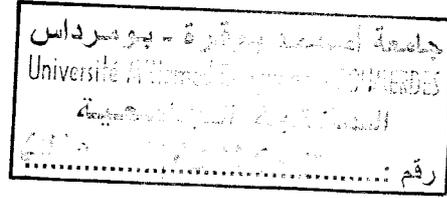


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université M'hamed BOUGARA Boumerdes



Faculté des Sciences de l'Ingénieur

PG: Dynamique des Turbomachines

Spécialité : Génie Mécanique
2008

Mémoire

**Présenté pour l'obtention du diplôme de
MAGISTER**

Chibane Nouara

Thème :

***Modélisation numérique d'un jet diphasique en
présence d'un obstacle***

Soutenu le 30 / 02 / 2008

Devant le jury composé de :

A. LIAZID	Professeur.	ENSETO	Président
S. HANCHI	Professeur.	EMP	Examineur
K. MOHAMMEDI	Maitre Conférences	UMBB	Examineur
K. MANSOURI	Maitre Conférences	UMBB	Examineur
M. BALISTROU	Maitre Conférences	UMBB	Directeur de thèse

« 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.

« 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.

REMERCIEMENTS

Mes Premiers Remerciements iront à mon Directeur de mémoire M^R. BALISTROU, qui a accepté d'encadrer ce mémoire 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 notre directeur de laboratoire "dynamique des moteurs et vibro-acoustique", le PROFESSEUR NOUR qui m'a accueilli au sein du son laboratoire.

J'exprime ma sincère reconnaissance aux membres de jury ; le président MR Professeur A. LIAZID ; rapporteur MR M. BALISTROU et les examinateurs : MR Professeur S. HANCHI, MR K. MOHAMMEDI, MR K. MANSOURI.

Je Remercie également tous mes collègues M^r MEZIANE ; M^r MESSARI ; M^r HAMZAOUI qui m'ont apporté une aide efficace dont j'ai bénéficié tout au long de ce travail et qui ont toujours su me consacrer un peu de leurs temps et ont su me guider et conseiller dans mes compagnes numériques.

Je tiens aussi à adresser mes chaleureux remerciements à mes amis (es), ceux que je côtoie au quotidien tout comme ceux pour qui la distance n'est qu'un nombre sans grande importance. Qu'ils soient tous remerciés pour leur précieux Soutien moral.

Enfin je tiens à remercier profondément ma famille pour l'énorme amour qu'elle m'éprouve. Mon cher père qui n'est plus des nôtres, était et, le restera pour toujours mon honorable exemple dans la vie. Ma très chère mère, qui ne cesse de m'offrir tant d'affection et de dévouement, a su m'apporter tout le courage dont j'avais besoin. J'espère que ce travail sera pour elle la preuve de mon amour. Une tendre pensée à mes sœurs et mes frères pour leur soutien et leur affection, ils tiennent sans doute une énorme place dans mon cœur.

Un très grand merci pour ma belle sœur qui n'a cessé de me soutenir et surtout je ne dois pas oublier mes deux petits neveux ADAM et LINA qui ont contribué à son aboutissement par leurs sourires et la joie de vie qu'ils répandent. J'adresse également ma sincère gratitude à mes beaux frères.

Je finis par exprimer ma profonde reconnaissance à mon mari. Je reconnais qu'il a supporté, et qu'il continue de le faire, ma consécration pour ce travail. J'espère que son aboutissement lui apporte une preuve d'amour.

Sommaire

Nomenclature

Introduction

- Objectifs
- Contexte
- Méthodologie

Premier chapitre

Bibliographie sur la fragmentation d'un jet liquide

- I Approche et décomposition du problème
- I.1 Zone de détente
- I.2 Zone d'expansion après fragmentation externe
- I.3 Zone d'expansion après fragmentation interne

Deuxième chapitre

Etude macroscopique des jets diphasiques liquide vapeur

- II.1 Bibliographie sur les modèles de jet
 - II.1.1 Modèle pour l'écoulement dans l'organe de sortie
 - II.1.2 Modèle pour la zone d'expansion
 - II.1.3 Modèle pour le jet de brouillard
- II.2 Interaction entre les gouttes et l'obstacle
 - II.2.1 Bibliographie sur les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature'
 - II.2.2 Introduction
 - II.2.3 Profil de température le long de l'axe du jet
 - II.2.4 Profil de vitesses axiales (évolution axiale)
 - II.2.5 Profil de vitesses axiales (évolution verticale)
 - II.2.6 Distribution de vitesse axiale
 - II.2.7 Granulométrie
 - II.2.8 Evolution axiale des gouttes
 - II.2.9 Variation de diamètre de sauter en fonction de la distance
 - II.2.9 Variation de diamètre de sauter en fonction de la température

Troisième chapitre

Simulation numérique d'un jet en champ libre et en présence d'obstacle

- III.1 Introduction
 - III.1.1 Modèle numérique utilisé
 - III.1.2 Géométrie et domaine de calcul
 - III.1.3 Conditions aux limites
- III.2 Résultats obtenus par la simulation numérique
 - III.2.1 Résultats obtenus par la simulation en champ libre
 - III.2.1.1 Introduction
 - III.2.1.1 Profil de vitesse sur l'axe du jet

III.2.1.2	Profil de température sur l'axe du jet
III.2.2	Résultats obtenus par la simulation en champ proche
	Introduction
III.2.2.1	Champ de pression
III.2.2.2	Champ de vitesse
III.2.2.3	Contour de nombre de Reynolds
III.2.2.4	Contour de l'énergie cinétique turbulente

IV	Conclusion générale
V	Références bibliographiques
VI	Annexe

Nomenclature

Symboles latins

A_b	:	Section de l'orifice (m^2)
C	:	Constante de Clausius Clapeyron
C_p	:	Chaleur massique ($J/kg \cdot K$)
C_b	:	Constante de croissance d'une bulle, selon Forster et Zuber
C_D	:	Coefficient de striction
C_l, C_g	:	Capacité calorifique du liquide, du gaz
d_b	:	Diamètre des gouttes après impact (m)
d_a	:	Diamètre des gouttes avant impact (m)
D_b	:	Diamètre de l'orifice (m).
D_{exp}	:	Diamètre du jet à la fin de la zone d'expansion (m)
D_f	:	Coefficient de diffusion du produit dans l'air (m^2/s)
D_i	:	Diamètre initial des bulles (m)
$D_j(z)$:	Diamètre du jet à la position axiale z (m)
d_p	:	Diamètre de la goutte liquide (m)
\overline{d}_p	:	Diamètre moyen des gouttes
D ou d	:	Diamètre (de conduite ou de l'orifice, de jet, de bulle, de goutte)
D_o	:	Diamètre de l'organe de sortie (orifice ou conduite)
D_{32}	:	Diamètre moyen de sauter des gouttes
E_o	:	Coefficient d'entraînement
f	:	Fréquence des gouttes impactantes (Hz)
$f_{dep}(t)$:	Fraction massique de liquide déposé sur l'obstacle
$f_{dep}^*(t)$:	Fraction massique corrigée de liquide déposée sur l'obstacle
F_{dil}	:	Facteur de dilatation
$f_{evap}(t)$:	Fraction massique de liquide évaporé
$G(z)$:	Débit masse totale du jet à la position axiale z) (kg/s)
$G(b)$:	Débit masse à l'orifice (kg/s)
H_r	:	Humidité relative
H	:	Distance entre la brèche et l'obstacle
h_d	:	Coefficient d'échange thermique par convection entre la goutte et le gaz Environnant ($W/m^2 \cdot K$)
h	:	Enthalpie spécifique (J/kg)

h_{lg}	:	Enthalpie spécifique de vaporisation (J/kg)
h_{int}	:	Hauteur entre la brèche et le niveau de liquide dans le réservoir (m)
J_a	:	Nombre de Jacob
K_c	:	Nombre de kelvin
L_0	:	Longueur de la conduite
L_{frag}	:	Longueur de jet liquide, depuis le débouché à l'ambiante jusqu'à l'endroit où il se fragmente
$L_v(t)$:	Chaleur latente de vaporisation à la température T (J/kg)
MMD	:	Diamètre médian de goutte en masse
M	:	Masse molaire (kg/mol)
$\dot{m}(z)$:	Débit masse total du jet à la position axiale z (kg/s)
$\dot{m}_a(z)$:	Débit masse d'air humide entraîné dans le jet à la position axiale z (kg/s)
$\dot{m}_{as}(z)$:	Débit masse d'air sec entraîné dans le jet à la position axiale z (kg/s)
m_d	:	Masse d'une goutte (kg)
\bar{m}_d	:	Masse d'une goutte de diamètre moyen (kg)
$\dot{m}_{eau}(z)$:	Débit masse d'eau entraîné dans le jet à la position axiale z (kg/s)
\dot{m}_{exp}	:	Débit masse total du jet à la fin de la zone d'expansion (kg/s)
m_{liq}	:	Masse de liquide contenue dans l'aérosol (kg)
m_{jet}	:	Masse totale du matériau (liquide + gaz) contenue dans le jet (kg)
$\dot{m}_{vap}(t)$:	Taux de vaporisation (kg/s)
M_{vaptot}	:	Masse totale vaporisée au contact de l'obstacle (kg)
n_a	:	Nombre de gouttes après impact
n_d	:	Nombre total de gouttes
N_d	:	Densité des sites de nucléation (m^{-3})
Nu	:	Nombre de Nusselt
Oh	:	Nombre d'Ohnesorge $oh = \sqrt{W_e / Re}$
p	:	Pression (Pa)
$P_v(T)$:	Pression de vapeur saturante à T (Pa)
q_m	:	Débit masse moyen mesuré (kg/s)
R	:	Rayon d'une bulle

Re	:	Nombre de Reynolds (souvent d'une goutte) $Re = \frac{\rho UD}{\mu}$
Rt	:	Rugosité moyenne de la surface impactée (m)
SMD	:	Diamètre Moyen de Sauter
S (T, P)	:	Entropie (J/kg. K)
Sh	:	Nombre de Sherwood
St	:	Rugosité adimensionnée de la surface impactée
T	:	Température (K)
t	:	Variable définie par : $t = \frac{d_p}{d_p}$
t _r	:	Temps (s)
t _{rejet}	:	Durée totale du rejet (s)
T _{sat} (p)	:	Température de saturation (où d'ébullition) à la pression P
T _{sh}	:	Température de « shattering », celle au dessus de laquelle la fragmentation du jet se produit
u'	:	Fluctuation de vitesse turbulente
u	:	Vitesse relative entre les phases liquide et gazeuse en (m/s)
U(z)	:	Vitesse du jet à la position axiale z(m/s)
U _b	:	Vitesse de l'écoulement à l'orifice (m/s)
U _{exp}	:	Vitesse du jet à la fin de zone d'expansion (m/s)
V _{acc}	:	Accélération du jet dans la zone d'expansion (m/s)
V _{exp}	:	Accroissement des gouttes (m/s)
V _{rel}	:	Vitesse relative des gouttes (m/s)
v	:	Volume spécifique (m ³)
w	:	Composante normale de la vitesse de la goutte (m/s)
We	:	Nombre de Weber ; $We = \frac{\rho \Delta u^2 D}{\sigma}$
We [*] _{e drop}	:	Nombre de Weber critique pour une goutte ; celui au- dessus duquel elle subit une fragmentation mécanique
We _{e drop}	:	Nombre de Weber pour une goutte : $We_{drop} = \frac{\rho_a \Delta u^2 D_{drop}}{\sigma}$
We _{jet,g}	:	Nombre de Weber pour le jet (phase gazeuse) : $We_{drop} = \frac{\rho_g \Delta u^2 D_0}{\sigma}$

- $We_{jet,l}$: Nombre de Weber pour le jet (phase liquide) : $We_{drop} = \frac{\rho_l \Delta u^2 D_0}{\sigma}$
- X : Fraction massique de vapeur (titre ; « qualité ») dans l'écoulement
- Y : Fraction molaire
- Z : Distance parcourue par le jet (m)

Symboles grecs

- β : « Taux de vide » : $\beta = \frac{V_g}{V_g + V_l}$
- α_l : Diffusivité thermique du liquide (m²/s)
- ε : Rugosité de la conduite
- η : Viscosité dynamique (Pa.s)
- μ : Viscosité cinématique (m²/s)
- λ_{air} : Conductivité thermique de l'air (W/m. K)
- λ : Longueur d'onde des oscillations (m)
- λ_g : Longueur d'onde moyenne (m)
- λ_{liq} : Viscosité cinématique du liquide (m²/s)
- Θ : Facteur correctif
- ρ : Masse volumique (kg/m³)
- σ : Tension de surface du liquide (N/m)
- σ_g : Variance géométrique des diamètres et des longueurs d'onde
- θ : Angle de contact entre le film liquide et la surface (°)
- ΔP : Chute de pression à travers l'organe de sortie
- Δu : Vitesse relative (d'une goutte par rapport à l'atmosphère environnante)
- ΔT_l^* : Degré de sous refroidissement adimensionné défini par Nagai, Soto et

$$\text{Lee [1985] ; } \Delta T_l^* = \frac{T_r - T_{sat}(P_a)}{T_{sat}(P_r) - T_{sat}(P_a)}$$

Indices

a	:	ambient
Drop	:	goutte
g	:	gaz
Jet	:	Jet
l	:	liquide
o	:	organe de sortie (orifice ou conduite)
r ou res	:	réservoir
Sh	:	« Shatting », voir T_{sh}
ah	:	Air humide
as	:	Air sec
atm	:	Conditions atmosphérique
b	:	Orifice/brèche
d	:	Goutte
eau	:	eau
eb	:	Ebullition
exp.	:	Conditions à la fin de la zone d'expansion
f	:	polluant
g	:	Phase gazeuse de jet
l	:	Phase liquide de jet
gaz	:	Phase gazeuse
Imp	:	Conditions à l'impact
Int	:	Conditions de réservoir
s	:	Conditions à la surface des gouttes
Sat	:	Saturation

Exposant :

* : Critique (Voir W_e^*) ; ou maximal (voir D_{drop}^*)

Introduction

Objectifs

Un des objectifs de ce mémoire 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 domaine du risque accidentel dont un des objectifs est de fournir un modèle adéquat.

Contexte

En cas de rejet accidentel d'un gaz liquéfié à l'atmosphère, 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 obstacle, qui peut conduire à la formation d'une nouvelle nappe.

Dans le cadre de ce sujet, l'objectif sera d'appréhender les mécanismes mis en jeu lors d'un rejet diphasique depuis la brèche jusqu'à son impact sur une surface solide.

Méthodologie

De façon générale, le mémoire concerne les jets diphasiques et leur modélisation.

Comme cela a pu être mentionné auparavant, un des objectifs de mémoire est de caractériser finement le jet diphasique. Ceci signifie en particulier qu'il est souhaitable de pouvoir connaître l'évolution de la température, de la vitesse et de la taille des gouttes le long du rejet.

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.

En conclusion, les tâches effectuées dans ce mémoire sont les suivantes :

- Synthèse bibliographique permettant de définir l'état actuel de l'art sur les jets diphasique 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.
- Proposition d'un ou de plusieurs modèles dans le code de calcul capables de fournir une évolution de température et de la vitesse le long de rejet

La démarche adoptée dans ce mémoire se présente comme suit :

Le premier chapitre est consacré à une revue la plus exhaustive possible sur ce que l'on connaît de la « zone de détente et d'expansion », de rassembler les informations sur les phénomènes qui gouvernent la zone d'expansion d'un jet de gaz liquéfier et une description complètement qualitative de ces phénomènes.

- 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.
- 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.

Le deuxième chapitre de mémoire est consacrée à une étude bibliographique qui porte sur :

- les modèles macroscopiques (intégraux) pour les jets de gaz liquéfiés (écoulements en conduite, zone d'expansion, jet de Brouillard, devenir des gouttes)
- les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature (mesures de température, de vitesse et de granulométrie).

Le troisième chapitre de mémoire est consacré à la présentation des résultats de simulation du jet en champ libre et en champ proche notamment lorsque un obstacle est placé sur la trajectoire du jet.

Nous terminons cette étude par une conclusion générale et des perspectives.

Premier chapitre

*Bibliographie sur la fragmentation d'un jet
liquide*

I Approche et décomposition du problème :

La photographie ci-dessus 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.

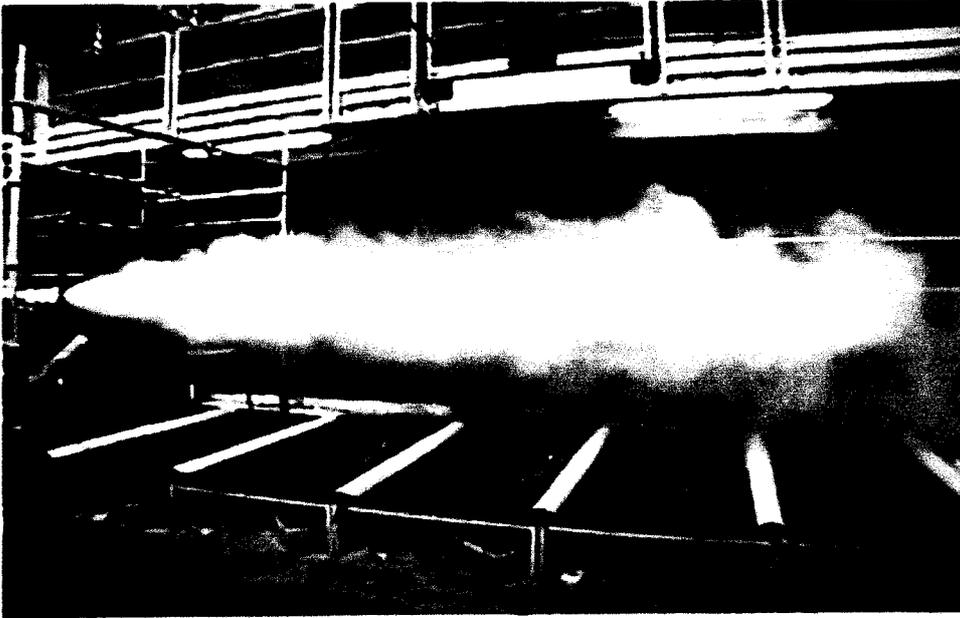


Fig.I.1 : Photo grand champ d'un jet (expérience ENSM-SE)

I.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 de milliers de diamètres d'orifices.

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 « prépare l'aérosol ». Nous désignerons cette zone par « zone de détente » ou « zone d'expansion » (Figure I-1) de longueur très faible (entre 0.5 à 4 fois le diamètre de la brèche) Lanello 1989 [20].

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 une partie des phénomènes suivants :

- Accélération ;
- Détente ;
- Vaporisation ; expansion ;
- Germination et croissance de bulles ;
- 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.

