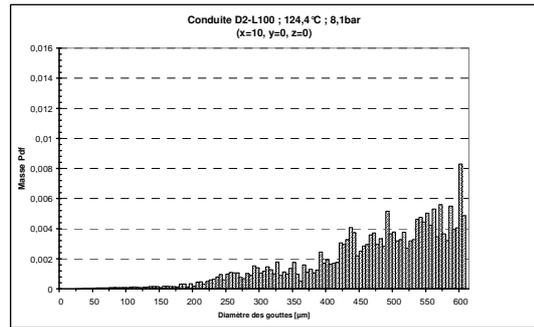


$x=800 ; y=0 ; z=0$

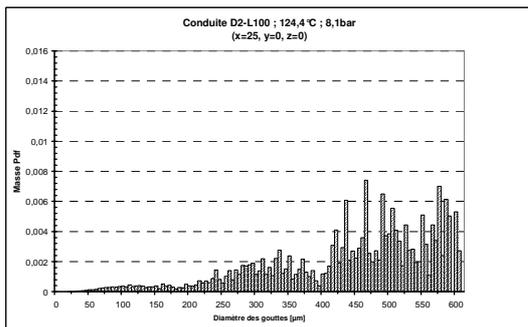
Fig. 2.3.21 : évolution axiale de la PDF en nombre des gouttes
Conduite D2-L100 ; 124,4°C ; 8,1bar



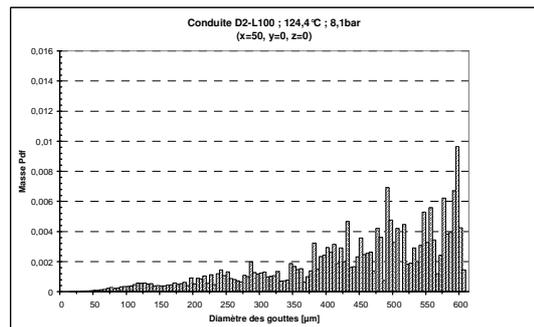
$x=5 ; y=0 ; z=0$



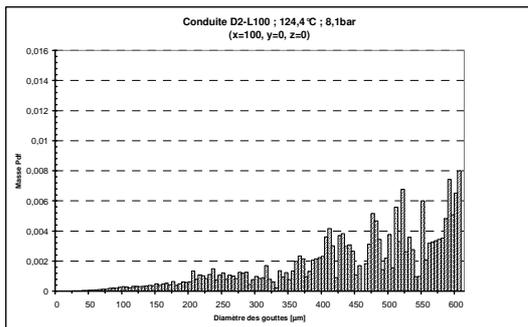
$x=15 ; y=0 ; z=0$



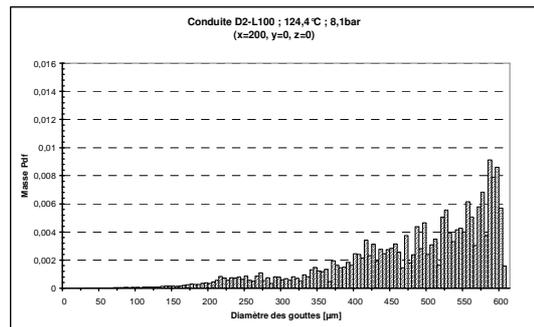
$x=30 ; y=0 ; z=0$



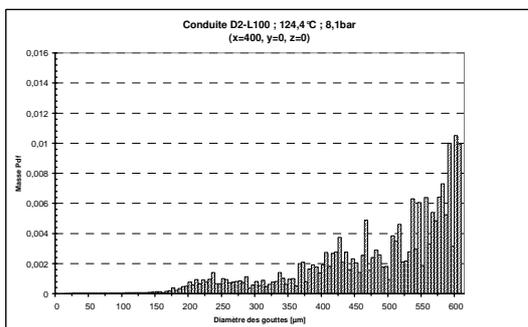
$x=55 ; y=0 ; z=0$



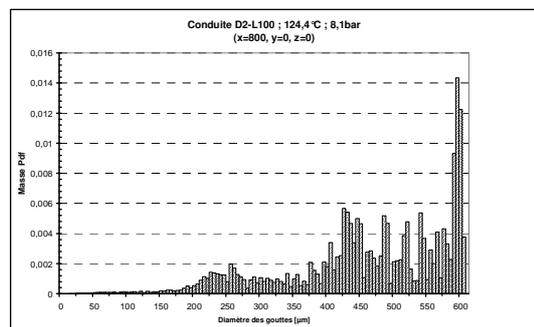
$x=100 ; y=0 ; z=0$



$x=200 ; y=0 ; z=0$

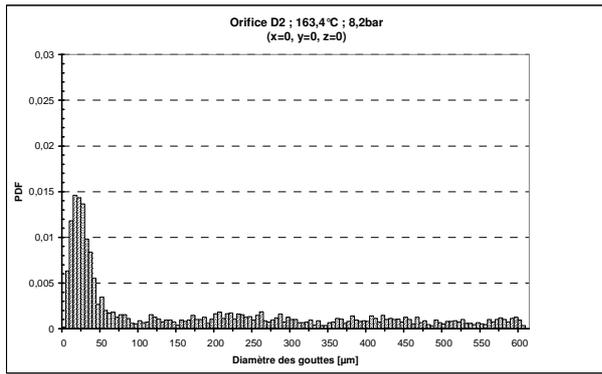


$x=400 ; y=0 ; z=0$

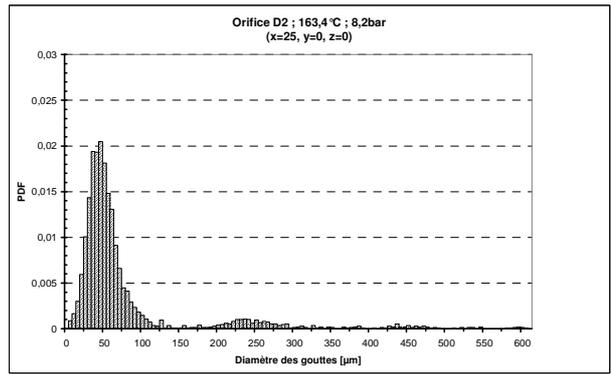


$x=800 ; y=0 ; z=0$

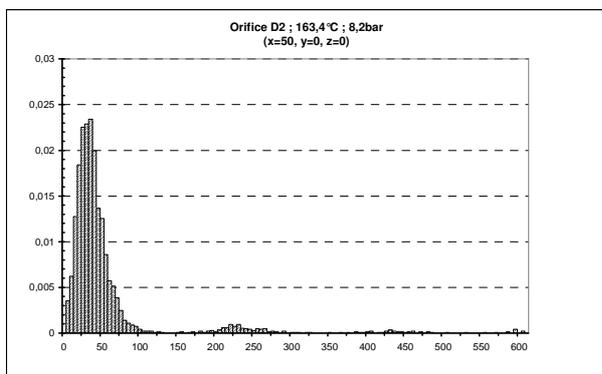
Fig. 2.3.22 : évolution axiale de la PDF en masse des gouttes
Conduite D2-L100 ; 124,4°C ; 8,1bar



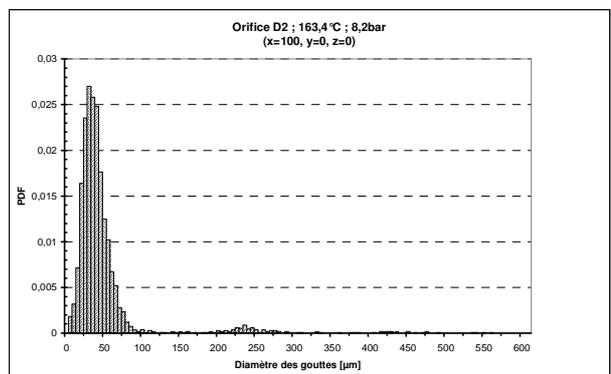
$x=5 ; y=0 ; z=0$



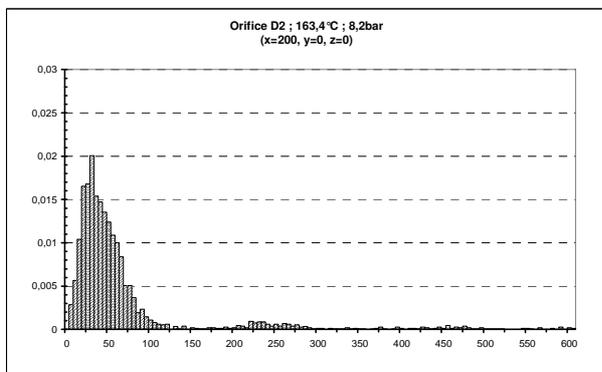
$x=30 ; y=0 ; z=0$



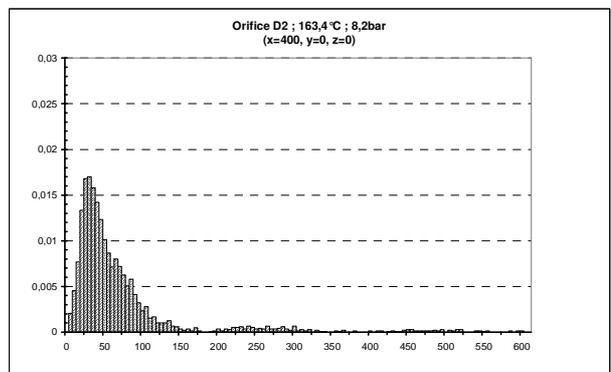
$x=55 ; y=0 ; z=0$



$x=100 ; y=0 ; z=0$



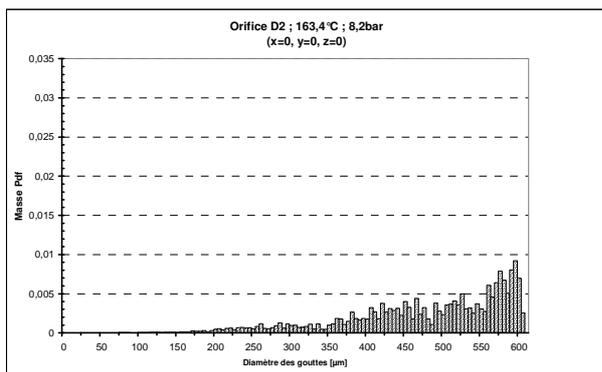
$x=200 ; y=0 ; z=0$



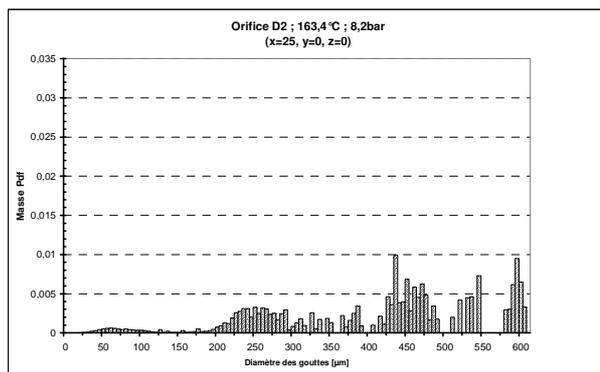
$x=400 ; y=0 ; z=0$

Fig. 2.3.23 : évolution axiale de la PDF en nombre des gouttes

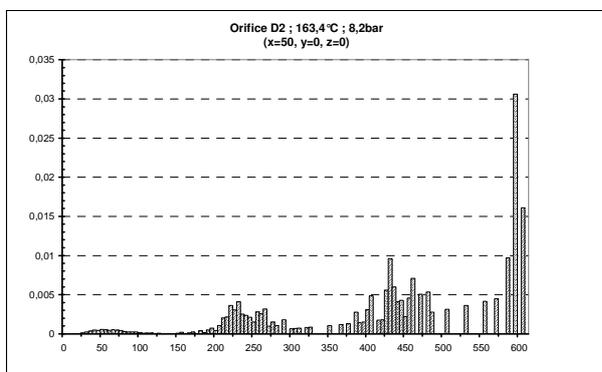
Orifice D2 ; 163,4°C ; 8,2bar



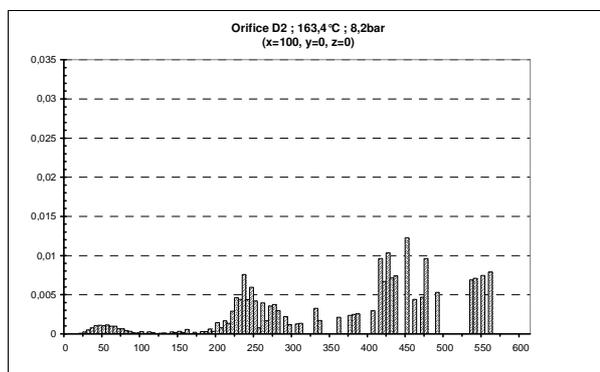
$x=5 ; y=0 ; z=0$



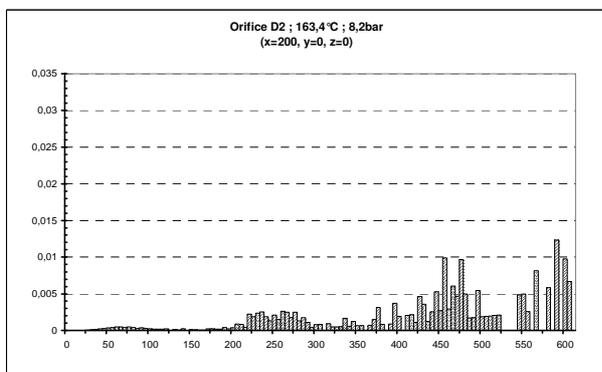
$x=30 ; y=0 ; z=0$



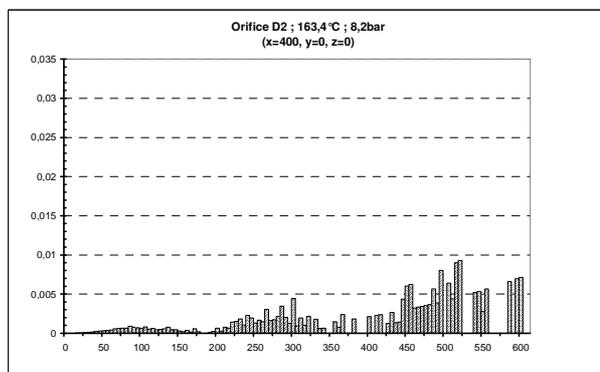
$x=55 ; y=0 ; z=0$



$x=100 ; y=0 ; z=0$



$x=200 ; y=0 ; z=0$

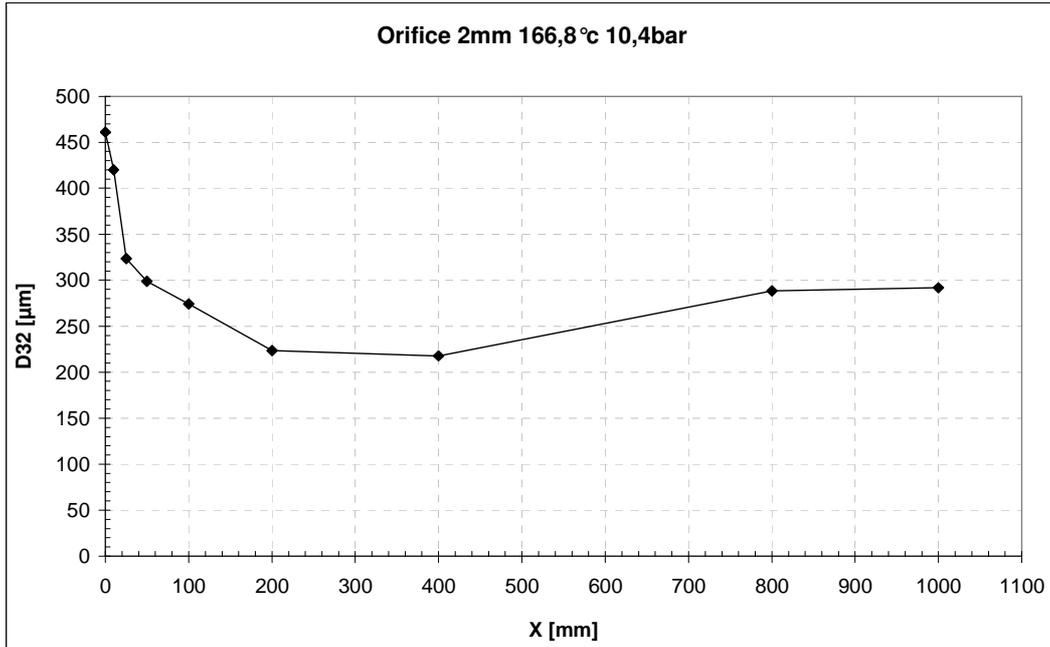


$x=400 ; y=0 ; z=0$

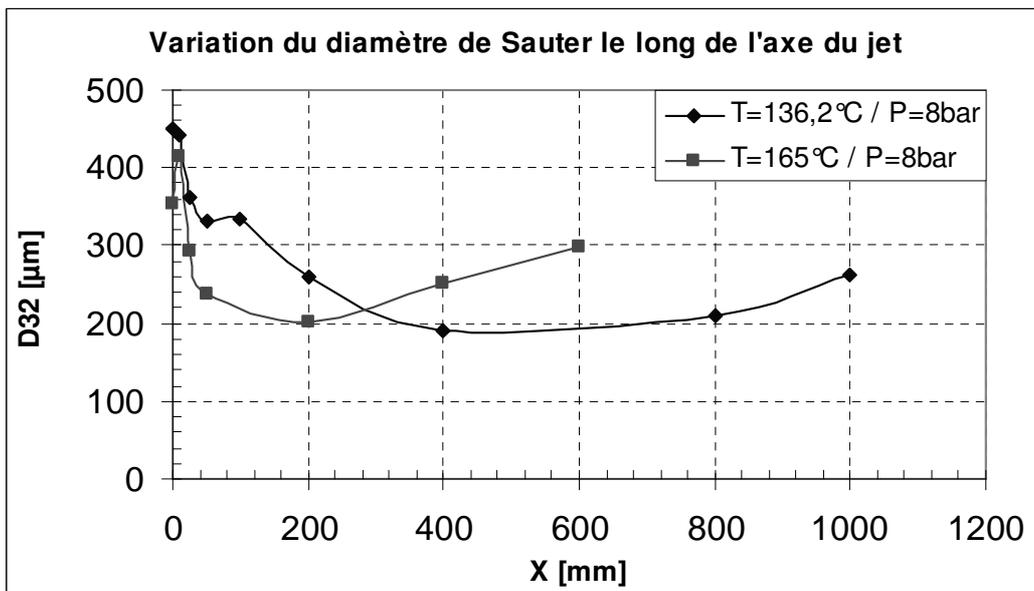
Fig. 2.3.24 : évolution axiale de la PDF en masse des gouttes
Orifice D2 ; 163,4°C ; 8,2bar

Type de brèche	Conditions thermodyn amique de stockage	X [mm]	Nombre total de gouttes	Temps [s]	dg ≤ 150µm				150µm < dg ≤ 325µm				325µm < dg ≤ 650µm				D32 global [µm]
					nombre	% nombre	% masse	D32 [µm]	nombre	% nombre	% masse	D32 [µm]	nombre	% nombre	% masse	D32 [µm]	
Conduite D2-L100	124,4 °C 8,1 bar	5	3000	4,53	741	24,7	0,4	113	853	28,4	7,6	255	1406	46,9	91,9	491	453
		15	3000	2,91	1835	61,2	1,1	92	567	18,9	12,0	257	598	19,9	87,0	487	422
		30	3000	1,10	2391	79,7	3,3	93	340	11,3	15,5	256	269	9,0	81,2	475	375
		55	3000	0,98	2383	79,4	3,7	99	373	12,4	15,2	242	244	8,1	81,1	481	371
		105	3000	1,25	2327	77,6	2,6	98	408	13,6	14,8	239	265	8,8	82,5	483	385
		205	3000	2,91	1709	57,0	0,8	101	609	20,3	9,6	244	682	22,7	89,6	492	436
		405	3000	1,91	2123	70,8	0,7	84	458	15,3	11,0	241	419	14,0	88,3	498	433
		805	3000	1,1	2347	78,2	1,2	81	376	12,5	14,4	245	277	9,2	84,4	489	406
	165 °C 8,2 bar	5	11	5	2	18,2	1,1	147	7	63,6	40,6	267	2	18,2	58,2	458	349
		15	47	5	28	59,6	1,3	97	10	21,3	12,6	251	9	19,1	86,0	484	413
		30	259	5	237	91,5	8,9	85	14	5,4	23,0	273	8	3,1	68,1	470	299
		55	193	5	173	89,6	10,9	79	19	9,8	58,2	261	1	0,5	30,9	555	240
		105	1756	5	62	3,5	0,0	69	540	30,8	7,4	257	1154	65,7	92,6	461	435
		205	3000	1,47	2905	96,8	17,1	70	74	2,5	28,7	253	21	0,7	54,2	476	212
405	3000	1,72	2829	94,3	12,2	81	129	4,3	29,1	258	42	1,4	58,7	470	257		
605	2798	5	2609	93,2	9,6	86	121	4,3	19,3	265	68	2,4	71,7	492	304		
Orifice D2	163 °C 8,2 bar	5	3000	3,8	1692	56,4	0,4	94	593	19,8	9,8	252	715	23,8	89,7	492	422
		15	285	5	73	25,6	0,5	114	92	32,3	9,8	256	120	42,1	89,7	486	441
		30	3000	0,6	2668	88,9	3,8	67	234	7,8	25,4	249	98	3,3	70,7	471	323
		55	3000	0,47	2805	93,5	3,1	55	139	4,6	22,0	239	56	1,9	74,9	493	333
		105	3000	0,37	2863	95,4	5,9	54	105	3,5	32,1	242	32	1,1	62,1	450	263
		205	3000	0,41	2727	90,9	3,3	67	173	5,8	18,6	247	100	3,3	78,2	482	350
		405	3000	0,82	2753	91,8	6,3	83	167	5,6	22,2	259	80	2,7	71,5	486	324
		805	3000	1,96	2732	91,1	8,9	95	185	6,2	21,9	242	83	2,8	69,2	458	298

Tableau 2.3.2 : Evolution axiale de la granulométrie

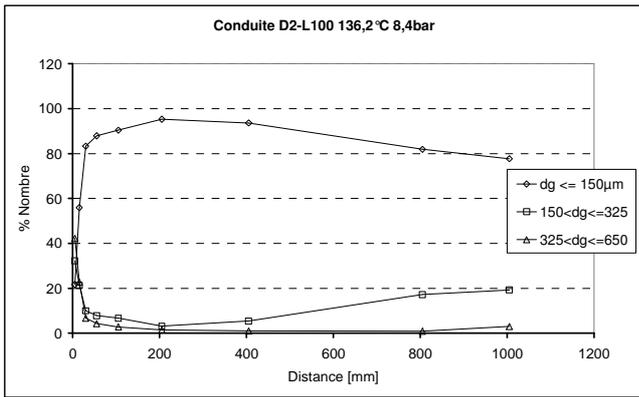


(a) Orifice

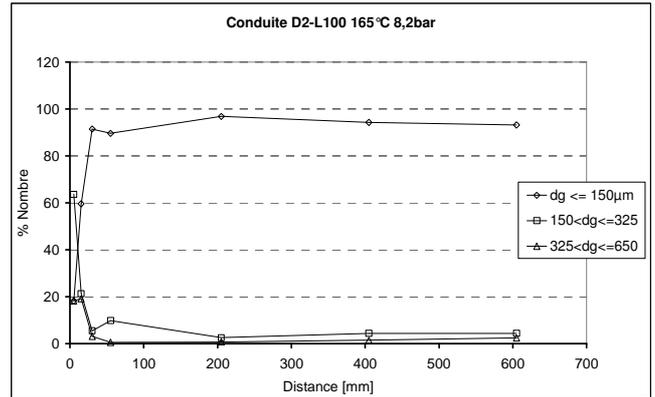


(b) Conduite

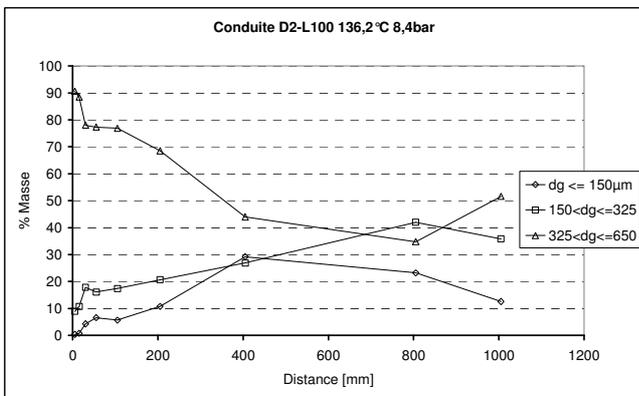
Fig 2.3.25 : : Variation du diamètre de SAUTER le long de l'axe



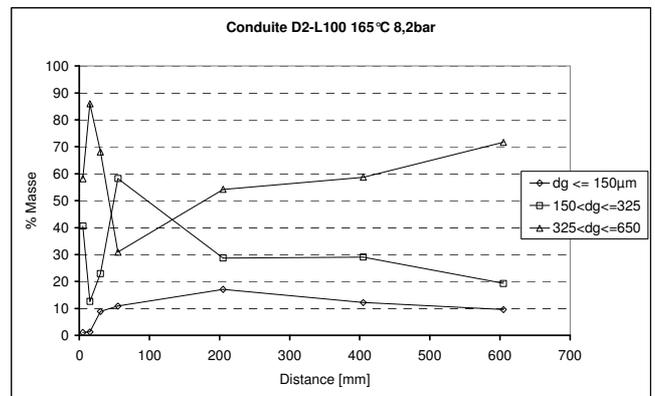
(a) Distribution granulométrique en nombre



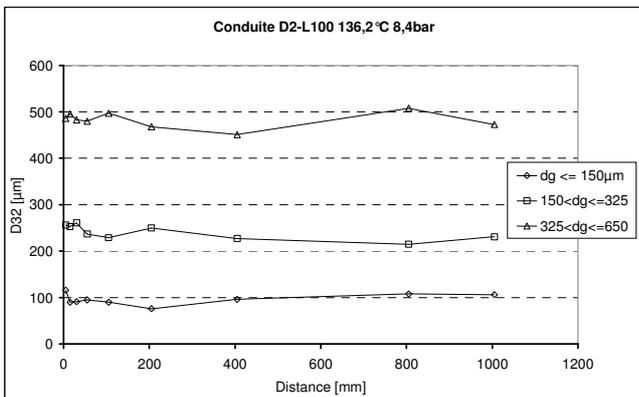
(a) Distribution granulométrique en nombre



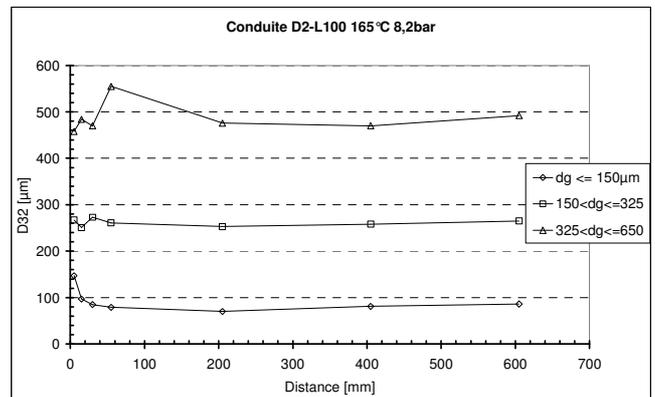
(b) Distribution granulométrique en masse



(b) Distribution granulométrique en masse



(c) Diamètre moyen de Sauter



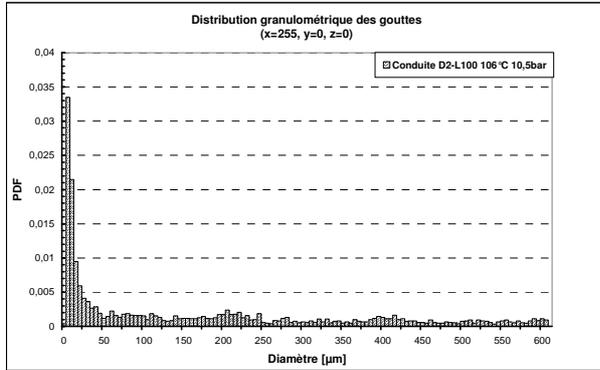
(c) Diamètre moyen de Sauter

Fig 2.3.26 : Conduite D2-L100; 136°C; 8,4 bar

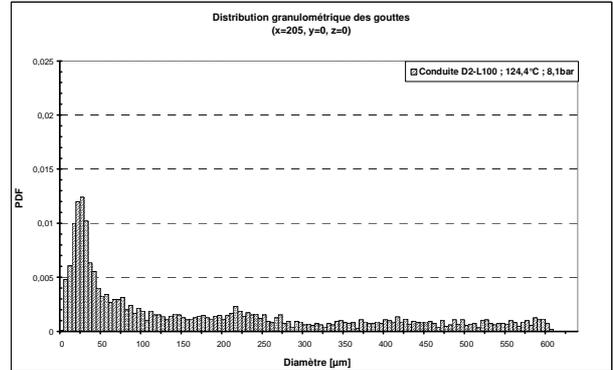
Fig 2.3.27 : Conduite D2-L100; 165°C; 8,2 bar

2.3.6.2 Evolution de la distribution granulométrique avec T_r , P_r et la géométrie

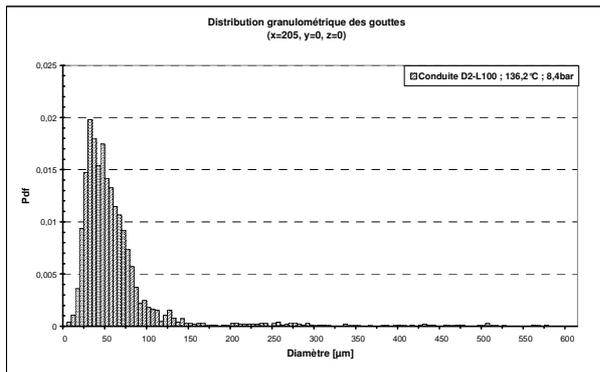
Les figures 2.3.28 (conduite D2L100) et 2.3.29 (orifice D2) montrent que toutes les distributions, quelles que soient T_r et P_r , présentent un pic qui se situe dans la plage $[0, 150 \mu\text{m}]$. Ce pic présente une forme voisine de ce qu'on trouve dans la littérature, qualitativement proche d'une distribution log-normale ou d'une distribution de Rosin-Rammler¹⁰.



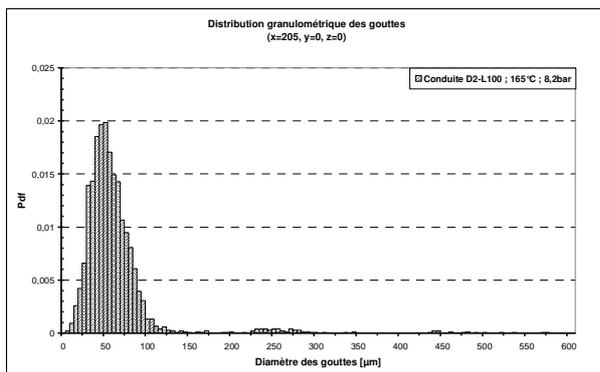
$T_r = 106 \text{ °C} / P_r = 10.5 \text{ bar abs}$



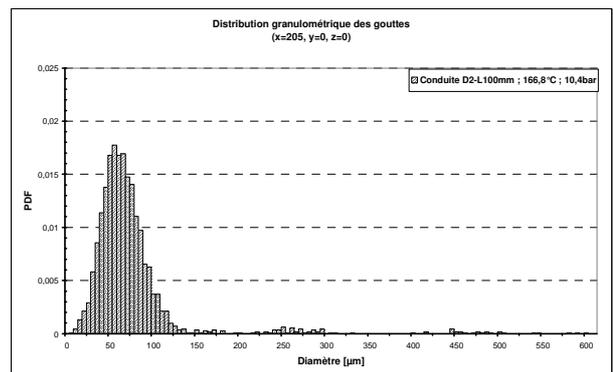
$T_r = 124.4 \text{ °C} / P_r = 8.1 \text{ bar abs}$



$T_r = 136.2 \text{ °C} / P_r = 8.4 \text{ bar abs}$



$T_r = 165 \text{ °C} / P_r = 8.2 \text{ bar abs}$

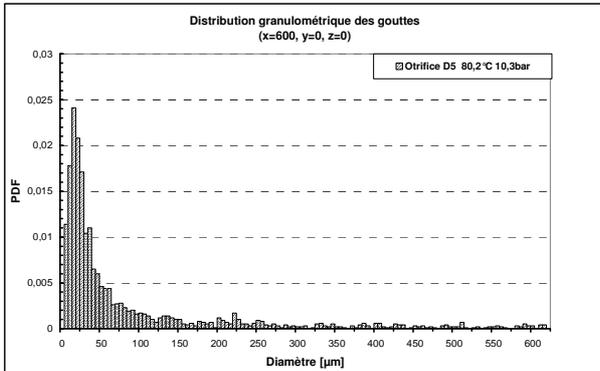


$T_r = 166.8 \text{ °C} / P_r = 10.4 \text{ bar abs}$

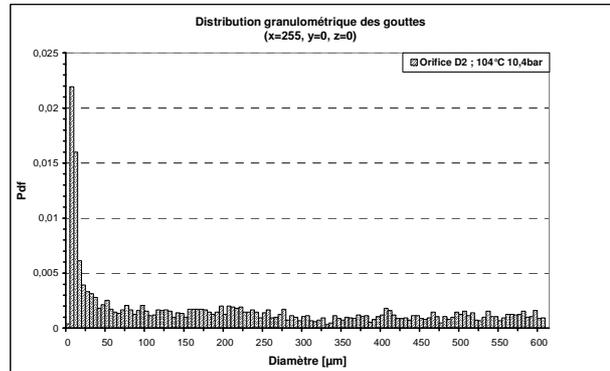
Fig 2.3.28 : Distribution granulométrique des gouttes en nombre, cas de la conduite (D2-L100, à 200mm sur l'axe)

¹⁰ Nous ne creuserons pas plus la description de la forme de cette distribution. Nous verrons dans les pages qui suivent qu'elle ne présente pas un gros intérêt pour la suite.

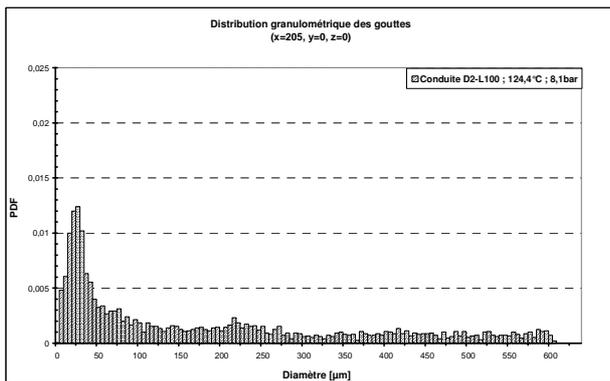
Les mêmes figures montrent qu'il existe une autre population. A basse température ($T_r = 80^\circ\text{C}$, 104°C et 124°C), on observe une distribution quasi-uniforme jusqu'à $600\ \mu\text{m}$ (limite du PLDA dans la configuration utilisée). A des températures plus élevées (136 à 167°C), on ne peut plus parler de distribution uniforme. On constate toutefois l'existence de quelques gouttes dont le diamètre est supérieur à $150\ \mu\text{m}$, les plus nombreuses d'entre elles se situant entre 200 et $300\ \mu\text{m}$.