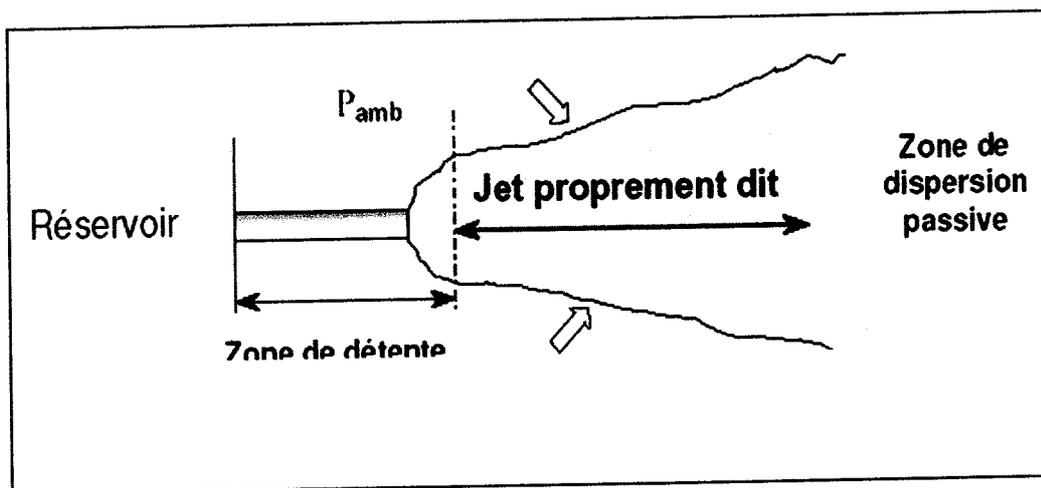


Fig.I.2 : Représentation schématique des différentes zones d'un jet diphasique

Cette zone de détente est une partie cruciale, puisqu'elle définit les conditions initiales pour la zone en aval.

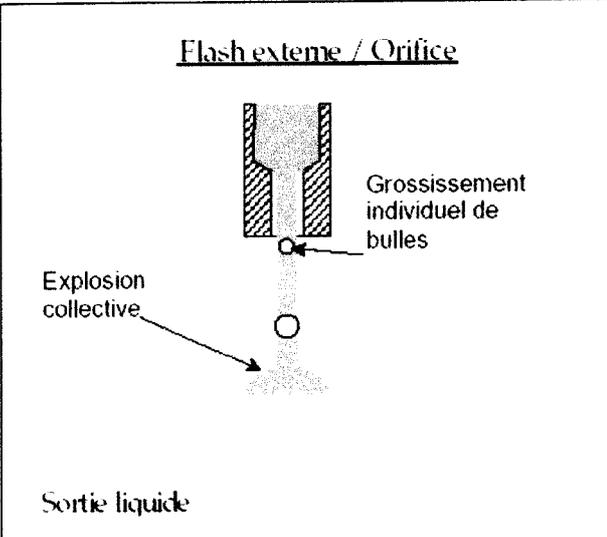
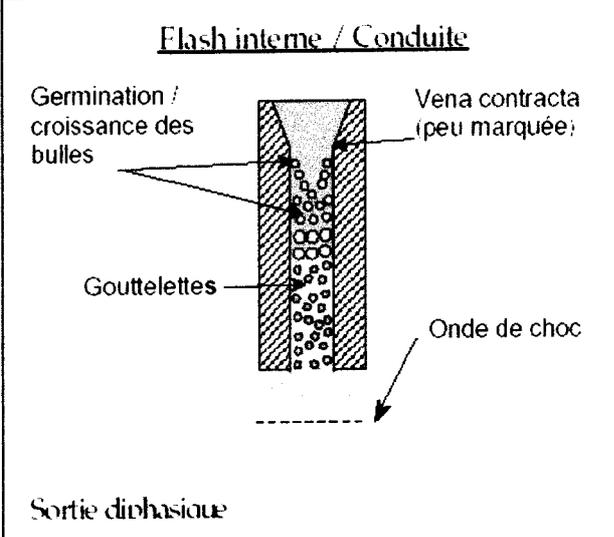
Notre objectif est de préciser l'état du fluide à la sortie de cette région (taille des gouttes, vitesse- module et orientation, fraction vaporisée, vitesse du gaz...) en fonction des conditions en amont et de la géométrie de l'organe de sortie.

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 rassembleront les corrélations proposées dans la littérature (approche quantitative).

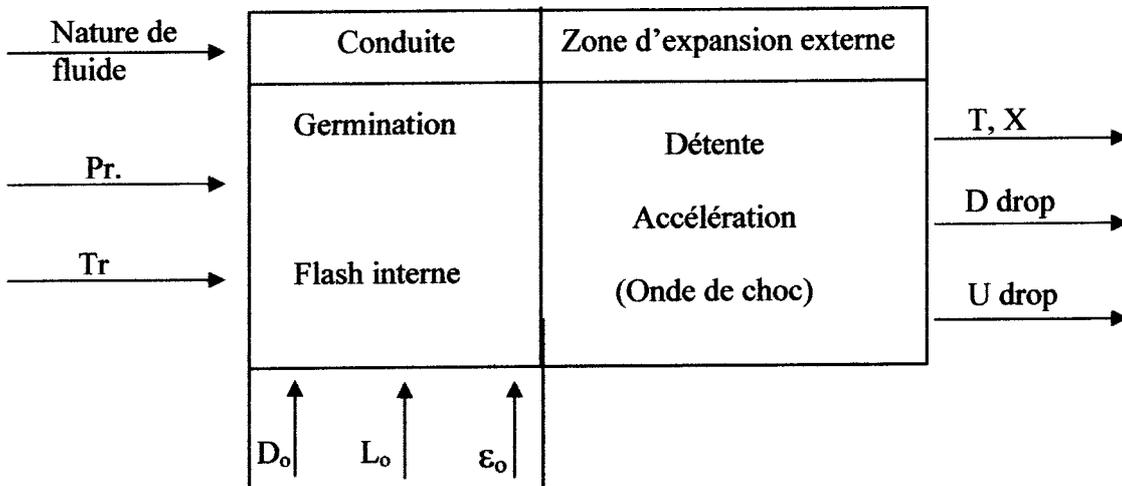
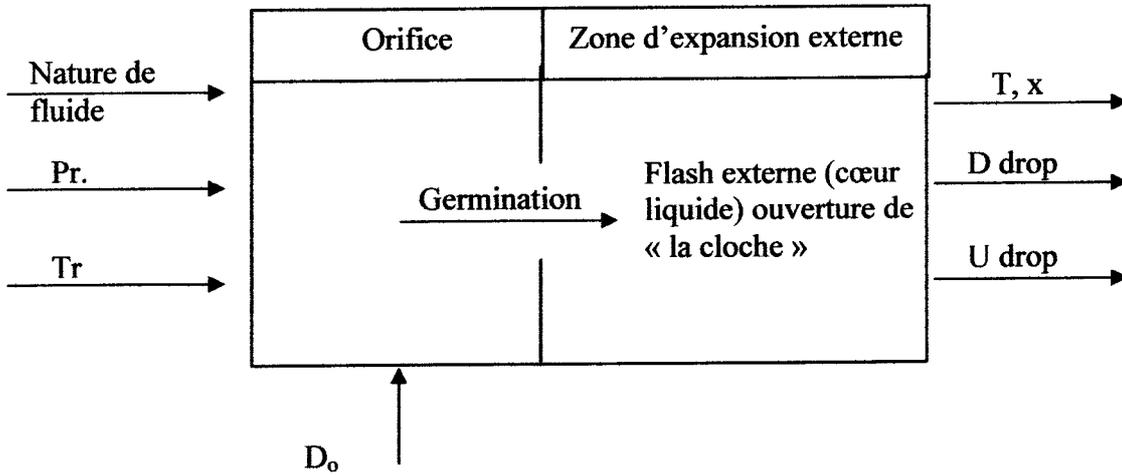
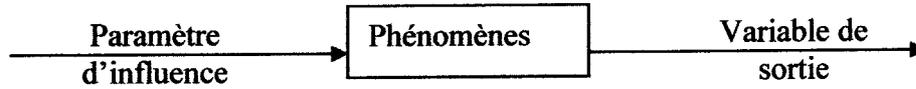
I.1.1 Fragmentation externe et fragmentation interne

Dans cette étude on va aborder séparément le cas où il ne se passe rien de visible à l'intérieur de l'organe de sortie, où le fluide sort à l'état liquide et la fragmentation a lieu à l'extérieur (fragmentation externe) d'une part, et celui où il y a déjà eu vaporisation significative à l'intérieur, et donc fragmentation interne de la phase liquide (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. Le diamètre et vitesse des gouttes qui en résultent sont alors complètement différents.

<p align="center"><u>Flash externe / Orifice</u></p> 		<p align="center"><u>Flash interne / Conduite</u></p> 	
-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_{at} hors équilibre thermique		-Sortie à $P_{cri} > P_{am}$. -Détente et éventuellement onde de choc	
-Modèle homogène pour une zone d'expansion est inadapté.		- Modèle homogène pour zone d'expansion probablement pas très faux.	
Situation académique -Ne correspond probablement à aucune situation accidentelle, sauf peut être un écoulement à partir de conditions très		Scénario envisageable -Correspond à la réalité industrielle.	

fortement sous refroidis.



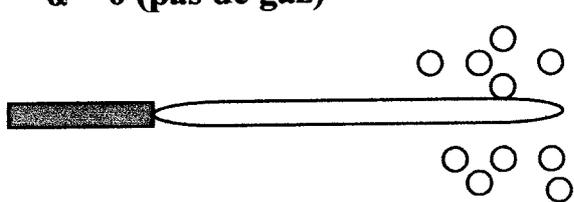
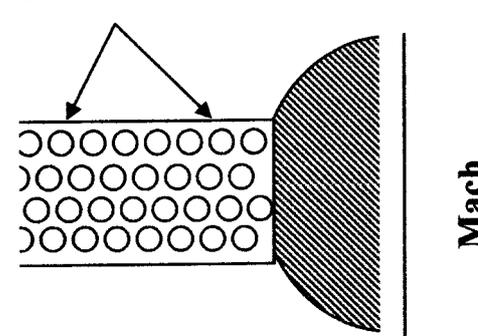
La disposition des paramètres, des phénomènes et de grandeurs résultants selon que le jet est généré à travers un orifice ou une conduite.

I.1.2 Fragmentation mécanique et fragmentation thermique

Écoulement air/eau

Pour illustrer la fragmentation mécanique, on considère un écoulement à deux fluides air/eau, à travers et après une conduite.

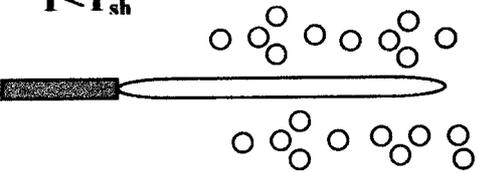
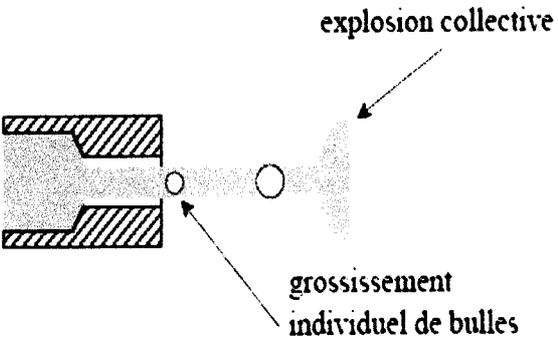
Cet écoulement conduit à deux cas de figures selon que la fraction volumique d'air est nulle ou pas.

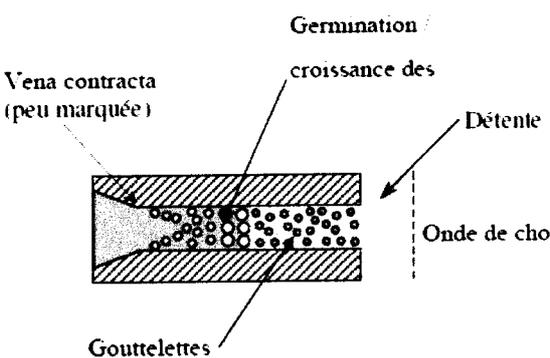
<p>Fragmentation mécanique externe</p> <ul style="list-style-type: none"> - c'est seulement à partir du moment où il n'y a plus de conduite pour le guider que le jet devient instable. - cette instabilité est renforcée par la friction avec l'air ambiant à la surface du jet (We). - c'est cette instabilité qui fragmente le jet en gouttelettes à l'extérieur de la conduite. 	<p align="center">$\alpha = 0$ (pas de gaz)</p> 
<p>Fragmentation mécanique interne</p> <ul style="list-style-type: none"> - la turbulence joue sur la structure de l'écoulement et fragmente la phase liquide à l'intérieur de la conduite. - s'il y a fragmentation externe, ce ne sera qu'un complément. - 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. - le retour à des vitesses subsoniques se fait à travers une ou des ondes de choc. 	<p align="center">$\alpha \neq 0$ (en présence de gaz)</p> <p align="center">Gouttelettes</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 conduire 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, 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 les phénomènes mécaniques de fragmentation.

On observe alors une fragmentation thermomécanique, externe ou interne selon la configuration.

<p><u>Fragmentation mécanique externe</u> $\alpha = 0$ d'un bout à l'autre.</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fragmentation mécanique externe; exactement le même cas que précédemment. 	<p align="center">$T < T_{sh}$</p> 
<p><u>Fragmentation thermomécanique externe.</u> Comme précédemment, la fragmentation se passe à l'extérieur.</p> <p><u>Orifice idéal</u>: sortie du liquide à $P_{sortie} = P_{ambiant}$.</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 align="center">$T > T_{sh}$</p> 

<p>Fragmentation thermomécanique interne.</p> <p>Ressemble à air/ eau avec $\alpha \neq 0$:</p> <p><u>Conduite</u> : fragmentation thermique interne ; gouttes formées à l'intérieur de la conduite et existence d'une zone de détente.</p> <p>Présence d'ondes de choc et de vitesses supersoniques.</p> <p>Seule différence : fragmentation thermique s'ajoute à la fragmentation mécanique → gouttes souvent plus petites</p>	<p>$T > T_{sh}$</p> 
---	--

I.2 Zone d'expansion après fragmentation externe

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, dans des conduites très courtes (quelques millimètres ou quelques diamètres, au plus).

I.2.1 Fragmentation mécanique externe

On s'intéresse à des interactions aérodynamiques de liquide avec le gaz environnant (air) ; à la fragmentation qui en résulte et à la taille des gouttes formées. Nous envisageons successivement la rupture mécanique de gouttes dans l'air au repos, de gouttes dans l'atmosphère turbulente, puis la désintégration de jets liquide (mécanismes, longueur de cœur liquide, taille des gouttes).

I.2.1.1 Rupture des 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 environnant.

Le nombre adimensionnel qui compare la pression aérodynamique $C_D \cdot \rho_a \cdot \Delta u^2 / 2$ 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 :

$$W_{e\ drop} = \frac{\rho_a \cdot \Delta u^2 \cdot D_{drop}}{\sigma}$$

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 :

$$W_{e\ drop}^* = \frac{8}{C_D} \quad \text{Où :}$$

$$D_{drop}^* = \frac{8\sigma}{C_D \cdot \rho_a \cdot \Delta u^2}$$

$W_{e\ drop}^*$ 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 $10^2 < Re < 10^5$.

$We = 10.5$ pour le mercure

$We = 7.2$ à 16.8 pour H₂O, Alcool méthylique, huile de silicone de faible viscosité.

La tendance de la viscosité à stabiliser les gouttes peut être caractérisé par le nombre d'Ohnesorge qui compare force de viscosité et force de tension superficielle. Lefebvre [22].

$$Oh_{drop} = \frac{\mu_1}{\sqrt{\rho_1 \cdot \sigma \cdot D_{drop}}}$$

Lefebvre [22] propose de prendre en compte son influence sous la forme :

$$W_{e\ drop}^* = W_e^* [1 + f(Oh_{drop})]$$

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

Brodkey [3] propose la formule ci-dessous, en annonçant une incertitude de 20%.

$$W_{e\ drop}^* = W_e^* [1 + 14 \cdot Oh_{drop}]$$

I.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 :

$$W_{drop}^* = \frac{\rho_{air} \cdot u'^2 \cdot D_{drop}^*}{\sigma}$$

Avec u'^2 est la moyenne quadratique des écarts de vitesse sur une distance D_{drop}^* .

En 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 forme :

$$D_{drop}^* = \left[\frac{W_{edrop}^*}{2} \right]^{3/5} \left[\frac{\sigma}{\rho_a} \right]^{3/5} E^{-2/5}$$

E est l'énergie dissipée par unité de masse et par unité de temps.

Des essais dans l'entrefer de deux cylindres coaxiaux (ou 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 par Fletcher [7] qu'elle n'était pas valide dans une conduite ou 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 : $We_{drop}^* = 1.04$

I.2.1.3 Désintégration des jets liquides

I.2.1.3.1 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) [37] 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, d'où possibilité d'atomisation secondaire.

Ce n'est que si la longueur disponible pour le jet (avant son impact) est inférieure à la distance à laquelle la désintégration se produit (L_{frag}) qu'il peut paraître stable (jet bâton).

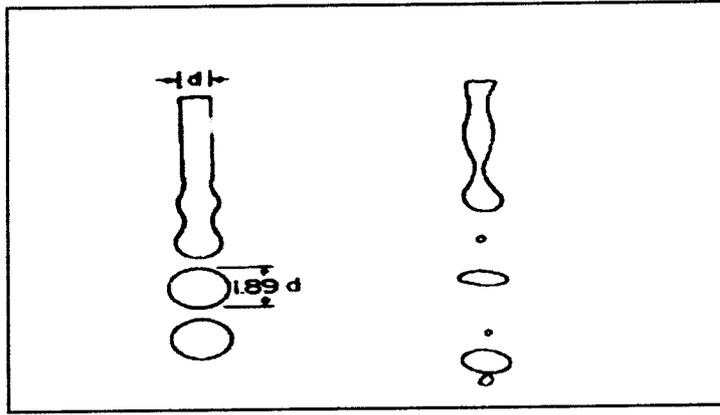


Fig.I.3 : La fragmentation selon le mécanisme de Rayleigh (idéalisée et réelle)

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

- Pour les écoulements très lents, c'est-à-dire à bas nombre de Reynolds. Le mécanisme de Rayleigh, instabilité dynamique intrinsèque au jet, conduit à des gouttes dont le diamètre est donné par : $D_{\text{drop}} = 1.89 \cdot D_{\text{jet}}$ [22].
- 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 [40] parle de « first wind induced breakup », pour lequel la fragmentation 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 de jet.

Le « second wind induced breakup », est 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 (fig. I.4).

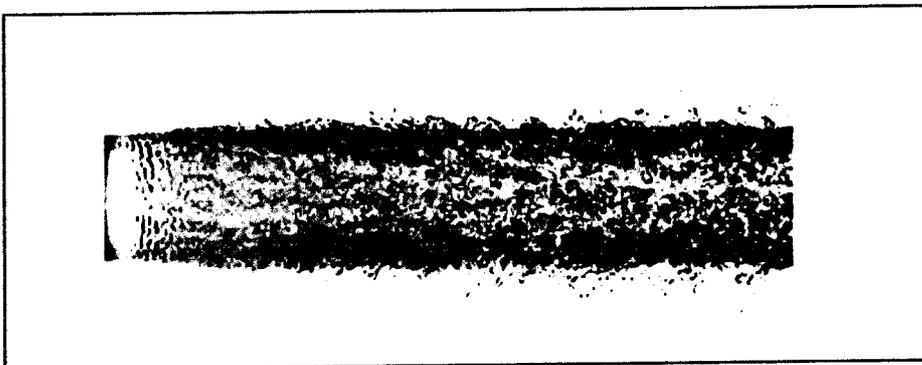


Fig.I.4 : Illustration des instabilités au niveau de la surface du jet et le détachement de ligaments du jet qui amènent à l'atomisation.

Lorsque la vitesse du jet est plus grande, la longueur de jet intact devient très faible. On parle alors de régime d'atomisation. Ohnesorge Lefebvre [22] a montré par analyse dimensionnelle que les paramètres pertinents pour établir une cartographie de type de fragmentation sont :

- le nombre de Reynolds :

$$Re_{jet} = \frac{\rho_l \cdot \Delta u \cdot D_o}{\mu_l}$$

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

$$oh_{jet} = \frac{\sqrt{W_{l, jet, l}}}{Re_{jet}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \cdot \sigma \cdot D_{jet}}}$$

S'appuyant sur l'approche D'Ohnesorge, Reitz [40] a proposé la carte suivante :

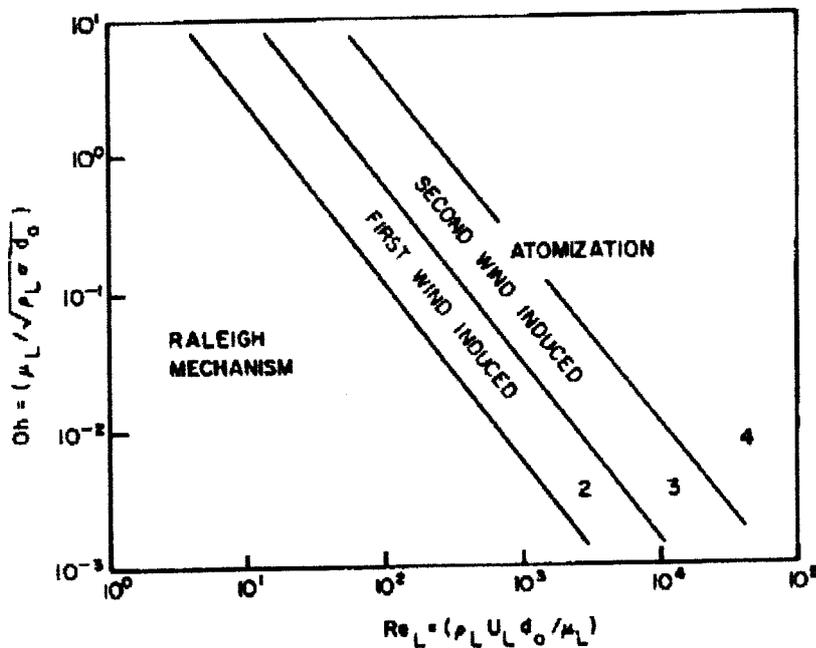


Fig.I.5 : Cartographie des modes de fragmentation Reitz

Les différents modes de désintégration du jet sont schématisés ci-dessous

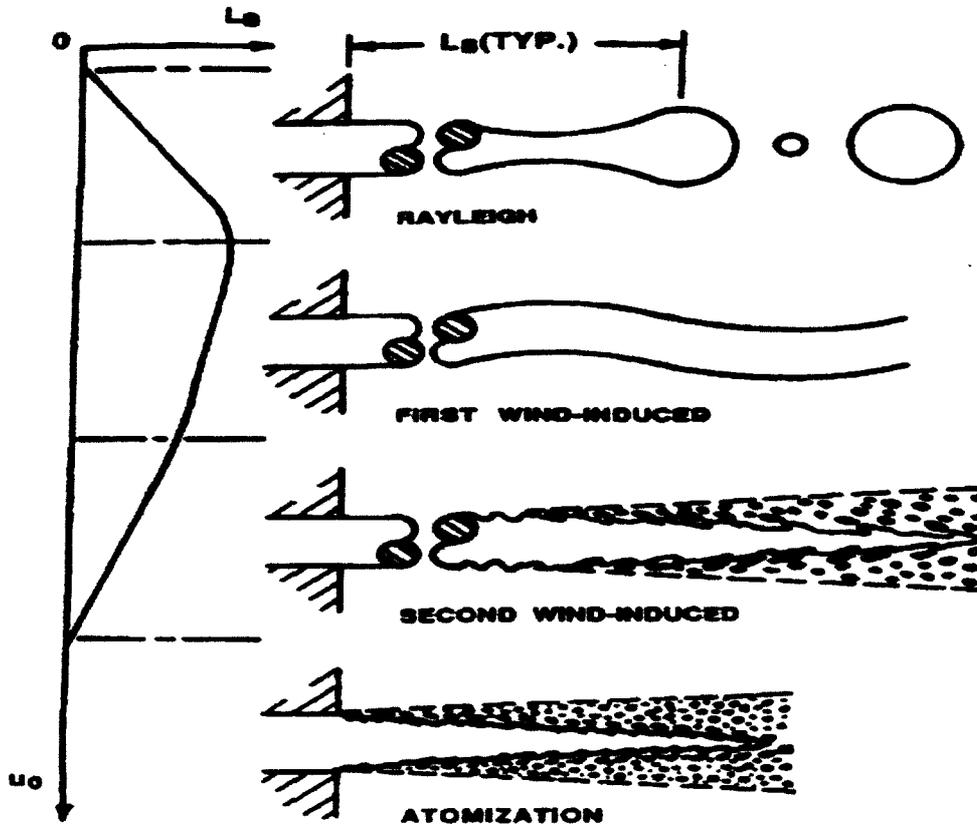


Fig.I.6 : Les modes de fragmentation mécanique d'un jet

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 générale, l'effet des forces aérodynamiques.

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

I.2.1.3.2 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 [22]. 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 suivante :

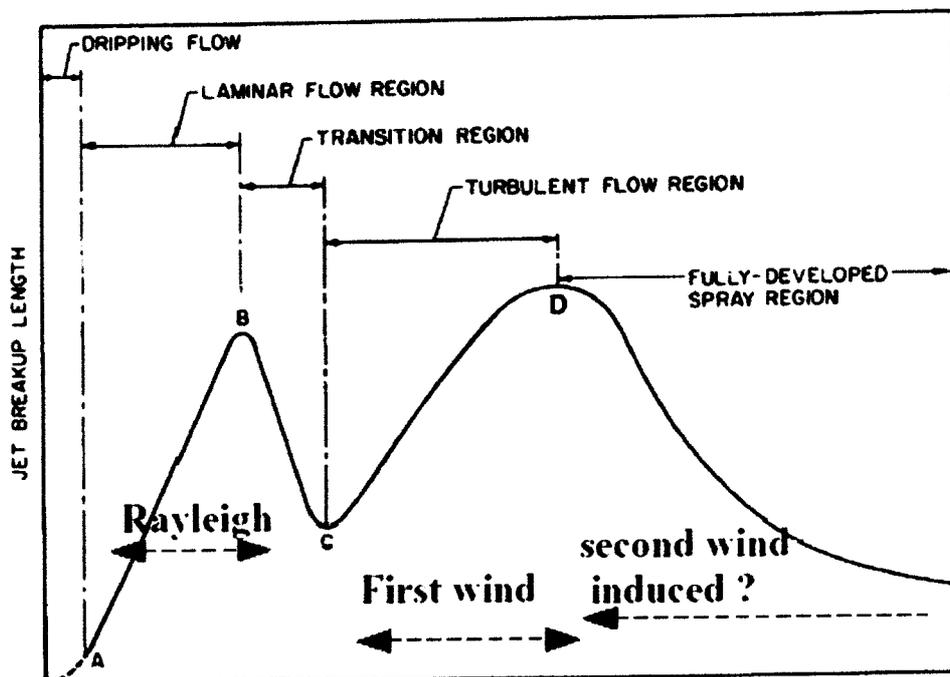


Fig.I.7 : Variation qualitative de la longueur de fragmentation en fonction de la vitesse du jet (Lefebvre [1988])

❖ 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.

❖ A partir du point B, la nature des phénomènes qui correspond à chaque partie de la courbe n'est pas clairement élucidée. La présentation de la figure 2-1-4 suggère que les transitions sont dues au caractère laminaire ou turbulent du jet lorsqu'il sort de l'orifice.

La vitesse du jet à laquelle se produisent ces transitions n'est pas non plus bien identifiée.

❖ Position du point B :

$$R_{e\ jet}^* = 3,25 \cdot oh_{jet}^{0,28} \quad [\text{Grant et Middleman}] \quad [22]$$

❖ Position du segment B - C :

$$R_{e\ jet}^* = 12000 \left(\frac{1}{D_o} \right)^{0,3} \quad [\text{Van de Sande et AL}] \quad [22].$$

❖ Position du point D : pas de proposition.

Longueur de fragmentation dans le régime C-D : après un long tube lisse

$$L_{frag} = 8,51 \cdot D_o \cdot We_{jet}^{0,32} \quad \text{Grant [19]}$$

$$L_{frag} = 538.D_o \cdot \sqrt{We_{jet,1}} Re_{jet,1}^{-0,625} \text{ Lefebvre [22]}$$

- ❖ 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_o/D_o sur L_{frag} n'est pas clairement établie. Cette influence paraît parfois positive et parfois négative (fig. 2.1.5 et 2.1.6).

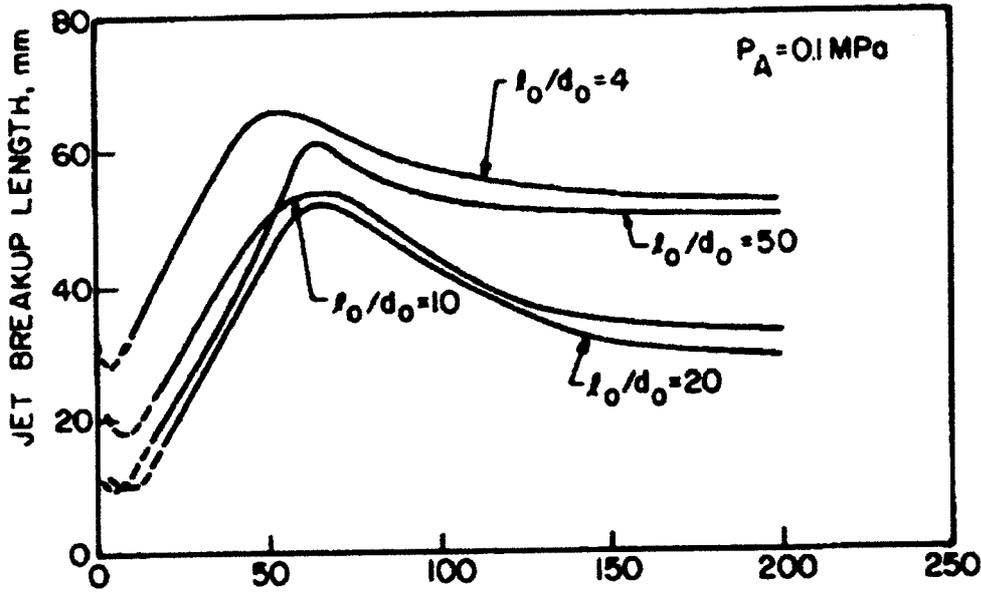


Fig.I.8 : Influence de L_o/D_o et de la vitesse du jet sur la longueur de fragmentation

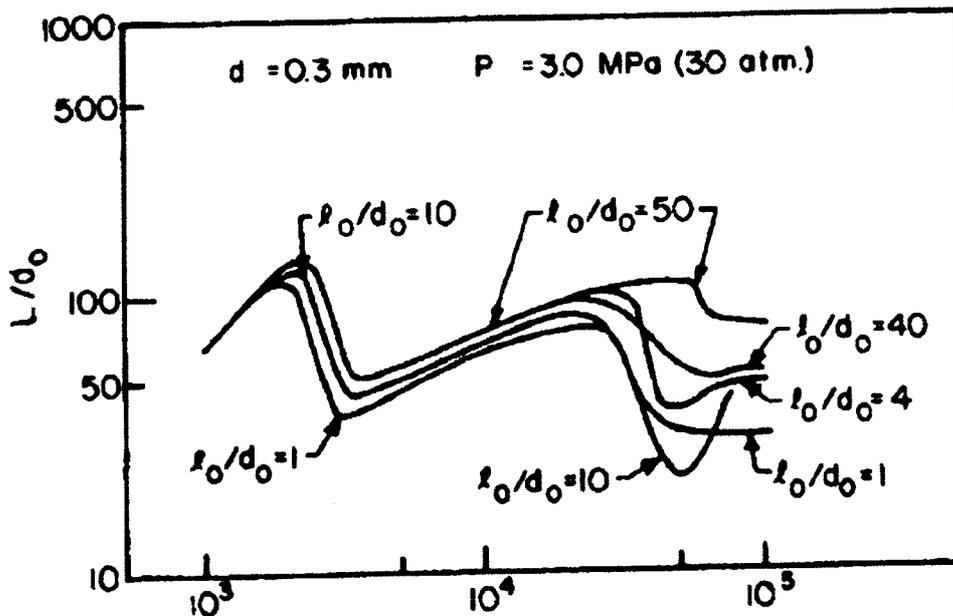


Fig.I.9 : Influence de L_o/D_o et du nombre de Reynolds sur la longueur de fragmentation

I.2.1.3.3 Taille des gouttes

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 σ
- La viscosité μ
- La masse volumique du liquide ρ_l
- La masse volumique du gaz ρ_g .

Les paramètres de l'écoulement généralement pris en compte sont :

- La vitesse du jet et sa turbulence
- La vitesse relative liquide /gaz (difficile à déterminer dans la région où l'atomisation se produit)

Les paramètres géométriques sont :

- La longueur de la conduite
- Le diamètre de la conduite ou de l'orifice

$$D_{drop} = f(\sigma, u_e, \rho_e, u_g, \rho_g, u \text{ et / ou } \Delta u, L_0, D_0)$$

Lefebvre (1988) a sélectionné les corrélations suivantes (qu'il considère comme relativement fiables) pour des jets turbulents dans de l'air au repos [22].

[Merrington, cité par Lefebvre] : $SDM = 500 \frac{D_0^{1,2} v_l^{0,2}}{u_e}$ [22]

SMD : diamètre moyen de sauter pour les gouttes.

Dans les conditions de l'injection diesel (forte turbulence du jet) et pour $1000 < Re_{jet} < 12000$

(Panasenkov, cité par Lefebvre) ; [22]

$$MMD = 6 D_0 Re_{jet}^{-0.15}$$

MMD : Diamètre médian en masse.

[Harmon, cité par Lefebvre]; [22]

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

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

$$D_{0,999} = D_0 W_{jet,11}^{-0.333} (23.5 + 0.000395 Re_{jet}')$$

D : diamètre tel que 99.9% des gouttes sont plus petites.

➤ Conditions diesel : (Hiroyasu et al) [22]

$$SMD=2330 \rho_a^{0.121} Q^{0.131} \Delta P_1^{-0.135}$$

Où Q est le débit volumique (m³/s)

ΔP : la chute de pression dans l'orifice d'injection

➤ Conditions diesel : (Elkotb)

$$SMD= 3.08 v_1^{0.385} (\sigma \rho_l)^{0.737} \rho_a^{0.06} \Delta P_1^{-0.54}$$

Witlox et Bowen (2002) [49] signalent un article d'Elkotb 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}

I.2.1.3.4 Désignation des jets liquides : application aux modèles de jets accidentels

Wheatley (1989) [48] ; précurseur des modèles des jets accidentels, s'appuie sur Brodkey (1989) [3] pour déterminer la taille des gouttes.

On reprend l'expression qui correspond au mécanisme de Rayleigh (Fragmentation Capillaire) :

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

On reprend aussi son critère pour le régime d'atomisation, soit

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

Johnson et Woodward (1999) [16], il se contente de définir une plage pour We, jet entre 10 et 20 (10 par défaut).

On 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 l'air au repos.

Ianello et al (1989) s'intéresse au régime d'atomisation et reprennent un critère analogue, mais pour déterminer un diamètre moyen [20].

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

Le modèle UDM utilisé par Phast 6.0 utilise le même critère pour déterminer le diamètre de sauter [Witlox 1999 et 2002] [49].

I.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 d'un jet : il s'ouvre dès l'orifice en un aérosol finement nébulisé. La fragmentation thermique vient remplacer (ou s'ajouter) à la fragmentation mécanique.

I.2.2.1 Observation de la fragmentation externe

Le phénomène de flash (vaporisation brutal du jet) fait qu'une grande quantité de vapeur et de gouttelettes se forme et cache le cœur de 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 I.10 et I.11) 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) [40]; Wheatley (1987) montre que la description homogène n'est qu'approximative

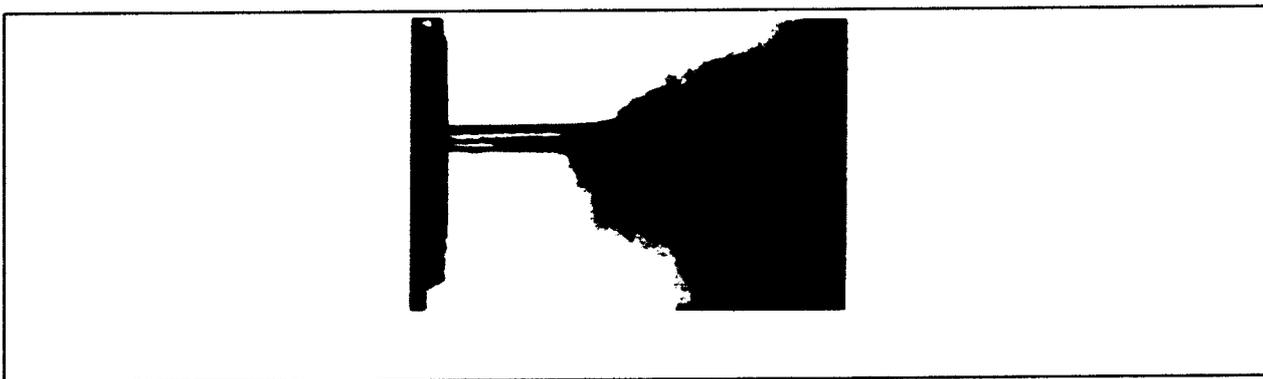


Fig.I.10 : Une partie du jet liquide reste cylindrique à 141° C, D'après Brown et York (1962) [2]

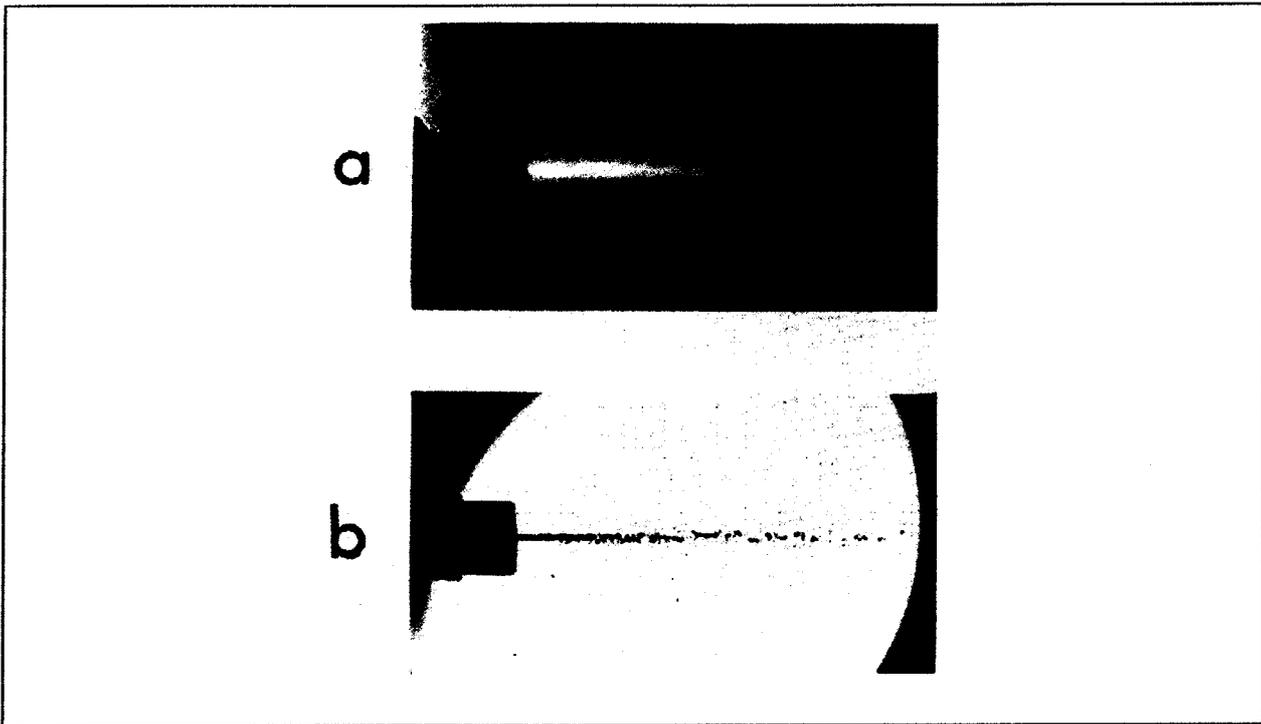


Fig.I.11 : Cœur liquide à 146°C (temps de pose : (a) 1/20 ns, d'après Reitz (1990))