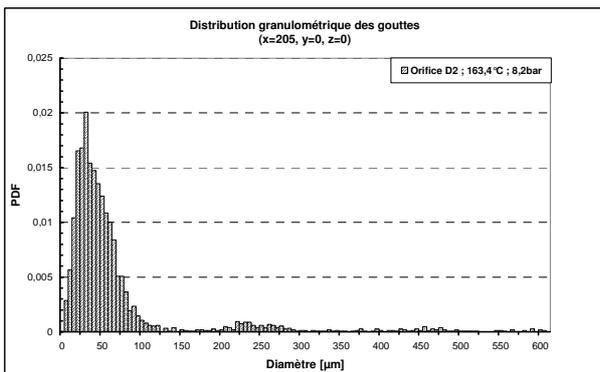
$T_r = 80.2^\circ\text{C} / P_r = 10.3\ \text{bar abs}$



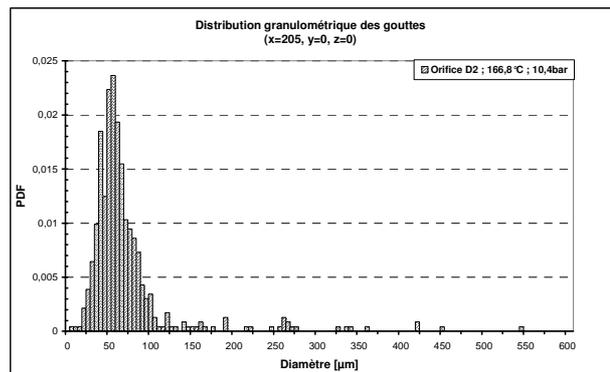
$T_r = 104^\circ\text{C} / P_r = 10.4\ \text{bar abs}$



$T_r = 124^\circ\text{C} / P_r = 8,1\ \text{bar abs}$

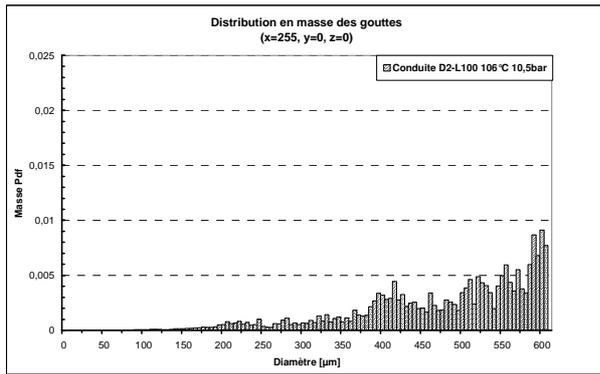


$T_r = 163.4^\circ\text{C} / P_r = 8.2\ \text{bar abs}$

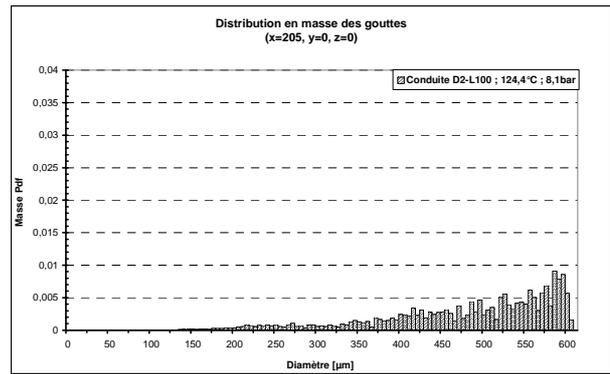


$T_r = 166.8^\circ\text{C} / P_r = 10.4\ \text{bar abs}$

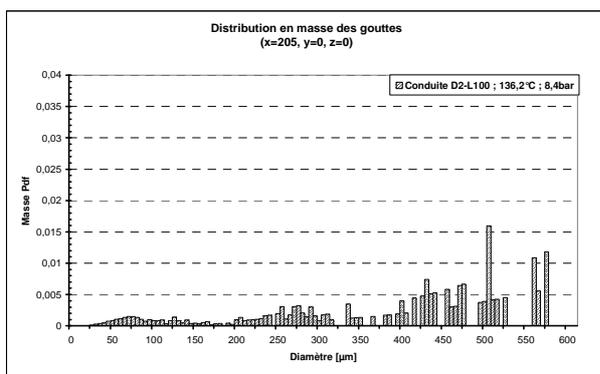
Fig. 2.3.29 : distribution granulométrique des gouttes en nombre ; cas de l'orifice (D2, à $200\ \text{mm}$ sur l'axe)



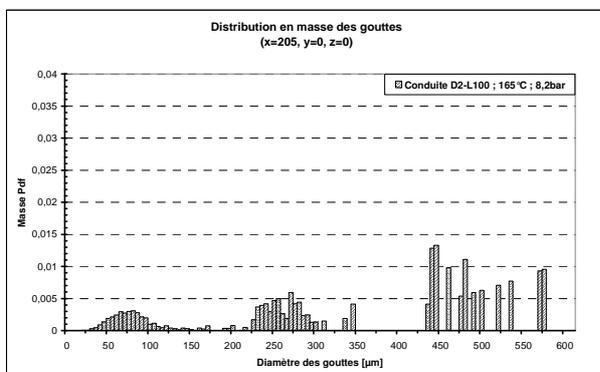
$$T_r = 106 \text{ °C} / P_r = 10.5 \text{ bar abs}$$



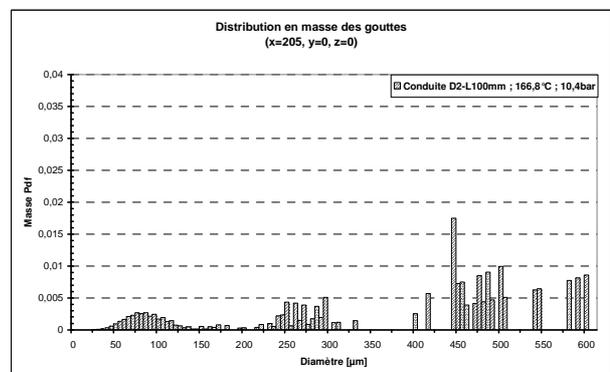
$$T_r = 124.4 \text{ °C} / P_{res} = 8.1 \text{ bar abs}$$



$$T_r = 136.2 \text{ °C} / P_r = 8.4 \text{ bar abs}$$

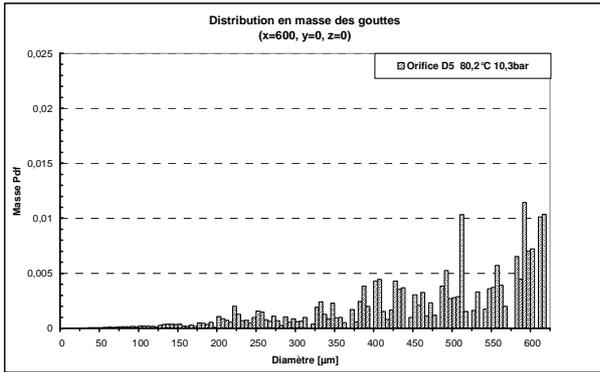


$$T_r = 165 \text{ °C} / P_r = 8.2 \text{ bar abs}$$

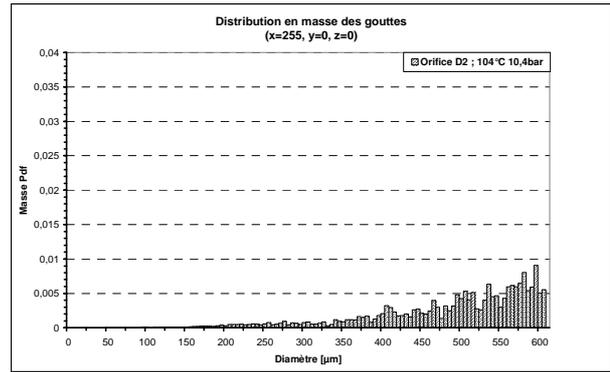


$$T_r = 166.8 \text{ °C} / P_r = 10.4 \text{ bar abs}$$

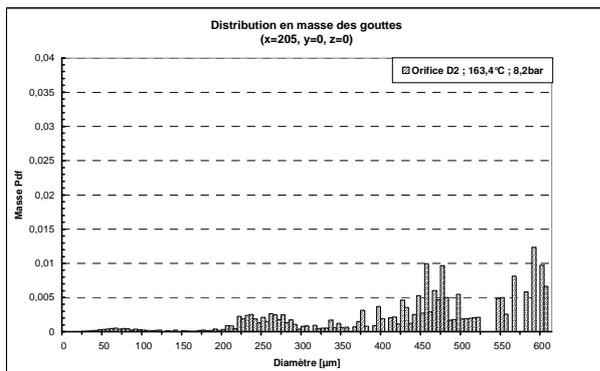
Fig 2.3.30 : Distribution granulométrique des gouttes en masse, cas de la conduite (D2-L100, à 200mm sur l'axe)



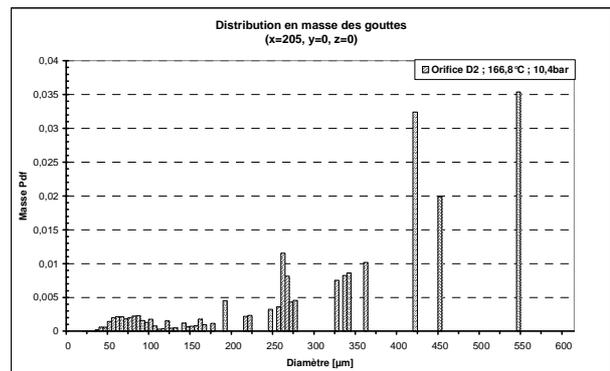
$$T_r = 80.2 \text{ °C} / P_r = 10.3 \text{ bar abs}$$



$$T_r = 104 \text{ °C} / P_r = 10.4 \text{ bar abs}$$



$$T_r = 163.4 \text{ °C} / P_r = 8.2 \text{ bar abs}$$



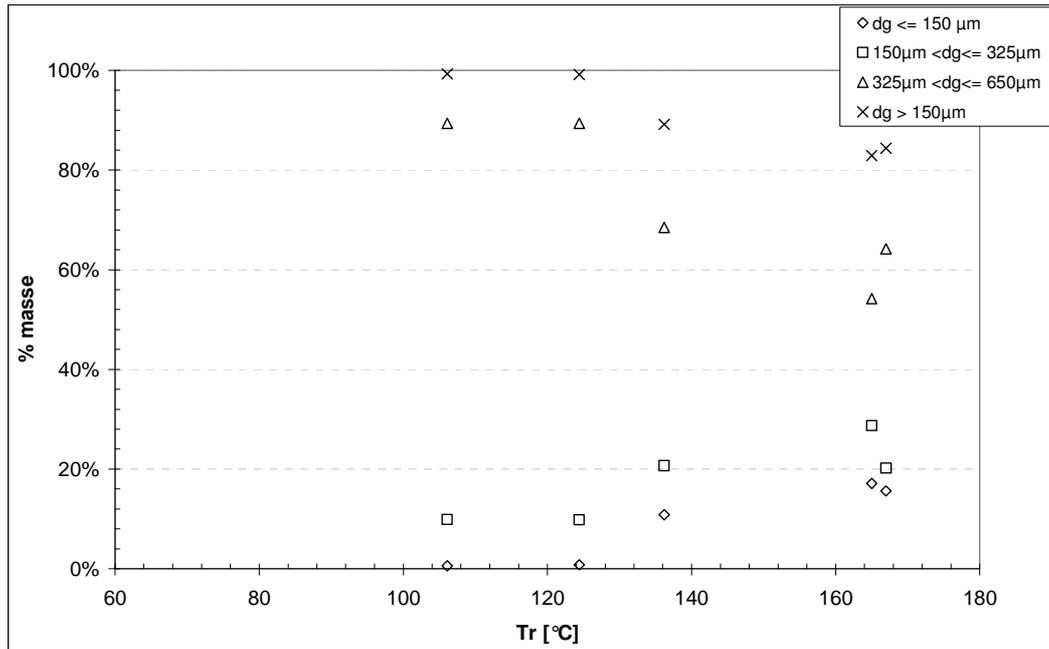
$$T_r = 166.8 \text{ °C} / P_r = 10.4 \text{ bar abs}$$

Fig 2.3.31 : Distribution granulométrique des gouttes en masse, cas de l'orifice (D2, à 200mm sur l'axe)

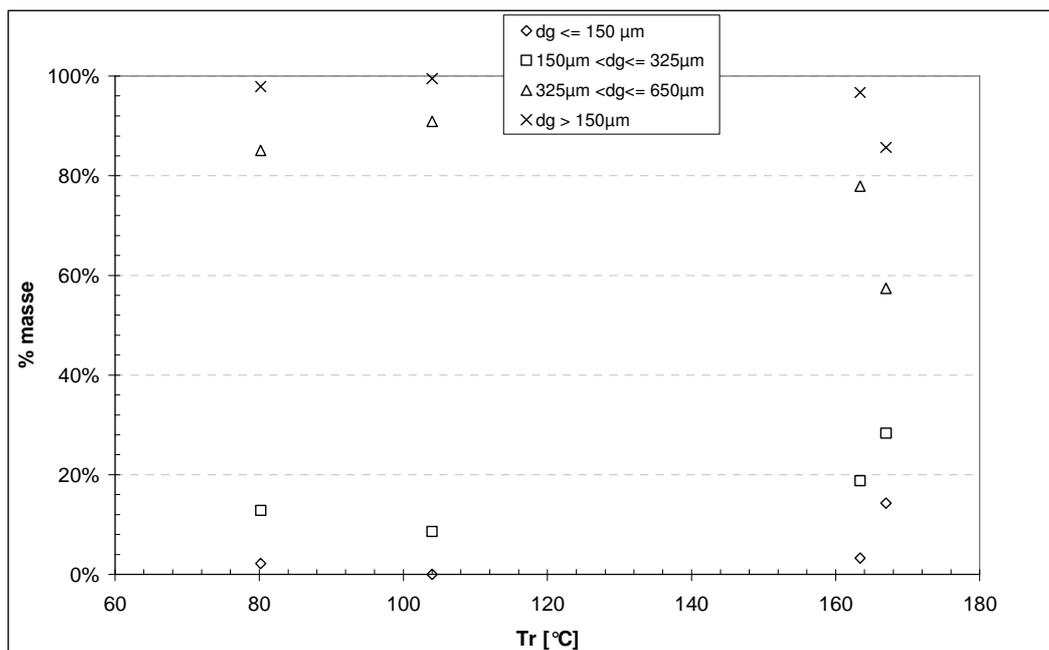
Dans le phénomène de rain-out, c'est la masse portée par les gouttes qui importe plus que leur nombre. Nous sommes donc tentés de représenter la granulométrie mesurée par sa distribution massique.

Les figures 2.3.30 et 2.3.31 montrent alors un renversement de tendance complet. Les petites gouttes ($d_g < 150 \mu\text{m}$), qui représentent la grande majorité du nombre ($\tau > 90 \%$ pour $T_r \geq 136^\circ\text{C}$ et encore $\tau > 45 \%$ pour $T_r \geq 80^\circ\text{C}$) ne représentent que 0,5 à 17 % de la masse ! Et les grosses gouttes le complément, soit 83 à 99,5 % de la masse ! Cette même tendance est manifeste aussi dans les représentations de l'évolution axiale (fig. 2.3.21, 2.3.23, 2.3.25 et tableau 2.3.2)

La fraction de la masse portée par les « grosses gouttes » est toujours (dans notre gamme de températures) largement majoritaire. Pratiquement toute la masse pour $T_r < 125^\circ\text{C}$, elle décroît lentement pour atteindre environ 85% pour $T_r \sim 165^\circ\text{C}$ (figure 2.3.32 et 2.3.33). La sensibilité de cette répartition à la pression semble faible, au point d'être inférieure à la précision de nos mesures.



(a) cas de la conduite D2-L100



(b) cas de l'orifice D2

Fig 2.3.32 : Variation du pourcentage en masse de toutes les gouttes

Il nous semble que la littérature n'a jamais mentionné l'existence de telles gouttes, surtout la littérature dévolue à la fragmentation thermique (cf. première partie) et encore moins mentionné leur importance quantitative. Cela pourrait être dû aux difficultés liées à l'appareillage : pour obtenir des mesures précises là où se trouvent la plupart des gouttes, on peut être amené à restreindre la plage de mesure. Avec l'appareil que nous avons utilisé, il était beaucoup plus difficile (signal faible) de faire des mesures sur la plage $[0 \div 600 \mu\text{m}]$ (masque C) que sur la plage $[0 \div 200 \mu\text{m}]$ (masque A). Une autre raison peut tenir au fait que la plus grande partie des expériences relatives dans la littérature a été réalisée avec de

très petits orifices, de diamètre généralement inférieur à 500 μm (études sur l'injection Diesel par exemple).

Tentative d'observation plus fine

Dans une représentation de pdf en masse, (fig 2.3.30 et 2.3.31) la distribution qui apparaissait comme quasi-uniforme en nombre aux températures les plus basses ($T_r < 125^\circ\text{C}$, fig. 2.3.28 et 2.3.29) devient croissante avec le diamètre, ce qui est normal puisque la masse croît comme le cube du diamètre. La représentation en masse fait apparaître, fait nouveau, que la même distribution existe entre aux températures plus élevées pour les gouttes les plus grosses (nous les définirons en observant les histogrammes par : $d_g > 325 \mu\text{m}$).

Et si nous continuons d'observer les histogrammes en masse, nous sommes tentés de discerner une troisième population : un pic entre 150 μm et 325 μm qui, quasiment absent aux basses températures ($T_r < 105^\circ\text{C}$), se développe au fur et à mesure que la température augmente. Au dessus de $T_r = 136^\circ\text{C}$, il représente une masse plus élevée que celle des « petites gouttes » (fig. 2.3.31).

Les commentaires qui précèdent s'appliquent aussi bien aux jets issus de l'orifice D2 (fig. 2.3.29) que de la conduite D2-L100.(fig.2.3.28).

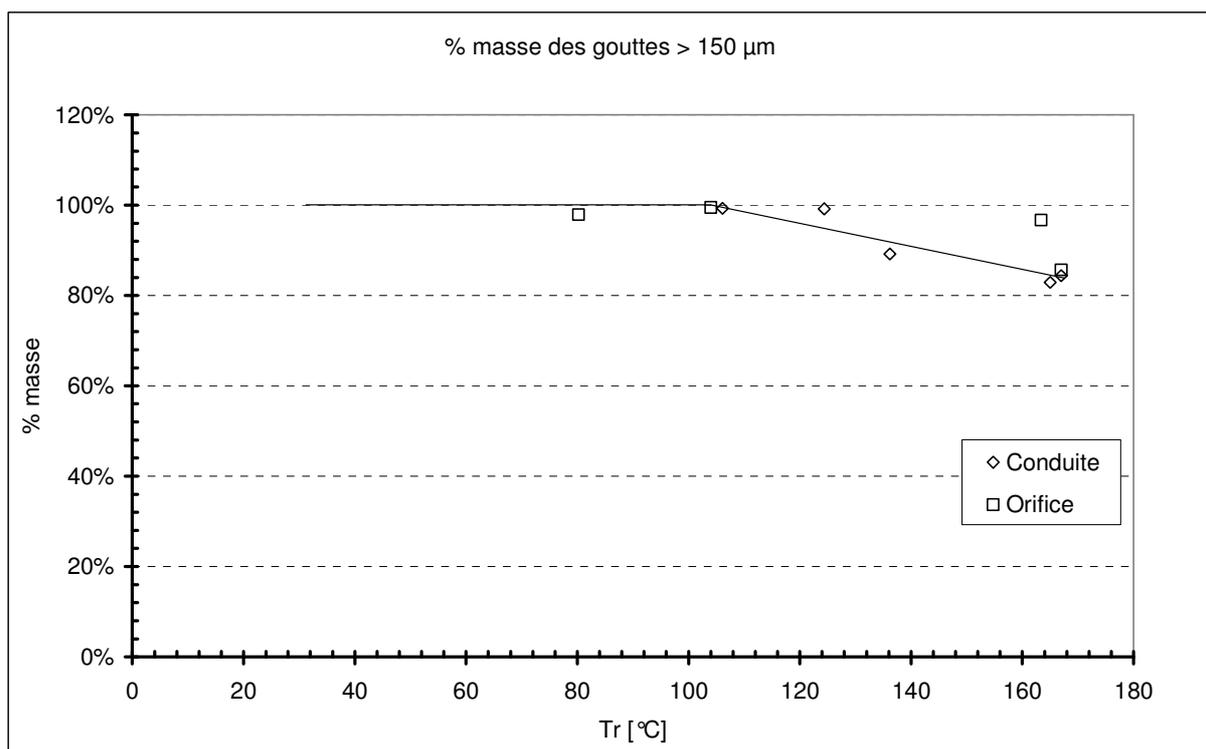


Fig 2.3.33 : Variation du pourcentage en masse des grosses gouttes ($d_g > 150 \mu\text{m}$)

Type de brèche	Conditions thermodynamique de stockage	Temps [s]	Nombre total de gouttes	Position du point de mesure (x,y,z) [mm]	dg ≤ 150µm			150µm < dg ≤ 325µm			325µm < dg ≤ 650µm			D32 global [µm]
					% nombre	% masse	D32 [µm]	% nombre	% masse	D32 [µm]	% nombre	% masse	D32 [µm]	
D2 L100	167 °C – 10,4 bar abs	4,99 %	2266	(205, 0, 0)	95,8 %	15,6 %	79	2,9 %	20,2 %	256	1,3 %	64,2 %	488	246
D2 L100	165 °C – 8,2 bar abs	1,47	3000	(205, 0, 0)	96,8 %	17,1 %	70	2,5 %	28,7 %	253	0,7 %	54,2 %	476	212
D2 L100	136,2 °C – 8,4 bar abs	0,96	3000	(205, 0, 0)	95,3 %	10,8 %	76	3,1 %	20,7 %	250	1,5 %	68,5 %	468	269
D2 L100	124,4 °C – 8,1 bar abs	2,91	3000	(205, 0, 0)	57,0 %	0,8 %	101*	20,5 %	9,8 %	246	22,5 %	89,4 %	493	436
D2 L100	106,1 °C – 10,5 bar abs	0,90	3000	(255, 0, 0)	58,0 %	0,6 %	106*	19,9 %	9,9 %	247	22,1 %	89,4 %	492	438
D2	167 °C – 10,4 bar abs	4,99	465	(205, 0, 0)	94,2 %	14,3 %	76	4,3 %	28,3 %	245	1,5 %	57,4 %	434	228
D2	163,4 °C – 8,2 bar abs	0,41	3000	(205, 0, 0)	90,9 %	3,3 %	67	5,8 %	18,8 %	248	3,3 %	77,9 %	483	350
D2	104 °C – 10,4 bar abs	1,23	3000	(255, 0, 0)	47,0 %	0,0 %	109*	23,7 %	8,6 %	248	29,3 %	90,9 %	500	452
D2	80,2 °C – 10,3 bar abs	1,84	2000	(600, 0, 0)	84,0 %	2,2 %	93*	9,0 %	12,8 %	242	7,0 %	85,1 %	494	403

Tableau 2.3.3. : évolution de la granulométrie avec Tr et Pr

* Pour ces températures, cette population se répartit elle même entre un pic et le début d'une distribution quasi-uniforme.

2.3.6.3 Précision de l'estimation du D_{32}

Le D_{32} est une grandeur moyenne sur une population. Nous cherchons à l'estimer à partir de l'échantillon collecté par notre appareil de mesure. L'estimation demande un « grand nombre » de mesures pour que la valeur estimée soit proche de la valeur réelle.

L'appareil s'arrête lorsqu'il a obtenu 3000 mesures, ou après 5 secondes s'il n'a pas encore les 3000 mesures. Parmi les 3000 mesures, la majorité concerne des petites gouttes. ($d_g < 150 \mu\text{m}$). La figure 2.3.34 montre que l'on peut considérer que l'estimation de leur D_{32} est correcte à quelques micromètres près lorsque l'échantillon comporte 3000 mesures.

Dans le calcul du d_{32} de la population totale, les « grosses gouttes » ($d_g > 150 \mu\text{m}$) jouent un rôle prédominant, parce que leur rapport V/S est grand. Mais ces gouttes sont relativement peu nombreuses au sein de la population totale (~ 40 à 50 % à $T_r \sim 105^\circ\text{C}$, 3 à 10% pour $T_r \sim 165^\circ\text{C}$). Lorsque l'appareil s'arrête après avoir observé 3000 gouttes, l'échantillon de « grosses gouttes » est encore limité (100 et 300 gouttes pour les deux situations représentées sur la figure 2.3.34). C'est ce qui explique que l'estimation du D_{32} met plus longtemps à converger. Nous pouvons évaluer (visuellement) l'incertitude à :

$\pm 100 \mu\text{m}$ pour un échantillon de 3000 gouttes, $\pm 20 \mu\text{m}$ pour un échantillon de 6000 gouttes à température élevée ($T_r \sim 165^\circ\text{C}$) pour laquelle le nombre de « grosses gouttes » est le plus faible.

Cette incertitude est nettement plus faible à plus basse température.

Nous avons évoqué un rôle prédominant des « grosses gouttes ». Nous avons voulu vérifier si cela allait jusqu'à ce que les « petites gouttes » jouent un rôle négligeable.

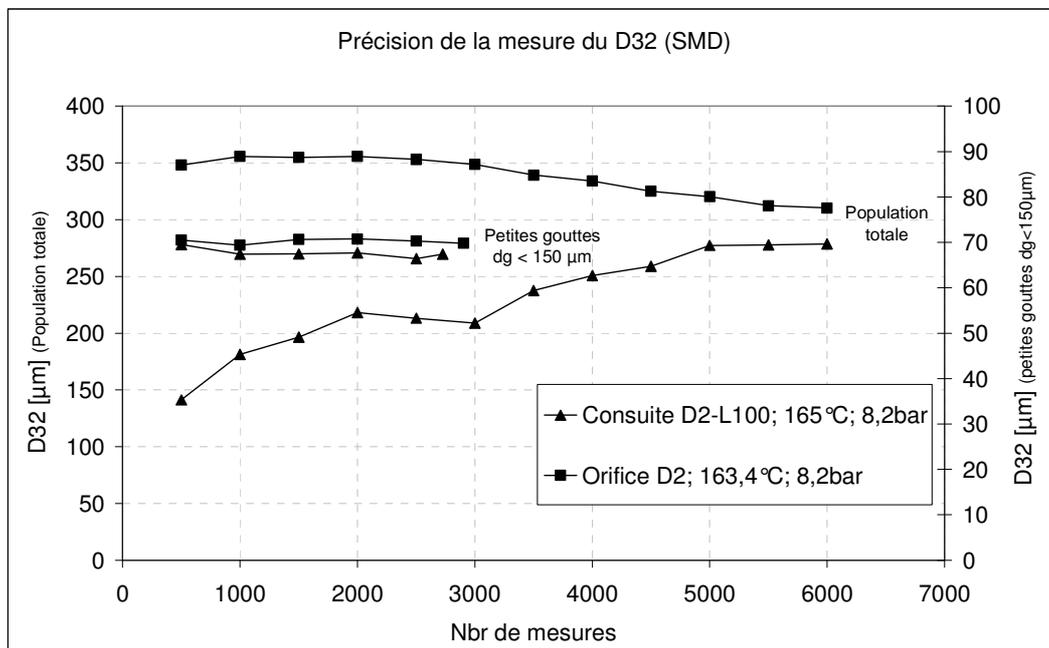


Fig 2.3.34 : Précision de la mesure du D_{32} en fonction du nombre de gouttes.

Le tableau 2.3.4, montre que cela est relativement vrai à basse température ($T_r < 125^\circ\text{C}$). Ce sont alors les gouttes qui appartiennent à la distribution quasi-uniforme qui gouvernent le diamètre moyen de Sauter (à 10% près). Par contre, les « petites gouttes » jouent un rôle largement non négligeable aux températures plus élevées ($T_r > 135^\circ\text{C}$), leur grand nombre compensant la faible valeur du rapport V/S associé.

Type de brèche	Conditions thermodynamique de stockage	Position du point de mesure (x,y,z)	$d_g > 150\mu\text{m}$ D32 [1]	D32 global D32 [2]	D32 [1] / D32 [2]
D2-L100	167 °C – 10,4 bar abs	(205, 0, 0)	401	246	1,63
D2-L100	165 °C – 8,2 bar abs	(205, 0, 0)	365	212	1,72
D2-L100	136,2 °C – 8,4 bar abs	(205, 0, 0)	389	269	1,45
D2-L100	124,4 °C – 8,1 bar abs	(205, 0, 0)	448	436	1,03
D2-L100	106,1 °C – 10,5 bar abs	(255, 0, 0)	447	438	1,02
D2	167 °C – 10,4 bar abs	(205, 0, 0)	346	228	1,52
D2	163,4 °C – 8,2 bar abs	(205, 0, 0)	408	350	1,17
D2	104 °C – 10,4 bar abs	(255, 0, 0)	459	452	1,02
D5	80,2 °C – 10,3 bar abs	(600, 0, 0)	435	403	1,08

Tableau 2.3.4 : Comparaison du diamètre de Sauter des « grosses gouttes » et du diamètre de Sauter de la population totale.

2.3.6.4 Diamètre de Sauter des différentes classes de gouttes (tableau 2.3.3. et fig. 2.3.35)

- *Diamètre des « petites gouttes » ($d_g < 150 \mu\text{m}$).*

Par définition, ce diamètre est une moyenne pour des gouttes dont le diamètre est compris entre 0 et 150 μm . Nous ne sommes donc guère surpris qu'il soit confiné dans une plage étroite : [75, 106 μm].

De ce fait, il est difficile de discerner une sensibilité aux paramètres (T_r et P_r) si ce n'est, peut-être, une légère décroissance avec la température (figure 2.3.35 (a)). Le point le plus remarquable est le déplacement du maximum du pic observable sur les figures 2.3.28 et 2.3.29 aux très petits diamètres (pic à $d_g = 20 \mu\text{m}$) à basse température ($T_r < 105^\circ\text{C}$), vers des diamètres plus élevés (50 ou 60 μm) à température plus élevée ($T_r \sim 165^\circ\text{C}$), ce qui est un sens de variation inattendu (figure 2.3.36). Toujours pas de différence entre jets issus de conduite et d'orifice.

- *Diamètre des « gouttes médianes » ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$)*

Là encore (figure 2.3.35 (b)), par construction, il n'est pas surprenant que la plage de variation soit limitée. Nous sommes tout de même surpris de trouver toujours la même valeur : entre 242 et 256 μm . Et ce entre 80 et 167 °C, pour des pressions de 8 et 10 bar abs, pour deux orifices (diamètre 2 mm et diamètre 5 mm), et pour une conduite (D2-L100).

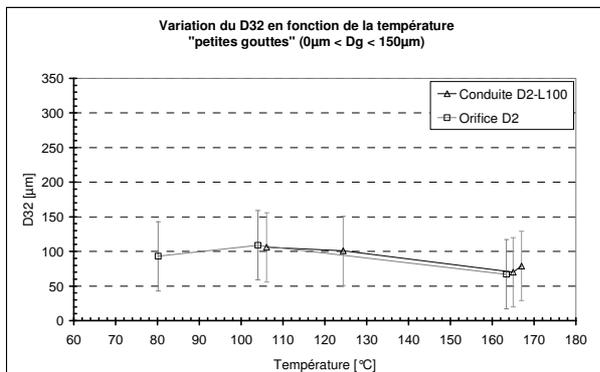
- *Diamètre des « plus grosses gouttes » ($325 \mu\text{m} < d_g < 650 \mu\text{m}$)*

La contrainte est ici un peu moins serrée puisque la plage de diamètre est deux fois plus grande que précédemment ($325 \mu\text{m}$ au lieu de $150 \mu\text{m}$). Par contre, elle est artificiellement bornée par les capacités de l'appareil (limité à $d_g < 650 \mu\text{m}$). De ce fait (ne pas mesurer les gouttes de diamètre supérieur à $650 \mu\text{m}$), il est possible que les variations observées n'aient pas vraiment de sens physique. De plus, le faible nombre de gouttes concernées introduit un intervalle de confiance de grande amplitude de ($\pm 100 \mu\text{m}$). Dans ces conditions, nous pouvons considérer que les variations observées (figure 2.3.35 (c)) sont très faibles (entre 434 et $500 \mu\text{m}$). La seule tendance observable est peut-être, là encore, une légère décroissance avec la température de réservoir. Toujours pas de sensibilité observable à la pression (8,2 et 10, 4 bar), ni à la géométrie de l'organe de sortie (orifices D2 et D5 ; conduite D2 L100).

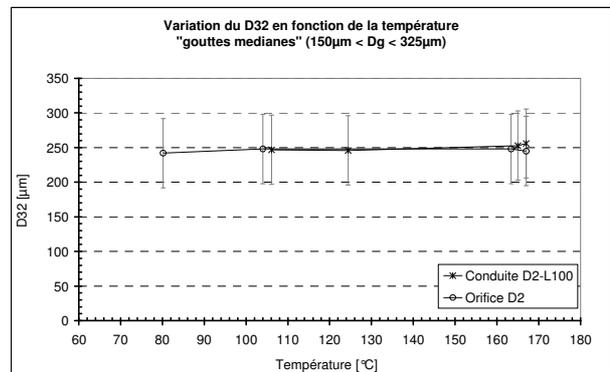
- *Diamètre de Sauter de la population totale*

La figure (2.3.35 d) montre que l'amplitude des variations est ici plus élevée (entre $452 \mu\text{m}$ et $212 \mu\text{m}$), ce qui indique que les variations du poids relatif de chaque population jouent un rôle plus important que les variations de diamètre au sein de chaque population.

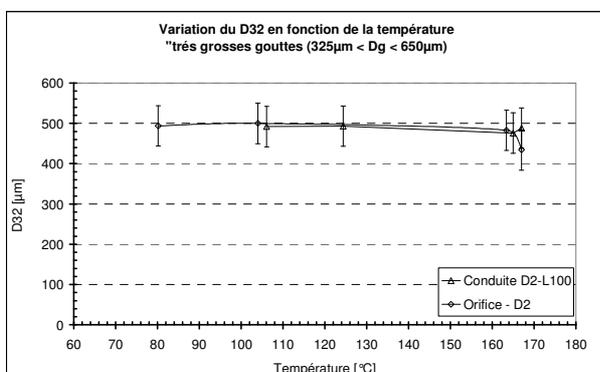
Le diamètre moyen décroît avec la température de stockage (de $d_g = 436 \mu\text{m}$ à $T_r = 124,4 \text{ }^\circ\text{C}$ vers $d_g = 212 \mu\text{m}$ à $T_r = 165^\circ\text{C}$ dans le cas de la conduite D2-L100). On note un écart entre orifice et conduite ($T_r = 165 \text{ }^\circ\text{C}$), cet écart est probablement dû à l'incertitude sur la mesure.



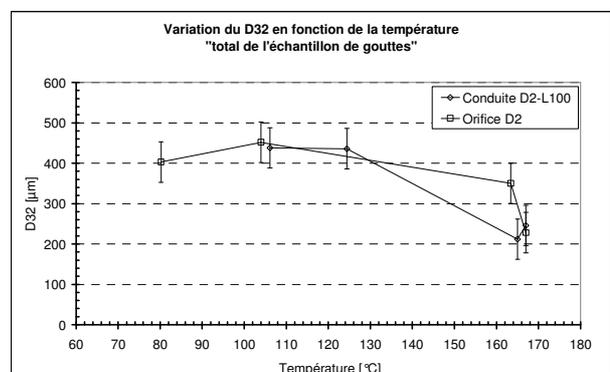
(a) $0 \mu\text{m} < d_g < 150 \mu\text{m}$



(b) $150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$



(c) $325 \mu\text{m} < d_g < 650 \mu\text{m}$



(d) Population totale

Fig. 2.3.35 : Variation du diamètre moyen de Sauter en fonction de la température de réservoir

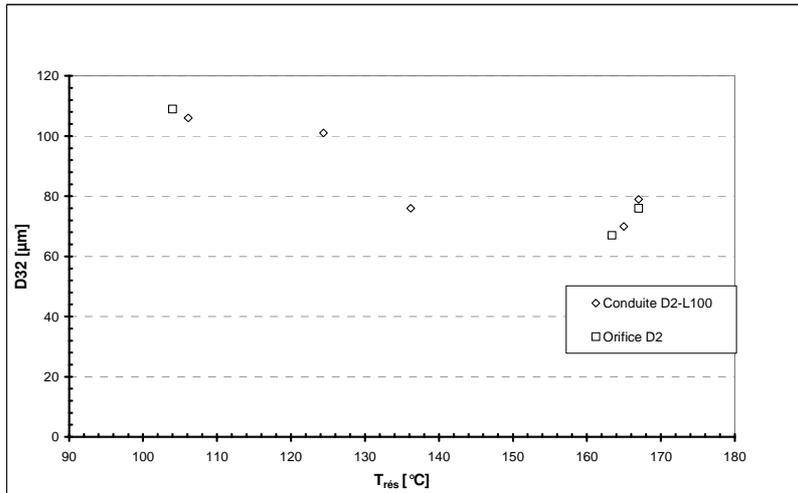


Fig 2.3.36 : déplacement du pic des « petites gouttes » avec T_r

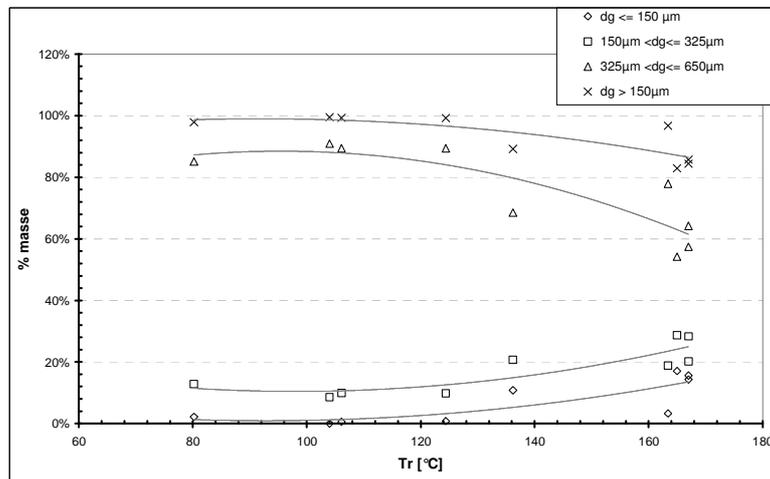


Fig. 2.3.37 : Variation du pourcentage en masse des gouttes en fonction de la température de stockage (conduite D2-L100 ; orifice D2)

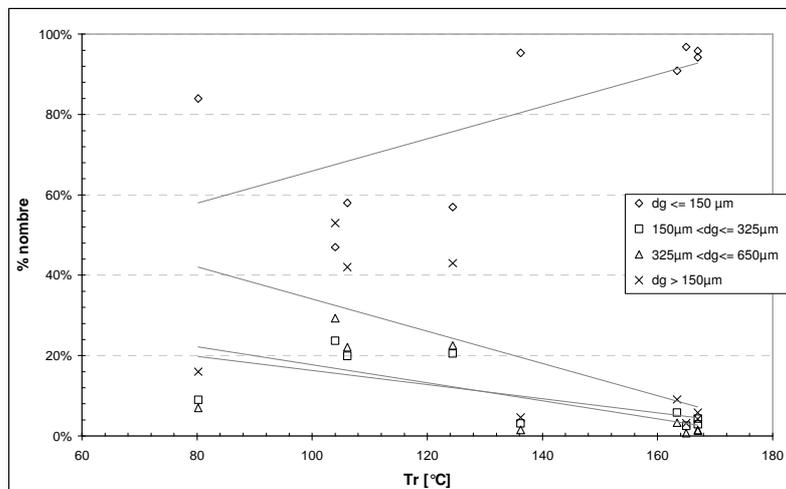


Fig. 2.3.38 : Variation du pourcentage en nombre des gouttes en fonction de la température de stockage (conduite D2-L100 ; orifice D2)

2.3.6.5 évolution radiale

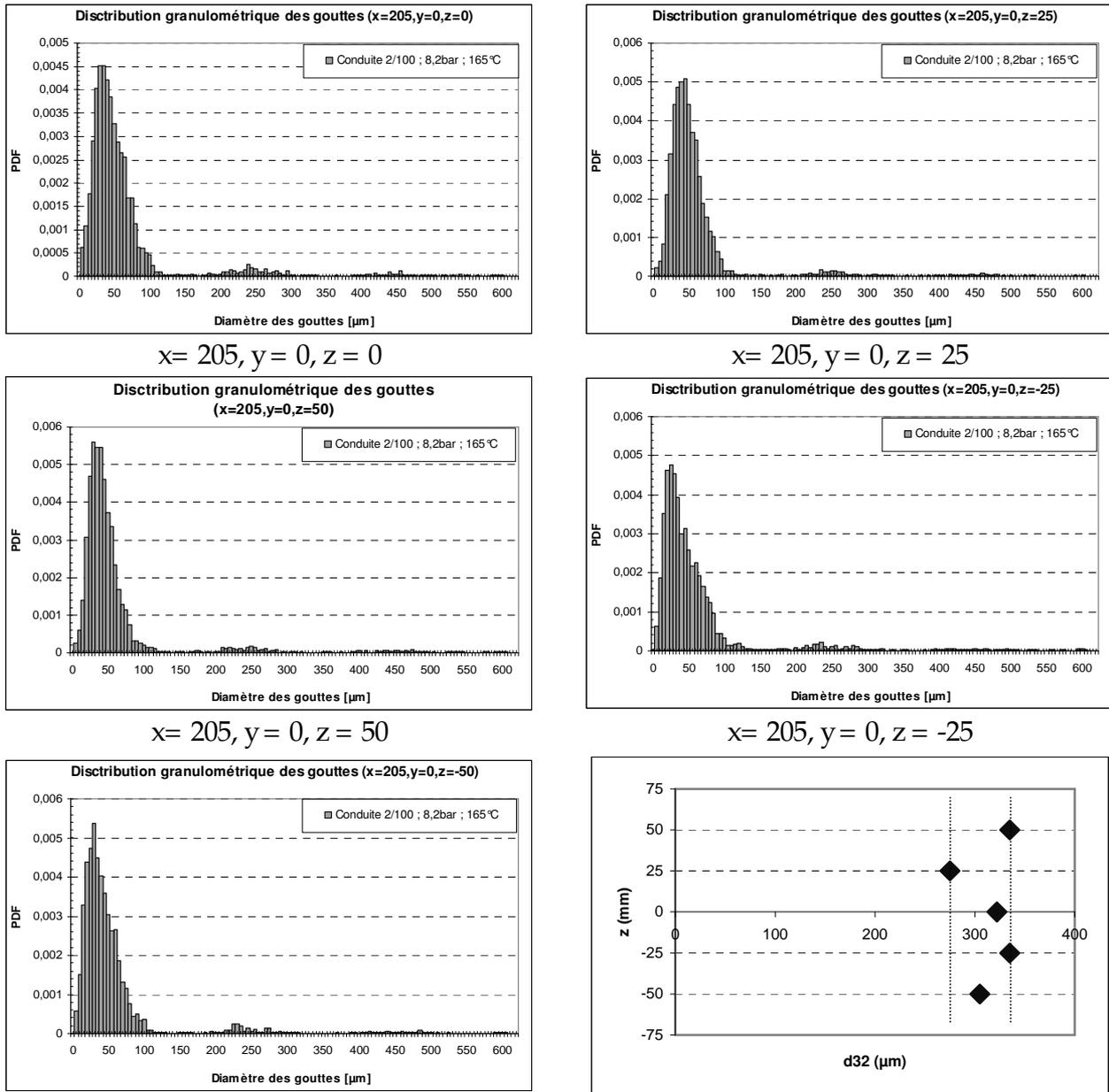


Fig. 2.3.39 : Distribution granulométrique des gouttes selon une section du jet ($x=205, y=0$)
 Conduite D2-L100, $T_r = 165^\circ\text{C}$, $P_r = 8,2\text{bar abs}$

Il n'y a pas d'écart perceptible d'un histogramme à l'autre. Les variations du diamètre de Sauter sont probablement à attribuer à l'incertitude sur la mesure.