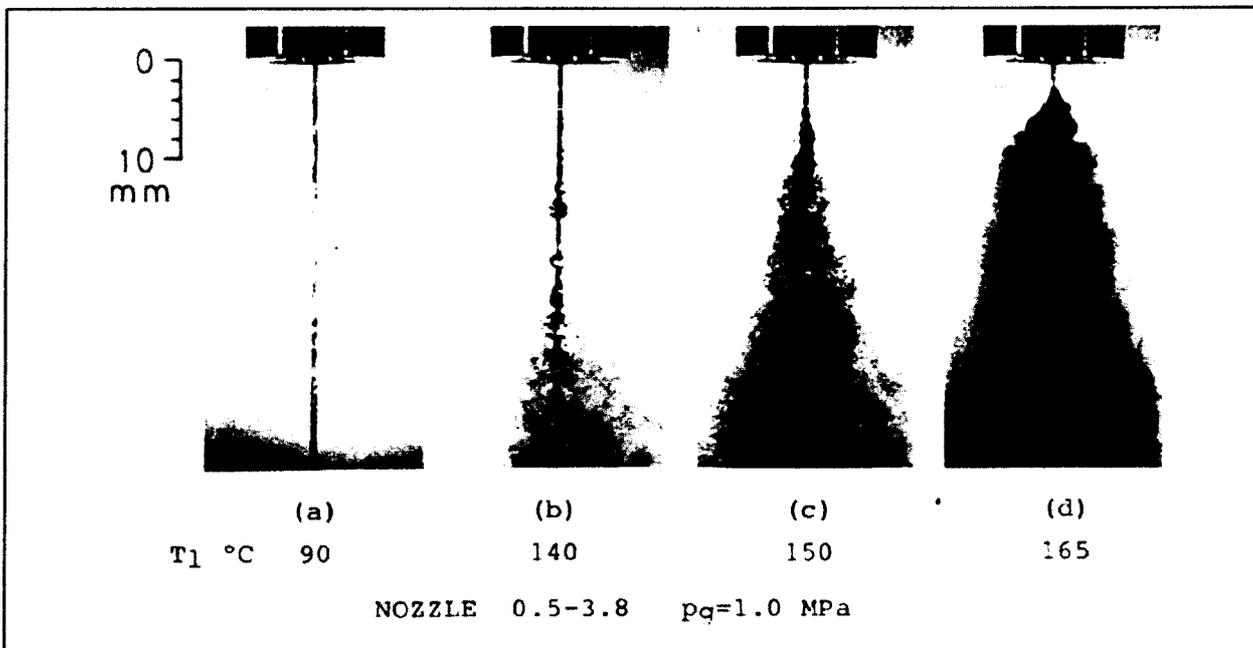


Fig. I.12 : Existence d'un cœur cylindrique d'eau liquide et variation de sa longueur avec la température de stockage. D'après Nagai et al [1985]

La photo de Brown et York (1962) [2], montre qu'il existe encore une petite portion de cœur liquide cylindrique à 141°C, Fig. (I.10). La photo de Reitz (1990) [40], montre qu'il existe un cœur liquide cylindrique jusqu'à $T_{res} = 146^\circ\text{C}$, Fig. (I.11).

Les photos de Nagai, Soto et Lee (1985) [31], sont encore plus probants : on y observe de l'ordre de 2mm de jet cylindrique à 165°C (après un orifice de diamètre 0,5 mm). Donc, la géométrie de l'orifice est probablement propice à la fragmentation externe, Fig. (I.12).

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 [31] évoquent « une zone de latence métastable qui raccourcit avec la température »

Ces photos montrent aussi que les phénomènes prennent un caractère stochastique. Dès 136°C, Reitz (1990) [40] signale des « sous jets », (successions de gouttelettes ?) qui se détachent du jet principal aléatoirement, surtout juste après l'orifice, avec taille et orientation variables. A cette échelle la, l'aspect symétrique du jet n'est pas établi.

Park et Lee (1994) [35] considèrent la fragmentation externe comme « généralement instable et difficile à contrôler ».

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 ?

Reitz (1990) [40] a effectué des essais sur l'eau :

- Première expérience sur de l'eau à 146°C et a mesuré les diamètres des gouttes à une distance de 60mm de l'orifice la figure I.13a représente la distribution granulométrique (en pourcentage du nombre) des gouttes. Il observe que la fragmentation de cœur liquide donne naissance à des gouttes plus grosses sur l'axe du jet (100um) qu'à 10mm de cet axe (50 à 75um).

- 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 I.13b, on peut remarqué 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 I.13b, on peut observer qu'à 5 ou 10 mm 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.

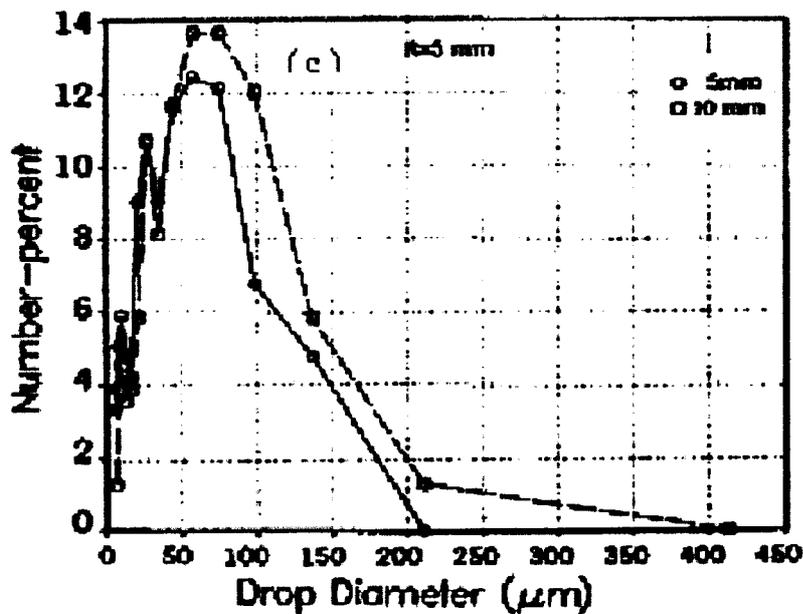
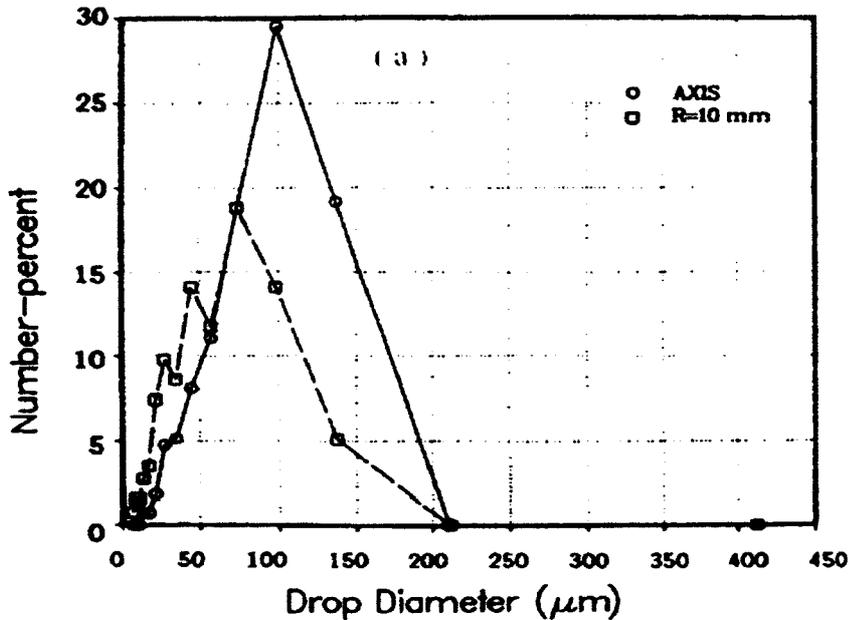


Fig.I.13 : Distribution granulométrique (en nombres) des gouttes en fonction de leur position a et b (Reitz) [40]

Les mesures de Gooderum et Bushnell (1969) (fig.I.14), à 12cm 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 [12].

Les observations rapprochées 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.
- 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.
- 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.

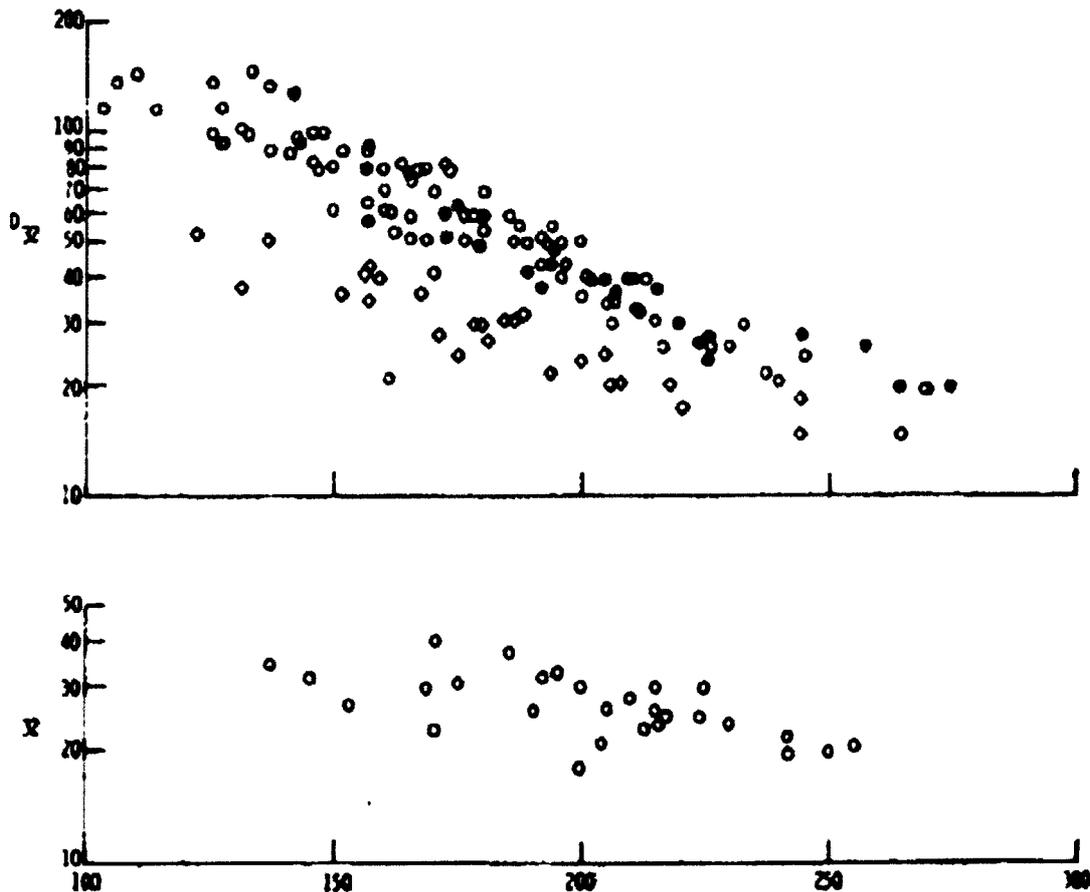


Fig.I.14 : Diamètre des gouttes en fonction de la température.

D'après Gooderum et Bushnell [1969] ; a) sur l'axe du jet b) à 4 cm de l'axe.

I.2.2.4 Diamètre des gouttes

Influence de la longueur L_0

Nagai et AL (1985) [31] montrent que ce diamètre est indépendant de la longueur de l'orifice réel tant que $L_0/D_0 \leq 7$. Cela revient à dire que les orifices réels se comportent alors comme des orifices idéaux ($L=0$).

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

Influence de D_0 , diamètre de l'orifice

Nagai, Soto et Lee (1985) [31] considèrent dans leurs mesures 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.

Gooderum et Bushnell (1969) [12] 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 forme $\frac{D_{drop}}{D} f(T_r)$ (fig.I.16).

Autrement dit, ils observent des gouttes, dont le diamètre est proportionnel à celui de l'orifice.

Influence de P_r et T_r

Brown et York (1962) constatent une faible décroissance du diamètre des gouttes avec T_r lorsqu'ils maintiennent le We_{jet} à peu près constant (soit à $P_r \sim cste$) [2].

Gooderum et Bushnell (1969) observent une décroissance du diamètre avec $T_{reservoir}$. 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 de jet, ni avec la pression ambiante [12].

Les mesures de Nagai, Soto et Lee (1985) sont beaucoup plus probants quant à l'influence de la température puisque leurs expériences sont réalisées à $P_r = cste = 1,0$ MPa. On y voit le diamètre moyen de sauter (SMD) pour l'eau décroît de 180 μm à 60 μm entre 145°C et 170°C [31].

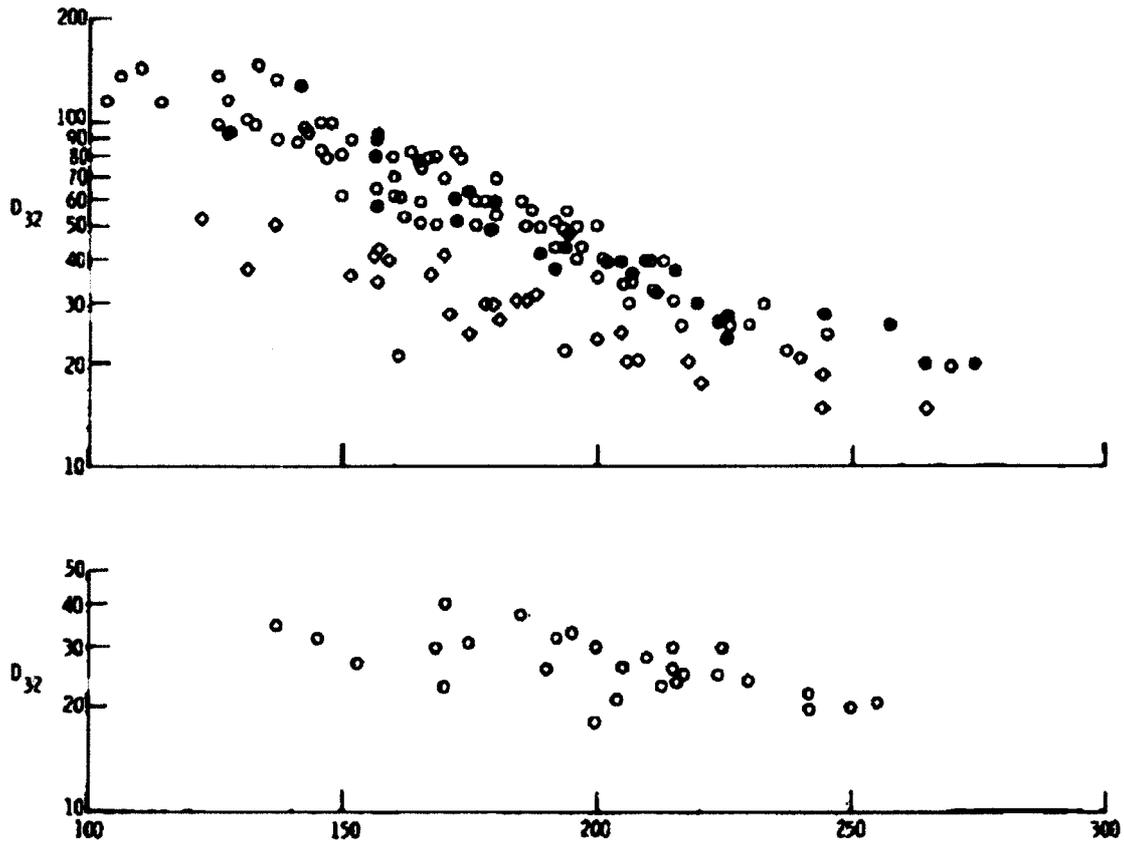


Fig.I.16 : Influence de la température de stockage et du diamètre de l'orifice sur le D_{32} d'après Gooderum et Bushnell [1969] ; (a) sur l'axe de jet ; (b) hors l'axe de jet.

I.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 (Fig.I.17). 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.

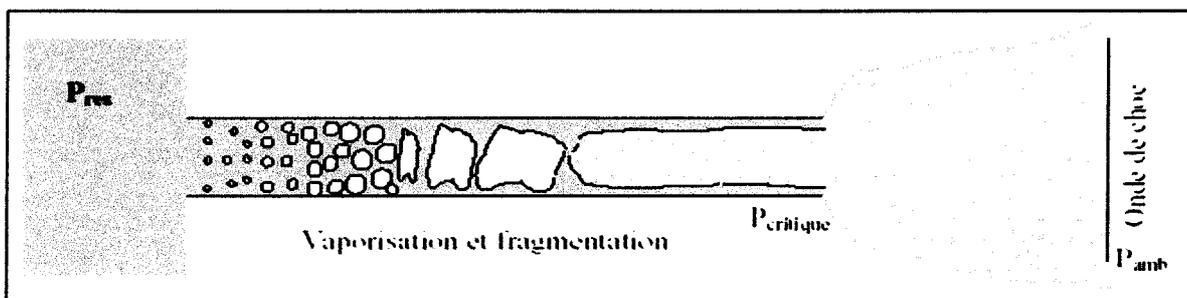


Fig.I.17 : schéma de la fragmentation thermique interne

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 quelque 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) [7] ; Van den Akker (1983) [46], Fauske (1985) [8].

I.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.

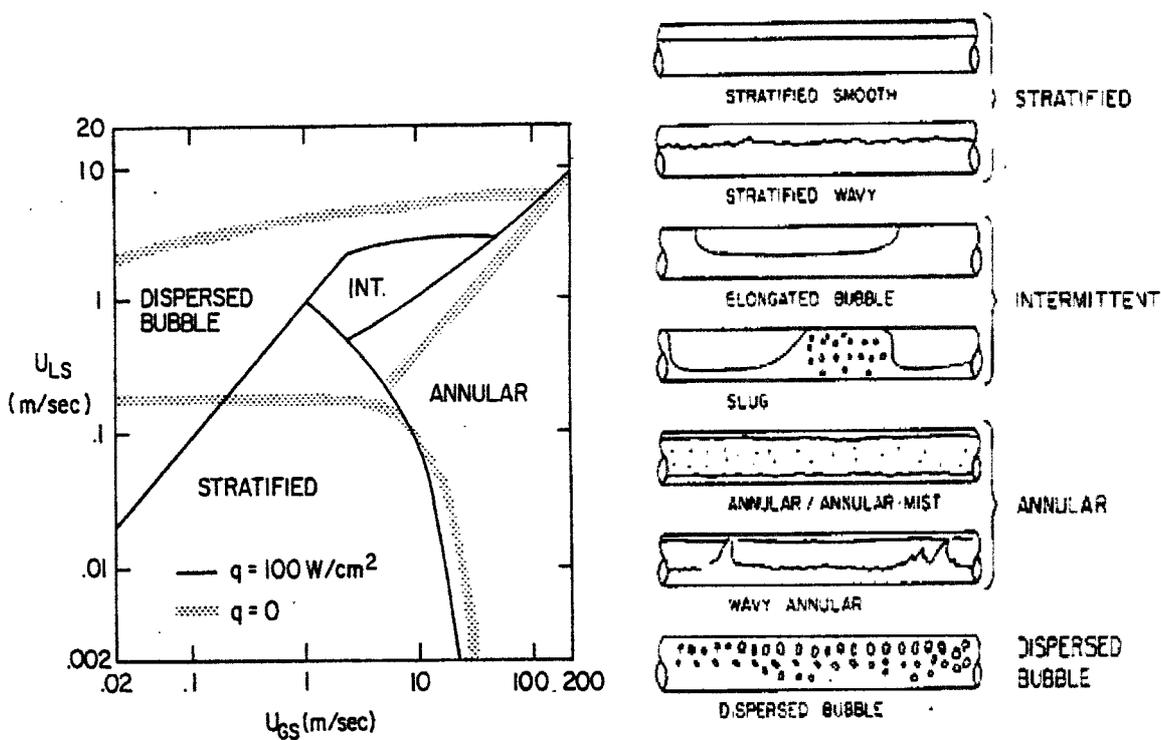


Fig.I.18 : Type d'écoulement en fonction de la température du fluide

I.3.1.1 Atomisation par effervescence

Il s'agit d'une méthode développée pour produire des aérosols, en particulier pour l'injection dans les moteurs à combustion interne. 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.

Lefebvre [22] a réalisé des expériences (fig.I.19) qui montrent que l'association gaz/liquide donne effectivement des gouttes beaucoup plus fines (30 à 60 μm pour $G_g/G_l=0,1$) 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 des grandeurs observées en fragmentation thermique.

Witlox et Bowen (2002) [49] indiquent que, lorsque la même étude est réalisée après une conduite, les mécanismes de fragmentations à l'extérieur changent avec la structure de l'écoulement à l'intérieur de la conduite. 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 ramifiées (Tree-like).

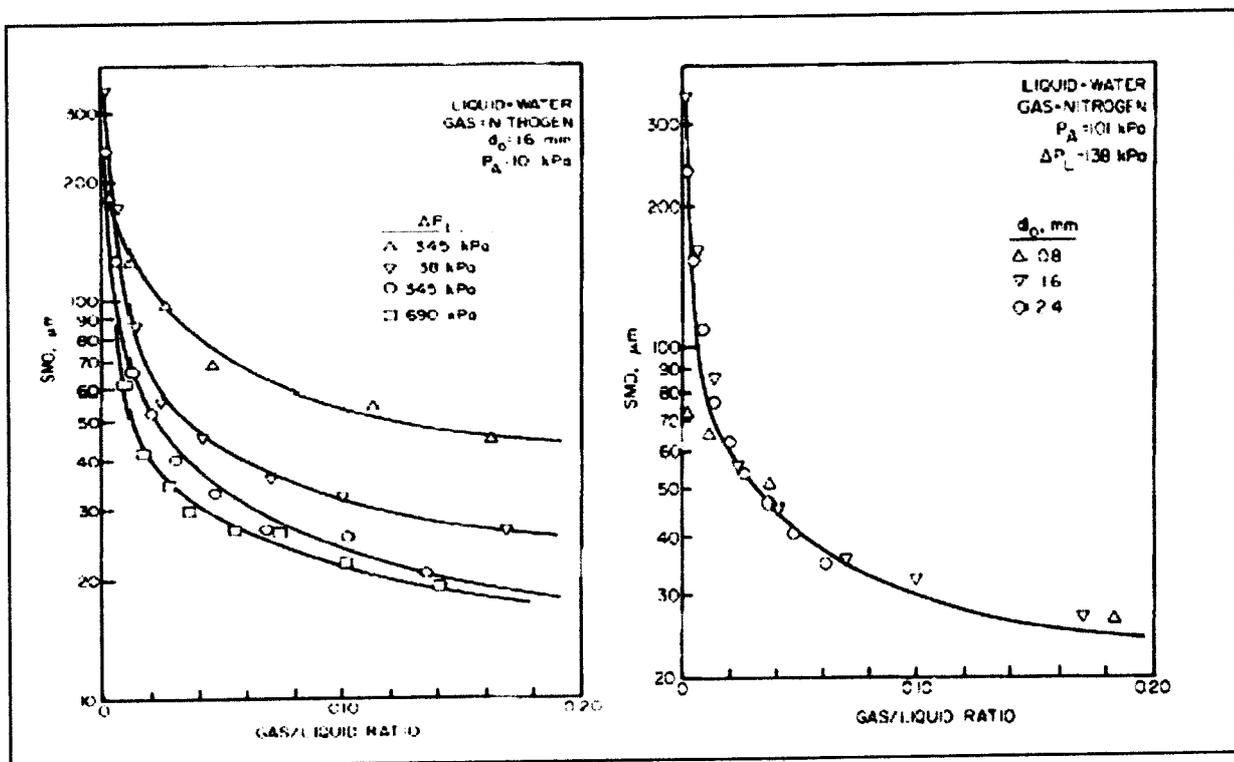


Fig.I.19 : Influence de rapport gaz/liquide et de la pression d'injection sur SMD ($d_0=1,6\text{mm}$)

I.3.2 Fragmentation thermique interne

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)

I.3.2.1 L'intérieur de la conduite

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

Fraser et Abdelmessih (2002) [6] ont réalisé expérimentalement l'écoulement de l'eau traitée dans des conduites longues de longueur comprises entre : $496\text{mm} \leq L \leq 1208\text{mm}$

- De température de réservoir : $115^{\circ}\text{C} < T_r < 135^{\circ}\text{C}$
- De température de réservoir : $P_{\text{sat}}(T_r) < P_r < 4,7\text{bar abs}$
- Et de diamètre : $\Phi = 4\text{mm}$

Park et Lee (1994) [35] ont réalisé expérimentalement l'écoulement de l'eau dans des conduites longues de forme rectangulaire de température et pression de réservoir compris entre :

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

Et dans des orifices de différents sections et longueurs.

Orifice -1-

- $L = 108\text{mm}$
- Section = $1,5 \times 1\text{mm}^2$

Orifice -2-

- $L = 20\text{mm}$
- Section = $1 \times 0,25 \text{mm}^2$

Dans la plupart des situations étudiées expérimentalement, ils ont observé la même succession de structure au fur et à mesure de la vaporisation (fig.I.20). On a d'abord un écoulement de bulles qui, en grossissant, coalescent et forment les 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.

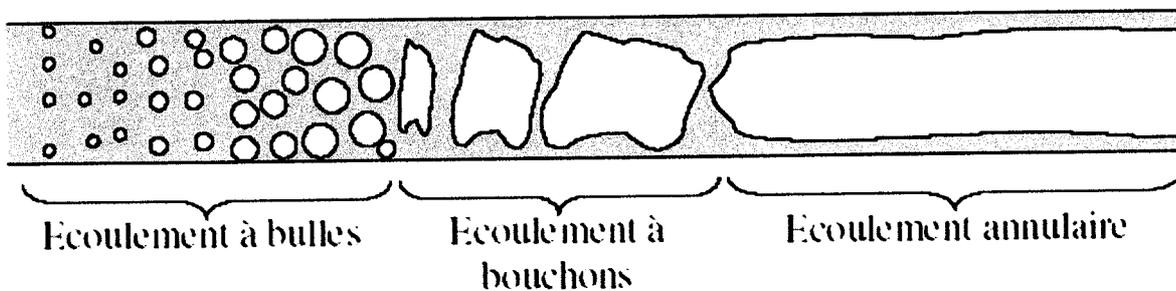


Fig.I.20 : Evolution de l'écoulement dans une conduite

Cas particuliers :

- Si la température de réservoir est trop faible pour conduire à une fraction volumique vaporisée élevée, alors on peut observer que les premières structures. On peut considérer donc ces écoulements comme participant à une transition entre écoulements de liquides ($Tr < Teb$) et écoulements de véritables gaz liquéfiés ($Tr > Teb$).
- Pour des conduites 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 obtenir des écoulements qui n'aient pas atteint l'état « annulaire à brouillard » où « à gouttelettes » en fin de conduite. Voir (fig.I.21).

I.3.2.2 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 [35].

Si l'on admet l'idée que ce qui sort de la conduite est un aérosol composé de fines gouttelettes (50 à 100 μm), alors il est 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 approprié.

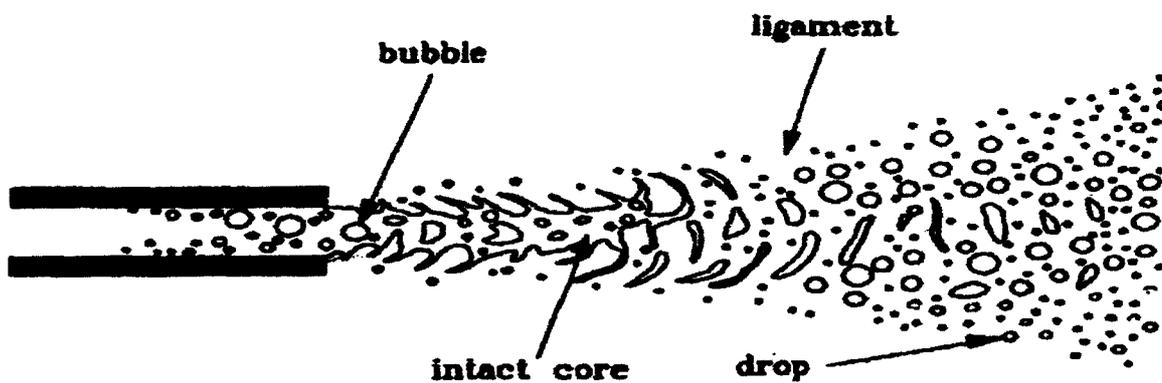


Fig.I.21 : Un schéma possible pour la fragmentation thermique externe

De la même manière pour la fragmentation externe que Reitz (1990), observe des grosses gouttes se trouvent sur l'axe du jet et des petits gouttes sur la périphérie du jet) [40].

Park et Lee (1994) [35] constatent que lorsque la température de stockage est assez élevée, la répartition des gouttes sur une section de jet semble être uniforme (fig.I.22). En effet, l'augmentation de la température fait évoluer l'écoulement dans la conduite d'un écoulement à bulles à un écoulement à bouchons, voir 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 est celles qui se trouvent sur la périphérie s'estampe dans le cas de forte surchauffe. Ce même phénomène est observé lorsqu'on s'éloigne de la brèche (fig.I.23).

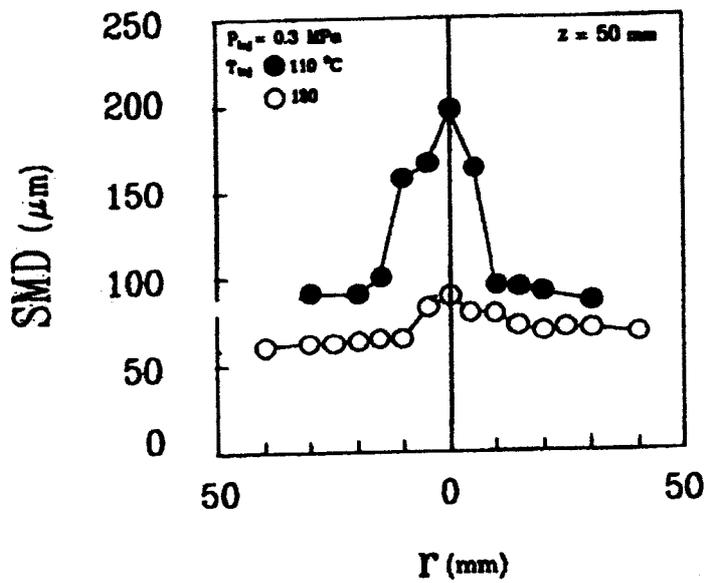


Fig.I.22 : Distribution granulométrique dans une section du jet

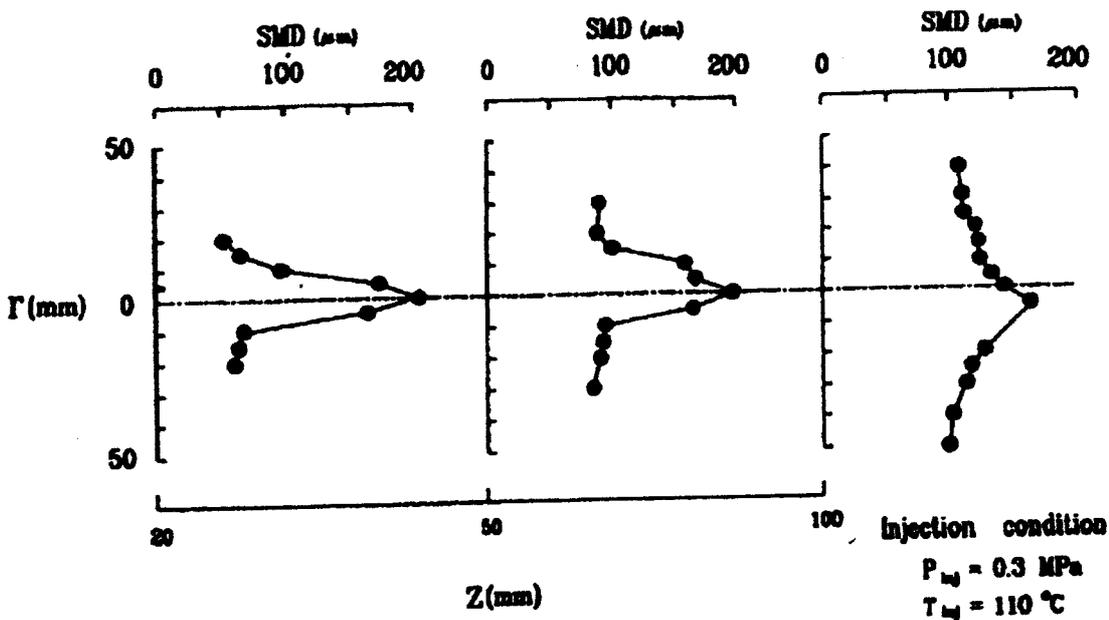


Fig.I.23 : Profil du diamètre des gouttes

I.3.2.3 Vitesse des gouttes

Moodie et Ewan (1990) ont étudié l'influence de la pression sur la vitesse. Sur la figure (I.24), les auteurs illustrent les mesures effectuées sur un jet de CFC 11 issu d'une conduite de 120mm de longueur et 4mm de diamètre. Les résultats expérimentaux montrent que la pression influe directement sur la vitesse.

D'après des calculs 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 24m/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 118m/s. les auteurs, pensent que la vitesse obtenue par l'expérience est le résultat entre l'interaction des deux phases [29].

La figure (I.25), 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 ce profil de vitesse à tendance à s'aplatir.

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). Les 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.

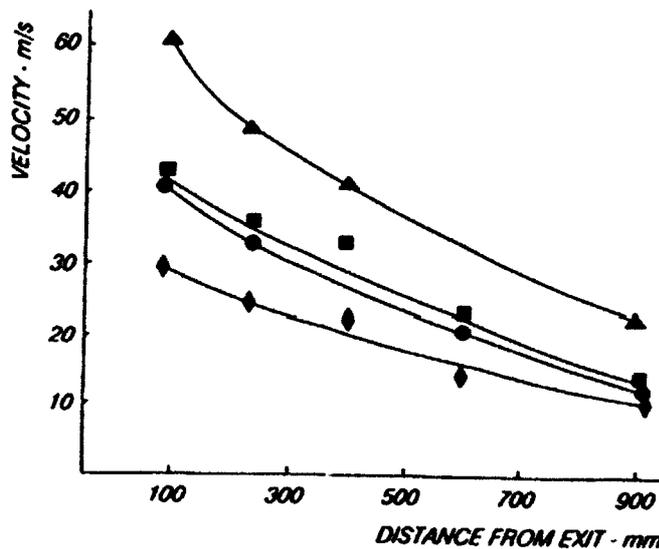


Fig.I.24 : Evolution de la vitesse axiale

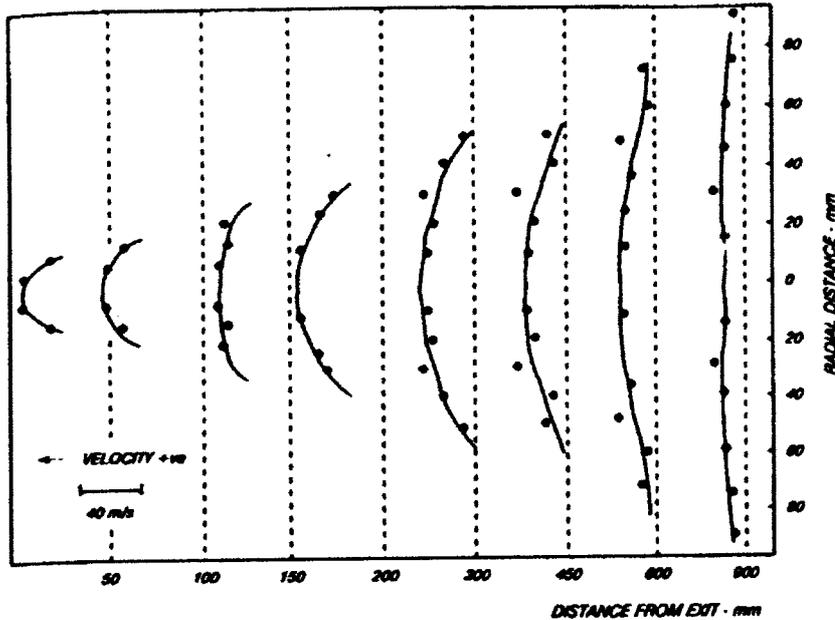


Fig.I.25 : Profil de vitesse axiale sur différentes sections du jet

Al (2002) a effectué des mesures à l'aide de PLDA (Anémomètre laser à phase Doppler) sur un jet diphasique de CFC. Au niveau de l'axe de jet (fig.I.26), il arrive à montrer qu'il existe une augmentation de la vitesse dans un premier temps. Il attribue 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.

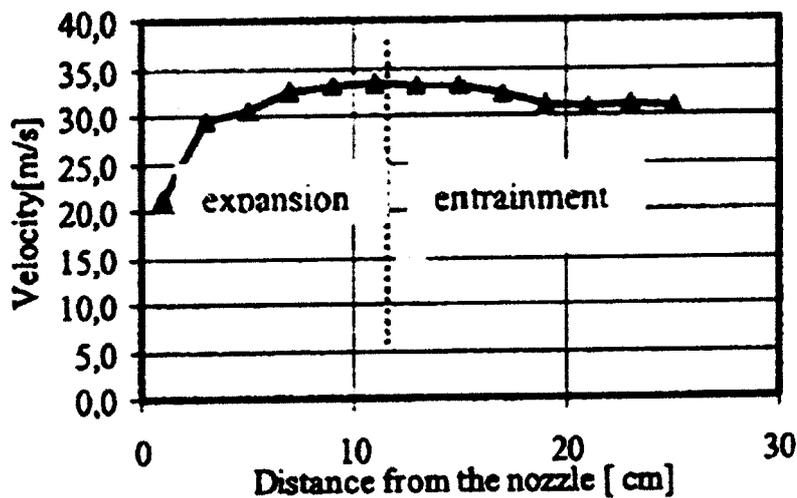


Fig.I.26 : Profil de vitesse axiale le long de l'axe de jet selon Al (2002)

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 la figure suivante (fig.I.27).