2.3.6.6 Remarque conclusive à propos de la granulométrie

L'aspect le plus original, le plus nouveau de nos résultats concerne assurément la détection de « grosses gouttelettes » ($d_g > 150\mu\text{m}$) qui portent l'essentiel de la masse.

Certains des histogrammes que nous avons obtenus sont sujets à caution, nous en sommes conscients. Nous sommes toute fois profondément convaincus de l'existence de ces « grosses gouttelettes », ne serait-ce que par l'observation visuelle : le rain-out se présente comme une pluie sous le jet dans laquelle l'œil est presque capable d'observer les gouttelettes individuelles.

Nous avons essayé avec des collègues opticiens de l'Université Jean Monnet une méthode d'estimation du diamètre des gouttes qui participent au rain-out par ombroscopie. Faut de temps cette partie n'a pas pu être mise en valeur dans ce document. Cela nous a permis de confirmer l'existence de "groses gouttes" dont la contribution au rain-out est essentielle. Le bilan matière associé confirmait que les "groses gouttes" portaient toute la masse.

3. Discussion

Les observations expérimentales qui ont été évoquées précédemment doivent maintenant être confrontées aux modèles.

Nous serons amenés à nous préoccuper séparément de la zone d'expansion, du comportement du jet de brouillard et de celui des gouttes qui le quittent (la « pluie » sous le jet à l'origine du rain-out).

Pour le jet de brouillard nous confronterons le profil de vitesse des gouttelettes (modélisation mécanique) et le profil de température sur l'axe (modélisation thermique) à ce que prévoit la partie « Papadourakis – jet » du module de calcul INERIS. Pour les gouttes, nous confronterons le centre de gravité des gouttes qui participent au rain-out (modélisation mécanique) et la fraction globale de rain-out (évaporation ; modélisation thermique) à ce que prévoit la partie « Papadourakis – gouttes » du module de calcul INERIS.

Les mesures PLDA ont montré qu'il existe une minorité de gouttes dont le diamètre est compris entre 200 et 600 μm , gouttes qui portent une grande partie de la masse liquide du jet. L'existence de ces gouttes, non observées et donc non prises en compte dans les modèles et les corrélations jusqu'à présent, pourrait être l'élément qui manquait pour comprendre que les gouttes quittent les jets fragmentés thermiquement. Cela nous amènera à nous focaliser sur la trajectoire des gouttes et à accorder moins d'importance au jet de brouillard (vitesse et température) ou à l'évaporation des gouttes.

Enfin nous essaierons de voir s'il est possible de prévoir un diamètre représentatif des gouttes qui participent au rain-out. Autrement dit un diamètre qui, injecté dans le module de calcul de l'INERIS, permette de prévoir une fraction de rain-out proche de la réalité.

L'outil de calcul de l' INERIS est composé de 4 modules (fig. 1 p. 71) :

- Débit,
- Zone expansion,
- Jet de brouillard,
- Trajectoire et évaporation des gouttes.

L'idée qui a présidé au découpage de ce chapitre est de les tester chacun séparément et indépendamment par confrontation avec les données expérimentales

3.1 L'écoulement dans l'organe de sortie

La modélisation d'un écoulement diphasique (souvent bloqué soniquement) ne fait pas complètement partie des objectifs de la présente thèse. Nous nous limiterons ici à vérifier si les modèles simples inclus dans le module de calcul de l'INERIS permettent des prévisions réalistes du débit.

3.1.1 Les modèles dans le module INERIS

1. Pour l'écoulement à travers un orifice, l'outil de calcul propose logiquement de considérer un écoulement liquide selon Bernoulli (cf. §1.1.1.)

2. Dans le cas d'une conduite, l'écoulement est purement liquide de bout en bout, ou liquide dans une première partie puis diphasique en fin de conduite, selon les conditions (T_{res} , P_{res}) qui règnent dans le réservoir. Aux températures les plus basses, l'écoulement liquide peut être calculé selon Bernoulli. A température plus élevée, l'écoulement est diphasique dans une partie de la conduite. La modélisation est plus compliquée. L'outil de calcul de l'INERIS propose trois modèles :

- IHEM selon la méthode de Wheatley (1987), ainsi que ERM selon Fauske (1987) pour des fluides stockés à saturation. IHEM suppose, comme son nom l'indique, que l'équilibre entre phases est réalisé et que la dissipation visqueuse due aux frottements pariétaux n'a pas d'effet. La version de ERM implantée prend en compte empiriquement un écart à l'équilibre thermodynamique si la conduite a une longueur inférieure à 10 cm. Elle introduit une réduction empirique du débit en fonction de la valeur du rapport L/D.

- modèle de Lackmé (1979) ou modèle « Bernoulli like » pour les écoulements initialement fortement sous-refroidis. La version implantée tient compte de la dissipation visqueuse dans la zone liquide.

3. Une fois le débit calculé, le module propose à l'utilisateur d'en corriger la valeur s'il le souhaite, pour tenir compte d'une information expérimentale par exemple. La cohérence entre les données est conservée en modifiant en conséquence la valeur du diamètre (ce qui revient au même que de modifier le coefficient de striction) s'il s'agit d'un orifice, en modifiant la vitesse de l'écoulement s'il s'agit d'une conduite.

3.1.2. Confrontation à l'expérience

3.1.2.1 Orifice

La figure 3.1.1 représente le flux massique apparent W/A , (c'est à dire dans lequel A est la section nominale de l'orifice) en fonction de la pression relative dans le réservoir. Les conditions expérimentales testées s'échelonnent de $T_r = 80$ °C à $T_r = 167$ °C. Les courbes représentent ce flux massique selon Bernoulli avec différentes valeurs du coefficient de striction.

La confrontation entre l'expérience et un écoulement de Bernoulli ($G = C_D \sqrt{2\rho_l (P_{res} - P_a)}$), conduit à une très bonne estimation du débit (± 2 %) si l'on ajuste le coefficient de striction à :

- $C_D = 0,67$ pour l'orifice de diamètre 2 mm.
- $C_D = 0,70$ pour l'orifice de diamètre 5 mm.

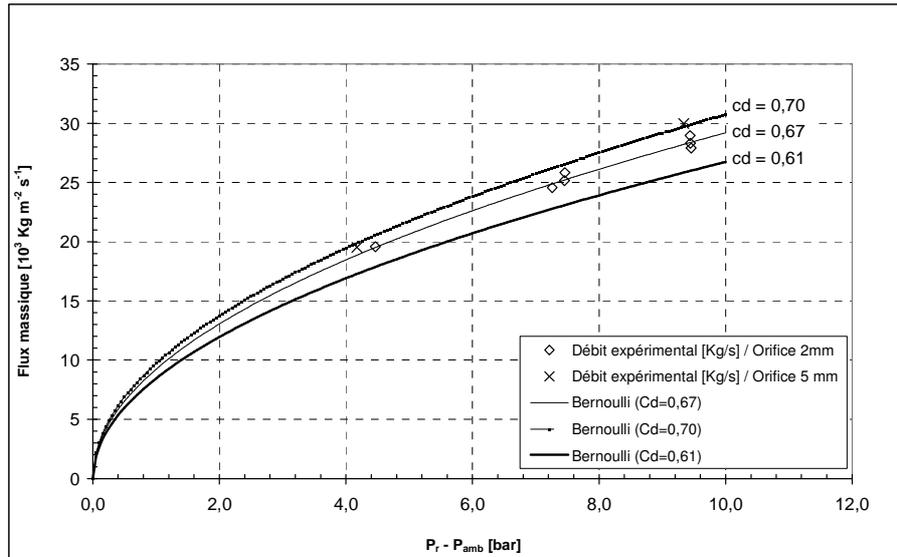


Fig 3.1.1 : Ajustement du coefficient de striction pour nos orifices ($80\text{ }^{\circ}\text{C} < T_r < 167\text{ }^{\circ}\text{C}$)

Cela montre bien que les écoulements réalisés à ces orifices sont bien purement liquides, comme on l’attend pour des orifices idéaux.

Cela signifie toutefois que le fait d’utiliser un coefficient « standard » ($C_D = 0,61$) peut amener une erreur dans la prédiction du débit de 10 à 15%. Mais dans la pratique les problèmes industriels ne conduiront pratiquement jamais à s’intéresser à des orifices idéaux !

Remarque : le calcul de la masse volumique ρ dans l’outil de calcul de l’INERIS est erroné de 5% pour l’eau à $165\text{ }^{\circ}\text{C}$. Il est donc illusoire de chercher à réaliser la confrontation avec l’expérience avec plus de précision.

3.1.2.2 Conduite

Des essais ont été réalisés avec des conduites à des températures pas beaucoup plus élevées que la température d’ébullition.

	T_r	P_r	G_{exp} $10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$	$G_{\text{Bernoulli}}$ $10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$	$\frac{\Delta G}{G}$
Conduite D2 L100	$106,2\text{ }^{\circ}\text{C}$	10,4 bar	33,6	31,9	5,0 %
Conduite D2 L100	$121,8\text{ }^{\circ}\text{C}$	3,4bar	17,1	16,3	4,7 %
Conduite D8 L400	$106,6\text{ }^{\circ}\text{C}$	9,0 bar	31,0	29,4	5,2 %

Dans le tableau ci-dessus, le calcul a été réalisé en considérant l’écoulement comme liquide avec la valeur « forfaitaire » du coefficient linéique de frottement proposé par l’outil de calcul de l’INERIS, soit $\lambda_c = 0,016$. Avec cette valeur le flux massique calculé et le flux massique mesuré sont voisins à 5 % ou mieux. Si l’on tient compte de l’incertitude sur l’évaluation du flux massique, de l’incertitude sur l’évaluation de λ_c , du fait qu’il peut exister une perte de charge à l’entrée qui n’a pas été prise en compte, et de l’imprécision dans le calcul de la masse volumique, nous pouvons considérer qu’il y a parfaite concordance avec le modèle pour les trois cas testés.

Cela confirme donc que les écoulements en question sont purement liquides dans toute la conduite, et ce jusqu'à une température de réservoir de 122 ou 125°C pour la conduite D2L100.

Pour des essais à des températures plus élevées, il y a vaporisation partielle à l'intérieur de la conduite. La figure (3.1.2) confronte les prévisions du module de calcul de l'INERIS à toutes les expériences réalisées au dessus de 130°C avec une conduite (voire figure 2.3.1).

Les flux massiques prévus par les modèles de Fauske (1987) et de Lackmé (1980) sont représentés sur la figure (3.1.2.a). Sur cette figure on vérifie qu'il est préférable d'utiliser l'approche de Lackmé plutôt qu'un modèle pour un fluide initialement à saturation dès que l'écart à cette saturation est non négligeable (de 0,1 à 0,2 bar abs).

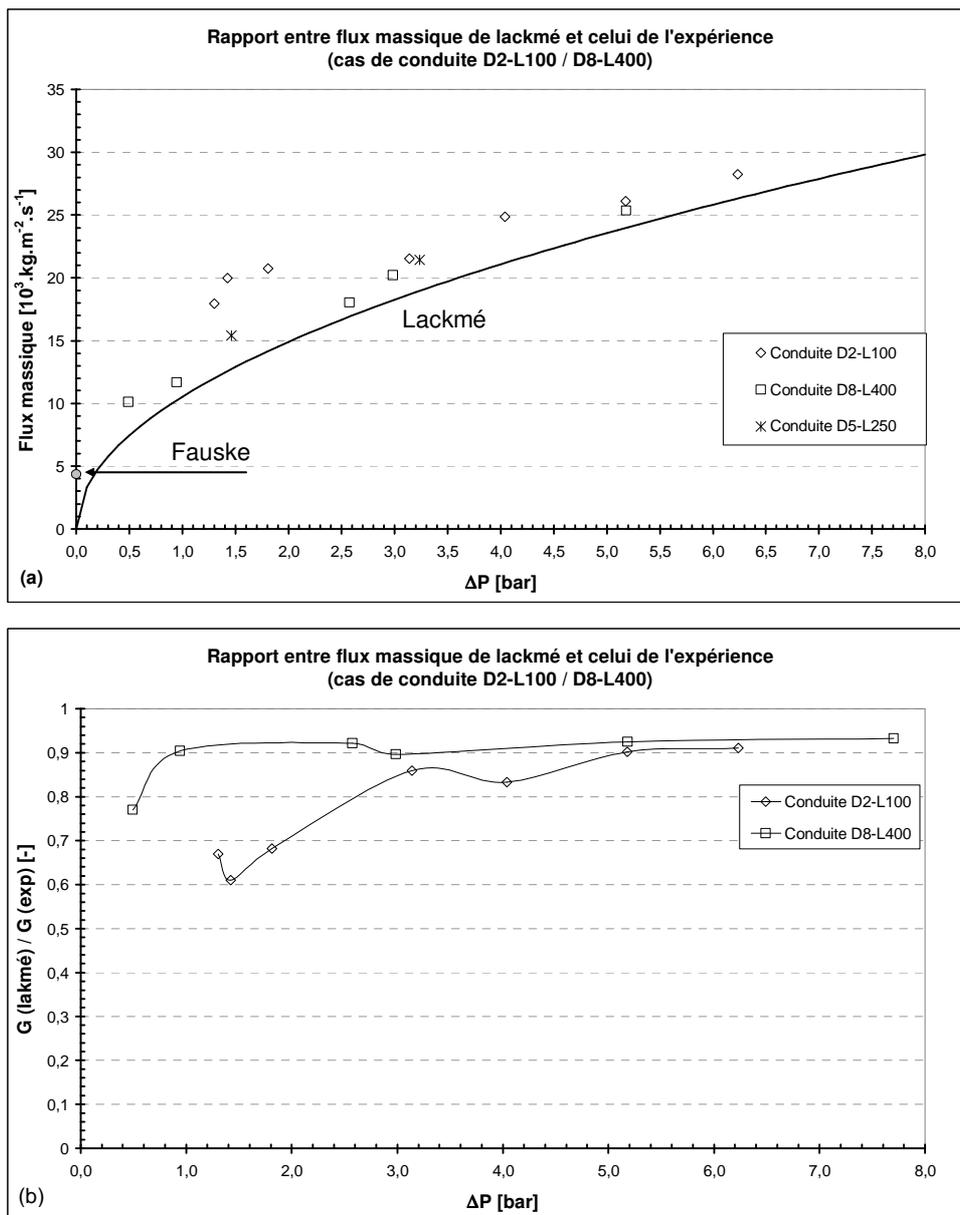


Fig 3.1.2 : confrontation du flux massique diphasique expérimental dans une conduite aux modèles de Fauske (1987) et de Lackmé (1980) (« Bernoulli like ») (a) flux massiques absolus ; (b) rapport entre flux massique selon Lackmé et selon l'expérience ; expériences de la figure 2.3.1 à $T_r > 130^\circ\text{C}$.

Partant d'une situation dans laquelle l'écoulement est diphasique sur une longueur non négligeable, on approche de celle où la vaporisation ne se manifeste qu'en toute extrémité de conduite en imposant $P_s(T_r)$ (figure 3.1.3).

Il était prévisible [Laurence May (1996)] aussi que le modèle de Lackmé donne des valeurs minorantes et s'améliore lorsque l'écart à la saturation augmente (figure 3.1.2.b). Pour des écoulements d'eau et de R11 dans des conduites de 4 et 8 mm de diamètre et de 500 mm de longueur, Laurence May avait constaté que le modèle de Lackmé prévoyait le débit à 10 % près ou mieux dès que l'écart à la saturation (exprimé en bar) dépassait $1,5 \times (1 + \frac{\lambda_c L}{d_0})$. Ce constat est confirmé ici pour la conduite de longueur 400 mm. La prévision du débit est donc relativement précise lorsque le critère ci-dessus est respecté.

Il l'est moins nettement pour la conduite de 100 mm de long. Le côté minorant de l'approche de Lackmé est plus fort pour cette conduite. L'explication réside probablement dans le fait que les gradients de pression sont plus forts, autrement dit les temps de séjour plus courts, pour cette dernière.

Remarque : Attention à l'utilisation du modèle de Lackmé à proximité de la saturation ; il peut être très fortement minorant. Nous préconisons de borner ce caractère en choisissant systématiquement le modèle (Lackmé (1980) ou Fauske (1987)) qui donne le plus grand débit (fig. 3.1.2.a).

3.1.3 Synthèse sur la modélisation de l'écoulement

En définitive, on peut dire que l'outil de calcul de l'INERIS sait calculer un débit de fuite avec une incertitude de l'ordre de 10 à 15 % quand (fig. 3.1.3.) :

- la fuite a lieu à travers un orifice idéal (quelles que soient la température et la pression de réservoir),
- la fuite a lieu dans une conduite sous forme liquide (température de réservoir inférieure ou faiblement supérieure -moins de 25 °C - à T_{eb}),
- la fuite a lieu à travers une conduite depuis un réservoir dans lequel le contenu est fortement sous refroidi ($P_r - P_v(T_r) > 1,5 (1 + \frac{\lambda_c L}{d_0})$ bar)

L'incertitude est plus grande si le contenu du réservoir est proche de la saturation, et encore plus si la conduite est courte (10 cm ou moins).

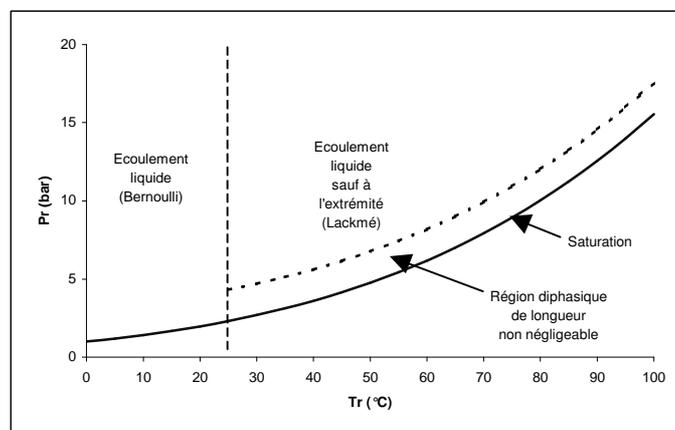


Figure 3.1.3 : Nature de l'écoulement dans une conduite

Température et volume spécifique conservent évidemment leurs valeurs de réservoir si l'écoulement est liquide (orifice, et conduite lorsque la fragmentation est externe). Ni le modèle de Lackmé, ni le modèle de Fauske (1987) ne disent quoi que ce soit sur la valeur de ces grandeurs en sortie de conduite. Nous verrons plus tard que cette lacune peut être « rattrapée » grâce au flash adiabatique qui décrit la zone d'expansion.

3.2 Jet de brouillard

3.2.1 Le modèle dans le module INERIS : le modèle de jet de Papadourakis

Dans l'outil de calcul de l'INERIS, c'est le modèle de jet de Papadourakis (1997) qui est utilisé pour représenter le jet de brouillard. Dans ce modèle, les trois bilans (matière, quantité de mouvement, énergie) s'écrivent exactement de la même façon que pour un jet gazeux. La seule distinction porte sur les équations d'état du fluide (définition de ρ et de h pour le fluide diphasique).

3.2.1.1 Evolution de la vitesse d'après le modèle de jet de Papadourakis

Le modèle considère que, comme pour un jet gazeux, la vitesse s'obtient en divisant la quantité de mouvement du jet (constante) par son débit massique. Le modèle considère encore que, comme pour un jet gazeux [Ricou et Spalding (1961)], le débit d'air entraîné est proportionnel à la distance à la source. Dans les deux cas, ce débit devient vite supérieur au débit de fluide, même si c'est moins rapide pour un jet diphasique (typiquement après 10 fois le diamètre) qu'après un jet gazeux (typiquement $3.d_0$). Il devient très supérieur (facteur 10) après 100 diamètres (30 diamètres pour un jet gazeux) (figure 3.2.1). Cela donne :

$$u = \frac{u_{exp}}{1 + \frac{0,32x}{d_{exp}} \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_{exp}}}}$$

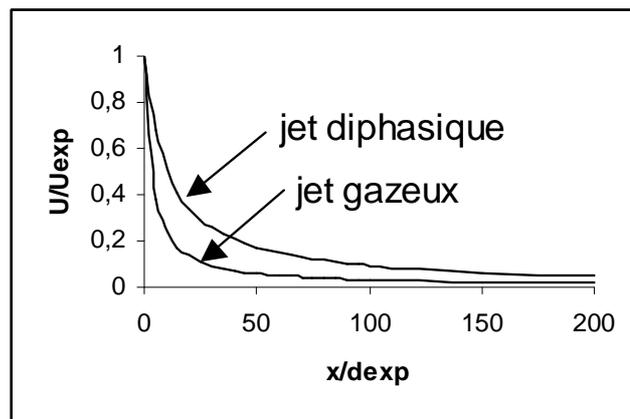


Fig 3.2.1 : évolution relative typique de la vitesse dans un jet gazeux et dans un jet diphasique
Conduite D2-L100 (165°C / 8,4bar)

Toutes les grandeurs qui apparaissent dans cette expression sont constantes sauf x . En toute rigueur, la vitesse ne décroît donc pas hyperboliquement, même pour les jets gazeux, contrairement à ce qui est souvent dit à partir de l'analyse dimensionnelle et de l'expérience pour les jets gazeux isothermes et isodensités [Abramovich (1963)]. Cela ne devient vrai qu'à partir du moment où le deuxième terme du dénominateur devient grand devant l'unité. C'est à dire où le débit d'air entraîné devient prédominant par rapport au débit de fluide.

A travers cette expression, on voit que la vitesse dans le jet n'est gouvernée que par l'entraînement d'air. Confronter cette expression à l'observation est donc un bon moyen de vérifier si la corrélation de Ricou et Spalding est véritablement applicable aux jets diphasiques, indépendamment de toute erreur potentielle sur les températures (gaz et liquide) ou la granulométrie. C'est ce que nous ferons au § 3.2.2.1.

3.2.1.2 Evolution des températures (gaz et liquide)

Elle dépend quant à elle de la granulométrie. Dans le cas de gouttes très fines (rapport S/V élevé ; $d_g = 20 \mu\text{m}$ en pratique), il y a quasi-équilibre entre gaz et liquide, qui ont alors à peu près la même température. Cette température est alors imposée par la concentration de vapeur, qui est elle même fixée par la quantité d'air entraîné. Cette température décroît donc tant qu'il reste du fluide à l'état liquide (fig 3.2.2.a et 3.2.3.a).

Dans le cas de gouttes plus grosses ($d_g = 400 \mu\text{m}$ par exemple), le transfert de chaleur est limité cinétiquement. Le bilan énergétique indique que la température du gaz est un compromis entre le flux de vapeur qui s'évapore des gouttes et tend à refroidir le gaz vers la température du liquide et l'entrée d'air, qui tend à amener le gaz à la température ambiante. Dans le cas de grosses gouttes le second phénomène est prépondérant (fig 3.2.2.b et 3.2.3.b).

Le profil de température dépend du degré d'écart à l'équilibre entre phase liquide et phase gazeuse. Celui ci dépend lui même de la taille des gouttes. Si l'équilibre entre gaz et liquide est réalisé, la température du liquide baisse au fur et à mesure que l'air entraîné impose une chute de la concentration de vapeur. L'enthalpie correspondante sert à vaporiser le liquide. C'est le phénomène de flash. Dans le cas de l'eau, le flash est pratiquement la seule contribution à la vaporisation. Dans le cas de liquides dont la température descend bien au dessous de T_a (ceux pour lesquels $T_{eb} < T_a$), la chaleur apportée par l'air constitue une seconde contribution, et même souvent la principale.

Cela signifie que des essais avec l'eau ne permettent pas de tester les lois qui gouvernent cette seconde contribution. Nous ferons appel pour cela aux essais réalisés dans le cadre du CCPS [Johnson (1999)]

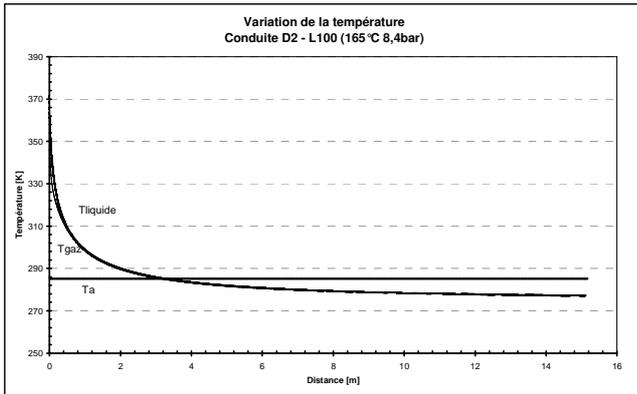
Pour des gouttes plus grosses, le flux de chaleur est limitant, et la température du gaz ne suit plus complètement celle du liquide.

Nous testerons aussi parfois les résultats obtenus avec le module dit « Papadourakis-gouttes » qui envoie les gouttes avec la vitesse U_{exp} mais qui suppose qu'elles sont dès le départ dans de l'air pur et immobile.

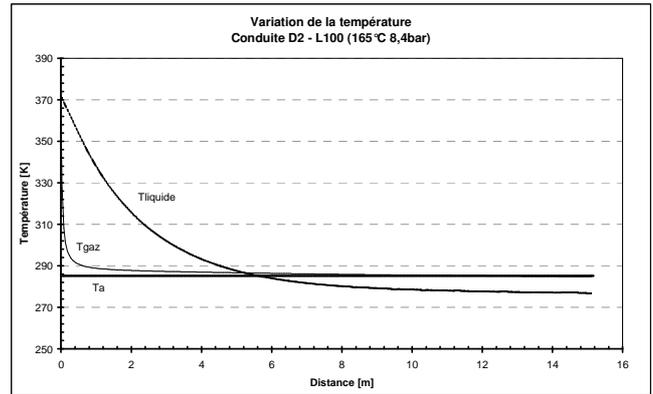
La figure 3.2.4 représente la fraction de ces gouttes qui s'évapore en fonction de leur diamètre. On y constate que :

- les gouttes les plus fines ($d_g < 80 \mu\text{m}$) non seulement restent à l'intérieur du jet mais s'y évaporent complètement.
- lorsque le diamètre grossit ($80 \mu\text{m} < d_g < 200 \mu\text{m}$), la fraction évaporée décroît très vite. Cela est probablement dû à la chute du rapport S/V de ces gouttes. Elles deviennent très peu sensibles à la chaleur apportée par le milieu environnant.

- les grosses gouttes ($d_g > 200 \mu\text{m}$) ne subissent que le flash dû à leur refroidissement jusqu'à la température de bulbe humide, et leur évaporation est quasi indépendante de leur taille.



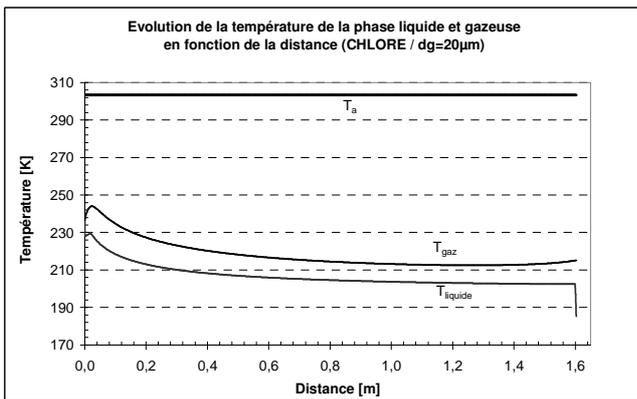
(a) presque équilibre ($d_g = 20 \mu\text{m}$)



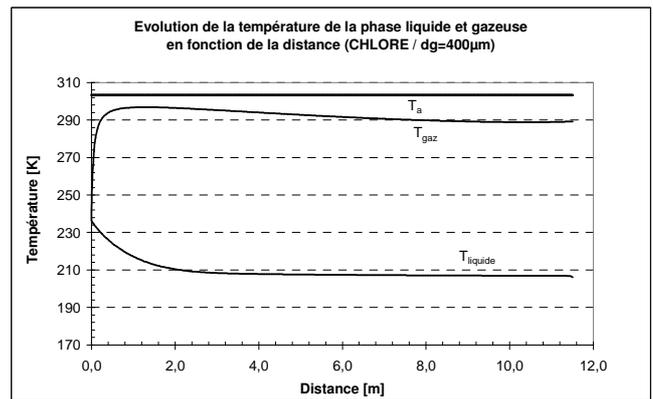
(b) fort écart à l'équilibre ($d_g = 400 \mu\text{m}$)

Fig 3.2.2 : évolution de la température avec la distance parcourue (modèle)

Cas de l'eau (conduite D2-L100 ; $T_r = 165 \text{ }^\circ\text{C}$, $Pr = 8,4 \text{ bar}$)



(a) cas des « petites » gouttes ($d_g = 20 \mu\text{m}$)



(b) cas des « grosses » gouttes ($d_g = 400 \mu\text{m}$)

Fig 3.2.3 : évolution de la température de la phase liquide et gazeuse ;

Cas du chlore (d'après modèle Papadourakis JET (1991))

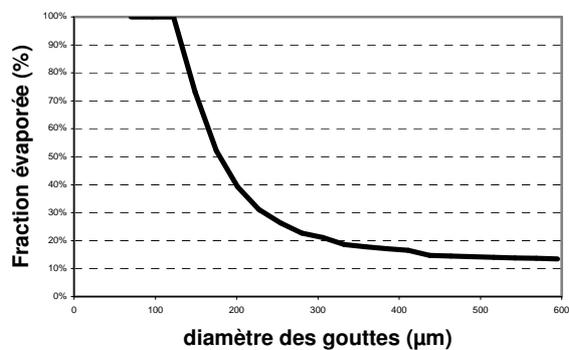


Fig. 3.2.4 : degré d'évaporation des gouttes en fin de trajectoire en fonction de leur diamètre

(conduite D2-L100 ; $T_r = 165 \text{ }^\circ\text{C}$, $Pr = 8,4 \text{ bar abs}$)

3.2.2 Aspects mécaniques : vitesse sur l'axe

Le modèle de jet de Papadourakis (1991) ne prend pas en compte la gravité et prévoit une trajectoire horizontale. C'est effectivement ce que nous observons expérimentalement. Sous cet angle, il y a donc concordance entre modèle et expérience.

3.2.2.1 Vitesse axiale : confrontation modèle /expérience

On ne peut pas comparer directement la vitesse mesurée sur l'axe et la vitesse qui apparaît dans un modèle 1D tel que le modèle de jet de Papadourakis (1991). On peut montrer que la vitesse du modèle 1D doit être proportionnelle à la vitesse mesurée sur l'axe, et plus petite que celle-ci (si nous admettons en première approximation qu'un jet diphasique présente une évolution auto-similaire, comme cela a été observé pour les jets gazeux).

▪ *En cas de fragmentation thermique*

La figure 3.2.5 montre que pour les orifices, globalement, la décroissance de la vitesse observée expérimentalement et celle calculée par le modèle se ressemblent à peu près. Excepté pour la figure 3.2.5.a, l'écart ne dépasse jamais 30% de la vitesse expérimentale sur le mètre observé (soit 10 m/s en absolu).

Pour un orifice toujours, le diamètre D_{exp} et la masse volumique ρ_{exp} à la fin de la zone d'expansion selon le modèle ne sont fonction que de la nature du fluide et de la température de réservoir T_r (voir équations du flash adiabatique¹¹). Dans ces conditions, on s'attend à ce que la décroissance de la vitesse ne soit aussi qu'une fonction de T_r . C'est effectivement ce que l'on constate :

- à 139 °C, la vitesse expérimentale décroît environ d'un facteur 4 sur un mètre.
- à 163,5 °C et à 166,7 °C (bien qu'à deux pressions différentes), la vitesse expérimentale décroît environ d'un facteur 8 sur un mètre.

La figure 3.2.6 montre que, pour les conduites, l'accord est de même qualité en valeur relative : concordance à 30% au mieux. Il est meilleur en valeur absolue puisque l'écart ne dépasse jamais 10 m/s. Pour une conduite, le profil de vitesse semble étonnamment indépendant des conditions de réservoir : pour toutes les conditions testées, la vitesse décroît depuis 35 à 40 m/s en début de jet jusqu'à environ 5 m/s après une trajectoire de 1 m.

¹¹ Equation du flash adiabatique

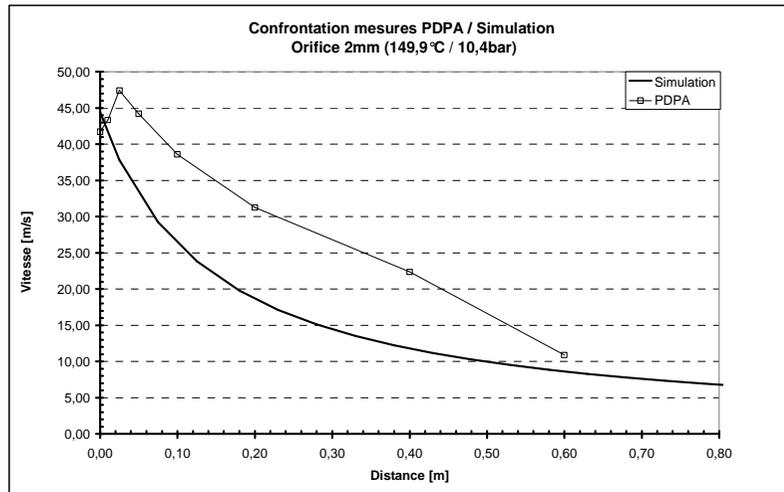
$$u_{exp} = u_i$$

$$h_{exp} = h_i(T_r)$$

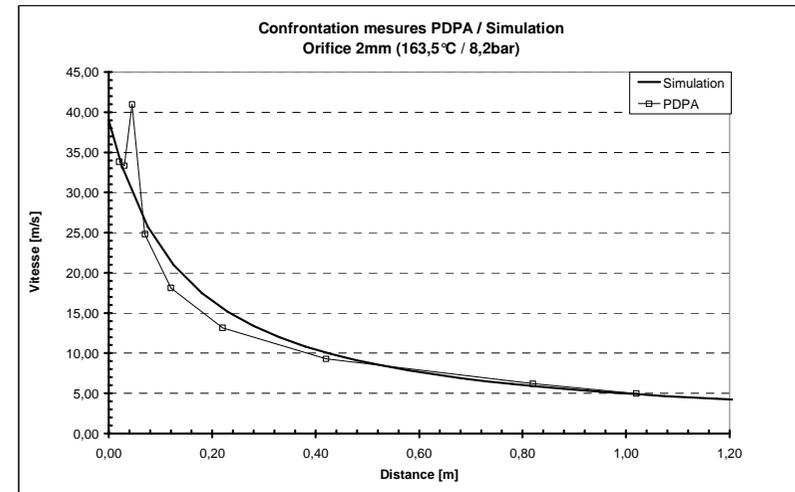
$$x_{exp} = \frac{h_l(T_r) - h_l(T_{eb})}{h_{lg} \cdot T_{eb}} = x_{exp}(T_r, T_{eb}) \text{ propriété du fluide}$$

$$v_{exp} = x_{exp}(T_r, T_{eb}) \cdot v_g(T_{eb}) + (1 - x_{exp}) \cdot v_l(T_{eb}) = v_{exp}(T_r)$$

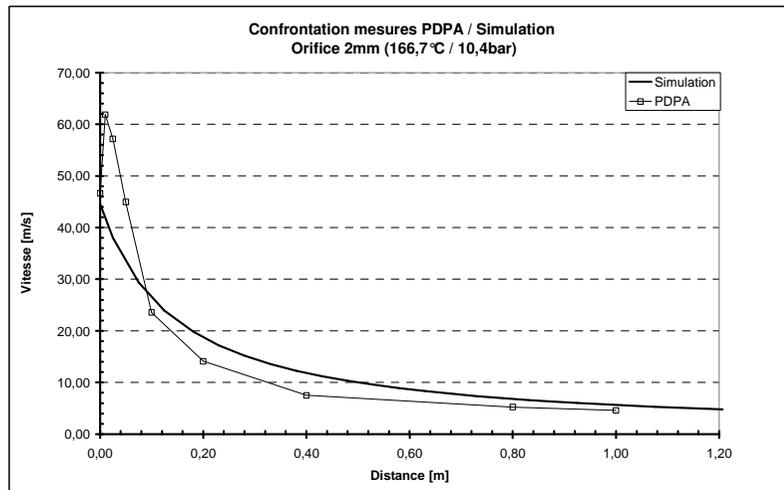
$$A_{exp} = \frac{W_i \cdot v_{exp}}{u_{exp}} = \frac{u_i}{u_{exp}} \cdot A_i \cdot \frac{v_{exp}}{v_i} = A_i \cdot \frac{v_{exp} \cdot (T_r)}{v_l \cdot (T_r)}$$



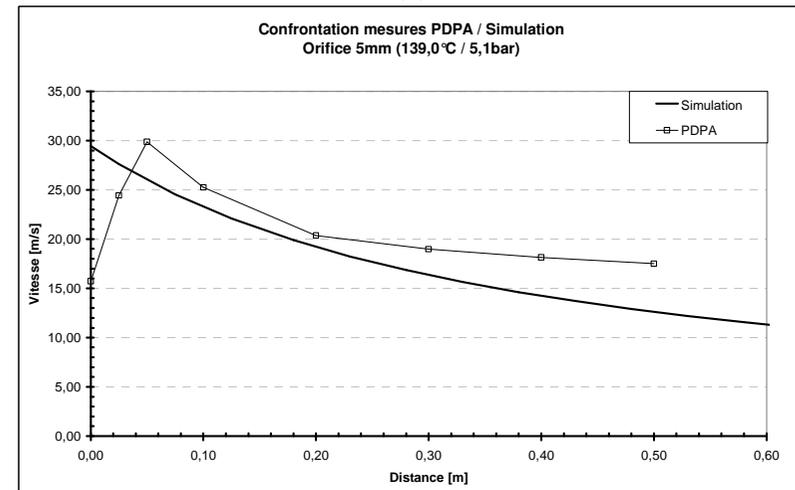
(a)



(b)

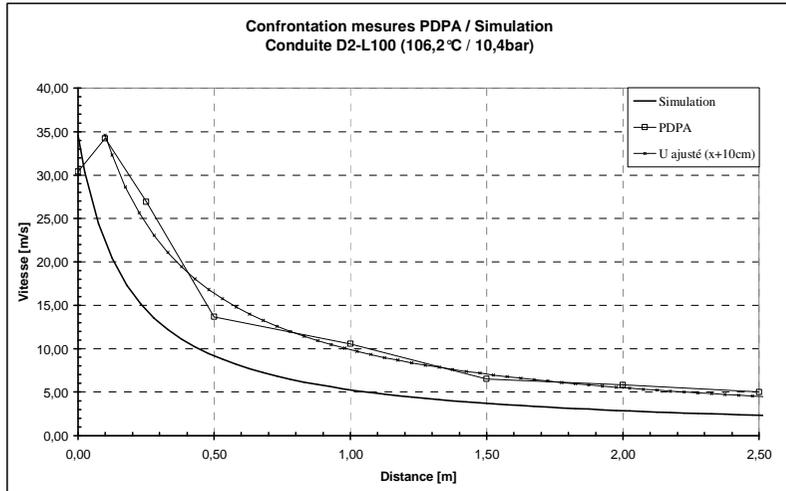


(c)

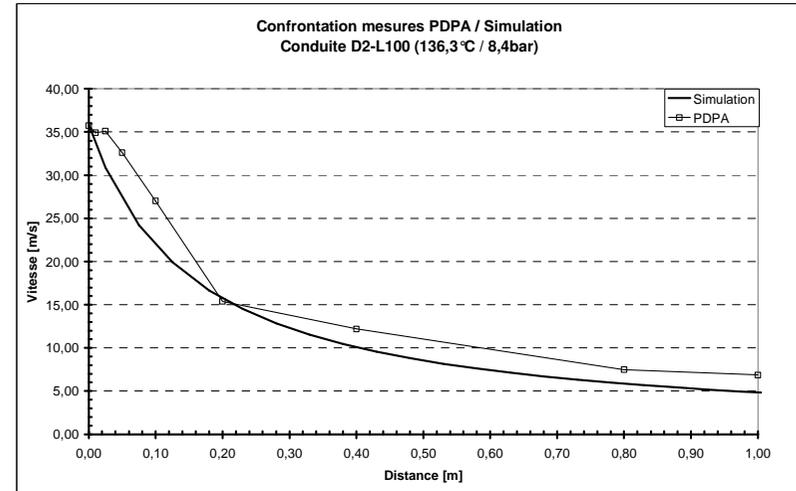


(d)

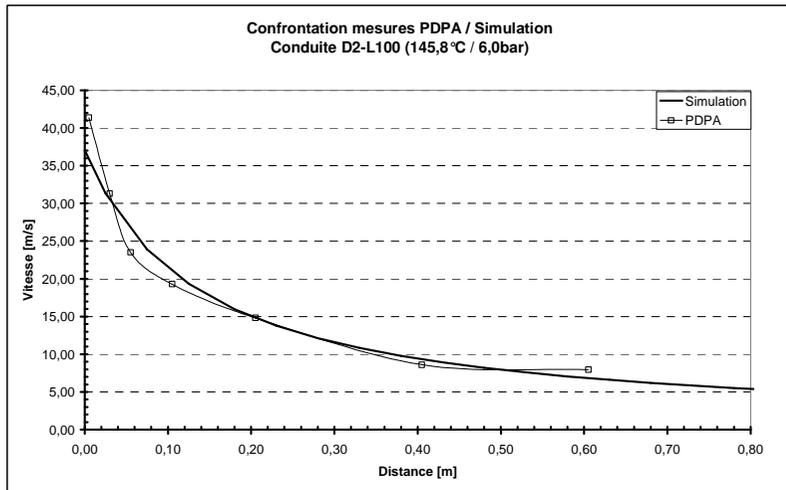
Fig 3.2.5 : évolution de la vitesse axiale après orifice ; confrontation modèle expérience



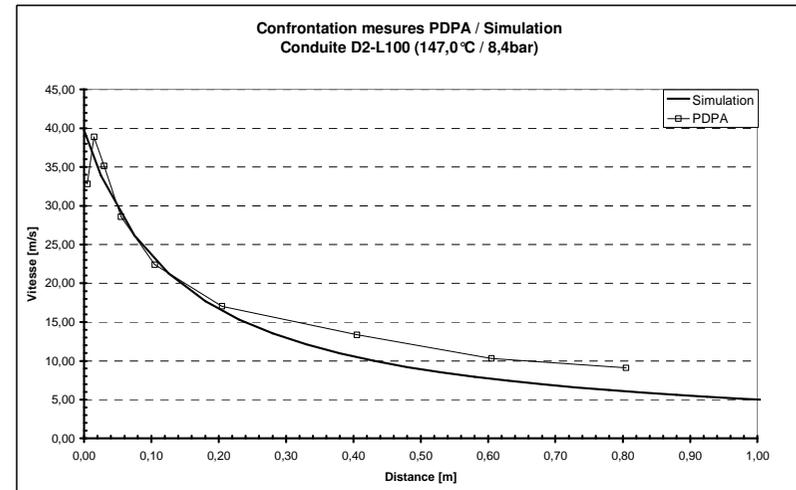
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig 3.2.6 : évolution de la vitesse axiale après conduite ; confrontation modèle expérience

Toutefois la vitesse expérimentale a tendance à décroître plus vite que le modèle au début du jet (sur les 10 à 20 premiers centimètres ; 20 à 50 d_0), et au contraire plus lentement ensuite. Ce constat est réalisé aussi bien après les orifices qu'après les conduites. Ce n'est peut être pas trop surprenant, dans la mesure où nous discutons d'une région encore relativement voisine de la source du jet, où la transition entre zone de détente et jet proprement dit n'est peut-être pas encore terminée.