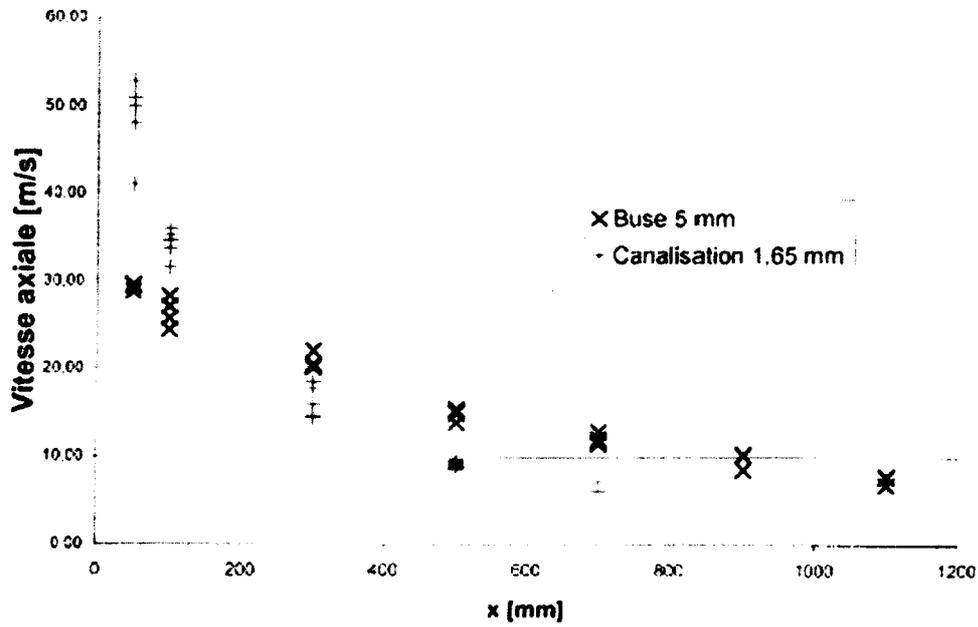


Fig.I.27: Profil de vitesse axiale le long de l'axe du jet selon Vogl [2002]

Deuxième chapitre

Etude macroscopique des jets diphasiques Liquide-vapeur

II.1 BIBLIOGRAPHIE SUR LES MODELES DE JETS

Classiquement, la modélisation d'un jet diphasique suit le schéma suivant (fig.II.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 Epstein, Fauske et Hauser (1990) [5] et le modèle de jet de Papadourakis et Al (1991) [36] décrivent cette zone. On peut ainsi déterminer les propriétés thermodynamiques du fluide et propriétés du jet en fonction de la distance parcourue en aval de la brèche (c).
- ✓ Certains modèles (Wheatley (1987) [48] ; Lanello (1989) [20] et Johnson 1999) [16] se posent la question des gouttes qui tombent sous le jet (d).

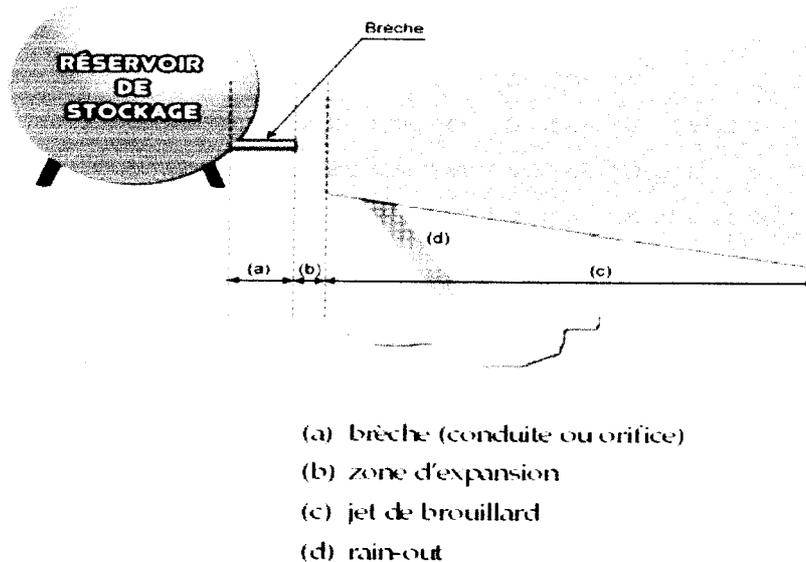


Fig.II.1 : Schéma des différentes parties du jet

Cette étude s'intéresse à la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'impact des gouttelettes sur l'obstacle. Ce problème d'interaction entre un aérosol et une surface plane était étudié souvent dans le cadre des moteurs à combustion interne (impact d'un carburant pulvérisé sur la paroi du cylindre) et dans le cas de l'utilisation des aérosols pour refroidir une

II.1 BIBLIOGRAPHIE SUR LES MODELES DE JETS

Classiquement, la modélisation d'un jet diphasique suit le schéma suivant (fig.II.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 Epstein, Fauske et Hauser (1990) [5] et le modèle de jet de Papadourakis et Al (1991) [36] décrivent cette zone. On peut ainsi déterminer les propriétés thermodynamiques du fluide et propriétés du jet en fonction de la distance parcourue en aval de la brèche (c).
- ✓ Certains modèles (Wheatley (1987) [48] ; Lanello (1989) [20] et Johnson 1999) [16] se posent la question des gouttes qui tombent sous le jet (d).

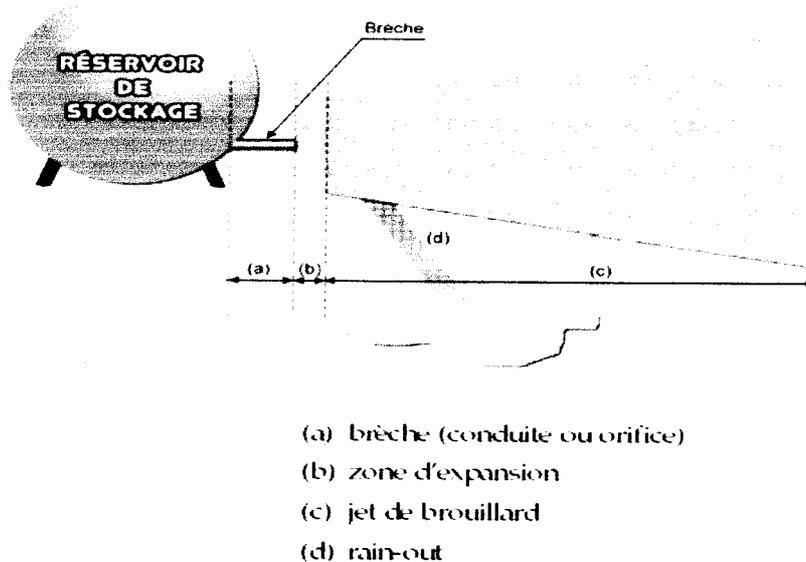


Fig.II.1 : Schéma des différentes parties du jet

Cette étude s'intéresse à la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'impact des gouttelettes sur l'obstacle. Ce problème d'interaction entre un aérosol et une surface plane était étudié souvent dans le cadre des moteurs à combustion interne (impact d'un carburant pulvérisé sur la paroi du cylindre) et dans le cas de l'utilisation des aérosols pour refroidir une

surface chaude. Cependant ces travaux portent sur des conditions d'impact souvent fort différentes de celles rencontrées dans cette étude. En effet, concernant les rejets considérés dans le cadre de l'étude, la température de l'obstacle sur lequel ils vont impacter est proche de la température ambiante contrairement au cas des impacts de gouttes dans un moteur à combustion interne.

Dans ce travail, l'étude de l'interaction entre un aérosol et un obstacle lors d'un rejet diphasique nécessite une bonne connaissance de certains paramètres, en particulier :

- ✓ L'écoulement à la brèche : le débit masse et la qualité (c'est-à-dire la fraction massique de la phase vapeur) ;
- ✓ La masse de liquide encore présente dans le jet sous forme de gouttelettes au moment de l'impact sur l'obstacle (i.e. sa qualité à l'impact) ;
- ✓ La taille et la vitesse des gouttelettes qui viendront impacter la surface ;
- ✓ La température du jet diphasique au moment de l'impact afin de pouvoir étudier les interactions thermiques entre le fluide impactant et l'obstacle.

La connaissance de ces paramètres au moment de l'impact implique l'étude de l'évolution du jet depuis la brèche jusqu'à l'impact.

II.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 rupture de canalisation en s'écoulant ; le liquide surchauffé peut déjà commencer à se vaporiser.

II.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 :

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

Où C_D est le coefficient de striction.

A la sortie immédiate de l'orifice, la température et le volume spécifique ont la même valeur que dans le réservoir.

II.1.1.2 Conduite (HEM, ERM, La ckmé, Fauske)

Il existe de nombreux modèles permettant de décrire le jet dans le cas d'un rejet par une conduite (May, 1996). Ces modèles peuvent être classés en trois catégories par ordre de complexités croissantes [22].

- ✓ Les modèles homogènes à l'équilibre dits HEM (Homogenous Equilibrium Model) ;
- ✓ Les modèles avec écart de vitesse (entre la phase gazeuse et la phase liquide) ;
- ✓ Les modèles hors équilibre.

II.1.1.3 Fluide dans le réservoir à saturation

- **Le HEM (Homogenous 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).

Les deux hypothèses de base (homogène, équilibre) impliquent.

- ✓ L'écoulement diphasique est considéré comme un fluide homogène de propriétés moyennes comprises entre celles du gaz et du liquide.
- ✓ L'écoulement tend rapidement vers l'équilibre thermodynamique (aucun échange de chaleur ou de masse ne s'effectue entre les phases), de sorte que l'équilibre est supposé à tout instant dans l'écoulement.

De plus, l'écoulement est supposé stationnaire et monodimensionnel. Il existe deux grandes catégories de modèles à l'équilibre.

A) Modèle HEM à détente isentropique

La qualité à la brèche est calculée par l'intermédiaire d'un bilan entropique entre le réservoir et la sortie de la conduite Nyren et AL, (1983) [30] :

$$S_{liq}(T_{int}, P_{int}) = (1 - X_b) S_{liq}(T_b, P_b) + X_b S_{gaz}(T_b, P_b) \quad (1)$$

Avec

$$S_{liq}(T_b, P_b) = S_{liq,sat}(P_b) + C_{P_{liq}} \cdot \ln\left(\frac{T_b}{T_{sat}(P_b)}\right)$$

$$S_{liq}(T_{int}, P_{int}) = S_{liq,sat}(P_{int}) + C_{P_{liq}} \cdot \ln\left(\frac{T_{int}}{T_{sat}(P_{int})}\right)$$

$$S_{gaz}(T_b, P_b) = S_{liq,sat}(P_{int}) + C_{P_{liq}} \cdot \ln\left(\frac{T_b}{T_{sat}(P_b)}\right) + \frac{Lv}{T_b}$$

D'où :

$$X_b = \frac{T_b}{Lv} \left[S_{liq,sat}(P_{int}) - S_{liq,sat}(P_b) + C_{P_{liq}} \cdot \ln\left(\frac{T_{int} \cdot T_{sat}(P_b)}{T_b \cdot T_{sat}(P_{int})}\right) \right] \quad (2)$$

B) Modèle HEM à détente isenthalpique

La qualité à la brèche est calculée par l'intermédiaire du bilan enthalpique.

$$(1 - X) C_{pliq} (-dT) = Lv dx \quad (3)$$

En intégrant ce bilan entre le réservoir et la brèche, la relation précédente s'écrit :

$$X_b = 1 - \exp\left[-\frac{C_{pliq}}{Lv} (T_{int} - T_b)\right] \quad (4)$$

Si $C_{pliq} \Delta T \ll Lv$, ce qui est souvent observé, cette relation s'écrit alors sous la forme suivante :

$$X_b = \frac{C_{pliq} (T_{int} - T_b)}{Lv} \quad (5)$$

Lors de cette étude on a choisi le modèle HEM, à cause de sa simplicité de mise en œuvre, de plus, expérimentalement May Laurence (1996) [25] a vérifié que le fluide à l'orifice se trouvait dans les conditions de saturation c'est-à-dire que les couples (T_b, P_b) mesurés correspondent aux couples $(T_b, P_{sat}(T_b))$; hypothèse de base des modèles HEM.

• **Le ERM (Equilibrium Rate Model), Frauske 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 [8] :

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

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 ($\Delta G / G \approx 10\%$ En général)

II.1.1.4 Fluide fortement sous-refroidi dans le réservoir

Dans ce cas, on utilise souvent l'expression suivante

(« Bernoulli like ») : $G = \sqrt{2\rho_{liq} (P_r - P_v(T_r))}$

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 (fig.II.2). 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 [19].

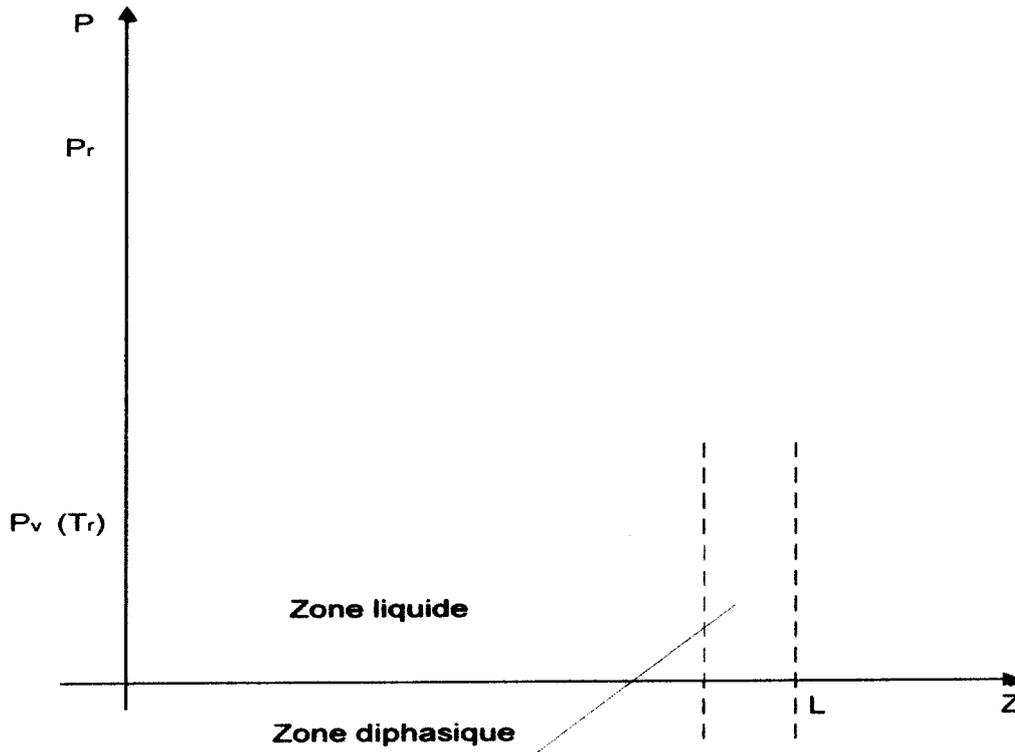


Fig.II.2 : Profil de pression pour un fluide fortement sous-refroidi dans le réservoir

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

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

May (1996) [22] a montré que cette expression donne de très bons résultats ($\Delta G / G < 10\%$) si :

$$\frac{(P_r - P_v(T_r))}{1 + \frac{\lambda L}{D} + \xi} > 1,5 \text{ bar}$$

Où les expressions sont exprimées en bars et ξ est le coefficient de perte de charge singulière.

II.1.1.5 Fluide entre saturation et fort sous refroidissement dans le réservoir

Fauske (1987) [8] propose de passer progressivement du modèle ERM à un léger majorant du « Bernoulli like » en écrivant :

$$G_{Fauske} = \sqrt{G_{ERM}^2 + G_{"BER Like"}^2}$$

II.1.1.6 Modèle de Wheatley

La modélisation proposée par Wheatley (1987) a pour but de déterminer, à partir des conditions de réservoir (P_{int} , T_{int}) [48] ;

- ✓ Les conditions de pression-température à la brèche ;
- ✓ Le débit masse de rejet ;

Les hypothèses de base de ce modèle sont que :

- ✓ La détente du fluide est considérée isentropique et stationnaire ;
- ✓ Le fluide diphasique est considéré homogène et à l'équilibre liquide-vapeur.

Vu ces hypothèses, ce modèle fait partie des modèles HEM isentropiques

Le modèle repose en outre sur les équations suivantes :

- **Equation de conservation de l'entropie**

$$C_{pliq} \cdot \ln(T_{int}) = C_{pliq} \cdot \ln(T_b) + \frac{X \cdot Lv(T_b)}{T_b} \tag{6}$$

- **Equation de conservation de quantité de mouvement**

- **Equation d'Euler**

$$\frac{U_b^2}{2} = \alpha_p^2 \left(\int_{P_b}^{P_{int}} v \cdot dP + g \cdot h_{int} \right) \tag{7}$$

- **Equation de la pression interne en fonction de la température et de la hauteur de liquide**

$$P_{int} = P_{sat}(T) + \rho_{liq} \cdot g \cdot h_{int} = \exp\left(B_0 - \frac{A_0}{T}\right) + \rho_{liq} \cdot g \cdot h_{int} \tag{8}$$

- **Equation du volume spécifique**

$$V = (1 - X) \cdot v_{liq} + X \cdot v_{gaz} \tag{9}$$

- Equation de Clausius-Clapeyron

$$Lv(T) = T(v_{gaz} - v_{liq}) \frac{dP_{sat}}{dT} \quad (10)$$

Après intégration, l'équation d'Euler s'écrit :

$$\frac{U_b^2}{2} = \alpha_p^2 \left(\frac{P_{int} - P_b}{\rho_{liq}} + C_{p_{liq}} (T_{int} - T_b) - C_{p_{liq}} T_b \cdot \ln \left(\frac{T_{int}}{T_b} \right) + g \cdot h_{int} \right) \quad (11)$$

Cette expression permet de déterminer la vitesse du fluide à la brèche en fonction de la différence de pression entre le réservoir et la sortie.

Le fluide étant supposé à l'équilibre thermodynamique, les températures sont connues dès lors que les expressions le sont.

Le coefficient α_p est un facteur correctif empirique qui permet de tenir compte des effets de la friction ; il est en général pris égale à 0.6

$\alpha_p = 0,6$ (dans le cas d'une brèche directe).

$\alpha_p = 0,8$ ou 0.9 (dans le cas d'une rupture de canalisation).

Le problème revient alors à déterminer la pression du fluide à la brèche. L'existence d'un gradient de pression entre le réservoir et la brèche provoque une accélération importante du fluide c'est-à-dire qu'il y a transformation d'énergie potentielle en énergie cinétique.

La vitesse du fluide à la sortie sera limitée par la vitesse de propagation des ondes de pression dans le fluide (vitesse de son).

Il est admis que si le gradient de pression est suffisamment important, le fluide atteindra la vitesse de son en sortie (May Laurence, 1996) [25], l'écoulement est alors critique.

La modélisation du débit à la brèche par la méthode de Wheatley (1987) [48]; suppose que l'écoulement diphasique est critique ce qui revient à considérer que la vitesse du fluide à la sortie, U_b , est égale à la vitesse de son dans le fluide diphasique de qualité X_b .