▪ *En cas de fragmentation mécanique*

Aux températures inférieures à 140 °C, les mesures de vitesse semblent plus difficiles, puisque les courbes expérimentales sont moins régulières. Cela pourrait être dû au fait que les gouttes sont plus grosses et moins nombreuses.

Et dans ces conditions, le modèle surestime la décroissance de la vitesse, autrement dit, surestime le débit d'air entraîné (voir fig 3.2.5.d et fig 3.2.6.a). L'explication qui nous paraît la plus plausible est que, lorsque les gouttes deviennent plus grosses, leur rapport S/V diminue, et le jet échange moins de quantité de mouvement avec l'air ambiant. Dit autrement, le liquide contenu au cœur des gouttes ne participe pas à l'échange de quantité de mouvement. Cela rejoint les observations de R. Surma (2002) : un jet air-eau à grosses gouttes entraîne moins d'air que ne le prévoit la corrélation de Ricou et Spalding (1961).

Nous avons réalisé une simulation pour le cas de la conduite D2 - L100 à 106,2 °C et 10,4 bar abs en réduisant la quantité d'air entraîné d'un facteur 2 par rapport à ce que propose la corrélation de Ricou et Spalding, en décalant de plus l'origine du jet de 10 cm pour tenir compte d'un retard à la fragmentation mécanique. La figure 3.2.4 montre que la simulation est alors plus satisfaisante.

Remarque : lorsque la fragmentation est mécanique et externe, un jet issu d'une conduite et un jet issu d'un orifice doivent se comporter de façon identique.

On pourrait imaginer traiter les jets grossiers en insérant un coefficient multiplicateur k compris entre 1 (jets finement nébulisés) et la valeur qui correspond à un jet quasi-stable (bâton) (voir figure 3.2.7). Reste à déterminer quelle grandeur on place en abscisse (température de "shattering", constante de croissance...) et la valeur des seuils s_1 et s_2 : c'est tout le problème de la transition entre types de jets.

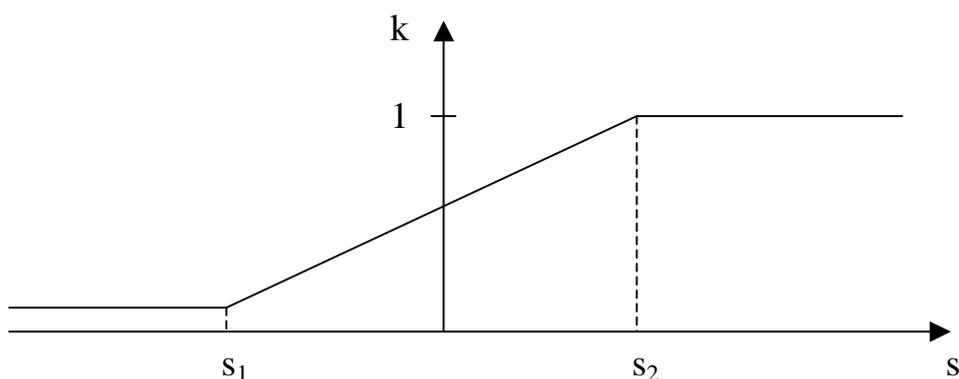
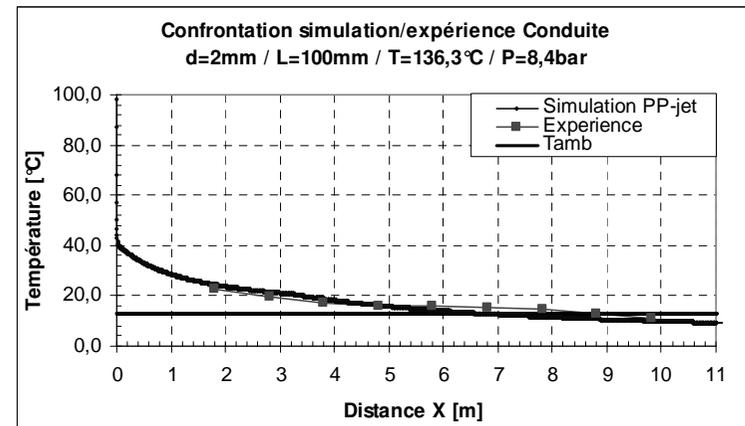
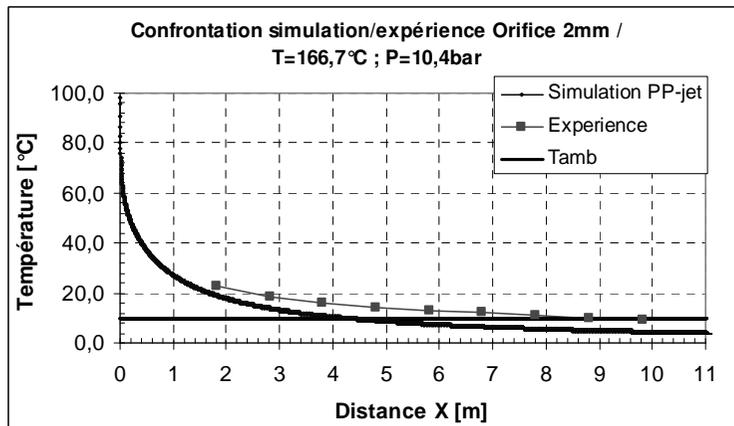
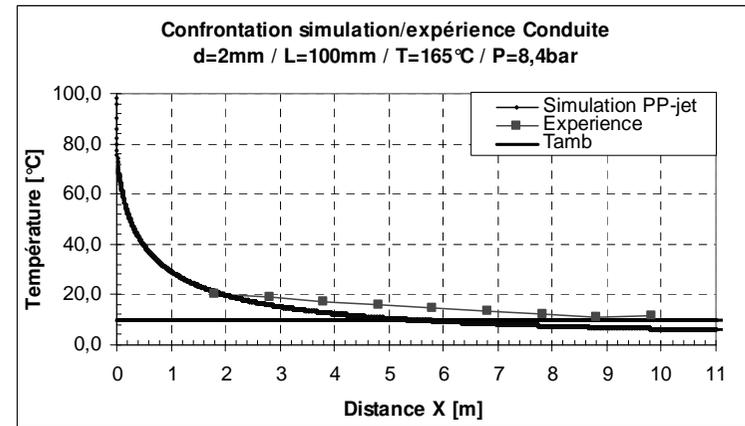
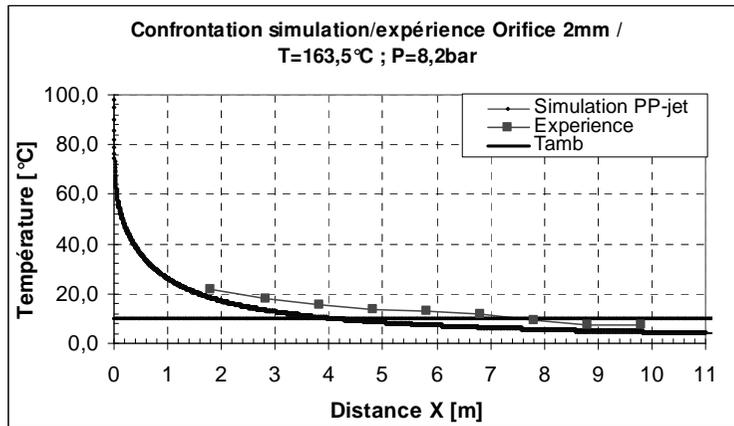


Fig 3.2.7 : coefficient d'entraînement d'air pour traiter la transition entre jet quasi-stable (bâton) et jet finement nébulisé

Remarque : le modèle de jet repose sur un bilan matière qui suppose que tout le fluide reste dans le jet. L'expérience montre que la plus grande partie du fluide (50 à 80% ; cf. § 2.3.3) quitte le jet dans les premiers mètres. Il peut être surprenant dans ces conditions que le modèle de jet de brouillard donne



(a) cas orifice $d_0 = 2\text{mm}$

(b) cas conduite $d_0 = 2\text{mm}$; $L = 100\text{mm}$

Fig. 3.2.8 : Evolution de la température le long de l'axe du jet.
 Confrontation modèle (Papadourakis JET) – expérience

des prévisions correctes. Un des éléments d'explication est que, très vite, le débit de matière et le débit de quantité de mouvement sont portés par l'air entraîné. Par rapport à ces débits, ceux qui sont emportés par les gouttes qui sortent du jet sont relativement faibles.

3.2.3 Aspects thermiques : température sur l'axe

Les simulations qui suivent ont été réalisées en imposant en entrée le débit mesuré expérimentalement, et pas celui calculé par l'outil de calcul. Cela permet de tester le module «jet de brouillard» indépendamment des erreurs de modélisation en amont (figure 3.2.8).

La première sonde de platine est située à près de deux mètres du début du jet, pour ne pas trop perturber ce dernier. Dès deux mètres, expérience et modèle sont d'accord pour dire que la température du brouillard a suffisamment chuté pour n'être plus qu'à 10 ou 15 °C au-dessus de la température ambiante. Cela signifie une chute de l'ordre de 50 à 100 °C par mètre. C'est donc dans les deux premiers mètres que les gradients sont les plus forts, et de loin. Il n'est malheureusement pas impossible d'y confronter modèle et expérience. Au-delà, et jusqu'à 10 m, la température, expérience comme modèle, continue à décroître vers la température de bulbe humide. La chute de température dans la plage 2 – 10 m n'est plus que de 1 à 2 °C par mètre. Pour toutes les conditions testées (température, pression, orifice, conduite) l'écart entre modèle et expérience reste faible ($\Delta T < 6$ °C). La température expérimentale est généralement supérieure à la température du modèle. C'est normal dans le sens où, comme pour la vitesse, l'expérience mesure un maximum spatial alors que le modèle calcule une moyenne («top-hat»). Nous pouvons donc dire que le modèle prévoit correctement l'évolution de la température du liquide dans la région testée quelles que soient les conditions de réservoir et la géométrie de l'organe de sortie. Toutefois ce profil de température étant peu sensible aux grandeurs d'entrée (quantité d'air entraîné, granulométrie...) il ne donne pratiquement pas de moyen d'améliorer le modèle.

3.3 Trajectoire et évaporation des gouttes ; rain-out

Pendant une grande partie de ce travail de thèse, nous avons fait confiance à la littérature qui dit unanimement que des gouttes fragmentées thermiquement ont un diamètre faible ($d_g < 100$ ou $200 \mu\text{m}$). Nous avons alors passé beaucoup de temps et d'énergie à rechercher quel phénomène physique pouvait bien être à l'origine de l'aspect hétérogène des jets observés, du fait que le rain-out se présente comme une «pluie» sous le jet.

Nous avons envisagé et testé plusieurs idées (fig. 3.3.1) :

- influence de la position initiale des gouttelettes dans le jet, et donc de la distance à la «frontière» du jet (a),
- influence de la distribution radiale de vitesse axiale dans le jet (b),
- influence de l'orientation initiale de la vitesse [c],
- influence d'une vitesse initiale des gouttelettes due au phénomène d'«explosion» de la phase liquide qui est à l'origine de sa fragmentation (d),
- influence des tourbillons à grande échelle dans le jet, qui pourraient «extraire» les gouttes des régions proches de l'axe pour les «lâcher» plus à l'extérieur du jet, là où la vitesse est plus faible (e)

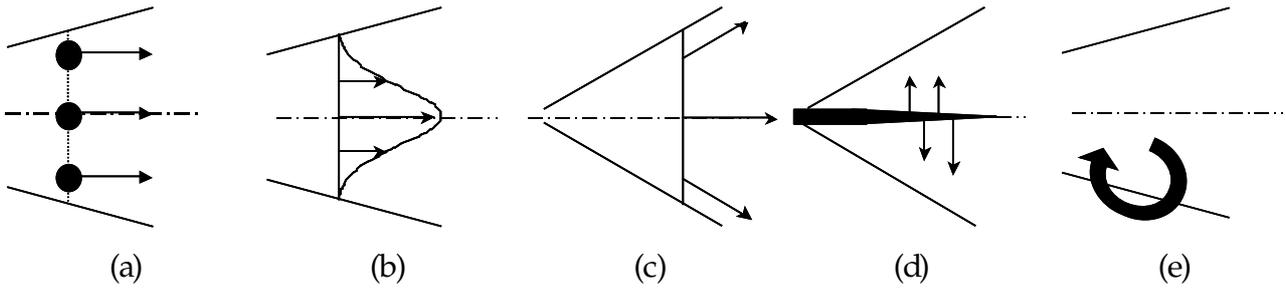


Fig. 3.3.1 : différents phénomènes envisageables pour expliquer la chute rapide du rain-out

Même si certains de ces phénomènes existent et peuvent avoir un certain effet, il nous semble aujourd'hui que la taille des gouttelettes est le maillon essentiel qui manquait à l'explication du rain-out. C'est pourquoi nous n'avons pas repris dans ce manuscrit les investigations que nous avons réalisées dans ce domaine. Nous allons donc comparer nos observations expérimentales avec les prévisions du module de calcul de l'INERIS.

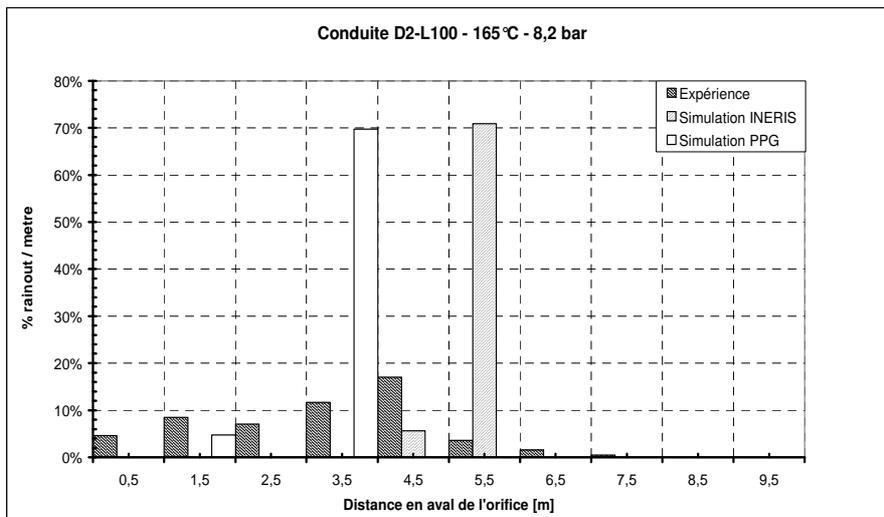


Fig 3.3.2 : (a) photographie du jet . (b) histogrammes de distribution spatiale du rain-out expérimental, selon module INERIS et selon modèle Papadourakis gouttes ; D2-L100, Tr = 165°C, Pr = 8,2 bar.

3.3.1 Le modèle dans le module INERIS : le modèle de goutte de Papadourakis (1991)

Pour les jets que nous avons réalisés à des températures suffisantes pour que la fragmentation soit d'origine thermique, il est clair à l'œil nu que le rain-out est une « pluie » sous le jet, aussi bien après orifice qu'après conduite. Cette observation est confirmée par les histogrammes de répartition du liquide récupéré au sol (fig. 2.3.6., 2.3.7. et 3.3.2). Il est clair, autrement dit, que le jet n'est pas homogène : les gouttes (ou une partie des gouttes) ont une trajectoire propre, différente de la trajectoire de l'aérosol. C'est pour ces jets que l'outil de calcul de l'INERIS est le plus approprié.

La modélisation doit donc nécessairement considérer deux entités distinctes : le jet de brouillard constitué de vapeur, d'air entraîné et de gouttelettes entraînées d'une part ; les gouttes qui quittent le brouillard pour participer au rain-out d'autre part. C'est ce que fait le module de calcul de l'INERIS en s'appuyant sur le modèle de jet de Papadourakis d'une part, et sur le modèle de goutte du même auteur d'autre part.

Le module utilise les conditions en fin de flash adiabatique comme conditions initiales. Il calcule le devenir de 40 classes de gouttes. Pour chaque classe, il considère que la vitesse du gaz environnant est celle qui a préalablement été calculée par le modèle de jet de Papadourakis. Cela permet de calculer la trajectoire de la classe de gouttes dans le jet. Si la distance de la goutte à l'axe devient supérieure au rayon du jet à cet endroit, alors on considère que la goutte a quitté le jet. Cela se traduit par une vitesse nulle du milieu environnant.

Etude d'un cas type

Les figures (3.3.3) et (3.3.4) représentent respectivement la trajectoire de plusieurs gouttes en fonction de leur diamètre et la distance qu'elles parcourent selon le module de calcul de l'INERIS. On y constate que :

- les gouttes dont le diamètre est petit ($d_g < 150 \mu\text{m}$), même quand elles ne s'y évaporent pas complètement, restent toujours à l'intérieur du jet. Leur trajectoire est surtout gouvernée par la traînée, et seulement accessoirement par leur poids. Nous retrouvons ici le phénomène que nous avons évoqué plusieurs fois : si toutes les gouttes étaient petites, il n'y aurait pas de rain-out sous le jet !
- les gouttes de diamètre médian ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$) quittent le jet après quelques mètres. A partir de là elles ont une trajectoire quasi verticale. Ces gouttes ont un poids suffisant pour leur faire quitter le jet, mais leur traînée reste une force importante. Dans le jet comme dans l'air, leur vitesse horizontale est voisine de celle du gaz environnant ; elle s'annule donc très vite après avoir quitté le jet. Ce comportement correspond tout à fait à ce que l'on observe à l'œil nu : impression d'une bruine verticale.
- Les gouttes les plus grosses ($d_g > 325 \mu\text{m}$) sont plus sensibles à leur poids et à leur inertie qu'à leur traînée. Leur trajectoire tend vers la trajectoire balistique dans l'air immobile et leur point d'impact s'éloigne lentement.
- Dans l'intervalle [$150 \mu\text{m} \div 325 \mu\text{m}$], la distance parcourue par les gouttes est peu sensible à leur diamètre.

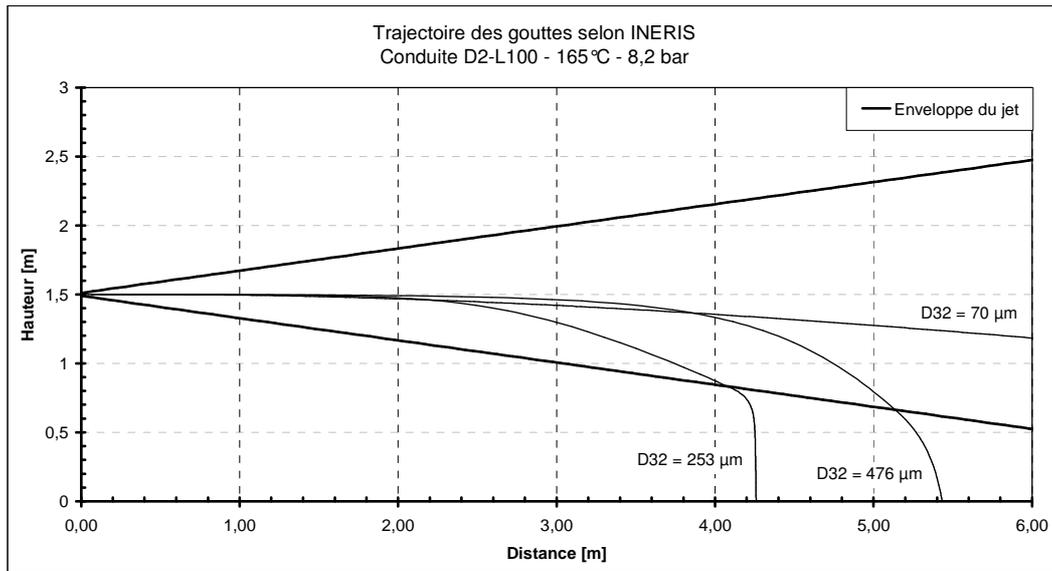


Fig. 3.3.3 : trajectoire de plusieurs gouttes en fonction de leur diamètre
(conduite D2-L100 ; Tr = 165 °C, Pr = 8,2 bar abs)

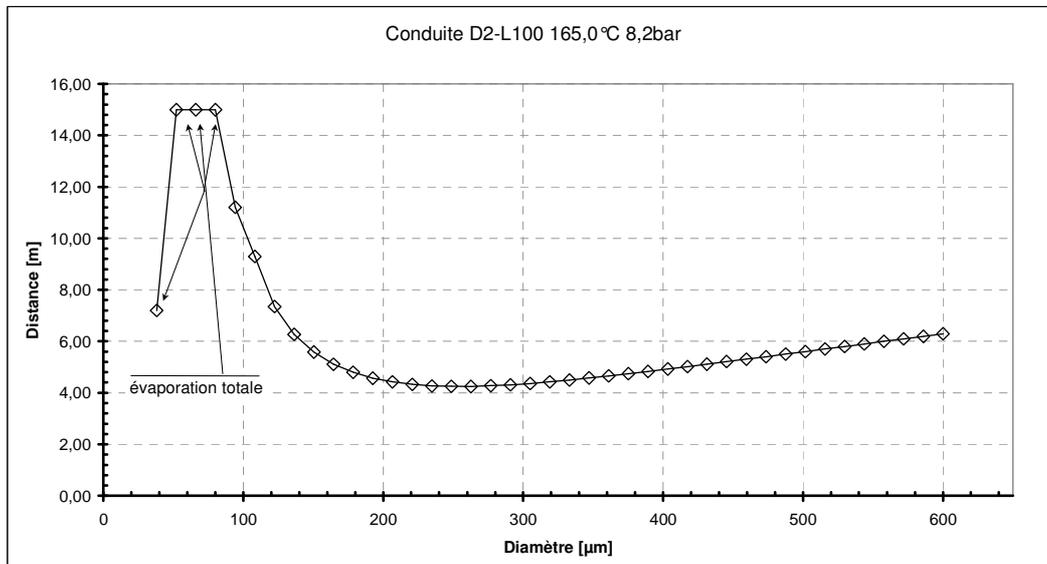


Fig 3.3.4 : position d'impact des gouttes en fonction de leurs diamètres
(conduite D2-L100 ; Tr =165 °C, Pr =8,2 bar)

3.3.2 Trajectoire des gouttes

Ici c'est le modèle de gouttes de Papadourakis que nous voulons tester. Ses entrées sont les valeurs initiales de la vitesse et du diamètre de la goutte considérée.

En amont l'expérience nous donne la vitesse initiale (ou du moins la vitesse en un point que nous considérerons comme le début du jet). Elle nous donne aussi la distribution granulométrique. Cette distribution ne peut être modélisée comme une distribution continue (log-normale, Rosin-Rammler...)

à cause des grosses gouttes qui n'y entrent pas et qui sont sans doute primordiales dans la prédiction du rain-out.

Suite aux observations concernant la granulométrie initiale des gouttes dans le jet (§. 2.3.6.), nous avons été amenés à réaliser les simulations avec les trois diamètres de gouttes observés et leur poids relatif (fig. 2.3.37). Cela permet de tester le module pour le devenir des gouttes (module INERIS) en s'affranchissant des erreurs introduites par les modules en amont. Nous avons réalisé des simulations analogues (dénommées Pp-gouttes) en considérant que l'air autour des gouttes est immobile. A partir de ces simulations, nous pouvons aussi tracer des histogrammes et calculer la position du barycentre (fig. 3.3.2) ainsi que le taux d'évaporation des gouttes. C'est donc sous cette forme que nous pourrions comparer modèle et expérience.

L'ensemble des positions des barycentres (expérience et modèles), est rassemblé dans la figure 3.3.5. et le tableau 3.3.1.

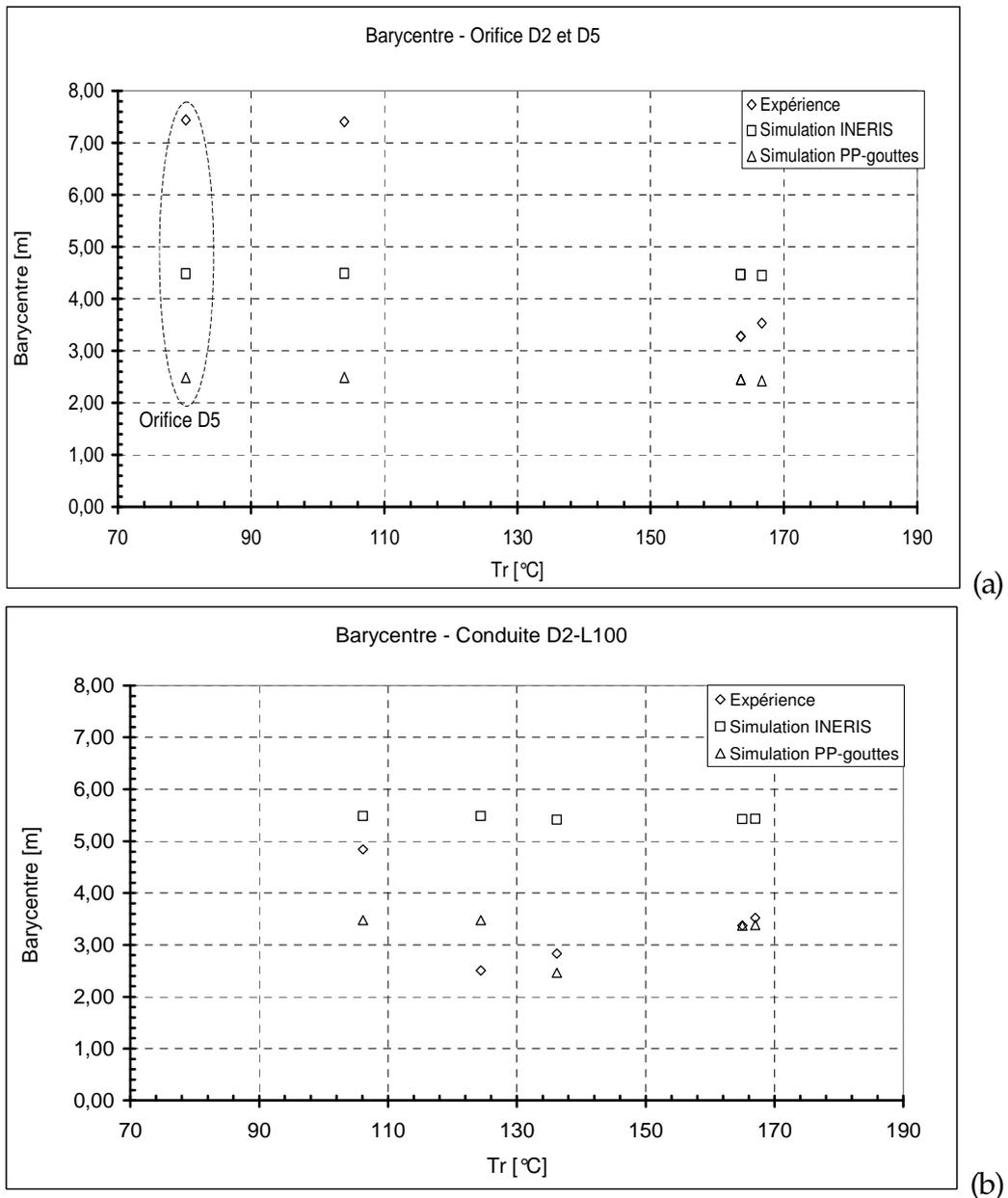


Fig. 3.3.5 : position du barycentre du rain-out (cette étude) (a) orifice ; (b) conduite

	Température [°C]	Pression [bar]	Rain-out [% / m]			Barycentre [m]		
			Expérience	Simulation INERIS	Simulation PP-gouttes	Expérience	Simulation INERIS	Simulation PP-gouttes
Conduite D2-L100	106,1	10,5	78 %	83 %	81 %	4,84	5,40	3,33
	124,4	8,1	74 %	82 %	79 %	2,51	5,40	3,33
	136,2	8,4	70 %	67 %	62 %	2,83	5,03	2,29
	165	8,2	55 %	59 %	56 %	3,37	5,16	2,88
	167	10,4	58 %	62 %	59 %	3,52	5,25	3,06
Orifice D2	104	10,4	80 %	84 %	80 %	7,41	4,43	2,43
	163,5	8,2	66 %	73 %	67 %	3,28	4,31	2,18
	166,7	10,4	71 %	63 %	54 %	3,53	4,16	1,96
Orifice D5	80,2	10,3	20 %	71 %	67 %	7,44	4,37	2,39

Tableau 3.3.1 : position du barycentre et rain-out

3.3.2.1 Trajectoire en cas de fragmentation thermique

En cas de fragmentation thermique ($T \sim 165^\circ\text{C}$) on constate sur la figure (3.3.5) que, là encore, orifice et conduite présentent des comportements très voisins. Comportement voisin de celui qui avait déjà été observé à l'ENSM-SE (fig. 3.3.6.a) pour des orifices : le rain-out se dépose très près (barycentre aux alentours de 3 m) de la sortie du fluide à l'air libre. Par contre, comportement différent de celui observé après une conduite de 8 mm de diamètre et de 4 m de longueur, pour des conditions de réservoir analogues. Dans ce dernier cas, le rain-out se déposait plus loin (figure 3.3.6.b).

L'analogie des résultats obtenus dans notre étude entre orifice et conduite laisse à penser que ni l'un ni l'autre ne donne lieu à écoulement critique ou à vaporisation interne. Alors qu'un tel écoulement se produisait dans la conduite de 4 m.

Pour comprendre cette absence, on pourrait incriminer les faibles dimensions de notre conduite, et spécialement sa faible longueur. Pourtant, de nombreuses études sur les écoulements critiques ont été menées avec des géométries comparables ([Fletcher (1984), Van Den Akker (1983), Sozzi et Sutherland (1975)] par exemple) et ont montré qu'une longueur de 100 mm est suffisante pour obtenir un écoulement critique.

La raison qui nous paraît la plus plausible tient à l'ampleur relative du sous-refroidissement. Mesuré en absolu dans le réservoir, il est comparable (0,5 à 6 bar) pour les expériences avec conduite courte (10 cm) et avec conduite longue (4 m). Par contre, si l'on regarde à l'intérieur de la conduite, cet écart de pression s'étale sur une longueur qui varie d'un facteur 40 (de 10 cm à 4 m). L'épaisseur de la région diphasique (ou le temps de séjour) est donc très limitée dans le cas de la conduite courte, ne permettant vraisemblablement pas l'établissement d'une véritable fragmentation interne très intense.

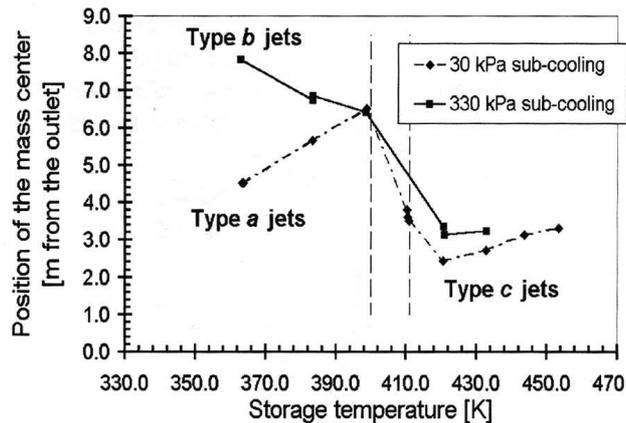


Fig. 3.3.6 : position du barycentre du rain-out après un orifice (Hocquet 2002)

On observe (fig. 3.3.5) que la position des barycentres (expérience, modèle INERIS, modèle Papadourakis-gouttes) dépend très peu de la pression de réservoir, aussi bien après conduite qu'après orifice, en tout cas lorsque la température conduit à une fragmentation thermique (elle en dépend beaucoup plus lorsqu'on approche d'un jet bâton). Cela nous permet de tracer la position des différents barycentres en fonction de la seule température de réservoir.

On voit sur la même figure que, dans le cas de la fragmentation thermique, le modèle INERIS surestime la distance parcourue d'environ 1 à 2 m. Nous sommes tentés de dire : ne surestime que d'environ 1 à 2 m. En effet, si nous nous étions fiés à la littérature concernant la fragmentation thermique et qu'en conséquence, nous avons retenu un diamètre de gouttes inférieur à $100\ \mu\text{m}$, toutes les gouttes auraient suivi le jet de brouillard et, si elles avaient atteint le sol, elles l'auraient fait là où le jet de brouillard atteint le sol, généralement au-delà de 10 m.

L'existence de ce que nous avons appelé les gouttes « médianes » et les « très grosses gouttes » (respectivement $150\ \mu\text{m} < d_g < 325\ \mu\text{m}$ et $325\ \mu\text{m} < d_g < 650\ \mu\text{m}$) confère aux jets fragmentés thermiquement leur caractère non-homogène et rapproche spectaculairement le barycentre calculé du barycentre expérimental. L'existence de « grosses gouttes » est un élément essentiel pour comprendre que le rain-out se produit aussi près de l'organe de sortie.

Il n'en reste pas moins vrai que le modèle surestime toujours la distance parcourue. Cela semble montrer qu'il existe encore un phénomène physique qui joue un rôle non négligeable dans la réalité et qui n'a pas été pris en compte dans le modèle.

Parmi les phénomènes que nous avons envisagés antérieurement (voir introduction du § 3.3.), deux nous semblent présenter plus d'intérêt, c'est à dire être plausibles comme explications à nos observations :

- l'existence d'une vitesse due à l' « explosion » de la phase liquide qui s'ajouterait vectoriellement à la vitesse axiale,
- l'influence des tourbillons à grande échelle dans le jet.

Il nous semble que le premier phénomène ajoute à la vitesse axiale une vitesse dont l'orientation est probablement distribuée dans l'espace de façon relativement isotrope. Il induit donc un étalement du rain-out qui est effectivement observé. Mais il peut difficilement expliquer un déplacement du barycentre. Il y a toutefois là une piste qu'il serait intéressant d'explorer à l'avenir

L'autre explication qui nous semble plausible est la suivante : il existe au sein du jet des tourbillons visibles à l'œil nu, et dont la dimension caractéristique est voisine du rayon du jet (cf. fig. 3.3.1.e).

L'interaction des gouttes avec ces tourbillons pourrait transporter lesdites gouttes vers des régions où la vitesse du jet est plus faible, régions où la gravité prendrait le dessus sur l'interaction avec le jet.

Il faudrait pour cela que l'interaction fluide particule soit suffisante pour que les gouttes suivent le tourbillon plutôt que la trajectoire correspondant à leur inertie et à leur poids. Essayons d'établir quel critère utiliser pour savoir si le comportement des gouttes est guidé par leur inertie ou par le champ de vitesse du gaz.

Considérons une goutte animée de la vitesse axiale u (~ 5 m/s) et qui traverse un tourbillon de vitesse radiale v' (~ 1 m/s). Cette goutte sera-t-elle entraînée par le tourbillon, ou continuera-t-elle sur sa lancée ?

La trajectoire de cette goutte est gouvernée, hors poussée d'Archimède, par [Crowe (1998) p. 71] :

$$\frac{du}{dt} = \frac{f}{\tau_v} v' + g$$

où : $\tau_v = \frac{\rho_l d_g^2}{18\mu_a}$ est le temps de réponse (la constante de temps) mécanique de la goutte,

v' : la vitesse relative de la goutte par rapport à son environnement,

et $f = \frac{C_d Re_r}{24}$ est le facteur de traînée, rapport du coefficient de traînée à la traînée de Stokes

($f = 1$ pour un écoulement de Stokes).

$Re_r = \frac{\rho_a v' d_g}{\mu_a}$ est le nombre de Reynolds de la goutte calculé à partir de la vitesse relative

$$\mu_a = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$$

$$\rho_a = 1,3 \text{ kg / m}^3$$

	d_g (μm)	Re_r	f	τ_v	τ_v / f	$\tau_v u$
Petite goutte	100	7	1,6	28 ms	17 ms	85 mm
Goutte médiane	250	16	2,0	170 ms	85 ms	425 mm
Grosse goutte	450	29	2,5	560 ms	224 ms	1120 mm

τ_v / f est approximativement le temps que met la goutte pour atteindre 63% de la vitesse v' si elle y est soumise pendant tout ce temps. Pendant ce temps, elle parcourt horizontalement $\tau_v u$.

De ce calcul, il ressort qu'une petite goutte suit probablement les tourbillons et qu'une grosse ne les suit pas : elle a quitté le tourbillon avant d'avoir été déviée. L'extraction des gouttes par les tourbillons ne peut donc pas être l'explication à la chute précoce des « grosses gouttes ».

Il est plus difficile d'être catégorique à propos des gouttes médianes, pour lesquelles la longueur sur laquelle la goutte doit être perturbée pour « répondre » est comparable à la dimension caractéristique des tourbillons. Il n'est donc pas impossible que ce phénomène explique au moins partiellement la chute précoce des « gouttes médianes ».

Ce phénomène pourrait amener les gouttes à sortir du jet plus rapidement que prévu par le modèle INERIS. Poussons cette situation à l'extrême et considérons des gouttes qui quittent le jet dès le départ pour se retrouver dans de l'air pur et immobile. C'est ce que calcule le module Papadourakis gouttes.

La figure 3.3.5 montre que ce dernier modèle prédit généralement une trajectoire trop courte, ce qui n'est guère surprenant. Mais le couple (Papadourakis gouttes – INERIS) est souvent une bonne façon d'encadrer la position réelle du barycentre.

C'est essentiellement aux températures qui ne sont guère plus élevées que la température d'ébullition que la règle précédente est mise en défaut. C'est ce que nous allons aborder au paragraphe suivant.

3.3.2.2 Trajectoire en cas de fragmentation mécanique modérée ; jets peu instables

La figure 3.3.5 montre que le barycentre expérimental s'éloigne lorsque le jet est soumis à la seule fragmentation mécanique, et qu'elle est peu intense (à $T < 106^{\circ}\text{C}$ et a fortiori à $T = 80^{\circ}\text{C}$). Dans ce cas, le jet reste un cylindre liquide sur une grande longueur, cylindre dont les gouttes ne se détachent que progressivement (fig. 3.3.7), d'où la position lointaine du barycentre. Dans ce cas il n'y a pas vraiment besoin d'un modèle séparé pour les gouttes. Le modèle de jet de brouillard homogène (§ 3.2).avec une éventuelle correction sur la quantité d'air entraîné, doit suffire.

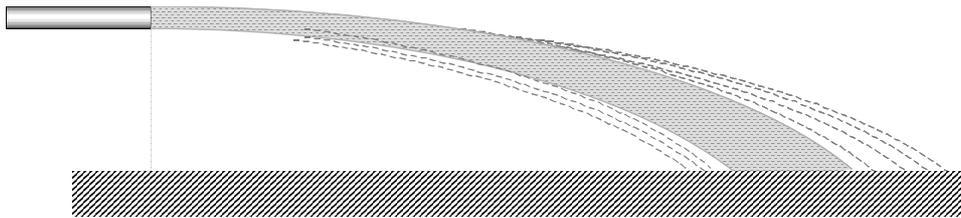


Fig. 3.3.7 : fragmentation mécanique modérée

3.3.3 Evaporation et rain-out

Les simulations qui nous ont donné la trajectoire prévue pour les gouttes (§ 3.3.2) ont aussi prévu leur taux d'évaporation (tableau 3.3.1), la figure 3.3.10 permet de comparer cette prévision à l'expérience. On constate que la fraction de rain-out est prévue à mieux que 20 % près par le modèle INERIS en y injectant le triplet pondéré de diamètres mesurés.

Ces résultats montrent l'importance d'avoir pris en compte l'existence de "grosses" gouttes, puisque des "petites" gouttes auraient conduit à une évaporation beaucoup plus marquée.

Ces résultats sont par ailleurs encourageants dans la mesure où un modèle comme RELEASE (1999), résultat d'un lourd travail de recherche étalé sur 10 ans, donne des prévisions complètement erronées (fig 3.3.8.a)

Nous notons cependant une tendance de notre modèle à surestimer le rain-out, plus marquée pour la conduite que pour l'orifice et d'autant plus marquée que la température est élevée. Peut-être aurions nous surestimé la fraction des "grosses" gouttes.

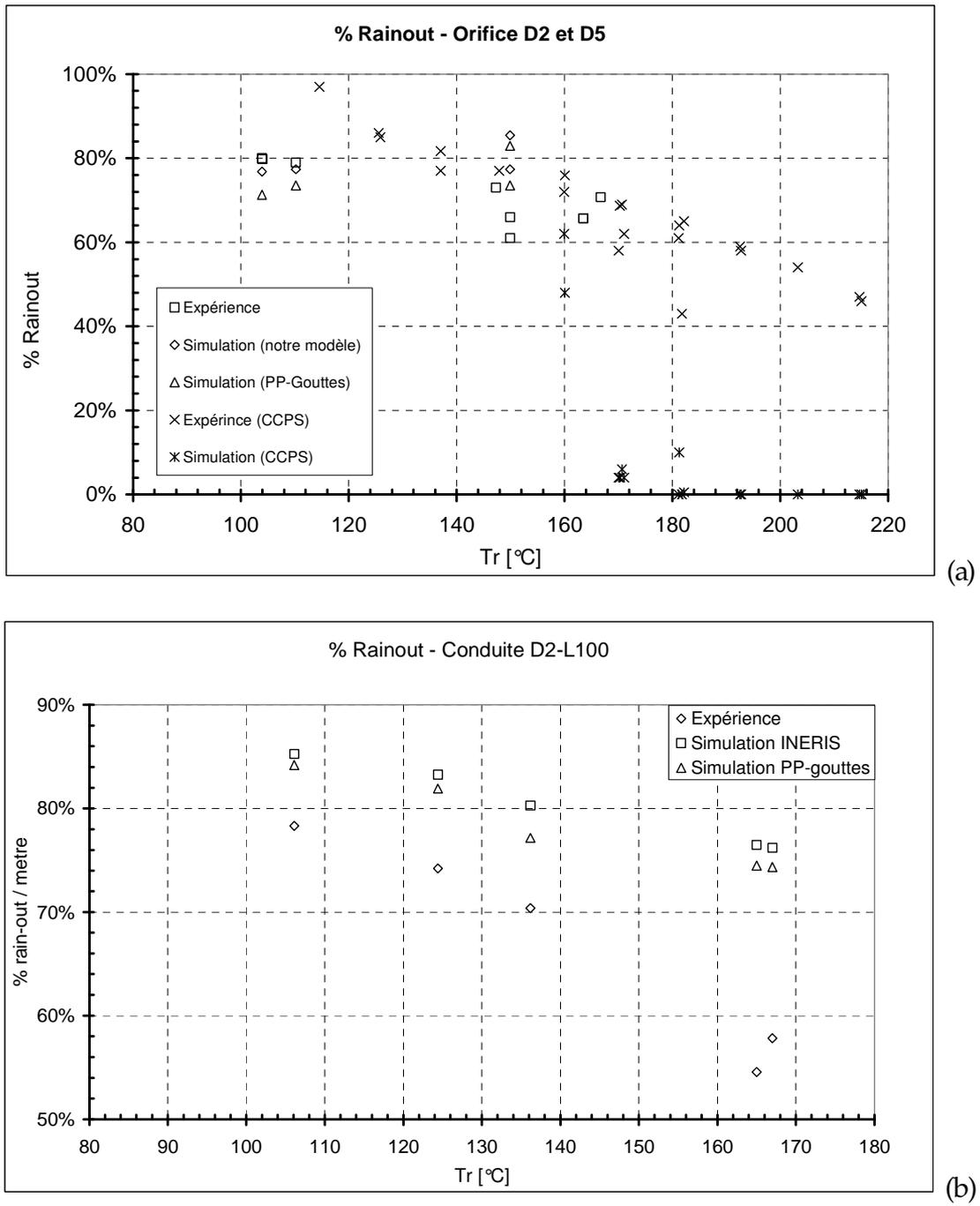


Fig. 3.3.8 : % rain-out en fonction de la température de stockage ; confrontation modèle expérience

3.4 Modélisation de la zone d'expansion

En début de jet a lieu une détente (après un écoulement bloqué dans une conduite) ou une vaporisation (après un orifice) pour rejoindre l'équilibre mécanique et l'équilibre thermique.

Nous sommes amenés ici à nous demander si l'accélération que nous avons souvent observée expérimentalement en tout début de jet (fig 2.3.8 a) correspond à ce qui se passe dans cette région.

Mais le plus important est que le calcul de flash sert à initialiser le modèle de jet de brouillard (vitesse, aire de la section) ainsi que le modèle pour les gouttes (vitesse et diamètre). La confrontation entre l'expérience et le modèle de flash adiabatique est donc cruciale.

Nous ne disposons pas de mesures qui soient vraiment faites directement à l'intérieur de la zone d'expansion. Par contre, nous venons d'exploiter ce qui se passe juste en amont (terme source) et juste en aval (jet de brouillard ; trajectoire et évaporation des gouttes). Ce sont ces informations que nous allons utiliser pour vérifier si les modèles utilisés pour décrire la zone d'expansion sont corrects

3.4.1 Le modèle dans le module INERIS

Comme il a été dit précédemment, le module calcule les conditions en début de jet de brouillard (température, fraction vaporisée, vitesse, aire de la section du jet) en supposant que le fluide revient à l'équilibre thermodynamique depuis les conditions à la fin de l'organe de sortie. Le calcul réalisé est donc, comme dans la plupart des modèles, un calcul de flash adiabatique.

Pour ce qui concerne la granulométrie des gouttes formées, le module de calcul détermine un diamètre dit moyen d_{moy} par un critère de nombre de Weber critique. Il considère ensuite que les gouttes se répartissent selon une distribution log-normale autour de ce diamètre moyen. Dans la pratique, il construit 40 classes de diamètre, entre $d_{\text{moy}}/4$ et $4 \cdot d_{\text{moy}}$.

3.4.2 Vitesse et température

Le flash adiabatique prévoit vitesse (U_{exp}) et température (T_{exp}) en fin de zone d'expansion. La PLDA permet d'accéder à la vitesse sur l'axe en début de jet de brouillard pour un certain nombre d'expériences (§ 2.3.4.). La plus grande des mesures (nous la nommerons U_{max}) devrait ne pas être très éloignée de la vitesse en début de jet de brouillard.

Le tableau (3.4.1) et les figures (3.4.1) et (3.4.2) confrontent ces deux valeurs. Ils permettent de constater que la vitesse mesurée par le PLDA (U_{max}) correspond parfaitement à la vitesse en fin de zone d'expansion prévue par le modèle (U_{exp}). Autrement dit, le modèle est tout à fait capable de déterminer la vitesse en fin de zone d'expansion du jet, ce qui représente une donnée très importante dans la compréhension et la modélisation du jet.

Par contre l'absence de mesures de températures à proximité de la "brèche" ne permet pas de faire une comparaison analogue. Mais cela n'est pas trop grave dans la mesure où la température dans le jet ne peut que passer par la température d'ébullition du fluide (celle qu'assure le flash) pas bien loin de cette même "brèche". Une mesure, même non intrusive, dans cette région ne ferait probablement que confirmer une évidence.

	T_r [°C]	P_r [bar]	U_{max} [m/s]	U_{exp} [m/s]	U_{max} / U_{exp}
Conduite D2-L100	147	8,4	38,9	39,7	0,98
	136,3	8,4	35,8	35,8	1,00
	145,8	6,0	41,4	37,1	1,12
	106,2	10,4	34,2	34,5	0,99
Orifices D2 / D5	139,0	5,1	29,9	29,5	1,01
	149,9	10,4	47,4	44,4	1,07
	163,5	8,2	41,0	39,0	1,05
	166,7	10,4	61,9	44,6	1,39

Tableau 3.4.1 : Confrontation de la vitesse maximale mesurée (U_{max}) et celle calculée à la fin de la zone d'expansion (U_{exp}).

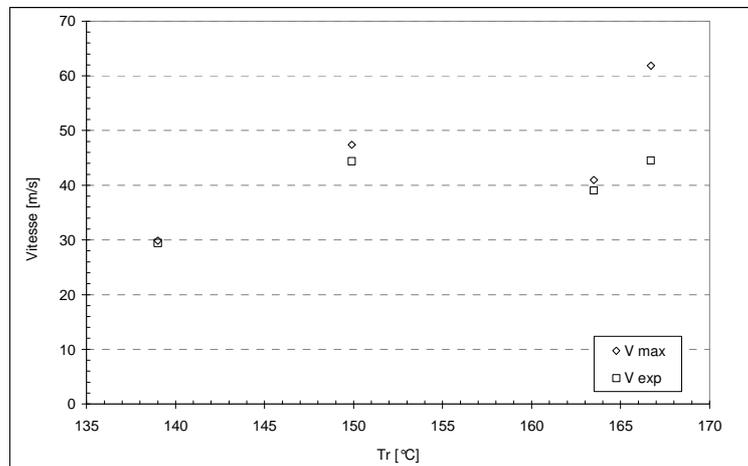


Fig 3.4.1 : vitesse maximale mesurée sur l'axe (à proximité de la brèche ≈ 10 mm) et vitesse en fin de zone d'expansion calculée par le modèle – Cas d'un orifice

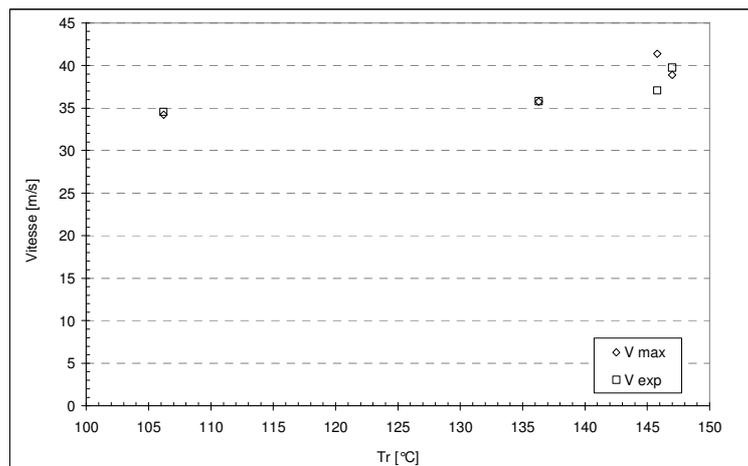


Fig. 3.4.2 : vitesse maximale mesurée sur l'axe (à proximité de la brèche ≈ 10 mm) et vitesse en fin de zone d'expansion calculée par le modèle – Cas d'une conduite

3.4.3 Granulométrie observée dans nos expériences

L'objectif de cette section est d'abord de comprendre quels phénomènes sont à l'origine des distributions granulométriques observées. Il est en second lieu de décider comment représenter la granulométrie observée quand il faut l'introduire dans l'outil de calcul (diamètre unique, distribution bimodale, distribution log-normale...).

3.4.3.1 Evolution axiale du diamètre des gouttes

Lorsque des mesures sont possibles tout près de la sortie à l'air libre (figure 2.3.20 : conduite D2L100 à 124°C et 8,1 bar abs; orifice D2 à 163,4°C et 8,2 bar abs), elles présentent souvent une distribution quasi-uniforme sur toute la plage de mesure (à peu près autant de gouttes dans chaque classe). Si les mesures sont fiables à ces distances, ce qui n'est pas avéré, cela semblerait indiquer qu'il existe un mécanisme qui réalise une telle fragmentation primaire extrêmement rapidement, et d'une façon qui ne dépend guère de la géométrie (orifice / conduite) ni du couple Pr - Tr.

La fraction en nombre des « petites gouttes » ($d_g < 150\mu\text{m}$) croît très vite aux dépens des autres classes quand on s'éloigne de la source : de ~ 20 % à 5 mm, elle passe à 80 ou 90 % à 30 mm. Le maximum est atteint selon les cas vers 200 à 400 mm en aval de l'organe de sortie (cf figure 2.3.25.a et 2.3.26.a ainsi que le tableau 2.3.2.).

Dans le même temps, on entrevoit sur les histogrammes en masse s'individualiser un pic entre 150 μm et 325 μm . Cela indique qu'il existe au moins un mécanisme secondaire qui fragmente les gouttes primaires à l'air libre, beaucoup dans les premiers centimètres, et de façon encore observable pendant 200 à 400 mm.

Les « petites gouttes » « tirent le diamètre de Sauter vers le bas » quand elles sont nombreuses et le « relâchent » quand leur poids relatif diminue (figure 2.3.24). Leur poids relatif diminue plus lentement quand la température est moins élevée, ce qui explique que la tendance à la re-croissance du d_{32} soit plus tardive (figure 2.3.24.b).

Remarque: nous n'attribuons qu'une signification limitée à la « re-croissance » évoquée ci-dessus. Les évolutions sont en effet plus petites que les incertitudes évaluées. Le fait que la forme des courbes soit toujours la même plaide par contre pour son caractère significatif.

Par la suite, nous utiliserons les mesures réalisées après 200 mm à l'air libre, c'est-à-dire là où la fragmentation est pratiquement terminée et où l'évaporation post-flash n'a encore que peu commencé.

3.4.3.2 Evolution avec Pr et Tr

L'histogramme observé à 80°C (figure 2.3.29) ne peut que correspondre à une pure fragmentation mécanique. Il consiste en une distribution quasi-uniforme entre 0 et 600 μm sujette à caution, à laquelle vient s'ajouter un pic de très fines gouttelettes (pic vers $d_g = 15\mu\text{m}$).

A 104°C (figure 2.3.27) ou 124°C, l'histogramme est qualitativement analogue. Nous sommes probablement encore dans le cadre d'une fragmentation de nature essentiellement mécanique.

La fragmentation thermique n'est donc pas la seule à pouvoir générer de très petites gouttes ($d_g < 50\mu\text{m}$). Il ne nous est guère possible de dire si le pic des « petites gouttes » ($d_g < 150\mu\text{m}$), qui représente plus de 90 % du nombre des gouttes à température élevée, y est encore largement associé à la fragmentation mécanique ou pas.

Peut-être y a-t-il superposition d'un pic mécanique et d'un pic thermique à des diamètres légèrement plus élevés.

Le pic des gouttes « médianes » ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$) n'existe pratiquement pas à basse température (figure 2.3.30 et 31) ($T_r < 125^\circ\text{C}$). Il devient perceptible à 136°C et prend plus d'ampleur à $T_r \sim 165^\circ\text{C}$. Nous sommes donc tentés d'associer ce pic à la fragmentation thermique.

Et d'associer le résidu de la distribution quasi-uniforme qui constitue les « très grosses gouttes » à une fragmentation mécanique primaire (ou à un artefact expérimental).

Ce qui précède nous amène alors à la description suivante :

- Dans tous les cas (orifice comme conduite, température basse ou élevée), il y a d'abord fragmentation mécanique qui conduit curieusement à une distribution quasi-uniforme du diamètre des gouttes.
- Très vite (en moins de 10 mm pour l'essentiel), certaines de ces gouttes subissent une fragmentation mécanique secondaire et probablement une fragmentation thermique, pour former les « petites gouttes » ($d_g < 150 \mu\text{m}$). Ce mécanisme est d'autant plus important que la température est élevée.
- Si la température est assez élevée, et plus elle est élevée, la fragmentation thermique s'attaque à une autre fraction des gouttes primaires pour former les « gouttes médianes » ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$).
- Mais il est possible qu'il reste un résidu important de gouttes qui n'ont subi que la fragmentation primaire, les « très grosses gouttes » ($325 \mu\text{m} < d_g < 625 \mu\text{m}$).

Cela signifierait que toutes les « très grosses gouttes » sont des gouttes qui ne subissent pas la fragmentation thermique. Autrement dit que la fragmentation thermique ne concernerait qu'une fraction du liquide, les « très grosses gouttes » restant dans un état métastable ! Le tableau 2.3.3 montre que la fraction massique des ces gouttes est élevée, même si elle décroît avec la température : 90 % à $T_r \sim 105^\circ\text{C}$, encore $\sim 60\%$ à $T_r \sim 165^\circ\text{C}$. Peut-être n'y a-t-il pas assez de germes pour réaliser la fragmentation thermique ? Cette fragmentation serait plus intense à plus haute température, parce que de nouveaux germes seraient activés.

3.4.3.3 Comment représenter cette granulométrie dans les simulations ?

Nous avons réparti les gouttes observées en trois populations. Nous avons vu que le diamètre de Sauter de chacune des populations évolue peu. Que par contre le poids relatif de chaque population est sensible à la température de réservoir. Il nous semble donc logique de représenter les histogrammes mesurés par trois diamètres de Sauter et une fonction de densité de probabilité (pdf) issue de la fraction massique des gouttes pour chacun de ces trois diamètres. C'est ce que nous avons fait pour confronter la trajectoire et l'évaporation des gouttes selon le modèle INERIS à l'expérience (§3.3.2).

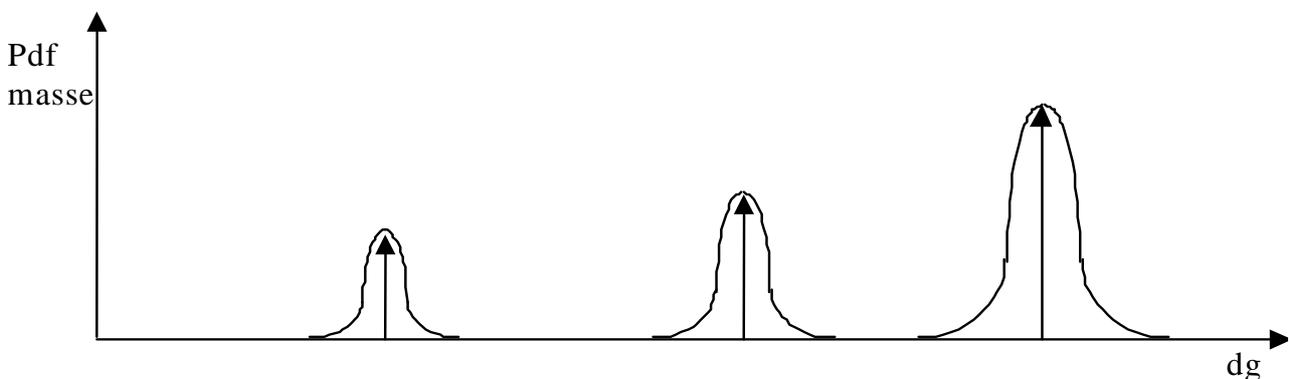


Fig. 3.4.3 : représentation de la distribution granulométrique dans les simulations

3.4.4 Granulométrie d'après les expériences du CCPS ; tentative de corrélation

Passer à des fluides différents de l'eau va nous permettre de tester la partie du modèle associée à l'évaporation due à l'apport de chaleur par l'air environnant [terme x_v de Fauske (1997)]. Ce terme est prépondérant pour la plupart des fluides, alors qu'il est négligeable pour l'eau. Nous allons pour cela exploiter les expériences réalisées dans le cadre du CCPS et présentées par Johnson et Woodward (1999).

3.4.4.1 Sensibilité de l'évaporation à différents paramètres.

On s'intéresse uniquement ici aux « grosses gouttes », celles qui participent au rain-out en quittant le jet.

- *Durée de la trajectoire*

Le premier élément important à prendre en compte est que le temps de « vie » de ces gouttes, la durée de leur trajectoire entre le moment où elles sont créées et le moment où elles arrivent au sol est, pour un diamètre donné, quasiment indépendant des conditions de réservoir (Pr et Tr), ce qui peut surprendre au premier abord.

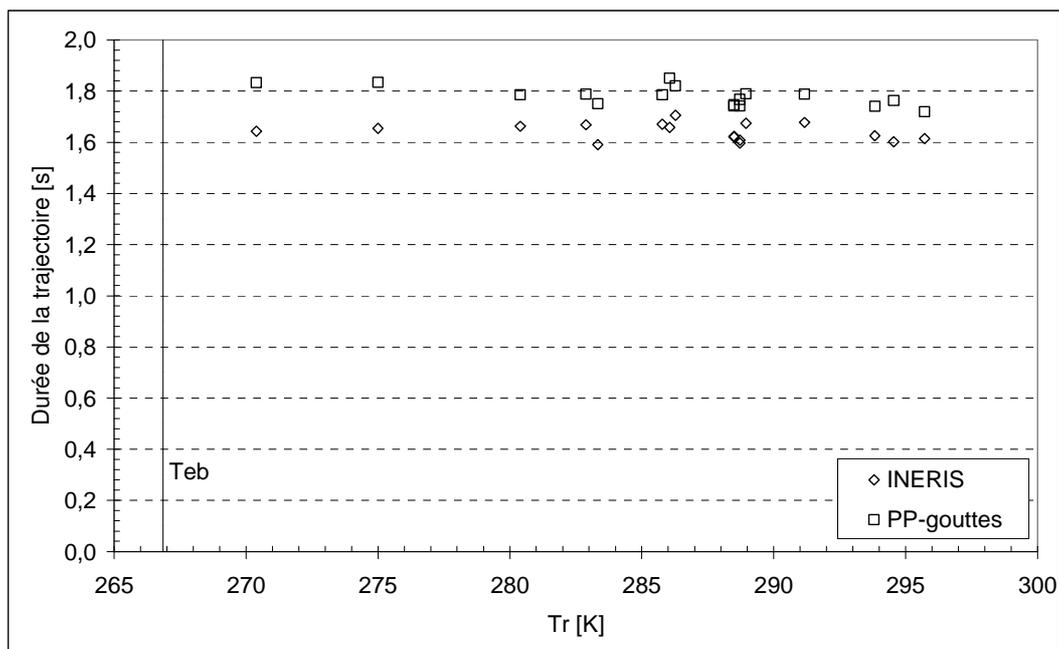


Fig 3.4.4 : la durée de trajectoire est quasi-indépendante des conditions de réservoir ; cas de gouttes de monométhylamine (MMA), $d_g = 400 \mu\text{m}$, lâchées depuis une altitude de 1,50 m.

En réalité, c'est une propriété normale. En effet, si nous considérons la composante verticale du mouvement, on a toujours une goutte initialement immobile soumise à l'action de la pesanteur, de la poussée d'Archimède et de la traînée, toutes quantités indépendantes des conditions de réservoir.

La durée de la trajectoire est donc d'abord une fonction du diamètre des gouttes et de l'altitude de rejet (paramètre qui pouvait passer pour secondaire dans une approche intuitive), et de façon secondaire du taux d'évaporation : dans le modèle Papadourakis gouttes (pour lequel la vitesse relative à l'environnement est plus élevée que pour le modèle INERIS et pour lequel l'environnement est de l'air pur), la goutte s'évapore plus vite et la traînée prend donc une plus grande importance relativement au poids. Les conditions de réservoir n'influent que sur la composante horizontale de la vitesse.

- *Evolution de la température*

Après flash, la température du liquide est T_{eb} , sa température d'ébullition à pression ambiante. Avant d'atteindre le sol, elle a rejoint la température de bulbe humide dans l'air pur (sauf si elle était vraiment trop grosse pour échanger suffisamment de chaleur).

Le profil de température est donc presque indépendant des conditions de réservoir (fig. 3.4.5)

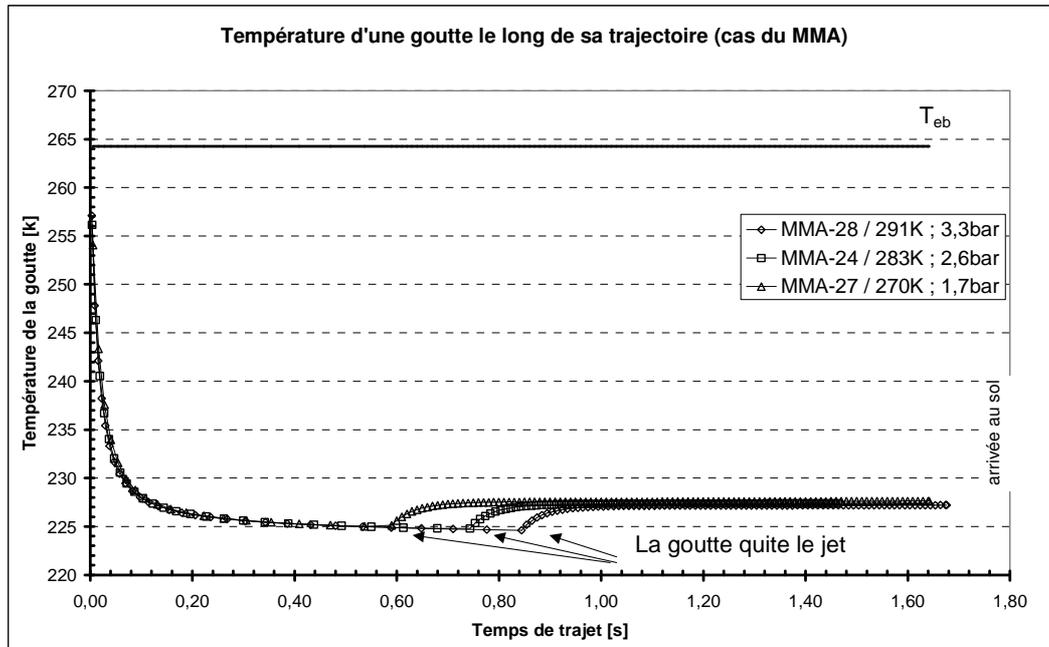


Fig 3.4.5 : évolution de la température d'une goutte selon les conditions de réservoir (gouttes de mono méthylamine (MMA) ; $d_g = 400 \mu\text{m}$, lâchées depuis une altitude de 1,5 m)

- *Flux d'évaporation*

Le flux d'évaporation dépend de l'écart entre la température de la goutte et celle du milieu gazeux environnant, ainsi que de la vitesse relative de la goutte par rapport à son milieu (à travers le nombre de Reynolds).

Nous venons de voir que l'écart de température est quasi-indépendant des conditions de réservoir. La vitesse relative de la goutte est généralement faible. La vitesse initiale de la goutte et celle du gaz sont les mêmes. Le jet ralentit en s'élargissant. Le seul écart de vitesse peut provenir de l'inertie de la goutte qui l'amène à ralentir un peu moins vite que le gaz du jet. Lorsque la goutte quitte le jet, sa vitesse horizontale est généralement faible. ($< 5 \text{ m/s}$). Sa vitesse verticale est toujours indépendante des conditions de réservoir. La vitesse relative par rapport à l'air immobile est donc elle aussi à peu près indépendante des conditions de réservoir. Seule peut varier légèrement la répartition entre temps passé à l'intérieur du jet et temps passé à l'extérieur (fig. 3.4.5).

De tout ce qui précède, il résulte une considération qui nous paraît importante :

Pour savoir comment une goutte va s'évaporer, hors flash, il est inutile (au moins en première approximation) de connaître la température et la pression de réservoir ! Par contre, il est important de connaître son diamètre initial et la hauteur du rejet.

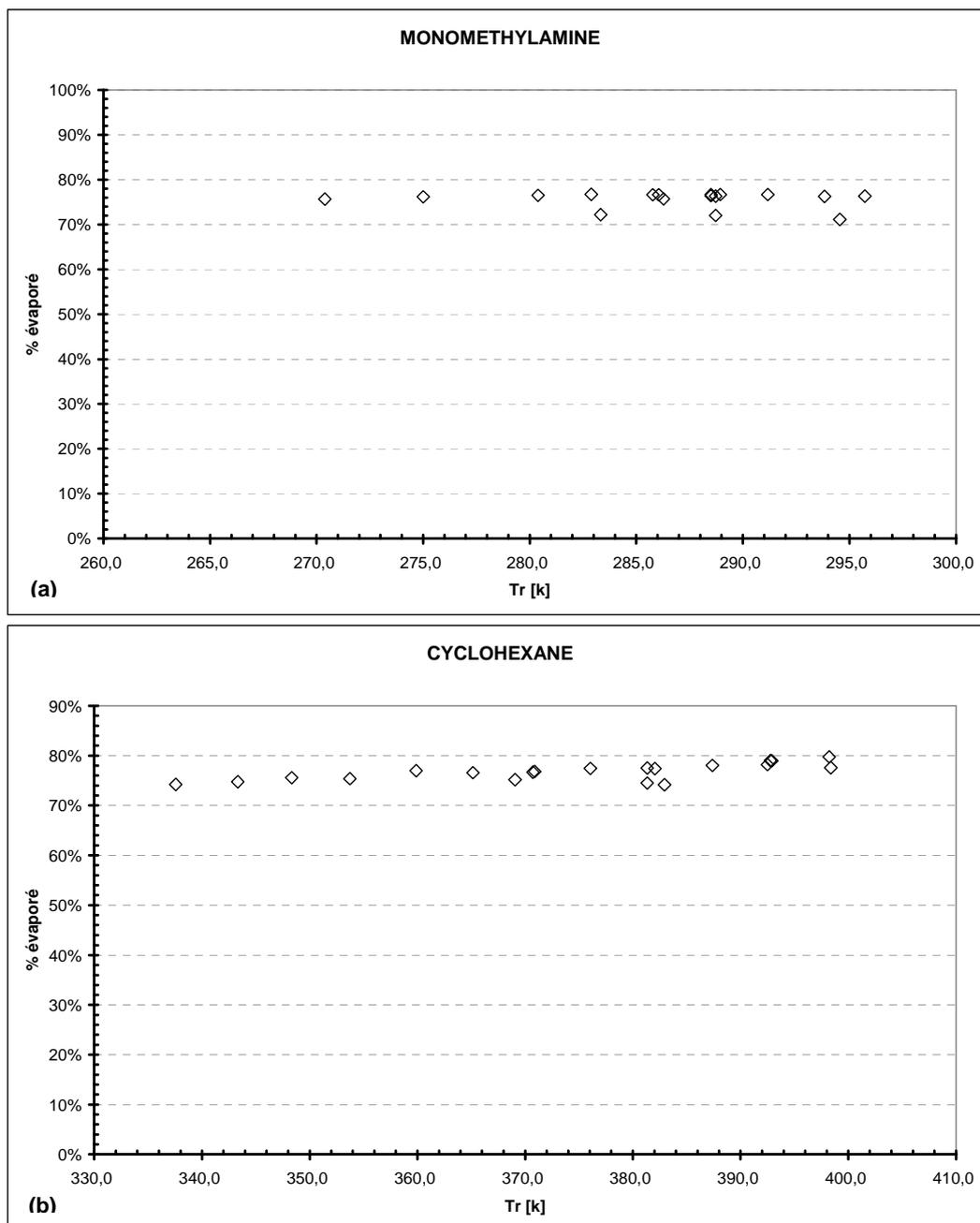


Fig. 3.4.6 : (in)sensibilité de l'évaporation aux conditions de réservoir ;
gouttes de diamètre 400 μm , lâchées depuis une altitude de 1,5 m

Les simulations réalisées avec le module de calcul de l'INERIS nous donnent effectivement une fraction évaporée complètement indépendante des conditions de réservoir (P_r et T_r) dans le cas du MMA (figure 3.4.6-a). Les variations sont un peu plus importantes pour le cyclohexane (figure 3.4.6-b). Pour $T_r = 382 \pm 1$ K, le taux d'évaporation calculé pour une goutte de 400 μm varie de 6 % quand la pression de réservoir varie de 2,1 à 5,6 bar, et de 9 % quand la température de réservoir varie de 20°C. Ces variations restent toutefois faibles par rapport aux incertitudes qui pèsent toujours sur la prédiction du rain-out (soit quasiment 100 %).