Du fait de l'hypothèse d'isentropie de l'écoulement, la vitesse du son peut être obtenue à partir de la relation :

$$U_{son} = \sqrt{\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{S=cte}} \quad (12)$$

Dans le cas d'un fluide diphasique, l'intégration à entropie constante est relativement complexe. Il a été montré que l'expression de la vitesse du son est finalement :

$$U_{\text{son}} = \frac{P_b \cdot A_0}{\rho_b \cdot T_b \sqrt{C_{\text{pliq}} \cdot T_b \left(\frac{A_0}{T_b} - 1 \right) \cdot \ln \left(\frac{T_{\text{int}}}{T_b} \right)}} \quad (13)$$

La masse volumique du fluide à la brèche, ρ_b , est obtenue à partir de l'équation suivante :

$$\frac{1}{\rho_b} = \frac{1}{\rho_{\text{liq}}} + \frac{\ln \left(\frac{T_{\text{int}}}{T_b} \right) \cdot C_{\text{pliq}} \cdot T_b^2}{A_0 \cdot P_b} \quad (14)$$

On a $U_{\text{son}} = U_b$ (équation (11) et (13))

On recherche la pression P_b telle que $U_{\text{son}} = U_b$ par un processus itératif, on supposant que la phase liquide est en équilibre avec la phase vapeur. La température T_b de rejet est connue et la qualité à la brèche est déterminée à l'aide de l'équation (9).

$$X_b = \frac{\frac{1}{\rho_b} + \frac{1}{\rho_{\text{pliq}}}}{\frac{1}{\rho_{\text{gaz}}} + \frac{1}{\rho_{\text{liq}}}} \quad (15)$$

La détermination du débit masse, G_b se fait par la relation classique :

$$G_b = \rho_b \cdot A_b \cdot U_b \quad (16)$$

Où A_b : est la surface de la brèche.

La valeur de la pression de rejet trouvée par itération en testant l'égalité entre la vitesse de rejet et la vitesse du son va déterminer la nature du rejet. En effet, si cette valeur est supérieure à la pression atmosphérique, l'écoulement sera critique et le fluide s'accélérera encore après la brèche du fait de sa détente jusqu'à la pression atmosphérique.

En revanche, si la pression est inférieure à la pression atmosphérique ce qui n'a pas de sens physique, l'écoulement ne sera pas critique. Dans ce cas, le fluide à la brèche n'atteint pas la vitesse du son et la pression à la brèche est égale à la pression atmosphérique.

II.1.2 Modèle pour la zone d'expansion

Pour connaître la qualité du fluide diphasique au moment de l'impact sur l'obstacle, il faut être capable d'en modéliser l'évolution depuis la fin de la zone d'expansion (X_{exp}).

Pour ce faire, deux modèles, aux approches différentes, ont été trouvés dans la littérature :

- Le Modèle dit de Lanello (1989) qui considère une approche eulérienne du jet [20] ;
- Le Modèle de Papadourakis (1993) qui considère une approche Lagrangienne en isolant chaque goutte [36].

Il est toutefois nécessaire de préciser auparavant quels sont les mécanismes de formation des gouttes.

II.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 les échanges de chaleur et de quantité de mouvement avec l'air ambiant peuvent être négligés.

La qualité du fluide à la fin de la zone d'expansion est déterminée à l'aide d'un bilan enthalpique similaire à celui effectué dans le cadre du Modèle HEM à détente isenthalpique (équation (3)) ce qui revient à utiliser la relation suivante :

$$X_{exp} = X_b + \frac{C_{pliq}(T_b - T_{eb})}{L_v} \quad (17)$$

A la fin de la zone d'expansion, le rejet est constitué d'un mélange diphasique (de qualité X_{exp}) à sa température d'ébullition (T_{eb}).

La vitesse du jet à la fin de cette zone, U_{exp} peut être calculée en effectuant un bilan de quantité de mouvement entre la brèche et la fin de la zone d'expansion :

$$U_{exp} = U_b + \frac{(P_b - F_{dil}^2 \cdot P_{atm}) \pi \cdot D_b^2}{4 m_{exp}} \quad (18)$$

Avec F_{dil} : Facteur de dilatation du jet entre la brèche et la fin de la zone d'expansion défini par :

$$F_{dil} = \frac{D_{exp}}{D_b} \quad (19)$$

La valeur du coefficient de dilatation F_{dil} n'est pas connue avec certitude. L'accélération du fluide sera maximale dans le cas où $F_{dil}=1$ (cela revient à une détente à section constante).

A l'opposé, l'accélération du fluide sera nulle si

$$F_{dil} = \sqrt{\frac{P_b}{P_{atm}}}$$

Il faudra donc, en fonction des différents cas étudiés, prendre une valeur de F_{dil} telle que :

$$1 \leq F_{dil} \leq \sqrt{\frac{P_b}{P_{atm}}} \quad (20)$$

Une autre approche consiste à considérer le flash comme isentropique. L'approche de Wheatley (1987) [43]. Dans cette zone, les équations qui décrivent le flash sont alors :

- **Conservation de masse**

$$G = U_i A_i \rho_i = U_{exp} A_{exp} \rho_{exp} \quad (21)$$

- **Bilan de quantité de mouvement**

$$U_{exp} = U_i + (P_i - P_a) A_i / G \quad (22)$$

- **Bilan d'énergie en considérant un flash isentropique Wheatley (1987) [43]**

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

- **A l'équilibre**

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

- **Equation d'état**

$$h_{exp} = X_{exp} h_g + (1 - X_{exp}) h_l$$

$$\frac{1}{\rho_{exp}} = \frac{X_{exp}}{\rho_g} + \frac{1 - X_{exp}}{\rho_l}$$

Indice i fait référence au tout début de l'écoulement, à des conditions initiales.

II.1.2.2 Mécanismes de formation des gouttes

Les phénomènes de fragmentation du jet qui provoquent la naissance des gouttes ne sont pas complètement identifiés. Par conséquent, la dimension des gouttes représentée par le diamètre, qui en résulte ne peut être prédite théoriquement et est estimée par des formules et des corrélations empiriques.

Les trois types de fragmentation d'un jet liquide en gouttelettes et la répartition de leur taille répertoriées dans la littérature sont donnés ci-dessous:

- La fragmentation mécanique issue des forces de cisaillement des deux phases à la surface du liquide ;
- La fragmentation thermique si la température du liquide rejeté est suffisamment élevée;
- La fragmentation capillaire.

II.1.2.2.1 La fragmentation capillaire

Dans ce régime de fragmentation, le diamètre moyen des gouttes formées, d_p , est proportionnel au diamètre de l'orifice. Lienhard et Day (1970) [23] ont établi la relation suivante :

$$d_p = 1,9 D_{\text{orif}}$$

II.1.2.2.2 Fragmentation mécanique (ou aérodynamique)

La fragmentation mécanique est observée lorsqu'une phase liquide se déplace à vitesse élevée dans une phase gazeuse au repos, la vitesse relative entre les deux phases entraîne d'importantes forces de cisaillement à la surface du liquide. Ces forces créent des oscillations à la surface du liquide.

En se basant sur le principe de Bernoulli, la pression au sommet de l'oscillation est plus faible que la pression à sa base. Les forces de pression ainsi créées vont augmenter l'amplitude de l'oscillation jusqu'à détachement de la partie du liquide appartenant à l'oscillation.

La masse de liquide détachée prendra ensuite la forme d'une goutte sphérique. La tension de surface du liquide est également un paramètre important de la fragmentation.

Un nombre adimensionnel traduit l'importance relative des forces de cisaillement et de tension de surface : C'est le nombre de Weber défini par :

$$W_e = \frac{\rho_g \cdot U^2 \cdot d_p}{\sigma} \quad (23)$$

- La Première approche proposée pour estimer le diamètre des gouttes pour la fragmentation mécanique est la formulation dite de « L'instabilité de Weber » (Johnson et Al, 1998) [14].

Pour cela un nombre de Weber critique (W_{ec}) est défini. W_{ec} peut prendre une valeur comprise entre $4 < W_{ec} < 34$ suivant la nature de fluide étudié.

La vitesse relative est prise égale à la vitesse du jet à la fin de la zone d'expansion et la masse volumique utilisée est celle de l'air. Cette hypothèse conduit à négliger la présence d'une phase gazeuse de polluant dans l'air à proximité de la surface de la goutte.

Donc le diamètre moyen des gouttes est alors :

$$\overline{d_p} = \frac{W_{ec} \cdot \sigma}{\rho_{air} \cdot U_{exp}^2} \quad (24)$$

- La deuxième approche fut proposée par Levich (1962) [22]. Celui-ci a montré que les oscillations créées par les forces de cisaillement ont une longueur d'onde λ , satisfaisant le critère :

$$\lambda \geq \frac{\sigma}{\rho_g \cdot U_b^2} \quad (25)$$

Wachters (1962) a montré que ces longueurs d'onde suivent une loi log-normale [47]. La distribution de la variable aléatoire λ est décrite par la loi :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \sigma_g^2}} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \text{EXP} \left[-\frac{1}{2 \cdot \sigma_g} \cdot \ln^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \right) \right] \quad (26)$$

Levich (1962) a montré que les gouttes créées par les oscillations ont un diamètre sensiblement égal à leurs longueurs d'onde ce qui permet d'écrire [22] :

$$d_p = \lambda$$

La connaissance de λ_g (longueur d'onde moyenne) et de σ_g (variance géométrique des longueurs d'onde) permet de déterminer la distribution des diamètres des gouttes.

Ces paramètres sont obtenus à l'aide des relations :

$$\sigma_g = We_c^{1/6} \quad (27)$$

$$\lambda_g = We_c^{1/2} \cdot \frac{\sigma}{\rho_g \cdot U_b^2} \quad (28)$$

Levich (1962) propose une plage de valeurs possibles plus restreinte : W_{ec} doit prendre une valeur comprise entre 12 et 22 [22].

Remarque : Les différences entre les deux approches sont importantes, il est impossible de déterminer laquelle donne les résultats les plus proches de la réalité.

Johnson et Woodward (1998), disposant de données expérimentales sur des rejets diphasiques de chlore, CFC-11 et l'eau, utilisent l'approche de Levich [16].

Hodin (1996), dans sa note technique sur les rejets d'ammoniac utilise la méthode de « l'instabilité de Weber » [13].

II.1.2.2.3 Fragmentation thermique

Si la température du liquide rejetée est suffisamment élevée, la fragmentation s'effectue de façon mécanique mais aussi de façon thermique. Dans la littérature, deux scénarios sont envisagés :

- ✓ Le premier suppose que les deux fragmentations s'effectuent en parallèle (Johnson et Al, 1998) [16] ;
- ✓ Le second estime que la fragmentation mécanique crée des gouttelettes « primaires » qui seront ensuite fragmentées en gouttelettes « secondaires » sous l'action d'une ébullition interne (Razzaghi, 1988) ; dans ce cas le mécanisme de fragmentation se font en série [38].

Dans l'hypothèse d'une fragmentation en parallèle, la méthode employée est proche de celle de « l'instabilité de Weber » Johnson et Al (1998). Le terme relatif à la vitesse est modifié en introduisant la vitesse relative des gouttes par rapport à la phase gaz, V_{rel} qui peut être calculée à partir de sa composante axiale V_{acc} , et de sa composante radiale V_{exp} , à l'aide de la relation suivante[16] :

$$V_{rel} = \sqrt{V_{acc}^2 + V_{exp}^2} \quad \text{Où :} \quad (29)$$

- La vitesse V_{acc} traduit l'accélération du jet dans la zone d'expansion est définie par

$$V_{acc} = U_{exp} - U_b \quad (30)$$

- La vitesse V_{exp} traduit l'accroissement des gouttes est défini par :

$$V_{exp} = \Theta^2 Ja^2 \pi \frac{\alpha_6}{D_i} \quad \text{Avec :} \quad (31)$$

- Θ : facteur correctif (la valeur conseillée est $\Theta = 1$ Lanello (1989) [20] ; Johnson (1989) [16].
- D_i : Diamètre initial des bulles (m) ; avec $D_i = N_d^{-1/3}$
- N_d : Densité des sites de nucléation (m^{-3}) ; valeur conseillée : $10^{10} m^{-3}$ lanello (89) [20]; Johnson [16].
- Ja : Nombre de Jacob défini par :

$$J_a = \frac{C_{pliq}(T_b - T_{eb})\rho_{liq}}{Lv \cdot \rho_g} \quad (32)$$

Donc le diamètre moyen des gouttes est obtenu par :

$$\overline{d_p} = \frac{W_{ec} \cdot \sigma}{\rho_{air} \cdot V_{rel}^2} \quad (33)$$

Dans l'hypothèse d'une fragmentation en série, la répartition des diamètres des gouttes primaires est obtenue avec la méthode de Levich.

La fragmentation thermodynamique ne pourra se produire que si le liquide constituant le jet est suffisamment surchauffé.

Il a été proposé une température minimale de liquide, T_L au dessous de laquelle la fragmentation sera exclusivement mécanique.

Razzaghi (1988) a montré que cette température est obtenue par la relation [38] :

$$T_L = \frac{T_{atm}}{0,9} \left[1 + \frac{1}{C} \left(1 + K_e \frac{\rho_{liq}}{\rho_{air}} \right) \right] \quad (34)$$

Où C : est la constante adimensionnelle de Clasius-Clapeyron qui est définie par :

$$\frac{1}{C} = \frac{R \cdot T_{atm}}{Lv(T_{atm})M} \quad (35)$$

K_e : est le nombre adimensionnel de Kelvin défini par :

$$K_e = \frac{4\sigma(T_{atm})M}{d_p \cdot \rho_{liq} \cdot R \cdot T_{atm}} \quad (36)$$

II.1.2.2.4 Distribution des gouttes

Dans le cas d'une fragmentation mécanique, comme l'ont montré expérimentalement Kitamura (1986), a montré expérimentalement le cas d'une fragmentation mécanique [18].

Et dans le cas d'une fragmentation thermique, Lanello (1989) [20] ; Johnson (1989) [16] ; s'accordent pour admettre que la distribution des diamètres suit une loi log-normale de paramètres $\overline{d_p}$ et σ_g ($\sigma_g=1,3$) (Johnson (1998) [16]).

La densité de probabilité pour un diamètre s'écrit donc :

$$P(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \ln(\sigma_g)} \text{EXP} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(d_p) - \ln(\overline{d_p})}{\ln(\sigma_g)} \right)^2 \right] \quad (37)$$

En effectuant le changement de variable : $t = \frac{d_p}{\overline{d_p}}$;

La distribution s'écrit :

$$p(t) = \frac{\exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(t)}{\ln(\sigma_g)} \right)^2 \right)}{2\pi^{1/2} \ln(\sigma_g)} \quad (38)$$

La fonction cumulative F (t) s'obtient par intégration de p (t) :

$$F(t) = \int_0^t p(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (39)$$

La figure suivante montre un exemple de distribution $p(t)$ et de fonction cumulative $F(t)$ de diamètres de gouttes.

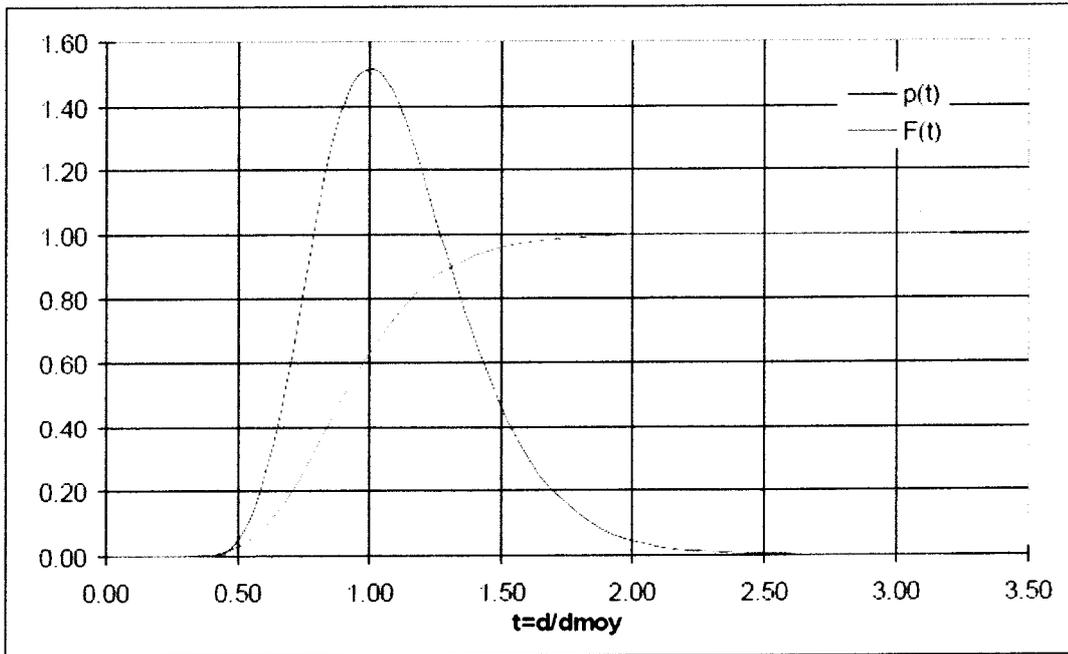


Fig.II.3 : Distribution de la taille des gouttes

Dans ce cas, il peut être affirmé qu'environ 65% du nombre total des gouttes ont un diamètre inférieur au diamètre moyen. Ceci ne signifie pas pour autant que 65% de la masse des gouttes est contenue dans les gouttes d'un diamètre inférieur ou égal au diamètre moyen.

En effet, il existe des différences entre les distributions de la taille et de la masse des gouttes.

La masse de liquide contenue dans l'aérosol, m_{liq} est obtenue par la relation :

$$m_{liq} = (1 - x)m_{jet} = n_d \cdot F_m(\infty) \quad (40)$$

Où $F_m(t)$ est la fonction cumulative de masse.

La masse d'une goutte est donnée par la relation :

$$m_d = \frac{\pi}{6} d_p^3 \cdot \rho_{liq} \quad (41)$$

La fonction cumulative de masse est alors définie par :

$$F_m(d_p) = \frac{\pi}{6} \rho_{liq} \int_0^{d_p} d_p^3 \cdot p(d_p) \frac{d d_p}{d_p} \quad (42)$$

Où généralement, en utilisant la variable t :

$$F_m(t) = \left(\frac{\pi}{6} \rho_{liq} \overline{d_p^3} \right) \cdot \int_0^t t^2 p(t) dt \quad (43)$$

$m_d = \frac{\pi}{6} \rho_{liq} \overline{d_p^3}$: Masse d'une goutte de diamètre moyen.