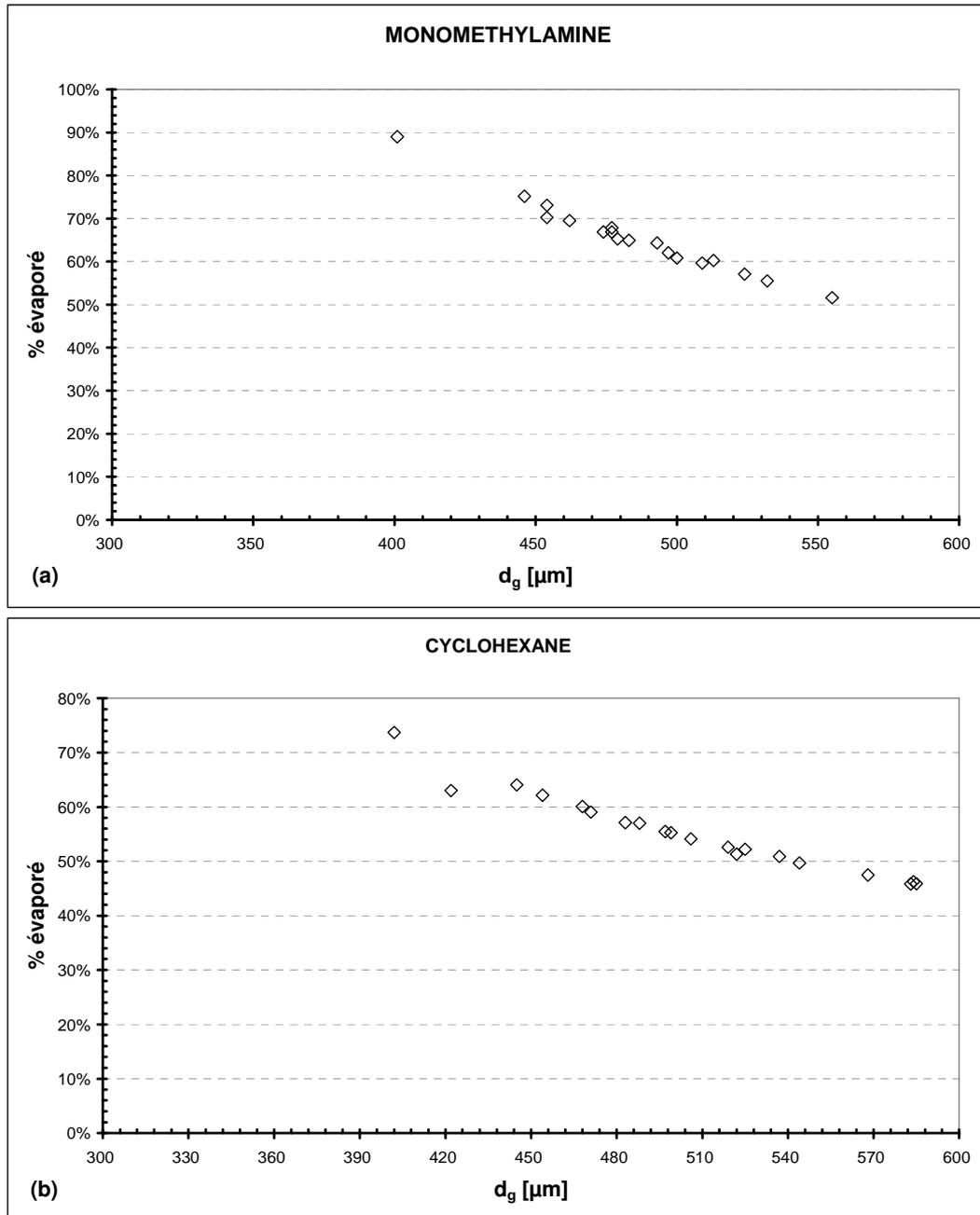


Fig 3.4.7 : sensibilité de l'évaporation d'une goutte à son diamètre initial.

La sensibilité au diamètre initial (figure 3.4.7) est assez élevée (en tout cas à partir d'un diamètre tel que les gouttes ne s'évaporent pas complètement !), ce qui signifie qu'il est important d'en avoir une évaluation réaliste si l'on veut espérer une évaluation réaliste du rain-out.

3.4.4.2 Confrontation modèle – expérience ; tentative de corrélation

Nous nous inspirons ici de la démarche proposée à l'INERIS par Susanna Voges (2001). Elle consiste à utiliser les mesures expérimentales de fraction de rain-out pour remonter au diamètre que les gouttes devaient avoir pour y conduire. Susanna Voges a ensuite cherché une valeur du nombre de Weber critique qui permettrait d'obtenir ce diamètre.

Si, nous appuyant sur ce qui précède, nous disons :

- le rain-out résulte de " grosses gouttes " ;
- pour l'essentiel ces grosses gouttes n'ont subi qu'une fragmentation mécanique ;
- ces gouttes représentent l'essentiel de la masse liquide dans le jet ;
- la fraction massique qu'elles représentent est la même que dans le cas de l'eau si nous la représentons en fonction de $(Tr - Teb)$. C'est une hypothèse sans doute grossière et qui manque de justification. Il y a là matière à approfondissement ultérieur ;

alors, nous pouvons écrire :

$$\% \text{ rain - out} = \frac{1 - x_{\text{exp}}}{1 - x_i} \cdot \% \text{ masse portée par grosses gouttes} \cdot (1 - \% \text{ évaporation}) \text{ d'une grosse goutte}$$

L'expérience nous donne le membre de gauche. La simulation nous donne les 2 premiers facteurs du membre de droite.

A partir de là, nous pouvons remonter au pourcentage d'évaporation qu'une goutte doit nécessairement subir pour que le rain-out soit celui qui est observé. De là, nous pouvons en déduire le diamètre que doit nécessairement posséder la goutte " représentative " ¹² pour que le rain-out soit celui qui est observé. La discussion qui précède sur l'évaporation montre que l'estimation de ce diamètre est relativement indépendante d'éventuelles erreurs dans la modélisation du jet ou de la trajectoire des gouttes.

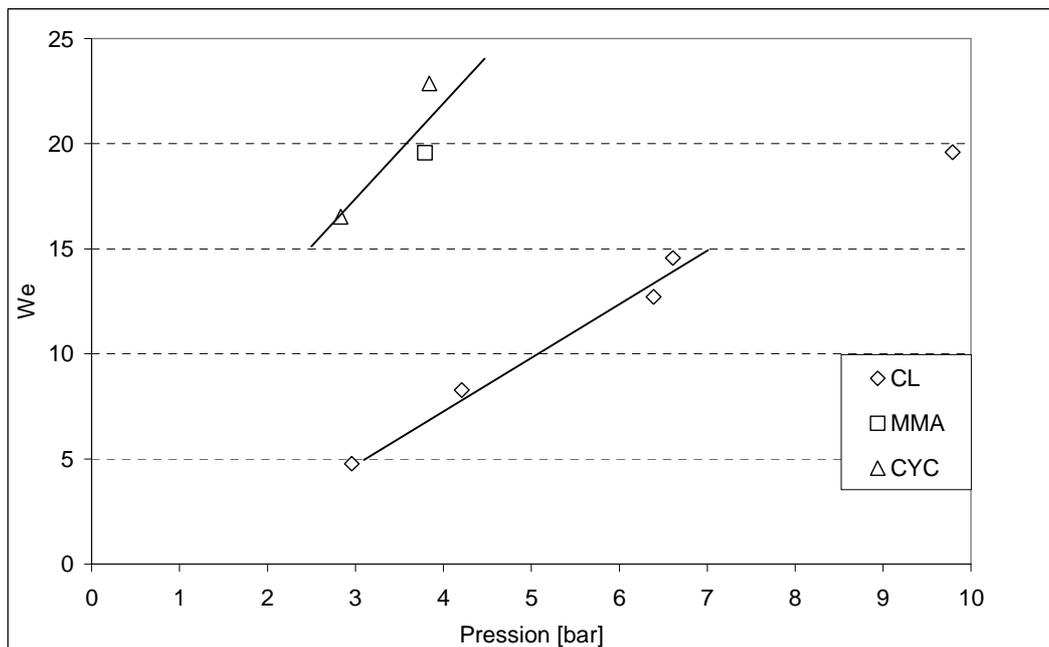


Fig 3.4.9 : le nombre de Weber nécessaire en fonction de la pression de réservoir et de la nature du fluide

¹² Remarque : Nous considérons ici qu'il existe un diamètre représentatif de l'ensemble des gouttes qui participent au rain-out. L'information expérimentale que nous avons obtenue à propos de la distribution granulométrique dans le cas de l'eau nous semble en effet être trop "fragile" pour être extrapolée à d'autres fluides.

Tout le problème est maintenant d'établir une corrélation qui permette de prévoir ce diamètre. L'approche la plus classique dans les modèles de jets destinés aux études de danger consiste à postuler qu'il existe une valeur critique du nombre de Weber (§.1.2.2).

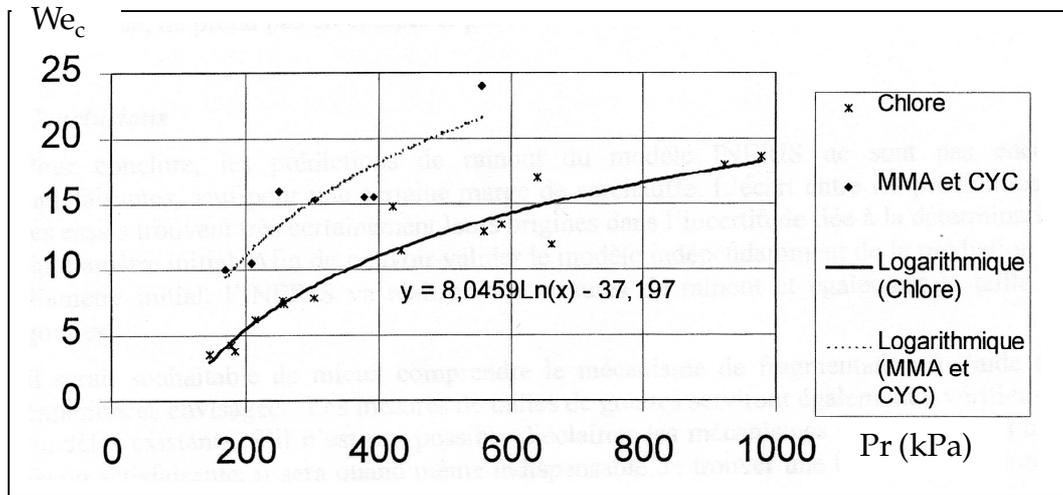


Fig 3.4.10 : Nombre de Weber critique en fonction de la pression (kPa), [Voges (2001)]

Type de fluide		T_r [k]	$T_r - T_{eb}$ [k]	P_r [bar]	d_g nécessaire [μm]	We_c nécessaire
Chlore	CL-01	289,2	52,61	6,6	360	14,56
	CL-09	267,6	31,01	3,0	400	04,78
	CL-11	267,1	30,51	6,4	400	12,71
	CL-12	267,1	30,51	9,8	380	19,59
	CL-19	272,4	35,81	4,2	420	08,28
Méthylamine	MMA-33	295,7	31,44	3,8	430	19,56
	MMA-38	294,6	30,34	3,6	460	-
	MMA-39	288,7	24,44	2,9	480	-
	MMA-40	283,3	19,04	2,5	520	-
Cyclohexane	CYC-49	398,2	48,10	3,8	350	22,86
	CYC-43	382,1	32,00	2,8	450	16,52
	CYC-50	382,9	32,80	5,6	380	34,28
	CYC-54	370,7	20,60	2,0	580	-

Tableau 3.4.3 : nombre de Weber critique nécessaire pour obtenir le rain-out observé

Poursuivant la démarche précédente, voyons quel est le nombre de Weber nécessaire pour que le diamètre des gouttes soit le diamètre nécessaire (tableau 3.4.3). A partir de quelques points

expérimentaux¹³, nous avons obtenu la figure 3.4.9. Elle est voisine de la courbe obtenue par Susanna Voges (figure 3.4.10) (le module de calcul a été amélioré entre temps).

Ces figures présentent quelques aspects sympathiques :

- le nombre de Weber nécessaire varie dans une plage qu'on peut considérer dans un premier temps comme relativement restreinte (4, 24) et dont l'ordre de grandeur est compatible avec des valeurs trouvées dans la littérature ;
- pour un fluide donné, la dispersion des points autour de la courbe ajustée est faible ($\pm 20\%$), ce qui peut laisser penser que la pression est le seul paramètre mal pris en compte par le nombre de Weber.

Par contre, elles souffrent aussi de défauts rédhibitoires :

- Le chlore et les deux autres fluides (MMA et C_6H_6) conduisent à des courbes nettement distinctes (facteur 1,5 à 2). Alors qu'un nombre adimensionnel pertinent aurait dû amener les différents fluides sur une même courbe. Comment utiliser ces courbes pour prévoir le diamètre dans le cas d'un fluide non encore testé ? Rappelons qu'un facteur 1,5 sur le nombre de Weber conduit à un facteur identique sur le diamètre, ce qui peut conduire à une variation de rain-out de 30 ou 40 %.
- Pour un fluide donné (le chlore en l'occurrence), il n'y a pas une valeur unique du nombre de Weber critique, mais un ensemble de valeurs s'échelonnant entre 4 et 24 en fonction de la pression de réservoir. Cela signifie clairement que le nombre de Weber n'est pas suffisant pour prévoir le diamètre. Il faut y ajouter la pression de réservoir.

Encore la signification de cette dernière variable n'est-elle pas claire. En effet, la plupart des mesures du CCPS ont-elles été réalisées à proximité de la courbe de saturation. Il y a donc corrélation entre pression et température de réservoir.

Même si l'on arrivait à éclaircir ce point¹⁴ ($We_c = f(T_r, P_r)$), il nous semble que la situation ne serait pas satisfaisante. En effet, pour une variation initiale des diamètres dans la plage $[125 - 320 \mu\text{m}]$ ¹⁵ (rapport $\sim 2,5$), la prise en compte de la tension superficielle et de la vitesse initiale amène à une variation du nombre de Weber critique d'un facteur 6, ce qui est le contraire de ce que l'on cherchait à obtenir.

Dans ces conditions, il nous semble que le plus raisonnable est d'abandonner l'idée de nombre de Weber critique, et de revenir à une étude de sensibilité du diamètre nécessaire à P_r , T_r et à la nature du fluide.

Constat : la figure 3.4.11 montre que, à quelques exceptions près, le diamètre nécessaire des gouttes est très bien corrélé avec la pression de réservoir, même si la dépendance est faible. Cette corrélation est vérifiée pour les trois fluides testés à toutes les températures.

¹³ Nous nous sommes limités à des points qui correspondent à des jets rapidement fragmentés ($T_{res} \gg T_{eb}$), pour que ne se pose pas le problème de jets presque stables, ne « lachant » des gouttes que tardivement.

¹⁴ Dans ce sens, il semblerait intéressant d'étudier la représentation $We = f(T_r - T_{eb})$, dans laquelle les différents fluides semblent donner une courbe à peu près unique

¹⁵ Valeurs issues du rapport de Susanna Voges (2001)

Nous sommes donc amenés à retenir la corrélation en fonction puissance suivante :

$$d_g = K P_r^k$$

$$K = 640 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$k = -0,272$$

2 bar abs < Pr < 10 bar abs

avec : P_r : pression dans le réservoir de stockage [bar]

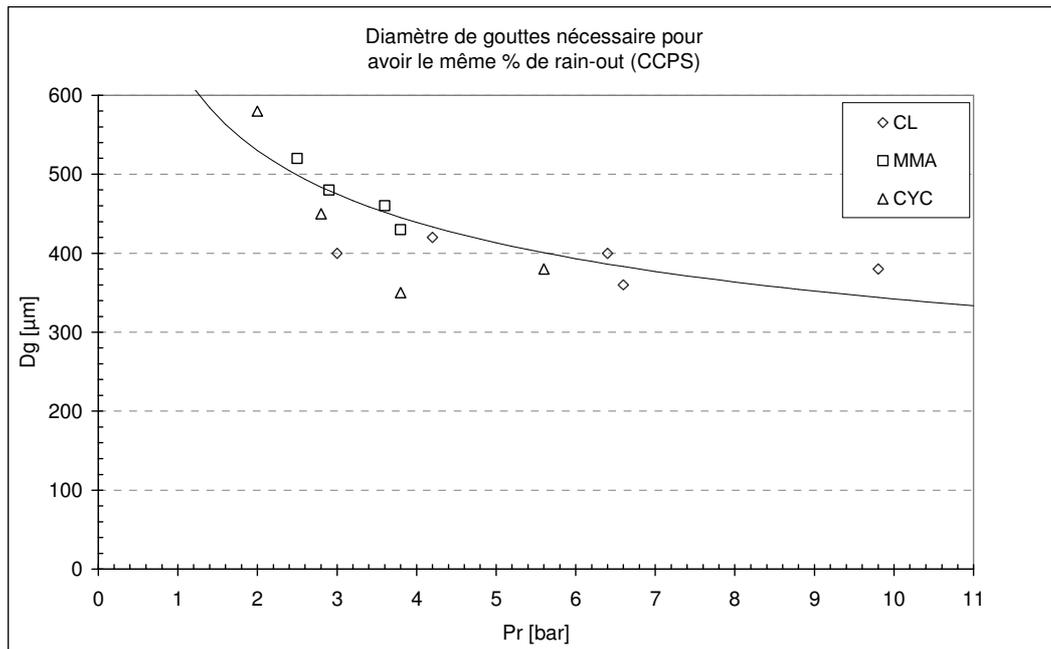


Fig 3.4.11 : variation du diamètre des gouttes en fonction de la pression (essais RELEASE)

Nous devons avouer que cette corrélation n'est pas très satisfaisante pour l'esprit : elle n'est pas adimensionnée, elle ne tient pas compte des propriétés particulières à chacun des fluides.

Mais la qualité de cette corrélation (au sens de l'écart type) nous amène à ne pas chercher plus loin dans l'immédiat. La sensibilité du diamètre nécessaire à d'autres paramètres semble en effet trop faible pour être exploitée.

Seule la sensibilité au diamètre de l'organe de sortie mériterait d'être étudiée plus avant.

3.4.4.3 Comparaison entre mesure et corrélation

Seules nos expériences donnent accès à la mesure du diamètre initial. C'est donc sur ces seules expériences que nous pourrions mener une comparaison.

Attention : lorsque l'on confronte le d_{32} des « grosses gouttes » au d_g issu de notre corrélation, il faut être très prudent.

La première quantité est une grandeur expérimentale entachée d'une incertitude et d'une erreur systématique : les réglages du PLDA sont tels qu'ils ne « voient » pas les gouttes de diamètre supérieur à 600 ou 650 μm .

La seconde quantité est issue d'un ajustement : c'est le diamètre que les gouttes doivent posséder pour que notre modèle prévoie correctement le rain-out. Si notre modèle ne décrit pas correctement la réalité, s'il oublie tel ou tel phénomène, alors il est possible que la corrélation soit une façon artificielle de corriger ces défauts. Dans ce cas, le diamètre issu de la corrélation n'aurait pas de signification physique, pas de raison d'être confronté à des mesures. Si au contraire notre modèle possède un sens physique et représente correctement les phénomènes essentiels (ce que nous croyons, le seul phénomène oublié, celui qui ralentit les gouttes plus que prévu, n'ayant probablement pas une importance cruciale), alors la confrontation a un sens, et les écarts observés peuvent être une façon de rechercher des améliorations.

3.5. Analyse du modèle obtenu

L'analyse de nos mesures sur des jets d'eau surchauffée complétée par celle des jets du CCPS nous a amenés à modifier le modèle initialement retenu. Nous allons maintenant rappeler le contenu du modèle auquel nous sommes arrivés, avant de le confronter à l'expérience pour évaluer le degré de précision / incertitude qu'il atteint dans la prévision du rain-out.

3.5.1 Le modèle retenu

La structure générale n'a pas été modifiée par rapport à l'outil envisagé initialement. Il s'agit toujours d'un couplage entre les modèles développés par Papadourakis et al [1991] pour le jet dans son ensemble d'une part (§ 1.3.2) et pour le devenir de chaque goutte d'autre part (§1.5).

Concernant le modèle de jet, la seule modification que nous proposons consiste à réduire la quantité d'air entraîné à basse température pour traduire le fait qu'un jet grossier (qui ne se fragmente que tardivement, en gouttes de grand diamètre) échange moins de quantité de mouvement, c'est à dire entraîne moins l'air environnant (cf § 3.2.2).

Concernant le modèle pour les gouttes, nous considérons qu'il n'existe que deux populations significatives :

- les gouttes dont le diamètre est suffisamment faible pour qu'elles ne participent pas au rain-out (elles vont suivre le jet de brouillard et probablement s'y évaporer complètement)
- les "grosses gouttes", dont le poids est suffisant, comparé à la traînée, pour qu'elles quittent le jet au bout de quelques mètres et participent au rain-out

Nous formulons l'hypothèse que, pour tous les fluides, la fraction de "grosses gouttes" est la même que celle que nous avons observée pour l'eau (fig. 2.3.31), à condition d'exprimer la température en écarts par rapport à la température d'ébullition. Il est clair que cette hypothèse, fort discutable, devra être confrontée à l'expérience. Si l'on était trop gêné par une telle hypothèse, on pourrait la remplacer par la suivante : "la quantité de petites gouttes est négligeable, toute la masse liquide se retrouve sous forme de gouttes qui participent au rain-out". Le résultat ne serait pas très différent puisque la fraction de grosses gouttes observée dans le cas de l'eau est toujours supérieure à 80 %.

Pour le diamètre représentatif de ces grosses gouttes, nous retenons la corrélation du § 3.4.4.2, que nous avons obtenue à partir de quelques expériences du CCPS sur le chlore, le cyclohexane et le méthylamine. Cette corrélation introduit les deux seules paramètres véritablement ajustables de notre modèle.

3.5.2 Prédiction du rain-out : confrontation du modèle à l'expérience

La confrontation des différents modules du modèle de l'INERIS avec nos expériences a fait l'objet des sections précédentes. Il ne reste plus à tester que la capacité du modèle global à prévoir le rain-out.

La corrélation proposée pour le diamètre des grosses gouttes a été ajustée pour que le modèle prédise correctement les résultats des essais du CCPS. Cependant, elle n'a été construite qu'à partir d'une douzaine d'expériences. Il nous reste à vérifier si les prévisions sont correctes de façon plus générale.

Pour cela, nous avons réalisé la simulation de tous les essais du CCPS sur le méthylamine, le cyclohexane, le chlore et l'eau (hormis R11). Les tableaux A.1 à A.4 de l'annexe indiquent (colonnes en italique) le diamètre initial des gouttes prévu par notre corrélation, la longueur de la trajectoire prévue pour ces gouttes et la fraction de rain-out prévue par notre modèle. Les figures A.1 à A.13 représentent les mêmes informations sous forme graphique.

Dans le cas de l'eau (figures 3.5.1 et 3.5.2), la qualité de la prédiction du rain-out est tout à fait satisfaisante. Pratiquement toutes les mesures sont situées dans une bande [-10 %, + 0 %]. Le modèle a donc tendance à légèrement sous-estimer le rain-out.

Les trois mesures qui s'écartent de plus de 10 % sont très probablement des erreurs expérimentales du CCPS. Il s'agit des essais W15, W16 et W29. Ces points apparaissent à l'écart sur la figure 3.5.1. De ce fait, le CCPS a refait les expériences exactement dans les mêmes conditions que pour W15 et W16 et a mesuré un rain-out 18 % plus élevé qui ramenait les nouveaux points dans la norme (W23 et W24). L'essai W29 n'a pas été refait mais l'origine du problème est très probablement la même.

Remarquons que les essais à température modérée, guère plus élevée que la température d'ébullition, n'ont nécessité aucun ajustement particulier. Le modèle semble applicable même dans ces conditions, alors même qu'il n'a pas été construit pour décrire correctement des jets presque stables. Le fait de décrire ces jets comme s'ils étaient finement nébulisés devrait conduire à sous-estimer le rain-out. Or, celui qui est calculé est déjà très élevé (> 80 %). La plage d'erreur possible est donc réduite [80-100 %], ce qui pourrait expliquer l'absence de difficulté.

Remarquons encore que les essais 23 et 24 correspondent à des situations de fort sous-refroidissement (fig. 3.5.3). Ce sont pratiquement les seuls points expérimentaux pour lesquels il n'y a pas corrélation entre température et pression (courbe $P = f(T)$). Le fait que ces points ne se distinguent ni dans le graphe de rain-out, ni dans le graphe des écarts modèle/expérience, signifie que l'expérience est peu sensible à la pression, et que le modèle le prend bien en compte.

Les prévisions pour le cyclohexane (figures 3.5.4 à 3.5.6) et pour le méthylamine (figures 3.5.7 à 3.5.9) sont moins bonnes que pour l'eau, tout en restant satisfaisantes par rapport à l'état de l'art. En effet, le rain-out calculé ne s'écarte jamais de plus de 20 % du rain-out mesuré, dans un sens ou dans l'autre¹⁶.

Le modèle a toutefois tendance à sous-estimer le rain-out à basse température (là où ce rain-out est élevé) et à le sur-estimer à température élevée. Cela pourrait venir de ce que la corrélation que nous avons retenue prévoit des gouttes trop petites à basse pression et trop grosses à pression plus élevée. Autrement dit, que la corrélation n'est pas assez sensible à la pression ou que l'exposant pour la pression ($\sim 0,27$) est un peu trop faible en valeur absolue (pour les jets fragmetés mécaniquement, J.M. Buchlin retient la puissance $-1/3$). Peut-être les points que nous avons retenus pour l'établir étaient-ils trop peu nombreux ou pas assez représentatifs.

¹⁶ Dans le cas du cyclohexane, on peut d'ailleurs se demander si les points qui sont en dehors de la bande ± 10 % ne sont pas des erreurs expérimentales. Sur les figures (3.5.4 et 3.5.5), ces points se distinguent en effet légèrement, les uns au-dessus, les autres au-dessous de la tendance dessinée par les autres points. L'écart est cependant trop faible pour conclure...

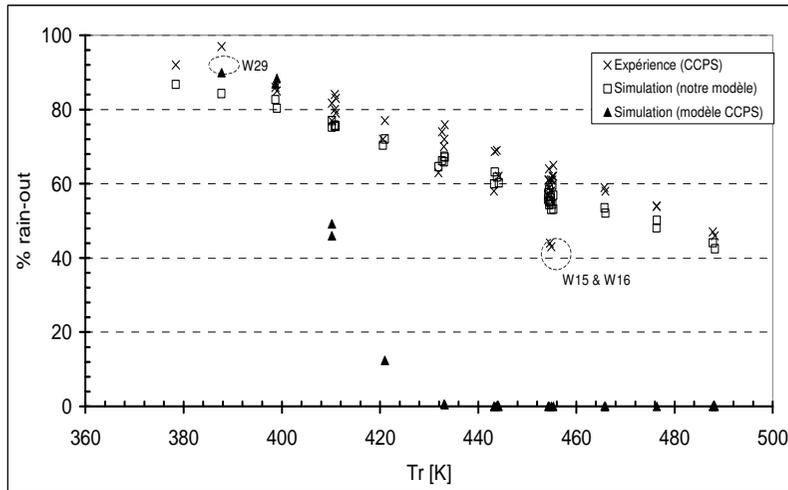


Fig 3.5.1 : sensibilité du rain-out à la température ; mesures CCPS, notre modèle ; cas de l'eau

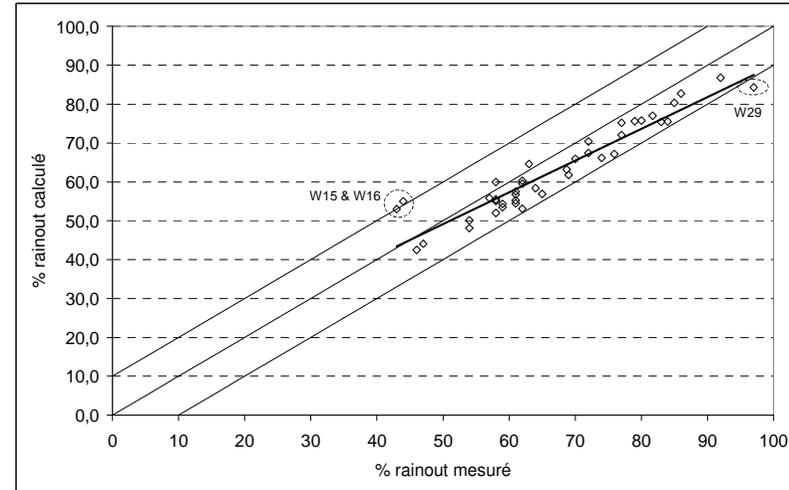
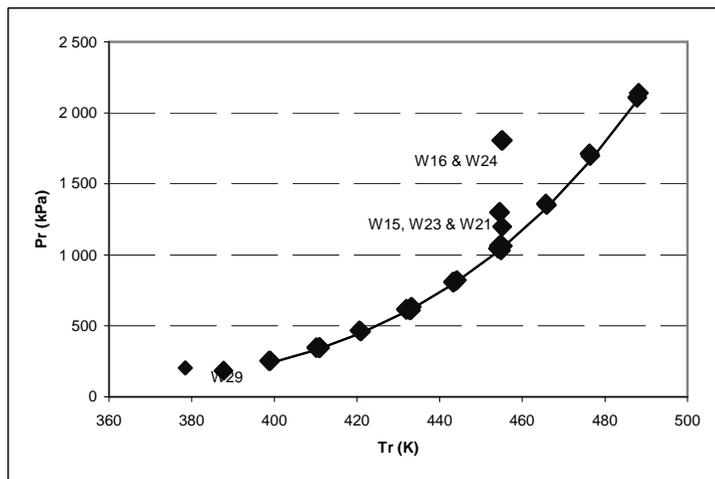


Fig 3.5.2 : confrontation entre le rain-out mesuré par le CCPS et celui calculé par notre modèle (cas de l'eau)

Fig 3.5.3 : points thermodynamique des expériences sur l'eau du CCPS



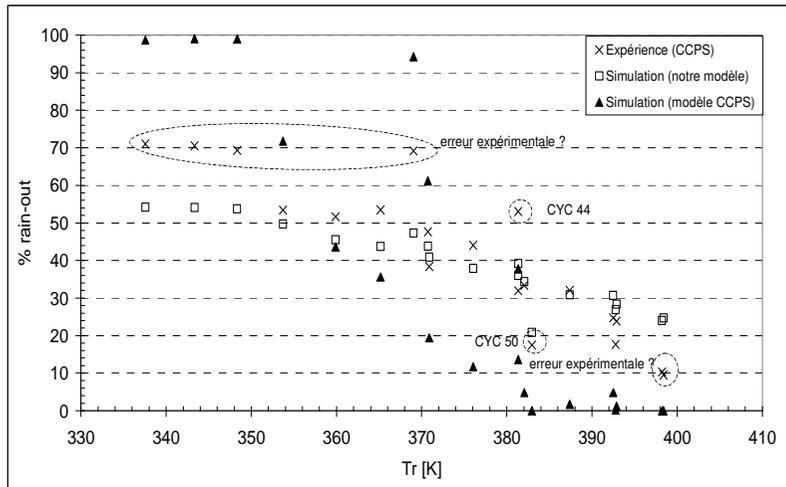


Fig 3.5.4 : sensibilité du rain-out à la température ; mesures CCPS, notre modèle ; cas du cyclohexane

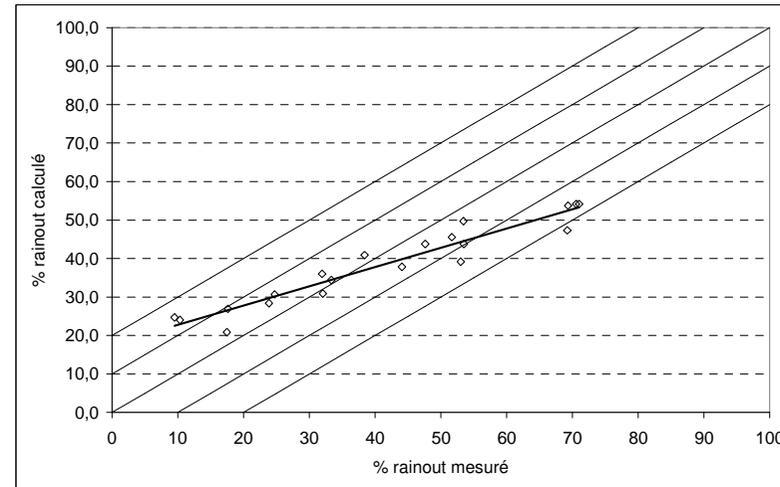


Fig 3.5.5 : confrontation entre le rain-out mesuré par le CCPS et celui calculé par notre modèle (cas du cyclohexane)

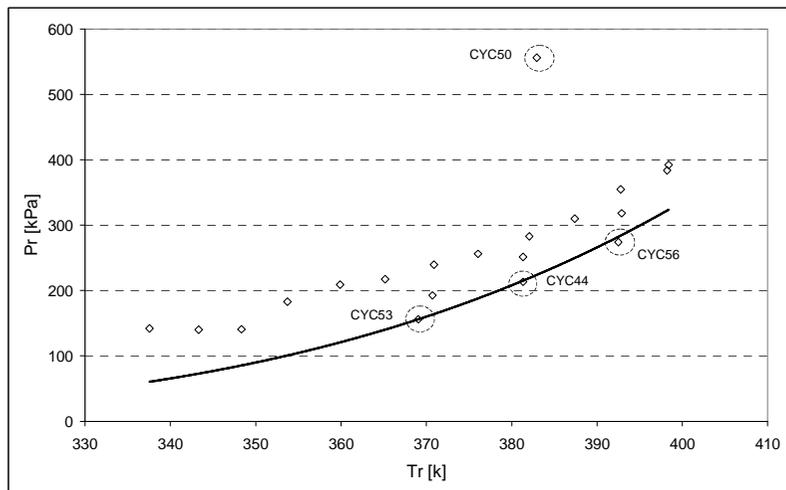


Fig 3.5.6 : points thermodynamique des expériences sur le cyclohexane du CCPS

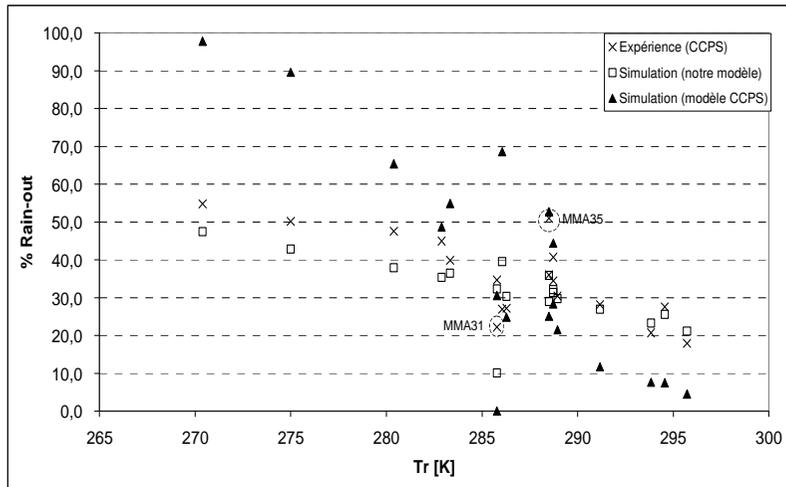


Fig 3.5.7 : sensibilité du rain-out à la température ; mesures CCPS, notre modèle ; cas du monométhylamine

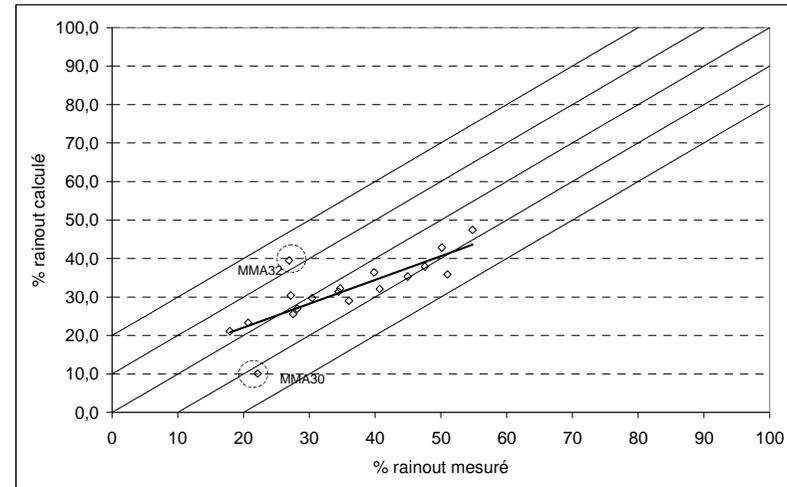


Fig 3.5.8 : confrontation entre le rain-out mesuré par le CCPS et celui calculé par notre modèle (cas du monométhylamine)

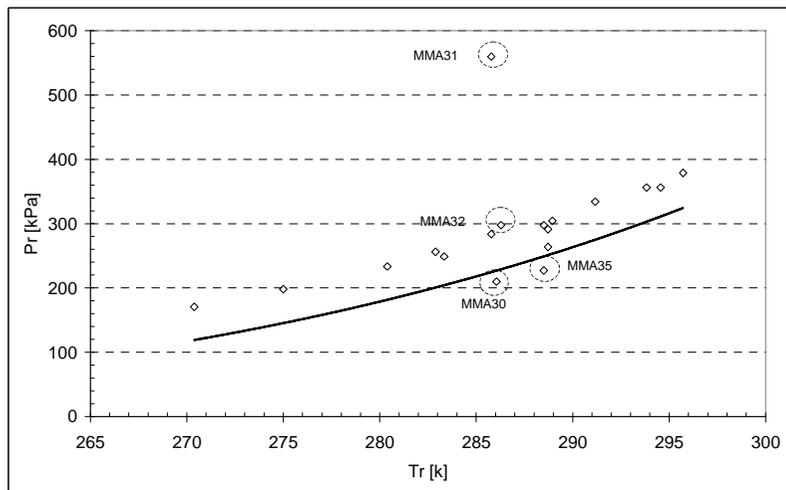


Fig 3.5.9 : points thermodynamique des expériences sur le monométhylamine du CCPS

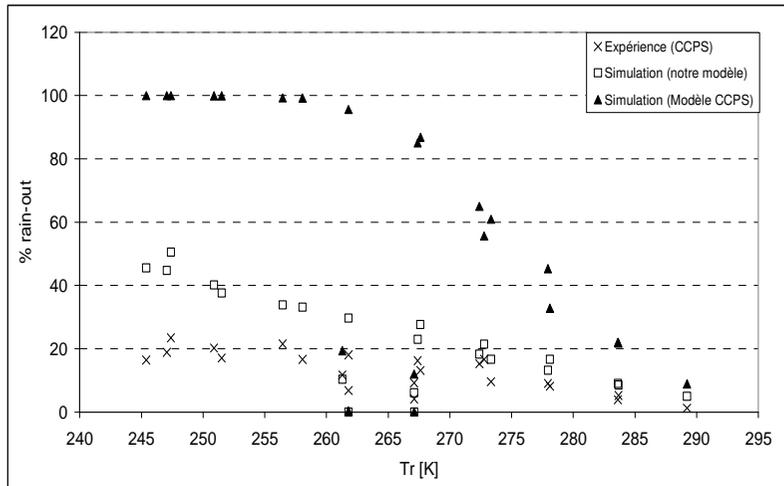


Fig 3.5.10 : sensibilité du rain-out à la température ; mesures CCPS, notre modèle ; cas du chlore

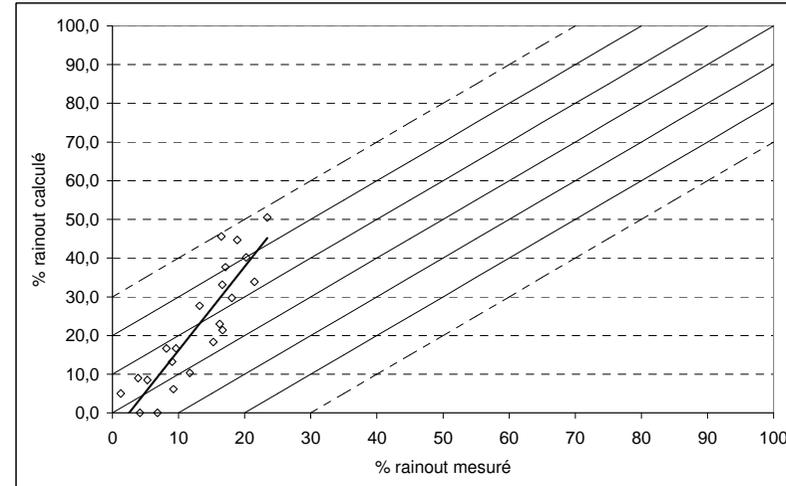


Fig 3.5.11 : confrontation entre le rain-out mesuré par le CCPS et celui calculé par notre modèle (cas du chlore)

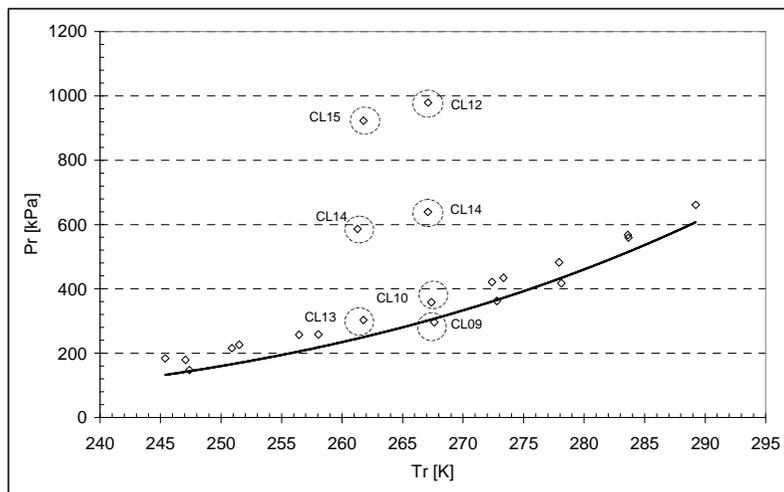


Fig 3.5.12 : points thermodynamique des expériences sur le chlore du CCPS

D'ailleurs, même avec les points retenus, l'observation visuelle (fig. 3.4.11) laisse à penser qu'un exposant plus fort en valeur absolue aurait mieux représenté la courbure. A basse pression et donc à basse température, cela pourrait aussi provenir de ce que le jet s'approche d'un jet quasi-stable, ou modérément fragmenté.

Les fluides dont l'enthalpie de vaporisation est plus faible que celle de l'eau sont plus sensibles à la chaleur apportée par l'air. Cela peut induire une sensibilité au diamètre des gouttes et donc à la pression qui n'existait guère dans le cas de l'eau.

Les prévisions pour le chlore (figure 3.5.10 à 3.5.12) sont encore un peu moins bonnes, puisqu'elles s'écartent de la mesure dans la plage [-10 %, +30 %]. Mais surtout la tendance n'est plus du tout la même que précédemment : le modèle surestime beaucoup le rain-out à basse pression et moins à pression plus élevée. La raison la plus probable tient aux difficultés expérimentales à piéger le chlore au sol, difficultés qui conduisent à ce que l'expérience sous-estime le rain-out. Le CCPS a proposé des valeurs expérimentales corrigées.

Si nous confrontons le calcul à l'expérience corrigée, nous constatons que l'erreur de prédiction reste significative, dans une plage [-30 %, +0 %]. Mais, par contre la tendance est redevenue la même que pour les autres fluides : le modèle est redevenu minorant, d'autant plus minorant que la pression est faible. Par contre, la dispersion des points expérimentaux s'est accrue avec leur correction (figure 3.5.14). Cela semble signifier que la procédure de correction de la mesure introduit elle-même une erreur qui a quelque chose d'aléatoire. Il en résulte que la confrontation modèle/expérience pour le chlore apporte moins d'information que dans le cas des autres fluides.

- *Sensibilité à la pression*

Les figures 3.5.15 à 3.5.20 représentent les variations de rain-out observées ou calculées lorsque la pression varie à température constante.

La première chose qui saute aux yeux est l'écart entre le comportement de l'eau et celui des autres fluides (figure 3.5.15).

Les essais avec de l'eau W27, W23 et W24, réalisés à des pressions qui s'étalent sur plus de 7 bars ne conduisent qu'à des écarts de 4 % en rain-out. Autrement dit, le rain-out de l'eau est très peu sensible à la pression de réservoir P_r . Le modèle rend compte tout à fait correctement de cette faible sensibilité, puisque les variations sont aussi de 4 %. De ce fait, les points correspondant ne se distinguent ni sur le graphe de rain-out, ni sur le graphe des écarts modèle/expérience.

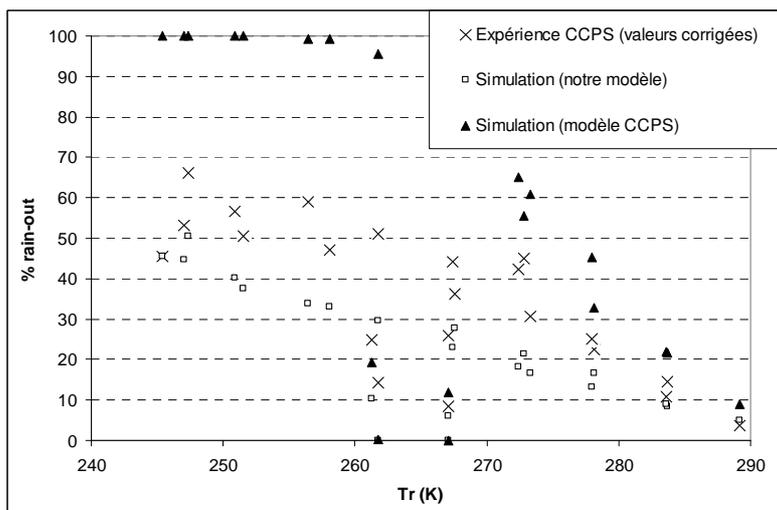


Fig. 3.5.13 : sensibilité du rain-out à la température ; mesures CCPS corrigées et calculé par notre modèle (cas du chlore)

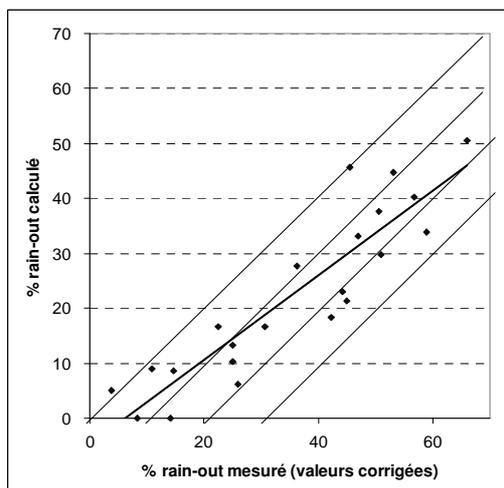


Fig. 3.5.14 : confrontation entre le rain-out mesuré par le CCPS et celui calculé par notre modèle (cas du chlore)

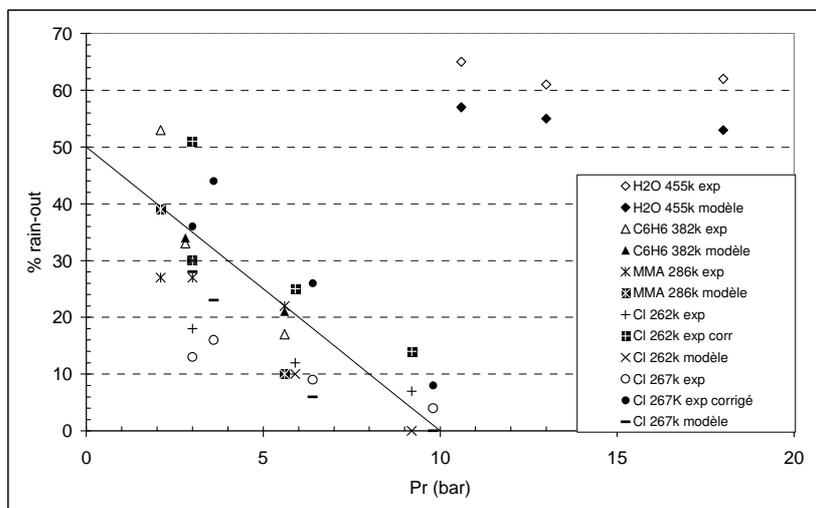


Fig 3.5.15 : sensibilité du rain-out mesuré ou calculé à la pression de stockage

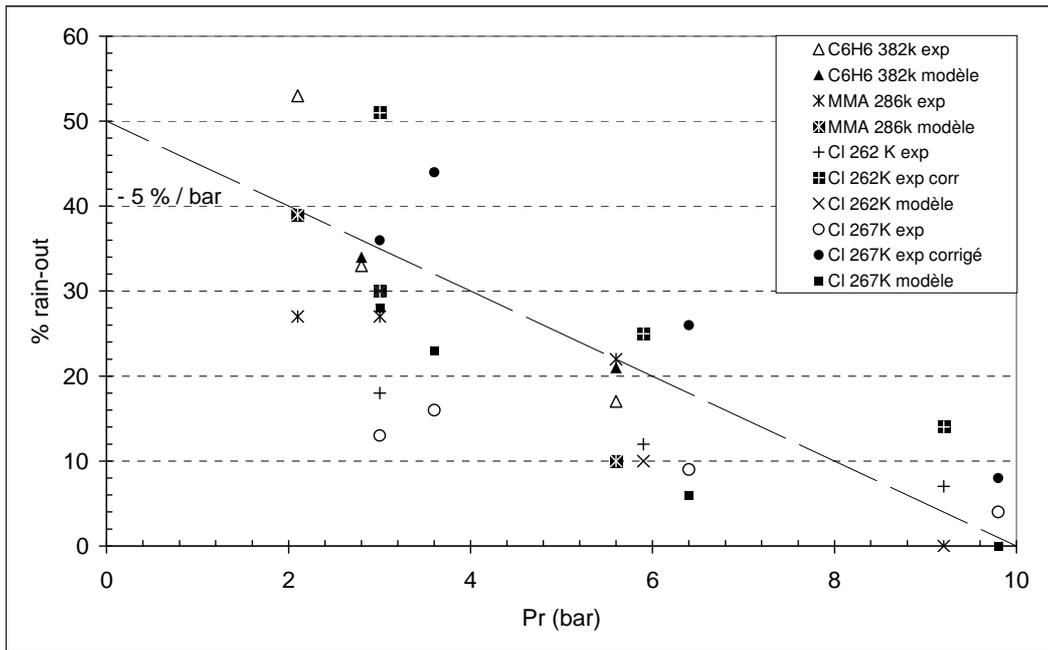


Fig 3.5.16 : sensibilité du rain-out (mesuré et calculé) à la pression de stockage (idem 3.5.15 sans l'eau)

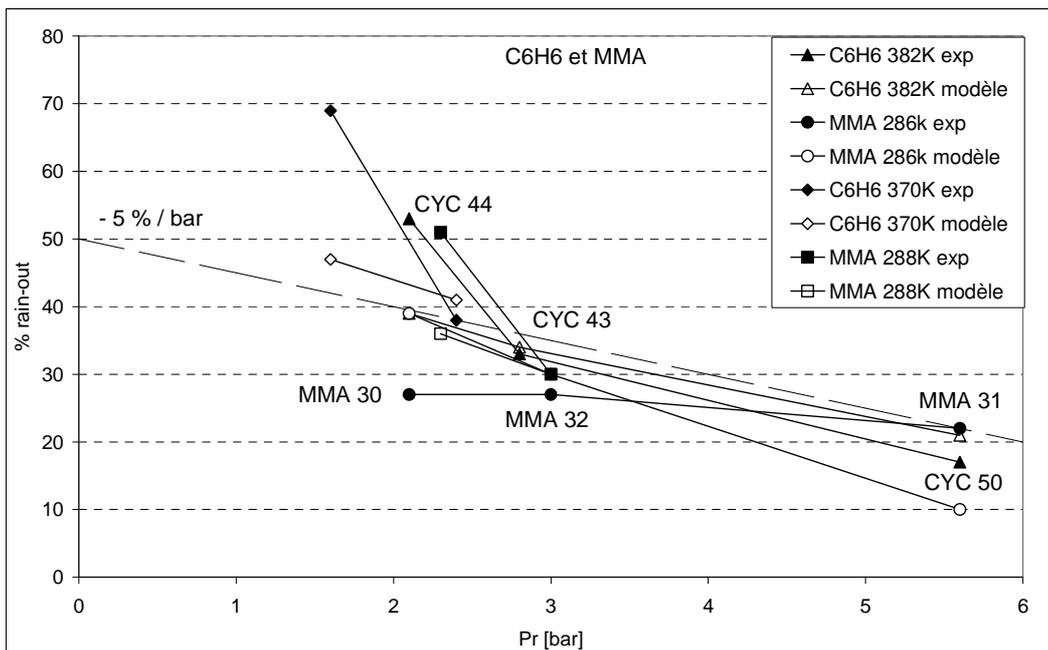


Fig 3.5.17 : variation du rain-out en fonction de pression de stockage à T_r constante, cas du Cyclohexane et cas du Monométhylamine

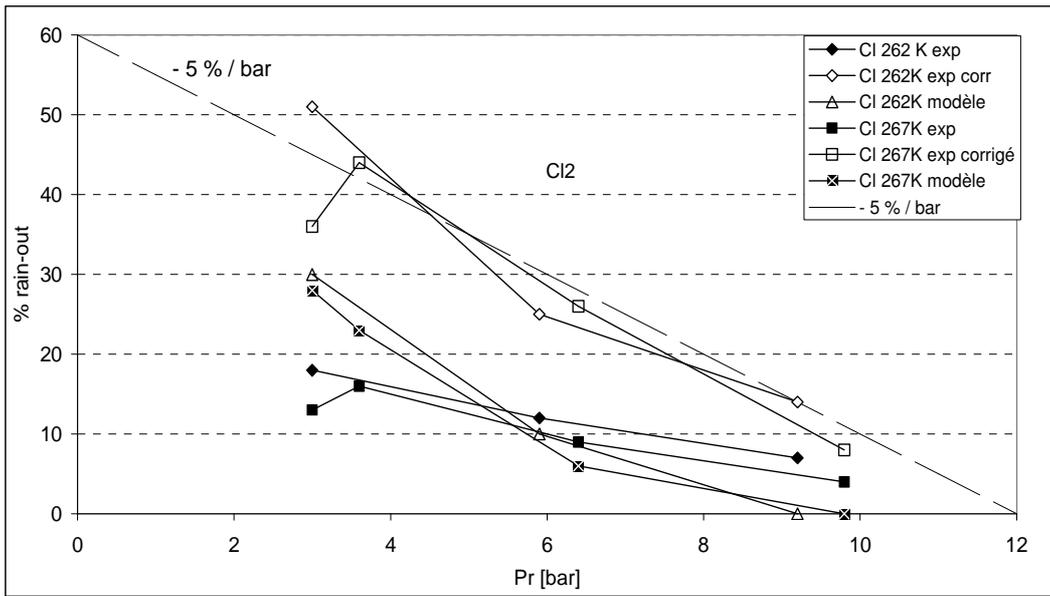


Fig 3.5.18 : variation du rain-out en fonction de pression de stockage à $T_r = \text{cnste}$; cas du chlore

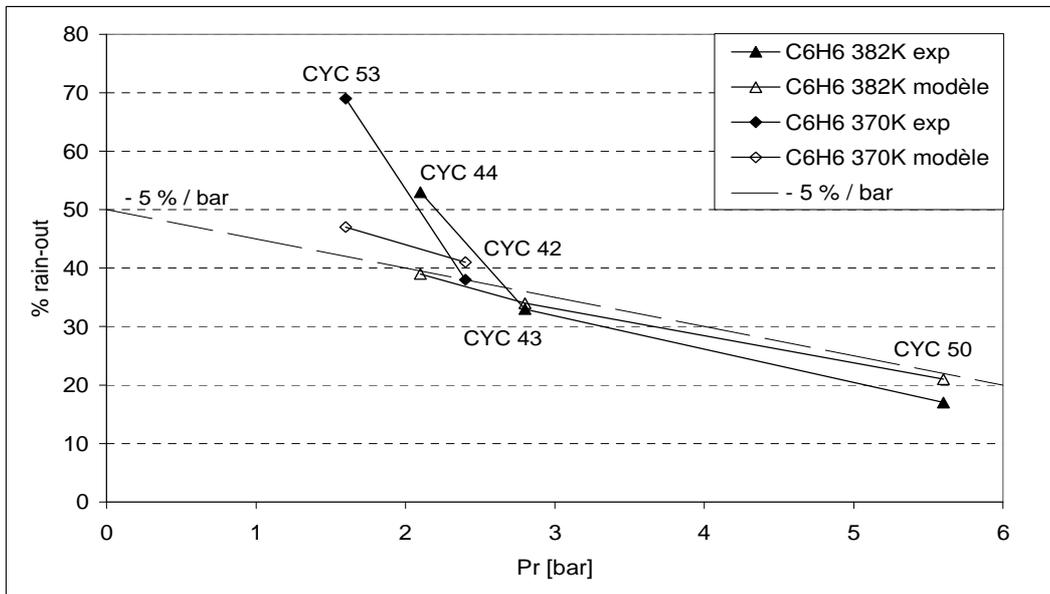


Fig 3.5.19 : variation du rain-out en fonction de pression de stockage à T_r constante ; cas du cyclohexane

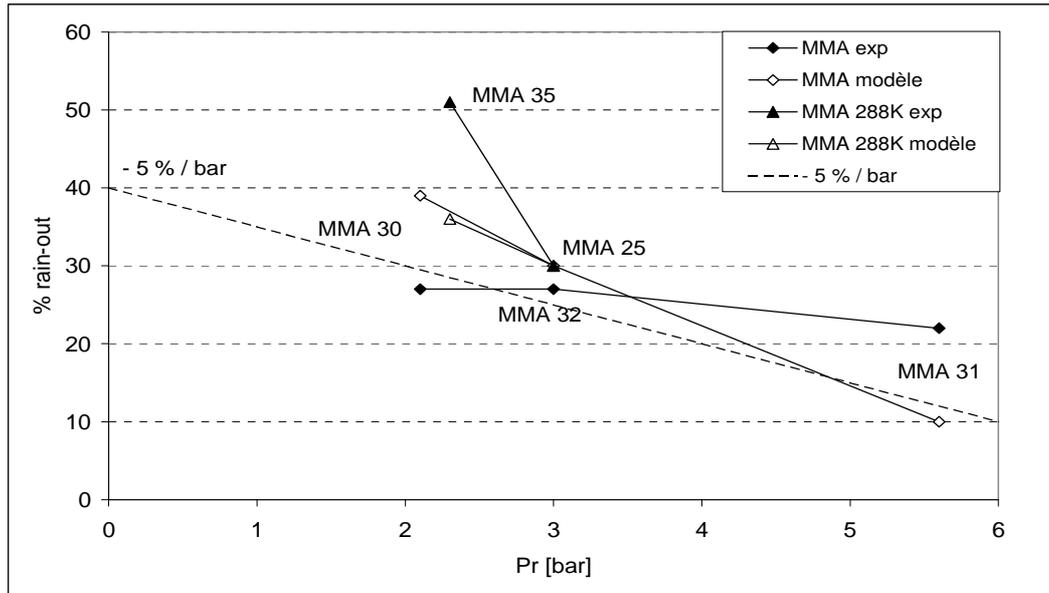


Fig 3.5.20 : variation du rain-out en fonction de pression de stockage à T_r constante ; cas du méthylamine

Ce comportement atypique de l'eau est encore une fois lié au fait que l'essentiel de l'évaporation des gouttes d'eau est dû à leur propre flash, qui ne dépend que de la température de réservoir T_r . Cette propriété découle probablement elle-même de la valeur élevée de l'enthalpie de vaporisation de l'eau.

Le rain-out mesuré pour les autres fluides présente une sensibilité beaucoup plus élevée (de l'ordre de $-5 \text{ \%}/\text{bar}$), commune en première approximation aux trois fluides testés. La sensibilité du modèle est elle aussi de l'ordre de $-5 \text{ \%}/\text{bar}$. Il en résulte que les mesures réalisées à des pressions différentes pour une même température se détachent de la courbe générale de rain-out (ex : CYC50 sur fig. 3.5.4 ; MMA 31 sur fig. 3.5.7).

Cette sensibilité bien plus élevée peut s'expliquer par le fait qu'une bonne partie de l'évaporation de ces fluides est due à l'apport de chaleur par l'air ambiant. Or, cet apport est lui-même sensible à l'aire interfaciale à travers laquelle il se réalise, donc à la granulométrie des gouttes, elle même liée à la pression de réservoir

Regardons maintenant de plus près les informations concernant le cyclohexane et le monométhylamine (figure 3.5.17). Pour ces deux fluides, le modèle présente une sensibilité voisine de $-5 \text{ \%}/\text{bar}$. L'expérience donne effectivement une telle pente pour le cyclohexane lorsque le sous-refroidissement est suffisamment important (entre CYC43 et CYC50). Dans les mêmes conditions, la pente présentée par le méthylamine est nettement plus faible (entre MMA32 et MMA31). Influence de la nature du fluide ou incertitude expérimentale ? Difficile de trancher. La suite nous fera toutefois douter de la précision des mesures MMA30, 31, 32. Le plus probable nous semble donc que le modèle prévoit correctement la sensibilité du rain-out à la pression de réservoir lorsque le fluide est suffisamment sous-refroidi. Ce qui signifie que notre hypothèse de diamètre quasi-indépendant de la nature du fluide, bien qu'arbitraire, n'est pas mise en défaut.

A proximité de la courbe de saturation, l'expérience donne une sensibilité beaucoup plus élevée, de l'ordre de $30 \text{ \%}/\text{bar}$ (cf. CYC42 - CYC53 ; CYC43 - CYC44 sur figure 3.5.19 ; MMA29 - MMA35 sur figure 3.5.20). De ce fait, les points correspondants s'écartent de la courbe générale du rain-out (figure 3.5.4 et 3.5.7) et sont les deux points qui apparaissent en dehors de la bande $\pm 10 \text{ \%}$ sur la courbe des écarts (figure 3.5.5 et 3.5.8). La seule exception est MMA32 - MMA30 (figure 3.5.20), ce qui nous

fait douter de la précision de cette dernière expérience. Il y aurait donc à proximité de la saturation un phénomène qui n'est pas correctement pris en compte dans notre modèle et qui conduirait à un accroissement significatif du rain-out. Nous n'avons pas d'idée convaincante sur sa nature, ce qui signifie qu'il y aurait là aussi une piste intéressante d'approfondissement.

L'observation des essais réalisés avec du chlore à plusieurs pressions à 262 K (Cl13, 14 et 15) ainsi qu'à 267 K (Cl 09, 10, 11 et 12 – figure. 3.5.18) semble montrer que l'influence de la pression est correctement prise en compte. En effet, les écarts modèle/expérience sont à peu près indépendants de la pression. Ce constat souffre toutefois de l'incertitude évoquée précédemment et ne peut être tenu pour une vérité intangible.

Globalement, la sensibilité du rain-out à la pression de réservoir prévue par le modèle semble tout à fait correcte, même quand on change de fluide. La seule faille détectée concerne les jets depuis des réservoirs où le fluide est proche de la saturation.

3.5.3 Une proposition de corrélation simpliste pour le rain-out

Dans ce qui précède, nous avons dit à plusieurs reprises :

- que l'eau présente un comportement particulier ;
- mais qu'à l'inverse, les autres fluides présentent un comportement comparable entre eux ;
- que tout se passe comme si le diamètre des gouttes ne dépendait pas de la nature du fluide, mais seulement de la pression de réservoir.

Cette approche nous amène à essayer de vérifier s'il n'y aurait pas une loi plus générale : le rain-out ne serait-il pas une fonction de la seule pression de réservoir ?

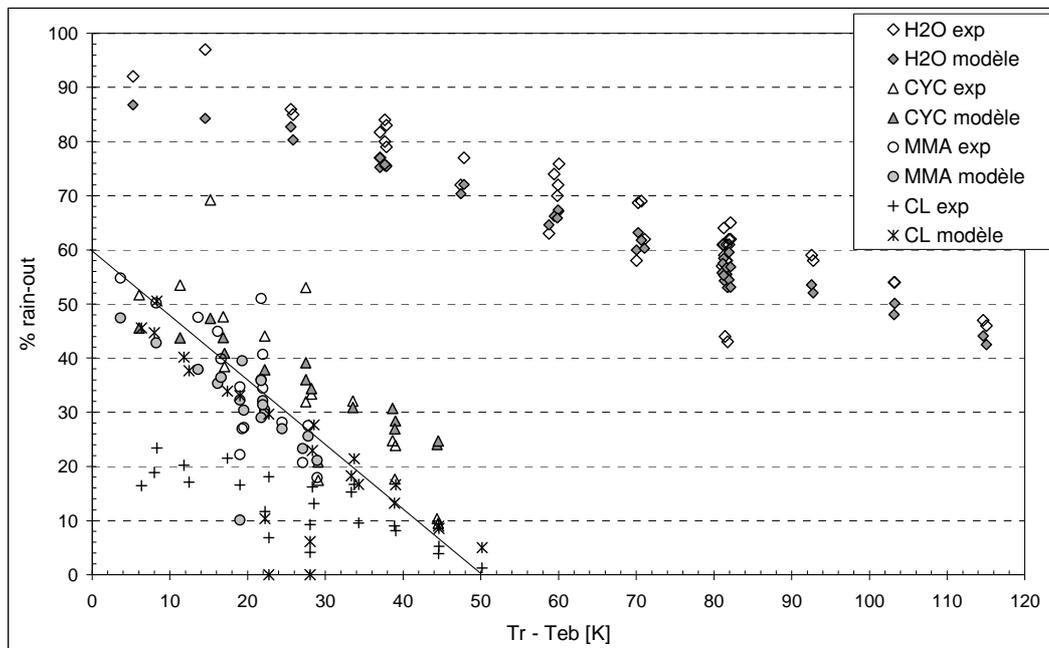


Fig 3.5.21 : sensibilité du rain-out mesuré ou calculé à l'écart de température

La figure 3.5.15 montre que Pr est le paramètre prépondérant pour les fluides autres que l'eau.

Il y a donc là matière à une corrélation qui, si elle n'est pas vérifiée systématiquement (voir cas de l'eau), a le mérite de l'extrême simplicité. Si la discussion précédente ne nous avait pas amenés à mettre en avant le rôle de la pression de réservoir, nous aurions été tentés de corréler le rain-out avec l'écart à la température d'ébullition. Et l'on voit sur la figure 3.5.21 que le résultat est tout à fait satisfaisant.

Le fait que la corrélation soit quasiment aussi bonne avec $T_r - T_{eb}$ qu'avec Pr résulte très probablement du fait que les conditions expérimentales choisies par le CCPS s'alignent pratiquement toutes à une distance constante de la courbe de saturation (voir figures 3.5.3, 3.5.6, 3.5.9 et 3.5.12).

Il nous semble intéressant d'aller plus loin dans le sens de la compréhension physique des phénomènes qui gouvernent le rain-out. Pour cela, nous allons discuter le bilan énergétique sur une goutte, bilan qui est au cœur de tout modèle qui cherche à décrire le rain-out.

Discussion du bilan énergétique :

Cette discussion s'appuie sur l'idée qui sous-tend implicitement l'article de Fauske dans le fascicule qu'édite son cabinet [Fauske 1997]. Comme souvent chez cet auteur, les idées sont remarquables mais exprimées de façon tellement laconique qu'elles demandent à être explicitées. Idées à propos du mécanisme du rain-out que l'on ne retrouve pas, à notre connaissance, chez les autres auteurs, même si les fondements sur lesquels il s'appuie sont classiques.

Le bilan énergétique sur une goutte s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m h_l(T_l)) = \pi d^2 \frac{k_{air} Nu}{d} (T_g - T_l) + \frac{d m}{dt} h_g(T_l)$$

où T_l représente la température du liquide dans la goutte et T_g la température du gaz loin de la goutte. Le bilan énergétique s'écrit donc encore :

$$m \frac{d h_l}{dt} = \pi d k_{air} Nu (T_g - T_l) + \frac{d m}{dt} h_g(T_l)$$

On peut « retourner » ce bilan pour l'interpréter comme les termes qui contribuent à l'évaporation de la goutte :

$$\frac{d m}{m} = \frac{d(h_l(T_l))}{h_g(T_l)} - \frac{\pi d k_{air} Nu}{m h_g(T_l)} (T_g - T_l) dt$$

L'enthalpie qui sert à vaporiser la goutte a deux sources :

- l'une interne : son propre refroidissement $d h_l(T_l) = C_p d T_l$,
- l'autre externe : la chaleur apportée par l'air entraîné dans le jet.

Regardons maintenant une goutte entre le réservoir et le point où elle atteint le sol (si elle l'atteint). Son taux de vaporisation est :

$$\text{Log} \left(\frac{m}{m_0} \right) \approx \frac{\Delta m}{m} = \underbrace{\frac{h_l(T_{l,fin}) - h_l(T_{l,r})}{h_g}}_{x_F} - \underbrace{\int \frac{\pi d k_{air} Nu}{m h_g} (T_g - T_l) dt}_{x_V}$$

Evaluation du terme x_F (évaporation due au refroidissement) :

Tr est connue. La question porte sur l'évaluation de $T_{l_{fin}}$.

Fauske (1997) suppose :

- a) que la goutte est suffisamment fine pour que sa température soit uniforme ;
- b) qu'en fin de trajectoire le jet est suffisamment dilué pour que la phase gazeuse soit assimilée à de l'air pur ou que la goutte a quitté le jet ;
- c) que la goutte rejoint sa température stationnaire dans ces conditions, c'est-à-dire la température de bulbe humide T_{wb} : $T_{l_{fin}} = T_{wb}$

d'où :

$$x_F = \frac{Cp (T_r - T_{wb})}{h_g}$$

L'enchaînement que traduit ce terme peut donc être décrit ainsi : en fin de trajectoire, la goutte se déplace dans de l'air (quasiment) pur. Sa température rejoint donc la température de bulbe humide T_{wb} . Cela signifie qu'entre le réservoir et la fin de sa trajectoire elle s'est refroidie de $T_r - T_{wb}$. L'enthalpie qu'elle a perdue en se refroidissant a contribué à la vaporiser : elle a subi un flash de T_r à T_{wb} .

Evaluation de x_V (évaporation due à l'air) :

- dt : la goutte échange d'autant plus avec l'air que la trajectoire dure longtemps. Pour un jet émis horizontalement, cette durée est la durée de chute libre (avec une vitesse verticale initiale nulle), qui ne dépend que de l'altitude de départ et du diamètre de la goutte (fig 3.4.4) ;
- Nu : la goutte échange d'autant plus avec l'air que sa vitesse par rapport à son environnement est élevée ;
- d : la goutte échange d'autant plus avec l'air qu'elle a beaucoup de surface d'échange ;
 $\frac{\pi d}{m} = \frac{\pi d}{\rho_l \frac{\pi d^3}{6}} = \frac{6}{\rho_l d^2}$: cela signifie que, à masse donnée, c'est avec des gouttes petites que l'échange avec l'air est plus grand ;
- $T_g - T_1$: la goutte échange d'autant plus avec l'air que le liquide est froid par rapport à la phase gazeuse qui l'entourne.

Qu'en est-il au cours d'un jet ?

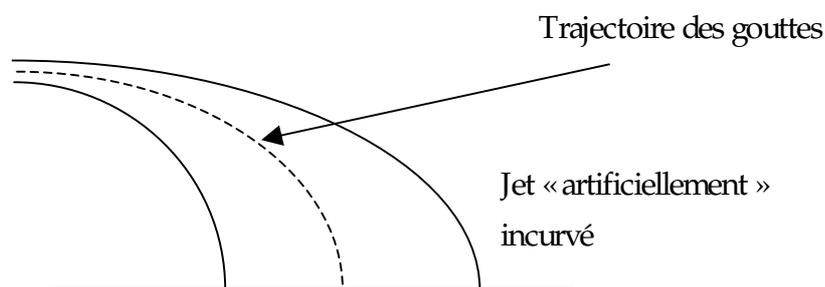
- T_1 part de T_r , passe par T_{eb} et va vers T_{wb} ;
- T_g part de T_{eb} , puis est « tiré » à la fois vers le haut par T_a et vers le bas par son alimentation en vapeur à T_1 (bilan énergétique sur la phase gazeuse). Le résultat est différent selon que l'on a affaire à l'eau ou à un « vrai gaz liquéfié », parce que les températures d'ébullition respectives ne se situent pas du même côté de la température ambiante (cf. figure 3.4.2.).

Dans le cas de l'eau, le gaz environnant est d'abord plus froid que le liquide, et l'échange thermique a donc tendance à condenser la vapeur issue du flash. Ce n'est que tardivement que le phénomène s'inverse, mais l'écart $T_g - T_{wb}$ est faible pour l'eau (< 10°C), ce qui fait que l'évaporation associée est faible. Pour l'eau, on a donc deux périodes qui se compensent, et, globalement, la contribution de la chaleur apportée par l'air à l'évaporation est négligeable quand elle n'est pas négative.

Dans le cas d'un « vrai gaz liquéfié », la température du liquide tend aussi vers la température de bulbe humide, mais celle-ci est largement inférieure à la température d'ébullition (souvent environ 30°C), elle-même (largement) inférieure à la température ambiante. La valeur à laquelle la température de la phase gazeuse s'établit (bilan énergétique sur la phase gazeuse) est typiquement :

- voisine de T_a si les gouttes sont très grosses et échangent donc très peu avec leur environnement ; ainsi, dans le cas d'une goutte de chlore, l'écart est inférieur à 15°C, alors que l'écart avec la température du liquide est supérieur à 80°C (figure 3.2.2) ;
- voisine de T_1 (et donc de T_{wb}) si au contraire les gouttes sont assez fines pour que l'équilibre entre gaz et liquide soit réalisé.

Pour évaluer cette quantité x_v , Fauske (1997) propose une approche simple. Il considère un jet homogène auquel il impose artificiellement¹⁷ une trajectoire voisine de celle des gouttes qui participent au rain-out.



Il écrit que la puissance qui a été utilisée pour vaporiser le liquide est celle que l'air a perdu en entrant dans le jet¹⁸ :

$$x_v W_f h_{lg} = W_{air} C_{p_{air}} (T_a - T_{g_{fin}})$$

Il évalue W_{air} grâce à la corrélation de Ricou et Spalding. Il approxime $T_{g_{fin}}$ par T_{wb} . Ceci nous paraît correct dans le cas de l'eau, difficilement justifiable dans le cas des autres fluides. Le résultat visé par ces approximations est que le calcul ne dépend plus ni du diamètre des gouttes, ni du Nusselt, ni d'aucune autre grandeur inconnue ...

Dans cette approche, c'est W_{air} en fin de jet qui prend en compte la pression de réservoir (par l'intermédiaire de la longueur du jet), et c'est $T_a - T_{wb}$ qui prend en compte la température d'ébullition du gaz liquéfié. Cette différence $T_a - T_{wb}$ est d'ailleurs probablement plus pertinente que $T_a - T_{eb}$ pour mesurer la tendance d'un gaz liquéfié à s'évaporer dans l'air.

La poursuite de cette analyse devrait permettre de mieux définir les paramètres pertinents et leur influence pour aboutir à une corrélation qui serait à la fois simple et proche de la réalité. Une idée de développement pourrait être de chercher un minorant et un majorant réalistes pour les grandeurs qui apparaissent dans x_v .

Plus généralement, il nous semble que l'approche du rain-out par le bilan énergétique sur une goutte permet véritablement de comprendre la physique du phénomène. C'est probablement à partir de là que l'on peut déterminer les hypothèses simplificatrices les plus pertinentes.

Si ce travail doit être poursuivi, il y a là une voie qui nous semble prometteuse...

¹⁷ en négligeant la poussée d'Archimède dans le bilan de quantité de mouvement vertical du jet

¹⁸ Remarque : ce faisant, il considère que la puissance nécessaire pour réchauffer la vapeur de T_1 (sa température de production) à T_g (la température du mélange) est négligeable devant la puissance nécessaire pour vaporiser

Conclusion

L'objectif de cette thèse était de caractériser finement un jet diphasique et plus particulièrement les mécanismes mis en jeu au voisinage de la brèche lors de la formation des gouttes.

Ce travail ne pouvait pas s'appuyer que sur la théorie. Une démarche expérimentale était indispensable en parallèle. Pour cela nous avons mis en œuvre la "sphère 2m³" et le PLDA de l'INERIS afin d'obtenir des mesures de vitesse et de distributions granulométriques de gouttelettes dans les jets d'eau surchauffée. Nous avons utilisé l'installation GAZLIQ à l'ENSM-SE pour réaliser des mesures de débit et des mesures de quantité et de distribution spatiale du rain-out dans les mêmes conditions qu'à l'INERIS.

A partir de ces mesures, nous avons pu discuter le choix des modèles pertinents pour chaque maillon du jet (écoulement dans l'organe de sortie, jet de brouillard, trajectoire et évaporation des gouttes, zone d'expansion).

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à la modélisation de l'écoulement diphasique dans une conduite et à travers un orifice (même si cela ne faisait pas complètement partie des objectifs de la thèse). Pour le cas d'un orifice, tout d'abord, nous nous sommes assurés que l'écoulement était liquide ($\forall Tr, \forall Pr$) et nous avons observé que le modèle de Bernoulli convenait parfaitement.

Cela dit, nous avons observé aussi que le coefficient de striction varie d'un orifice à l'autre, ce qui introduit une incertitude sur le débit de 10 à 15 %. Pour le cas de la conduite, nous distinguons deux cas de figure. Lorsque la température de stockage est inférieure à 125°C (conduite D2 – L100) où là aussi l'écoulement est liquide et l'application du modèle de Bernoulli nous permet de prévoir le débit avec une erreur de l'ordre de 5%. Dans le deuxième cas ($Tr > 125^\circ C$), nous avons démontré qu'il est préférable d'utiliser l'approche de Lackmé (« Bernoulli like ») plutôt qu'un modèle pour un fluide initialement à saturation [Fauske (1987) par exemple] dès que l'écart à cette saturation est non négligeable (0,1 à 0,2 bar pour notre cas).

La deuxième partie consistait à modéliser le jet de brouillard. Pour cela nous avons confronté la vitesse prévue par le modèle de Jet de Papadourakis (1991) (inclus dans l'outil INERIS) avec les résultats expérimentaux obtenus par le PLDA. Cette confrontation a révélé que le modèle de Papadourakis Jet prévoit à peu près correctement la quantité d'air entraîné. En effet, concernant la vitesse axiale l'écart entre le modèle et l'expérience ne dépasse pas les 30 % (soit 10 m/s en absolu pour l'orifice comme pour la conduite). Il est à noter que dans le cas d'une faible température de stockage (jet fragmenté en plus grosses gouttelettes), le modèle surestime la décroissance de la vitesse. Autrement dit, il surestime le débit d'air entraîné.

L'aspect thermique de cette partie du jet n'a pas été négligé. Toutefois les sondes de platines utilisées ne pouvaient pas être mises à proximité de la brèche pour ne pas perturber le jet. Les mesures qui ont été faites (à partir d'une distance de 1,5 m) montrent que l'écart entre le modèle et l'expérience reste inférieur à 6 °C, ce qui est une bonne estimation. Mais la confrontation n'a pu être faite en début de jet, là où les gradients sont élevés.

Un troisième volet de ce travail consistait à s'intéresser à la trajectoire et à l'évaporation des gouttes. Une première phase consistait à trouver une explication physique au fait que des gouttes qui quittent le jet (sous forme de pluie). Pour cela nous nous sommes tournés vers la littérature, hélas sans réponse. Nous avons par la suite testé plusieurs hypothèses, là encore sans résultat. La seule explication plausible nous semble être liée à l'existence des "grosses gouttes" que nos mesures PLDA a mises en évidence.

Les mesures de la quantité et surtout de la répartition (histogramme) de rain-out et même l'observation à l'œil nu, montrent que le rain-out est une "pluie" sous le jet. C'est à dire que ce type de jet est "Hétérogène". La modélisation doit donc nécessairement considérer deux entités distinctes : l'aérosol constitué de vapeur, d'air entraîné et de gouttelettes entraînées d'une part ; les gouttes qui quittent le jet pour participer au rain-out d'autre part. D'où l'utilisation du modèle INERIS qui est une combinaison entre le modèle de Jet et le modèle de Goutte de Papadourakis (1991).

Une étude d'un cas type avec le modèle INERIS nous a révélé que d'un point de vue dynamique :

- les petites gouttes ($d_g < 150 \mu\text{m}$) restent à l'intérieur du jet.
- les gouttes de diamètre médian ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$) quittent le jet après avoir parcouru quelques mètres et entament une chute libre quasi verticale. Ce comportement correspond parfaitement à ce que nous avons observé dans les expériences.
- les gouttes dites grosses ($d_g > 325 \mu\text{m}$), ont une trajectoire qui tend vers la trajectoire balistique dans de l'air immobile. Elles sont plus sensibles à leur poids et à leur inertie qu'à leur traînée.

D'un point de vue thermique :

- les petites gouttes ($d_g < 150 \mu\text{m}$) s'évaporent complètement.
- les gouttes de diamètre médian ($150 \mu\text{m} < d_g < 325 \mu\text{m}$) ont une fraction évaporée qui décroît rapidement. Cela est dû à la chute du rapport S/V de ces gouttes, ce qui les rend de moins en moins sensibles à l'apport de la chaleur par le milieu environnant.
- les gouttes dites grosses ($d_g > 325 \mu\text{m}$) ne subissent que le flash dû à leur refroidissement jusqu'à la température de bulbe humide, et leur taux d'évaporation est indépendant de leur taille.

Les résultats expérimentaux obtenus par le PLDA nous donnent une information sur la distribution granulométrique initiale des gouttes. L'existence des gouttes dites "grosses" ne nous permet pas d'inclure dans le modèle INERIS une distribution continue (log-normale,... etc.). Nous avons donc fait le choix d'injecter dans le modèle INERIS le D32 (diamètre de Sauter) de chacune des trois populations de gouttes observées précédemment (petites, médianes et grosses gouttes).

La confrontation de la répartition spatiale du rain-out entre l'expérience, le modèle de gouttes de Papadourakis et INERIS, s'est faite par le biais du "barycentre". En premier, nous avons constaté une certaine analogie des résultats entre orifice et conduite à forte température de stockage. Cela nous laisse penser qu'il n'y a pas vraiment de fragmentation interne dans nos conditions d'utilisation de la conduite.

D'autre part, cette même confrontation a montré que la position du barycentre dépend peu de la pression de réservoir, aussi bien après une conduite qu'après un orifice, particulièrement lorsque la température de stockage amène à une fragmentation thermique.

Dans le cas d'une fragmentation thermique, le modèle INERIS ne surestime le barycentre que d'environ deux mètres. Ce résultat nous semble d'une grande importance. En effet, si nous avons suivi la littérature concernant la fragmentation thermique, nous aurions retenu un diamètre de gouttes inférieur à $100 \mu\text{m}$, toutes les gouttes auraient suivi le jet de brouillard. Leur sort serait d'ou bien s'évaporer totalement ou alors atteindre le sol à une distance probablement au delà de dix mètres.

La prise en compte de la présence des gouttes que nous avons nommés "médianes" et "grosses" (respectivement $150\mu\text{m} < d_g < 325\mu\text{m}$ et $325\mu\text{m} < d_g < 650\mu\text{m}$) permet de rapprocher le barycentre calculé du barycentre expérimental de façon spectaculaire. A ce stade nous nous permettons d'avancer que ces gouttes représentent un élément clef dans la compréhension du rain-out

Après la répartition spatiale du rain-out, nous nous sommes intéressés à la quantité de liquide récupérée. Nous disposons pour cela à la fois de mesures expérimentales et de simulations faites par le module INERIS. Dans le cas de forte température (au delà de 125°C) le modèle semble donner des résultats assez voisins de l'expérience avec un écart qui ne dépasse pas 10 %.

L'analyse de la zone d'expansion (entre la brèche et le jet de brouillard) à été réalisée à la fin de notre étude. En effet, ne disposant pas de mesures qui soient directement faites à l'intérieur de cette zone, nous avons exploité les données mesurées à la brèche (zone en amont de la zone d'expansion ; terme source) et celle mesurée dans le jet de brouillard (zone en aval de la zone d'expansion). Une confrontation entre la vitesse donnée par le modèle après flash adiabatique (dite vitesse d'expansion) et la vitesse maximale mesurée sur l'axe pas loin de la brèche donne un résultat satisfaisant avec un écart de moins de 2 m/s dans la majorité des cas étudiés. Chose qui conforte notre bonne estimation du terme source d'une part et d'autre part de la cohérence du modèle utilisé pour cette zone.

Après avoir étudié, modélisé, confronté avec l'expérience et ajusté chaque partie de notre modèle, nous avons procédé à un test global de l'ensemble. Nous sommes à présent convaincus que le rain-out résulte des grosses gouttes et que celles ci représentent l'essentiel de la masse liquide du jet. La détermination du diamètre de ces gouttes est primordiale pour avoir une estimation correcte du rain-out.

A ce stade, notre objectif a été de proposer une corrélation pour le diamètre des gouttes. Pour ce faire, nous avons utilisé l'expression du rain-out en fonction du titre de vapeur à la brèche et à la fin de la zone d'expansion, du pourcentage de la masse portée par les grosses gouttes, du taux d'évaporation des gouttes et enfin du pourcentage de rain-out issu de l'expérience. A partir de cette expression, nous pouvons remonter au pourcentage d'évaporation qu'une goutte subit pour que le rain-out soit celui qui est observé. De là, nous pouvons en déduire le diamètre que doit nécessairement avoir une goutte pour que le rain-out soit celui qui est observé par l'expérience. Poursuivant cette même démarche et à partir de quelques points expérimentaux (forte température de stockage, différents fluides) nous avons établi une corrélation pour le diamètre des gouttes (fonction puissance de la pression de stockage). De cette manière nous nous sommes affranchis de la corrélation de Weber qui, dans nos jets, ne donnait pas une estimation correcte des diamètres des gouttes. Il est à noter qu'à ce stade nous nous sommes contents de représenter la distribution granulométrique par un seul diamètre dans nos simulations.

Finalement nous avons procédé à une confrontation systématique des expériences du CCPS et de nos expériences avec la simulation. Dans le cas de l'eau, la qualité de la prévision est tout à fait satisfaisante. L'écart entre la simulation et les résultats du CCPS ne dépasse pratiquement pas les 10 % avec une tendance du modèle à sous estimer légèrement la prévision.

Les prévisions pour le cyclohexane et pour le méthylamine sont moins bonnes que pour l'eau, tout en restant satisfaisantes par rapport à l'état de l'art. En effet, le rain-out calculé ne s'écarte jamais de plus de 20 % du rain-out mesuré, dans un sens ou dans l'autre. Dans le cas du cyclohexane, on peut d'ailleurs se demander si les points qui sont en dehors de la bande $\pm 10\%$ ne sont pas des erreurs expérimentales. Toutefois le modèle a tendance à sous-estimer le rain-out à basse température (là où ce rain-out est élevé) et à le sur-estimer à température élevée.

Les prévisions pour le chlore sont encore un peu moins bonnes, puisqu'elles s'écartent de la mesure dans la plage [-10 %, +30 %]. Mais surtout la tendance n'est plus du tout la même que précédemment : le modèle surestime beaucoup le rain-out à basse pression et moins à pression plus élevée. La raison la plus probable tient aux difficultés à piéger le chlore au sol, difficultés qui conduisent à ce que

l'expérience sous-estime le rain-out. Le CCPS a introduit des mesures corrigées. On retrouve alors des tendances similaires à celles rencontrées avec les autres fluides

Globalement, nous pouvant donc dire que la prévision du «rain-out» que permet l'association du modèle couplé Papadourakis-Jet/Papadourakis-Goutte et de notre corrélation pour le diamètre des gouttes, cette prévision est bien meilleure que celle permise par les outils qui existaient jusqu'alors.

En amont de cet outil de prévision pour l'ingénieur, le résultat le plus important introduit par ce travail de thèse est la mise en évidence de l'existence de gouttes dans les jets de gaz liquéfiés dont le diamètre est nettement plus élevé que ce qu'annoncent les corrélations pour la fragmentation d'origine thermique.

Cette mise en évidence a utilisé un outil sophistiqué (la PLDA) dont les mesures peuvent être controversées d'autant que les grosses gouttes étaient peu nombreuses.

La confirmation de l'importance de ces grosses gouttes par une méthode indépendante reste très souhaitable. Les quelques essais de visualisation par ombroscopie que nous avons réalisés mériteraient d'être poursuivis et systématisés.

Le mécanisme physique de fragmentation qui est à l'origine de «ces grosses gouttes» n'a pas été élucidé. C'est le travail le plus important qu'il convient d'aborder aujourd'hui pour poursuivre cette étude. On peut espérer ainsi remplacer une corrélation par un modèle qui pourrait prendre en compte la nature du fluide. Ce modèle devrait être étendu aux situations de faible sous-refroidissement, pour lesquelles notre approche reste encore déficiente.

Nous espérons que les travaux développés dans cette thèse auront permis de mieux comprendre le comportement du jet diphasique et de proposer une solution acceptable pour la prédiction du rain-out.

Références bibliographiques

Abramovich G. N.; The theory of turbulent jets.; chapt. I., The MIT Press, 1963

Alix, P., Novat, E., Hocquet, J., & Bigot, J.-P. ; Perte de confinement de gaz liquéfiés évaluation du terme source ; 8^{ème} Congrès Francophone de Génie des Procédés ; octobre 2001.

Alix, P.; Ecoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement à saturation. Influence de la nature du fluide. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble et Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne ; 1997.

Allen, J.T.; Laser-based measurements in two phase flashing propane jets. Part one: velocity profiles ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries ; Vol. 11, n° 5, pp. 291-297 ; 1998.

Allen, J.T.; Laser-based measurements in two phase flashing propane jets. Part two: droplet size distribution ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries ; Vol. 11, n° 5, pp. 299-306 ; 1998.

Brodkey, R. S.; The phenomena of fluid motions ; Addison-Wesley ; 1967.

Brown, R., & York, J. L.; Sprays formed by flashing liquid jets ; AIChE Journal ; Vol 8, n°2, pp, 149-153 ; 1962.

Brown, R.; Sprays formed by flashing liquid jets ; Michigan University ; 1960.

Bushnell, D.M. & Gooderum, P.B.; Atomization of superheated water jets at low ambient pressures ; Vol 5 n°2 p 231-232 ; A.I.A.A ; 1968

Crowe, C.T., Sommerfeld, M. & Tsuji, Y.; Multiphase flows with droplets and particals ; CRC Press ; 1998.

Elkothk M.M., Fuel atomization for spray modeling; Prog. Energy Comb. Sci.; Vol. 8 n°1, pp. 61-91; 1982

Epstein, M., Fauske, H.K. & Hauser, G.M.; A model of the dilution of a forced two-phase chemical plume in a horizontal wind ; Vol 3, n° 3, pp 280 – 290 ; J. Loss Prev Process Ind ; 1990.

Faeth, G.M.; Structure and breakup properties of sprays ; International Journal of Multiphase Flow ; Vol. 21, n° 0 (supplement), pp 99-127 ; 1995.

Fauske Hans K., Epstein Michael; Source term considerations in connection with chemical accidents and vapor cloud modeling. Proceedings of the Inter.Conference on Vapor Cloud Modeling; Nov.2-4, Cambridge, Massachusetts, 1987.

Fauske, H.K.; Source Modeling liquid rain-out from superheated jet releases.; FAI Process Safety news ; Winter, pp, 6-11 ; 1997.

Fletcher B.; Discharge of saturated liquids through pipes. ; J. Hazardous Mater., Vol. 8, n° 4, P. 377-380, 1984

Forster, H. K. & Zuber, N.; Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer ; AIChE. J ; Vol. 1, n° 4, pp. 531-535 ; 1955.

Fraser, DWH. & Abdelmessih, A.H; A study of the effects of the location of the flashing inception on maximum and minimum critical two-phase flow rates, part I – experimental ; Nuclear Engineering and Design ; n° 211, pp. 1-11 ; 2002.

Fraser, DWH. & Abdelmessih, A.H; A study of the effects of the location of the flashing inception on maximum and minimum critical two-phase flow rates, part I – analysis and modelling ; Nuclear Engineering and Design ; n° 211, pp. 1-11 ; 2002.

Gooderum, P. B. & Bushnell, D.M. ; Measurement of Mean Drop Sizes for Sprays from Superheated Waterjets ; Journal of Spacecraft and Rockets ; Vol. 6, n° 2, pp. 197-8 ; 1969.

Hirst, E.A.; Analysis of round, turbulent, buoyant jets discharged to flowing stratified ambients ; Oak Ridge National Laboratory report ORNL 4685 ; 1971.

Hocquet, J., Adrian, J.-C., Godeau, M., Marchand, V., & Bigot, J.-P.. Loss of containment : experimental aerosol rain-out assesement. Journal of Hazardous Materials ; Vol 93, pp, 67-76 ; 2002.

Hooper, F.C. & Abdelmessih, A.H.; The flashing of liquids at higher superheats ; Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference; Chicago ; pp, 44-48 ; 1970.

Ianello, V., Rothe, P.H., Wallis, G.B., R. Diener, S. Schreiber ; Aerosol Research Program: Improved Source Term Definition for Modeling the Ambient Impact of Accidental Release of Hazardous Liquids. ; Process. 6th Int. Symp ; Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Oslo ; pp. 58-1, 58-29. June 1989.

Ishii, M., Chawla, T.C. & Zuber, N.; Constitutive equation for vapor drift velocity in two-phase annular flow ; AIChE. J ; Vol. 22, n° 2, pp.283-9 ; 1976.

Johnson, D.W. & Woodward, J.L.; RELEASE A model with data to predict aerosol Rain-out in accidental Releases ; Center for Chemical Process Safety ; AIChE ; 1999.

Kitamura, Y. ; Morimitsu, H. & Takahashi, T.; Critical superheat for flashing of superheated liquid jets ; Ind. Eng. Chem. Fundam ; Vol. 25, n° 2, pp. 206-11 ; 1986.

Koestel, A., Gido, R.G., & Lamkin, D.E. Drop-size estimates for a loss-of-coolant-accident. Rapport NUREG ; CR-1607 LA-8449-MS ; Informal Report Réalisé à Los Alamos Scientific Laboratory ; 1980.

Lackmé, C.; Thermodynamics of critical two-phase discharge from long pipes of initially subcooled water. ; Heat transfer in nuclear reactor safety. Bankoff S.G., Afgan N.H., Eds. Hemisphere/Mc Graw Hill, p. 391-407; 1980.

Lefebvre, A.H.; Atomization and sprays ; Library Binding ; Hemisphere Pub. Corp ; December, 1989.

Lemonnier, H. & Camelo, E.; Droplet size and velocity at the exit of a nozzle with two-component critical flow ; European Two-Phase Flow Group Meeting, Hannover ; 7-10 June 1993.

Lienhard, J. H. & Day, J. B. ; The breakup of superheated liquid jets ; J. Basic Engineering ; September 1970.

May Laurence ; Ecoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement sous saturés. Validation par l'eau et le CFC11. .; Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble et Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne ; 1996.

Moodie, K. & Ewan Bruce, C.R.; Jets discharging to atmosphere ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries ; Vol 3, p, 68-76; January 1990.,

Muralidhar, R., Jersey, G. R., Krambeck, F. J. & Sundaresan, S. ; A two-phase release model for quantifying risk reduction for modified HF alkylation catalysts ; J. of Hazardous Materials ; Vol. 44 pp 141-183 ; 1995.

Nagai, N., Sato, K. & Lee, Ch.W. ; Atomisation Characteristics of Superheated Liquid Jets ; ICLASS-85, VB/3/1-VB/3/11 ; 1985.

Ostrowski, H. S.; Evaporation and induced airflow in sprays produced by superheated water jets ; PhD thesis ; Chemical Engineering; University of Michigan ; 1966.

Oza, R.D.& Sinnamon, J.F. ; An Experimental and Analytical Study of Flash-boiling Fuel Injection ; SAE Paper ; 1983.

Oza, R.D. ; On the Mechanism of Flashing Injection of Initially Subcooled Fuels ; J. Fluids Eng ; Vol 106, pp. 105-109 ; 1984.

Papadourakis, A., Caram, H.S. & Barner, C.L.; Upper and lower bounds of droplet evaporation in two-phase jets ; J. Loss Prev Process Ind ; Vol 4, Janvier p 93-101 ; 1991.

Park, B.S. & Lee, S.Y. ; An experimental investigation of the flash atomization mechanism ; Atomization and Sprays ; Vol. 4, n° 2, pp. 159-179 ; 1994.

Plesset, M.S. & Zwick, S.A.; The growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids ; Journal of Applied Physics ; Vol. 25, n° 4, pp. 493-500 ; 1954.

Ramsdale, S.A.. Droplet formation and rain-out from two-phase flashing jets. Rapport (AEAT-2124 Issue 1) ; february, 1998.

Rayleigh F.R.S., Lord ; On the Instability of Jets ; Proc. London Math. Soc ; Vol. 10, pp, 4-13 ; 1878.

Razzaghi, M.; Droplet size estimation of two phase flashing jets ; Nucl. Eng. Des ; Vol. 114, pp. 115-124 ; 1989.

Reitz, R.D.; A Photographic Study of Flash-Boiling Atomization ; Aerosol Science and Technology; Vol. 12, pp. 561-569 ; 1990.

Ricou, F.P. & Spalding, D.B; Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets ; Journal of Fluid Mechanics; Vol 11, pp. 21 – 32 ; 1961.

Scriven, L.E.; On the dynamics of phase growth ; Chemical Engineering Science ; Vol, 10, pp, 1-13 ; 1959.

Sher, E. & Elata, C.; Spray formation from pressure cans by flashing ; *Ind. Eng Chem* ; Vol. 16, n° 2, pp. 237-42 ; 1977.

Short, W. L.; Some properties of spray by the desintegration of superheated liquid jet ; *These de l'universite du Michigan* ; 1962.

Solomon, A.S.P.; Rupprecht, S.D.; Chen, L.D. & Faeth, G.M.; Flow and Atomization in Flashing Injectors ; *Atomisation and Spray Technology* ; Vol 1, pp, 53-76 ; 1985.

Sozzi G. L., Sutherland W. A ; Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure. ; *ASME Symp.: Non-equilibrium two-phase flows.* ; pp. 19-26. Presented at the winter annual meeting of the ASME, Houston. Nov 30-Dec 5, 1975. Lahey R.T., Wallis G.B. editors., 1975

Surma, R.; Friedel, L. & Bricard, P.; Experimental droplet size and velocity in case of horizontal two-phase air/water free jet flow into stagnant air ; *Proceedings EDUG 2002 Amsterdam* ; 2002.

Suzuki, M., Yamamoto, T., Maeda, S. & Futagami, N.; Atomization of superheated liquid jet ; 1st international conference of liquid atomization ; august 27th to 31st, held in Tokyo ; 1978.

Tilton, J. N. & Farley, C. W.; Predicting liquid jet breakup and aerosol formation during the accidental release of pressurized hydrogen fluoride ; *Plant/Operations Progress* ; Vol. 9, n° 2, pp. 120-124 ; 1990.

Van Den Akker H.E.A., Snoey H., Spoelstra H.; Discharges of pressurised liquefied gases through apertures and pipes., *I.Chem.E.Symp.Ser.*; N°80, pp.E23-E35, 4th Intern.Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries., 1983

Viguiier F. ; Ecoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression. Comparaison eau-CFC11-CFC113 ; *Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris et Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne* ; 1992.

Vogl D., Etude expérimentale d'un jet diphasique de butane ; *Rapport INERIS*, sept 2002

Wheatley, C. J.; Discharge of liquid ammonia to moist atmospheres. - survey of experimental data and model for estimating initial conditions for dispersion calculations ; 1987 ; *SRD* ; R 410.

Wildgen, A. & Straub, J.; The Boiling Mechanism in Superheated Free Jets ; *International Journal of Multiphase Flow* ; vol, 5, pp, 193-207 ; 1989.

Witlox H.W.M., Holt A., A unified model for jet, heavy and passive dispersion including droplet rainout and re-evaporation, in: *International Conference and Workshop on Modelling the*

Consequences of Accidental Releases of Hazardous Materials, CCPS, San Francisco, CA, September 28–October 1, 1999.

Witlox, W.M., & Bowen, P.J.; Flashing liquid jets and two-phase dispersion “a review” ; 2001.

Woodward, J. L., Papadourakis, A.; Reassessment and reevaluation of rainout and drop size correlation for an aerosol jet ; Journal. of Hazardous Materials ; n°44, pp. 209-230 ; 1995

Yildiz D., Theunissen R., van Beeck J.P.A.J., Riethmuller M.L., Understanding of dynamics of a two-phase flashing jet using multi-intensity-layer PIV and PDA, Proceedings of the "11th Int. Symp. on application of laser techniques to fluid mechanics", Lisbon, 8-11 July, 2002.

Yildiz, D.; Van Beeck, J.P.A.J.& Buchlin, J.M.; A bibliographic study on flashing phenomena ; Contract report 2002-38 ; September 2002.

Annexe : Confrontation de notre modèle
avec les expériences du CCPS (Johnson
1999])

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
MMA-23	6,35	285,8	283,7	0,350	301,6	21,5	<i>0,93</i>	<i>100%</i>	<i>35,1</i>	<i>483</i>	34,7	32,3	2	4,35
MMA-24	6,35	282,9	256,1	0,321	301,9	18,6	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>38,0</i>	<i>497</i>	44,9	35,3	10	4,26
MMA-25	6,35	280,4	233,3	0,305	301,8	16,1	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>40,4</i>	<i>509</i>	47,6	37,9	10	4,09
MMA-26	6,35	275,0	198,1	0,276	301,8	10,7	<i>1,0</i>	<i>100%</i>	<i>44,5</i>	<i>532</i>	50,2	42,8	7	3,80
MMA-27	6,35	270,4	170,7	0,247	301,2	6,1	<i>0,98</i>	<i>100%</i>	<i>48,4</i>	<i>555</i>	54,8	47,4	7	3,49
MMA-28	6,35	291,2	334,1	0,377	301,4	26,9	<i>0,90</i>	<i>98%</i>	<i>30,5</i>	<i>462</i>	28,2	26,9	1	4,80
MMA-29	6,35	288,9	304,4	0,360	301,7	24,7	<i>0,9</i>	<i>99%</i>	<i>33,1</i>	<i>474</i>	30,4	29,8	1	4,61
MMA-30	6,35	286,1	209,9	0,268	302,8	21,8	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>42,9</i>	<i>524</i>	26,9	39,5	13	3,86
MMA-31	6,35	285,8	559,5	0,517	303,1	21,5	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>11,0</i>	<i>401</i>	22,2	10,1	12	6,21
MMA-32	6,35	286,3	297,5	0,359	303,4	22,0	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>33,1</i>	<i>477</i>	27,2	30,4	3	4,60
MMA-33	6,35	295,7	378,9	0,405	304,7	31,4	<i>0,88</i>	<i>97%</i>	<i>24,8</i>	<i>446</i>	17,9	21,1	3	5,08
MMA-34	6,35	293,8	356,1	0,400	304,9	29,6	<i>0,9</i>	<i>97%</i>	<i>27,0</i>	<i>454</i>	20,7	23,3	3	4,99
MMA-35	6,35	288,5	227,2	0,284	305,9	24,2	<i>0,9</i>	<i>99%</i>	<i>39,8</i>	<i>513</i>	51,0	35,9	15	4,02
MMA-36	6,35	288,7	263,7	0,328	305,3	24,4	<i>0,9</i>	<i>99%</i>	<i>35,7</i>	<i>493</i>	40,7	32,1	9	4,34
MMA-37	6,35	288,5	297,5	0,354	305,7	24,2	<i>0,9</i>	<i>99%</i>	<i>32,2</i>	<i>477</i>	36,0	29,0	7	4,58
MMA-38	12,70	294,6	356,1	1,534	306,6	30,3	<i>0,9</i>	<i>97%</i>	<i>29,8</i>	<i>454</i>	27,5	25,6	2	7,55
MMA-39	12,70	288,7	291,3	1,368	307,3	24,4	<i>0,9</i>	<i>99%</i>	<i>34,8</i>	<i>479</i>	34,5	31,4	3	6,65
MMA-40	12,70	283,3	248,9	1,246	306,4	19,1	<i>0,9</i>	<i>100%</i>	<i>39,2</i>	<i>500</i>	39,9	36,4	3	6,06

Tableau A.1 : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas du MonoMethylAmine)

(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	%rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
CYC-41	6,35	359,9	209,1	0,283	309,2	9,6	1,0	100%	47,8	525	51,7	45,6	6	3,87
CYC-42	6,35	370,9	239,5	0,315	308,7	20,6	0,9	100%	45,9	506	38,4	40,9	2	4,17
CYC-43	6,35	382,1	282,9	0,357	308,8	31,8	0,8	97%	42,9	483	33,4	34,4	1	4,54
CYC-44	6,35	381,3	213,3	0,288	307,4	31,1	0,8	97%	48,7	522	53,0	39,2	14	3,94
CYC-45	6,35	353,7	182,9	0,260	308,4	3,4	1,0	100%	50,3	544	53,4	49,7	4	3,60
CYC-46	6,35	365,2	217,4	0,300	308,8	14,9	0,9	100%	47,4	519	53,5	43,8	10	3,99
CYC-47	6,35	376,1	256,0	0,331	309,1	25,8	0,9	99%	44,5	497	44,1	37,8	6	4,33
CYC-48	6,35	387,4	309,9	0,375	309,1	37,1	0,8	95%	41,0	471	32,1	30,9	1	4,73
CYC-49	6,35	398,2	383,7	0,414	310,1	47,9	0,7	91%	35,9	445	10,3	24,1	14	5,23
CYC-50	6,35	382,9	556,0	0,533	310,5	32,7	0,8	96%	26,3	402	17,5	20,8	3	6,48
CYC-51	6,35	337,6	142,1	0,211	309,2	0,0	1,0	100%	54,2	583	71,0	54,2	17	2,99
CYC-52	6,35	348,3	140,8	0,203	310,5	0,0	1,0	100%	53,8	584	69,3	53,8	16	2,96

Tableau A.2 : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas du Cyclohexane)

(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	%rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
CYC-53	6,35	369,1	156,0	0,222	309,9	18,8	0,9	100%	52,5	568	69,2	47,3	22	3,25
CYC-54	6,35	370,7	192,6	0,272	309,8	20,4	0,9	100%	49,1	537	47,6	43,8	4	3,73
CYC-55	6,35	381,3	251,2	0,326	309,4	31,1	0,8	97%	44,7	499	31,9	36,0	4	4,29
CYC-56	6,35	392,5	274,0	0,346	309,9	42,2	0,8	93%	43,0	488	24,7	30,7	6	4,48
CYC-57	6,35	343,3	140,1	0,199	309,8	0,0	1,0	100%	54,1	585	70,6	54,1	16	2,94
CYC-58	6,35	392,9	318,2	0,378	310,0	42,6	0,8	93%	39,9	468	23,9	28,4	5	4,80
CYC-59	6,35	392,8	354,7	0,406	309,6	42,5	0,8	93%	37,9	454	17,6	26,9	9	5,05
CYC-60	6,35	398,4	391,9	0,428	308,0	48,1	0,7	91%	37,0	422	9,5	24,7	15	5,30

Tableau A.2 (suite) : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas du Cyclohexane)

(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
CL-01	6,35	289,2	661,1	0,83	303,3	52,7	0,8	89%	6,7	384	1,3	5,0	4	6,35
CL-02	6,35	273,3	433,9	0,65	304,3	36,8	0,9	95%	19,8	430	9,6	16,7	7	5,41
CL-03	6,35	258,1	258,5	0,48	304,6	21,5	0,9	100%	35,4	495	16,6	33,1	16	4,46
CL-04	6,35	247,1	178,9	0,38	304,3	10,5	1,0	100%	46,1	547	18,9	44,7	26	3,665
CL-05	6,35	283,7	558,9	0,74	305,8	47,1	0,9	91%	10,9	402	5,3	8,5	3	5,91
CL-06	6,35	278,1	417,5	0,54	305,3	41,6	0,9	93%	20,5	435	8,1	16,6	9	5,17
CL-07	6,35	277,9	482,3	0,70	304,8	41,4	0,9	93%	16,3	418	9,0	13,2	4	5,63
CL-08	6,35	272,8	362,2	0,51	304,3	36,2	0,9	95%	25,4	452	16,6	21,4	5	4,96
CL-09	6,35	267,6	295,9	0,45	303,9	31,1	0,9	97%	31,6	477	13,2	27,7	15	4,60
CL-10	6,35	267,4	358,6	0,60	303,5	30,8	0,9	97%	26,2	453	16,2	22,9	7	5,08
CL-11	6,35	267,1	639,1	0,84	303,8	30,6	0,9	97%	7,0	387	9,2	6,1	3	6,31

Tableau A.3 : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas du Chlore)
(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	% masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
CL-12	6,35	267,1	979,1	1,07	303,3	30,6	0,9	97%	0,0	345	4,1	0,0	4	7,74
CL-13	6,35	261,8	303,3	0,55	300,7	25,2	0,9	99%	32,5	474	18,1	29,7	12	4,79
CL-14	6,35	261,3	586,0	0,81	300,9	24,7	0,9	99%	11,3	396	11,7	10,4	1	6,08
CL-15	6,35	261,8	922,5	1,05	300,5	25,2	0,9	99%	0,0	350	6,8	0,0	7	7,85
CL-16	6,35	250,9	215,5	0,44	301,2	14,3	1,0	100%	41,9	520	20,2	40,2	20	4,10
CL-17	6,35	245,4	183,7	0,39	300,5	8,8	1,0	100%	46,7	544	16,5	45,6	29	3,72
CL-18	6,35	283,6	567,2	0,76	303,5	47,1	0,9	91%	11,5	400	3,9	9,0	5	5,95
CL-19	6,35	272,4	420,8	0,64	302,9	35,8	0,9	95%	21,6	434	15,2	18,3	3	5,35
CL-20	6,35	256,4	257,0	0,49	303,6	19,9	0,9	100%	36,1	496	21,5	33,9	12	4,47
CL-21	6,35	251,5	225,9	0,44	303,8	14,9	1,0	100%	39,6	514	17,1	37,6	21	4,19
CL-22	6,35	247,4	147,2	0,31	303,3	10,8	1,0	100%	52,1	577	23,4	50,5	27	3,07

Tableau A.3 (suite) : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas du Chlore)

(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
W-1	6,4	398,7	253,1	0,354	295,7	26,7	0,95	98,4%	88,5	498	86,0	82,7	3	4,44
W-2	6,4	410,2	346,8	0,420	300,1	38,2	0,93	94,4%	87,7	457	81,7	77,0	5	4,99
W-3	6,4	421,0	460,4	0,488	300,9	49,0	0,91	90,7%	87,3	423	77,0	72,1	5	5,48
W-4	6,4	433,2	632,9	0,568	297,9	61,2	0,89	86,5%	87,7	388	75,9	67,2	9	6,07
W-5	6,4	443,4	807,0	0,658	296,5	71,4	0,87	83,0%	87,9	363	68,7	63,2	6	6,68
W-6	6,4	454,4	1 062,3	0,797	299,3	82,4	0,85	79,2%	86,8	337	64,0	58,4	6	7,63
W-7	6,4	465,7	1 361,2	0,901	300,1	93,7	0,83	75,3%	86,1	315	59,0	53,5	5	8,58
W-8	6,4	476,4	1 697,6	0,995	297,9	104,4	0,81	71,6%	86,5	297	54,0	50,1	4	9,53
W-9	6,4	487,8	2 109,4	1,144	303,2	115,8	0,78	67,6%	83,6	280	47,0	44,1	3	10,89
W-10	3,2	454,3	1 047,2	0,184	297,3	82,3	0,85	79,2%	85,7	338	61,0	57,5	3	4,91
W-11	3,2	465,9	1 352,7	0,213	301,5	93,9	0,83	75,2%	83,9	316	58,0	52,0	6	5,37
W-12	3,2	476,3	1 714,2	0,241	300,9	104,3	0,81	71,6%	83,3	296	54,0	48,1	6	5,88
W-13	3,2	488,2	2 140,3	0,267	305,4	116,2	0,78	67,5%	80,3	279	46,0	42,5	4	6,48
W-14	3,2	454,2	1 045,4	0,191	306,2	82,2	0,85	79,2%	83,2	339	57,0	55,8	1	5,01

Tableau A.4 : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas de l'eau)
(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	%masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
W-15	3,2	454,6	1 300,2	0,227	307,0	82,6	<i>0,85</i>	<i>79,1%</i>	<i>81,9</i>	<i>319</i>	44,0	<i>55,0</i>	11	<i>5,47</i>
W-16	3,2	454,9	1 806,0	0,293	308,2	82,9	<i>0,85</i>	<i>79,0%</i>	<i>79,3</i>	<i>292</i>	43,0	<i>53,0</i>	10	<i>6,40</i>
W-17	3,2	454,8	1 064,7	0,191	306,5	82,8	<i>0,85</i>	<i>79,0%</i>	<i>83,0</i>	<i>337</i>	58,0	<i>55,5</i>	3	<i>5,01</i>
W-18	3,2	454,7	1 071,8	0,187	309,3	82,7	<i>0,85</i>	<i>79,1%</i>	<i>82,0</i>	<i>336</i>	58,0	<i>55,1</i>	3	<i>5,01</i>
W-19	3,2	454,5	1 301,2	0,226	309,0	82,5	<i>0,85</i>	<i>79,1%</i>	<i>81,1</i>	<i>319</i>	59,0	<i>54,3</i>	5	<i>5,46</i>
W-20	3,2	455,1	1 808,4	0,289	310,4	83,1	<i>0,85</i>	<i>78,9%</i>	<i>89,3</i>	<i>546</i>	62,0	<i>59,5</i>	2	<i>3,92</i>
W-21	3,2	455,1	1 197,9	0,214	308,7	83,1	<i>0,85</i>	<i>78,9%</i>	<i>81,7</i>	<i>326</i>	61,0	<i>54,5</i>	7	<i>5,30</i>
W-22	6,4	454,8	1 031,4	0,746	305,9	82,8	<i>0,85</i>	<i>79,0%</i>	<i>84,8</i>	<i>340</i>	61,0	<i>56,7</i>	4	<i>7,47</i>
W-23	6,4	454,4	1 298,9	0,848	309,3	82,4	<i>0,85</i>	<i>79,2%</i>	<i>82,4</i>	<i>319</i>	61,0	<i>55,3</i>	6	<i>8,37</i>
W-24	6,4	455,3	1 806,7	1,116	310,9	83,3	<i>0,85</i>	<i>78,9%</i>	<i>79,7</i>	<i>292</i>	62,0	<i>53,1</i>	9	<i>10,36</i>
W-25	12,7	433,1	631,1	2,408	303,2	61,1	<i>0,89</i>	<i>86,5%</i>	<i>87,9</i>	<i>388</i>	72,0	<i>67,4</i>	5	<i>9,32</i>
W-26	12,7	443,8	816,1	2,750	308,7	71,8	<i>0,87</i>	<i>82,8%</i>	<i>86,2</i>	<i>362</i>	69,0	<i>61,8</i>	7	<i>10,53</i>
W-27	12,7	455,3	1 062,0	3,111	309,8	83,3	<i>0,85</i>	<i>78,9%</i>	<i>85,3</i>	<i>337</i>	65,0	<i>56,8</i>	8	<i>11,60</i>
W-28	6,4	378,4	202,6	0,348	300,4	6,4	<i>0,99</i>	<i>100,0%</i>	<i>87,8</i>	<i>529</i>	92,0	<i>86,8</i>	5	<i>4,14</i>

Tableau A.4 (suite) : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas de l'eau)
(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)

TEST NUM	ORIFICE DIAM (MM)	Tr (K)	Pr (kPa)	Débit (kg/ s)	Tamb (K)	LIQUID SUPHT (K)	$\frac{1 - X_{exp}}{1 - X_i}$	% masse grosses gouttes	1-%évaporé (%)	Diamètre goutte [μ m]	% rain-out Expérience (%)	% rain-out Modèle (%)	Ecart / Modèle (%)	Long traj [m]
W-29	3,2	387,7	184,5	0,070	305,4	15,7	<i>0,97</i>	<i>100,0%</i>	<i>86,8</i>	<i>543</i>	97,0	84,3	13	3,09
W-30	3,2	399,0	253,2	0,099	308,2	27,0	<i>0,95</i>	<i>98,3%</i>	<i>86,0</i>	<i>498</i>	85,0	80,3	5	3,56
W-31	3,2	410,2	347,1	0,115	306,5	38,2	<i>0,93</i>	<i>94,4%</i>	<i>85,7</i>	<i>457</i>	77,0	75,2	2	3,85
W-32	3,2	420,6	466,6	0,120	305,9	48,6	<i>0,91</i>	<i>90,8%</i>	<i>85,1</i>	<i>422</i>	72,0	70,4	2	4,03
W-33	3,2	431,9	614,3	0,135	309,8	59,9	<i>0,89</i>	<i>86,9%</i>	<i>83,7</i>	<i>391</i>	63,0	64,6	2	4,28
W-34	3,2	443,2	809,7	0,157	309,3	71,2	<i>0,87</i>	<i>83,0%</i>	<i>83,0</i>	<i>363</i>	58,0	60,0	2	4,38
W-35	6,4	444,2	821,5	0,654	310,1	72,2	<i>0,87</i>	<i>82,7%</i>	<i>84,2</i>	<i>362</i>	62,0	60,3	2	6,79
W-36	6,4	410,8	347,6	0,372	308,2	38,8	<i>0,93</i>	<i>94,2%</i>	<i>86,4</i>	<i>457</i>	84,0	75,5	8	4,89
W-37	6,4	411,0	347,2	0,403	308,7	39,0	<i>0,93</i>	<i>94,1%</i>	<i>86,4</i>	<i>457</i>	79,0	75,6	3	4,99
W-38	6,4	411,0	344,4	0,380	308,7	39,0	<i>0,93</i>	<i>94,1%</i>	<i>86,4</i>	<i>458</i>	83,0	75,4	8	4,91
W-39	6,4	410,8	343,2	0,405	308,2	38,8	<i>0,93</i>	<i>94,2%</i>	<i>86,5</i>	<i>459</i>	80,0	75,8	4	4,97
W-40	6,4	432,6	616,5	0,527	304,8	60,6	<i>0,89</i>	<i>86,7%</i>	<i>86,1</i>	<i>391</i>	74,0	66,2	8	5,97
W-41	6,4	433,0	610,9	0,539	305,9	61,0	<i>0,89</i>	<i>86,5%</i>	<i>85,9</i>	<i>392</i>	70,0	65,9	4	5,98

Tableau A.4 (suite) : résultats expérimentaux du CCPS, confrontation avec modèle (cas de l'eau)

(les colonnes en italique correspondent aux valeurs calculées par notre modèle)