La distribution de la masse, $p_m(t)$ peut finalement s'écrire :

$$p_m(t) = \overline{m}_d \cdot t^2 \cdot p(t) \quad (44)$$

La figure suivante montre la distribution $p_m(t)$ et la fonction cumulative de masse $F_m(t)$

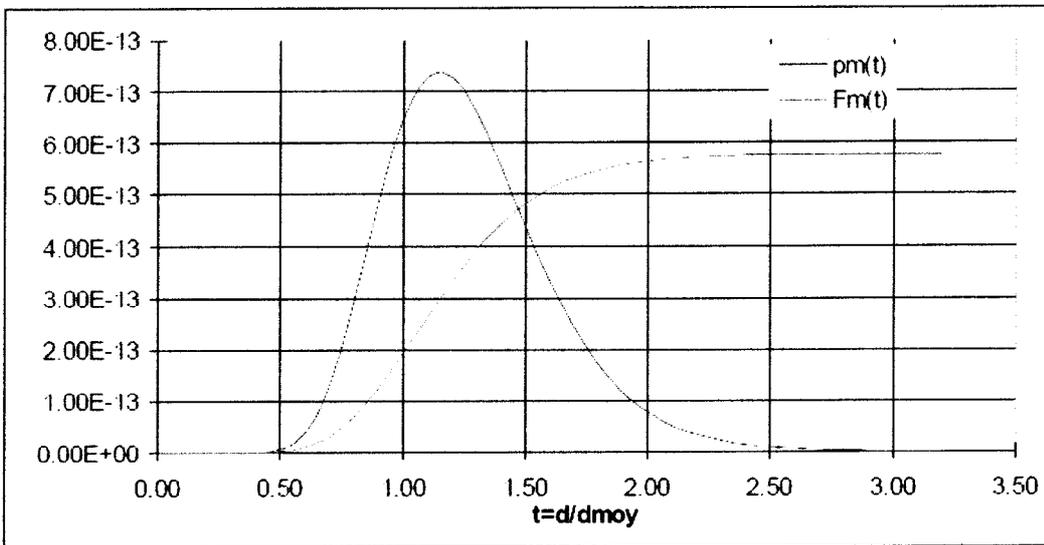


Figure. II.4 : la distribution $p_m(t)$ et la fonction cumulative de la masse $F_m(t)$ en fonction de la taille des gouttes

En comparant ces deux figures, il paraît que la distribution de masse atteint son maximum pour une valeur de t supérieur à 1 alors que la distribution des diamètres atteint sa valeur maximale pour $t=1$.

Ceci montre que la masse de liquide se trouve essentiellement répartie dans les gouttes de plus grands diamètres.

Le nombre total de gouttes n_d constituant l'aérosol peut être déterminé en utilisant l'équation (40).

$$n_d = \frac{(1-X)m_{jet}}{F_m(\infty)} \quad (45)$$

II.1.3.1.2 Les équations du modèle

La relation liant le débit masse total du jet à la distance parcourue par le jet d'après Ricou et Spalding (1961) [41] est :

$$m(z) = E_0 m_{exp} \frac{z}{D_{exp}} \left(\frac{\rho_{air}}{\rho_{exp}} \right)^{0,5} \quad \text{Avec :} \quad (46)$$

E_0 : coefficient d'entraînement pris égal à 0,32. Cette formule ne peut s'appliquer qu'à partir d'une distance nettement supérieure à la longueur de la zone d'expansion.

En effet; si $z < \frac{D_{exp}}{E_0} \left(\frac{\rho_{exp}}{\rho_{air}} \right)^{0,5}$ alors le débit masse total calculé sera plus faible que le débit masse du produit rejeté.

La connaissance du débit massique total à la position axiale z permet alors de déterminer le débit masse d'air entraîné

$$m_a(z) = m(z) - m_{exp} \quad (47)$$

La conservation de la quantité de mouvement permet de déterminer la vitesse du jet $U(z)$.

$$U(z) = \left[\frac{m_{exp}}{m(z)} \right] U_{exp} \quad (48)$$

L'air atmosphérique étant de l'air humide, il est utile de calculer le débit massique d'eau entraîné dans le jet, $m_{eau}(z)$:

$$m_{eau}(z) = H \cdot \frac{P_{sat}(T_{atm})}{P_{atm}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_{air}} m_a(z) \quad (49)$$

La masse d'air sec entraînée, $m_{as}(z)$ est alors obtenue par la relation :

$$m_{as}(z) = m_a(z) - m_{eau}(z) \quad (50)$$

L'évolution de la température du jet est obtenue en effectuant un bilan d'énergie sur le volume de contrôle présenté sur la figure suivante :

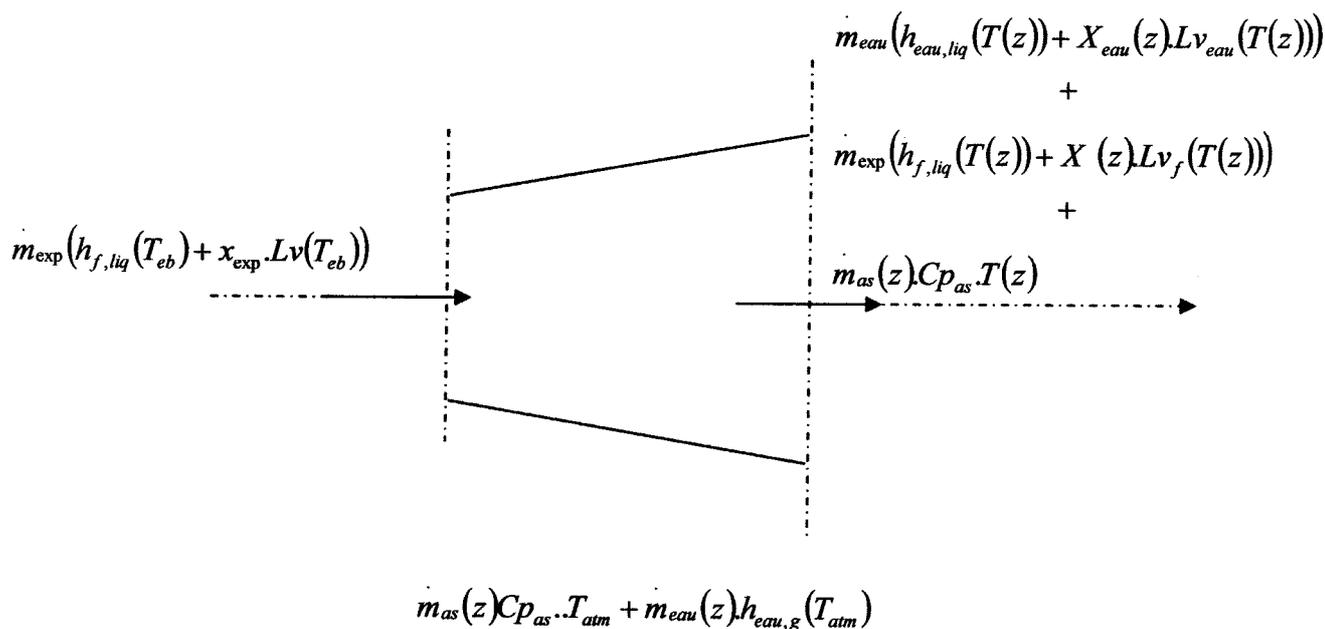


Fig.II.5 : Principe du modèle de Lanello

Avec les indices :

- f : Pour le produit
- eau : pour l'eau
- as : pour l'air sec
- liq : propriétés physiques à l'état liquide
- g : propriétés physiques à l'état gazeux

Le bilan d'énergie sur le volume de contrôle s'écrit :

$$Q_f + Q_{eau} + Q_{as} = 0 \quad \text{Avec :} \tag{51}$$

$$Q_f = m_{exp} [h_{f,liq}(T_{eb}) + X_{exp}.Lv_f(T_{eb}) - (h_{f,liq}(T(z)) + X(z).Lv_f(T(z)))] \tag{52}$$

$$Q_{eau} = m_{eau}(z) [h_{eau,g}(T_{atm}) - (h_{eau,liq}(T(z)) + X_{eau}.Lv_{eau}(T(z)))] \tag{53}$$

$$Q_{as} = m_{as}(z) [Cp_{as}(T_{atm} - T(z))] \tag{54}$$

Ce bilan est basé sur l'hypothèse qu'au sein du jet, le produit, l'eau et l'air sont à l'équilibre thermodynamique.

Le modèle de Lanello postule également que tant que du produit ou de l'eau sont encore présents sous forme liquide dans le jet, leurs phases gazeuses respectives sont à une pression partielle égale à la pression de saturation correspondant à la température du jet $T(z)$.

D'après l'hypothèse, les phases gazeuses du produit et de l'eau se comportent comme des gaz parfaits, la loi de Dalton permet de calculer les fractions molaires de ces deux constituants :

$$P^{eau}(T(z)) = Y_{eau} \cdot P_{atm} = P_{sat}^{eau} \quad (55)$$

$$P^f(T(z)) = Y_g \cdot P_{atm} = P_{sat}^f \quad (56)$$

Les fractions molaires du polluant et de l'eau peuvent aussi s'écrire comme étant le rapport entre le nombre de moles du constituant à l'état gazeux et le nombre total de moles dans le jet :

$$Y_g = \frac{\frac{X_f(z) \cdot \dot{m}_{exp}}{M_f}}{\frac{X_f(z) \cdot \dot{m}_{exp}}{M_f} + \frac{X_{eau}(z) \cdot \dot{m}_{eau}(z)}{M_{eau}} + \frac{\dot{m}_{as}}{M_{as}}} \quad (57)$$

$$Y_{eau} = \frac{\frac{X_{eau}(z) \cdot \dot{m}_{eau}(z)}{M_{eau}}}{\frac{X_f(z) \cdot \dot{m}_{exp}}{M_f} + \frac{X_{eau}(z) \cdot \dot{m}_{eau}(z)}{M_{eau}} + \frac{\dot{m}_{as}}{M_{as}}} \quad (58)$$

L'obtention de la température d'équilibre $T(z)$ nécessite un processus itératif simple :

- ✓ Une valeur de départ à $T(z)$ est fixée, cette valeur est initialement choisie proche de la température d'ébullition du produit considéré car le calcul est réalisé à la fin de la zone d'expansion.
- ✓ Les équations (55) et (56) permettent d'obtenir les fractions molaires Y_g et Y_{eau} .
- ✓ La résolution du système formé par les équations (57) et (58) permet de calculer X_f et X_{eau} .
- ✓ Les qualités sont introduites dans le bilan énergie (28) équations (52) à (54) ; si le bilan (51) est satisfait, la température correspond à la température d'équilibre $T(z)$

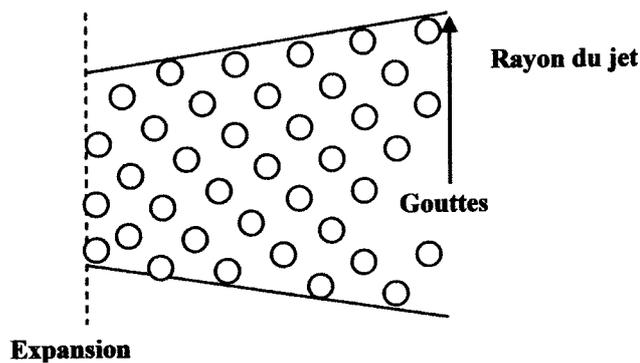
recherchée. Si le bilan n'est pas satisfait, il faut choisir une nouvelle valeur de $T(z)$ et répéter la procédure jusqu'à l'obtention de la température d'équilibre.

La modélisation de Lanello permet donc de connaître la vitesse du jet (et donc des gouttes) ainsi que sa température en tout point du jet et, en particulier, lors de l'impact sur un obstacle placé à une distance connue du point de rejet.

II.1.3.2 Le modèle Jet de Papadourakis (1993) [36]

Ce modèle s'attache à décrire la zone d'évolution à pression atmosphérique d'un jet diphasique, et permet de calculer l'évaporation des gouttes dans un jet diphasique.

Le modèle établi permet de modéliser l'évaporation de gouttes de liquide se déplaçant dans une atmosphère au repos (et ne contenant pas de vapeur du produit) ; ce cas représente la limite supérieure d'évaporation.



II.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.
- ✓ Le jet immerge de la brèche à l'horizontale.
- ✓ L'humidité de l'air entraîné est négligée.
- ✓ Le bilan de quantité de mouvement suivant la direction verticale est ignorée.
- ✓ La vitesse du vent est ignorée.
- ✓ Les cinétiques de transfert (matière et énergie) sont finies, les deux phases n'ont pas la même température.

II.1.3.2.2 Les équations du modèle

Le modèle est décrit par les équations suivantes pour une goutte projetée dans l'air :

❖ **Bilan matière :**

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

$$\frac{dm_d}{dt} = -A_d \cdot h_g (C_s - C_g) \quad (59)$$

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).

● La conservation de masse pour chaque goutte sphérique de liquide, est établie en effectuant l'hypothèse que la quantité de liquide vaporisée est égale à la quantité de vapeur diffusant de la surface de la goutte vers la phase gazeuse environnante

$$\frac{\partial m_d}{\partial t} = -\pi \cdot d_p \cdot Sh \cdot D_f \ln \left(\frac{1 - Y_g}{1 - Y_s} \right) \quad \text{Avec :} \quad (60)$$

d_p : diamètre de la goutte.

Sh : nombre de Sherwood.

D_f : coefficient de diffusivité de la vapeur dans le gaz.

Y_g : fraction molaire du fluide dans le gaz environnant.

Y_s : fraction molaire du fluide à la surface de la goutte.

❖ **Bilan d'énergie**

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

$$\frac{d(masse \cdot h_l)}{dt} = \pi d^2 h (T_g - T_d) + \frac{d(masse)}{dt} h_v \quad (61)$$

h_l : est l'enthalpie de la phase liquide ;

h_v : est l'enthalpie de la phase gazeuse ;

h : le coefficient de transfert de chaleur.

Le coefficient de transfert de chaleur est exprimé à l'aide du nombre de Nusselt, du nombre de Reynolds et du Nombre de Prandtl :

$$Nu = \frac{h_d \cdot d}{\lambda} = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3}$$

Avec :

$$Pr = \frac{V}{\alpha}, \quad \alpha : \text{Diffusivité thermique} = \frac{\lambda}{\rho C_p}$$

λ : Conductivité thermique

Le bilan s'écrit alors :

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{\pi d_p^2 \left(\frac{Nu \cdot \lambda}{d_p} \right) (T_g - T_d) + \frac{\partial(masse)}{\partial t} \cdot L_v \cdot (T_g - T_d)}{masse \cdot C_{pliq}}$$

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{\pi d_p^2 \cdot h_d (T_g - T_d) \frac{\partial m_d}{\partial t} \cdot [(Cp_g - Cp_{liq})(T_g - T_d) + Lv]}{m_d \cdot Cp_{liq}} \quad (62)$$

❖ Bilan de quantité de mouvement

La conservation de la quantité du mouvement projetée dans chaque direction d'un repère cartésien.

$$\checkmark \quad m_d \frac{\partial u_x}{\partial t_r} = -\frac{1}{2} \rho_g \cdot C_D \cdot S_{frontale} \cdot u \cdot u_x \quad (62)$$

$$\checkmark \quad m_d \frac{\partial u_y}{\partial t_r} = -\frac{1}{2} \rho_g \cdot C_D \cdot S_{frontale} \cdot u \cdot u_y \quad (63)$$

$$\checkmark \quad m_d \frac{\partial u_z}{\partial t_r} = -\frac{1}{2} m_d \cdot g \cdot \rho_g \cdot C_D \cdot S_{frontale} \cdot u \cdot u_z \quad (64)$$

Les équations précédentes s'entendent avec :

✓ $S_{frontale}$: la surface projetée, en m², d'une goutte, supposée sphérique.

$$\checkmark \quad u = \sqrt{(u_x - u_w \cdot \cos \alpha)^2 + (u_y - u_w \cdot \sin \alpha)^2 + u_z^2} \quad (65)$$

U : la vitesse relative de la goutte en (m/s) par rapport au gaz ambiant qui est généralement de l'air ;

✓ u_w : vitesse du vent et α l'angle entre le vent et le jet (vent dans le dos). Le nombre de Reynolds, Re , est toujours calculé à partir de cette vitesse et du diamètre de la goutte à l'instant considéré.

$$✓ C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (66)$$

Avec $Re = \frac{ud}{\nu}$ pour $Re < 989$ et $C_D = 0,44$ et pour $Re > 989$; le coefficient C_D n'a pas de dimension

✓ h_d : Coefficient d'échange thermique par convection en J/m^2K

$$h_d = \frac{Nu \lambda_{air}}{d_p} ; \text{ Avec :}$$

$$Nu, \text{ est le nombre de Nusselt donné par } Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (67)$$

✓ Sh est le nombre de Sherwood donné par :

$$Sh = 2 + 0,6 Re^{1/2} Sc^{1/3} \quad (68)$$

$$✓ Sc. : \text{ est le nombre de Schmidt donné par } Sc = \frac{\nu}{D} \quad (69)$$

ν : viscosité cinématique.

Ce modèle de Papadourakis permet de déterminer la valeur supérieure de la masse évaporée en considérant une goutte se déplaçant sans mouvement relatif dans l'air environnant. En effet, les échanges convectifs sont favorisés par une vitesse relative non nulle de la goutte par rapport à l'air.

Il permet également de déterminer l'évolution temporelle de la température et de la taille de chaque goutte. Ce point est très important car il est incontournable de connaître la taille et la vitesse des gouttes au moment de l'impact pour savoir si ces dernières formeront un film liquide où si elles seront « renvoyées » par l'obstacle.

II.1.4 Interaction entre les gouttes et l'obstacle

Dans le champ proche, toutes les gouttes de liquide constituant l'aérosol ne sont pas encore complètement vaporisées (sauf les plus petites). La présence d'un obstacle sur la trajectoire du jet provoque donc l'impact de ces gouttes sur une surface rigide. L'objectif de

cette partie de l'étude est de synthétiser les différents travaux qui ont déjà été effectués sur ce phénomène.

Les études d'impact de gouttes sur une surface plane ont mis en évidence différents régimes d'impacts régis par les paramètres suivants.

- ✓ Les caractéristiques cinématiques des gouttes impactant (essentiellement leurs vitesses et leurs quantités de mouvement) ;
- ✓ Les propriétés physiques du liquide (masse volumique, viscosité et particulièrement sa tension de surface) ;
- ✓ La rugosité de la surface impactée ;
- ✓ Les températures du liquide et de la surface de l'obstacle.

Les principaux groupements adimensionnels utilisés pour étudier l'impact des gouttes sont (Mundo et Al (95) [27]) :

- **Le nombre de Reynolds :**

$$Re = \frac{\rho_{liq} d_p \omega}{\mu_{liq}} \quad (66)$$

- **Le nombre d'Ohnesorge :**

$$Oh = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} \cdot \sigma \cdot d_p}} \quad (67)$$

- **La rugosité de la surface :**

$$S_t = \frac{R_t}{d_p} \quad (68)$$

- **Le nombre de Weber :**

$$W_e = (Oh \cdot Re)^2 = \frac{\rho_{liq} \cdot d_p \cdot \omega^2}{\sigma} \quad (69)$$

Trois types d'impact sont décrits par la suite.

II.1.4.1 Aérosol impactant une surface chauffée

Si la température de la surface impactée est élevée et supérieure ou égale à la température dite de « Leidenfrost » correspondante au liquide contenu dans l'aérosol, un film de vapeur se crée instantanément autour des gouttes Chang et Al (1993) [4], Gottfried et Al (1966) [11]. Ce film empêche tout contact entre l'obstacle et la goutte qui ne fait alors que rebondir sur la surface Wachters et Al (1966) [47], Gottfried et AL (1966) [11] ; ce phénomène est plus connu sous le nom de califaction.

Des travaux récents ont abouti à une modélisation de l'impact dans cette configuration Xu et Al (1998) [51]. Ce modèle, baptisé TAR (Taylor Analogy Rebound) utilise l'analogie de Taylor qui consiste à assimiler la goutte impactante à un système masse/Ressort.

Les températures de « Leidenfrost » sont de l'ordre de quelques centaines de degrés. Dans la mesure où la température initiale de l'obstacle est généralement voisine de la température atmosphérique, ce type d'interaction ne sera pris en compte. Il faudra cependant garder en mémoire que ce scénario ne peut pas être exclu dans certaines configurations industrielles (rejet de produit dont la température d'ébullition est très basse, hydrogène, impact du rejet sur une surface chaude d'un procédé).

II.1.4.2 Impact sur une surface sèche

Lorsqu'une goutte de liquide vient impacter une surface sèche, deux phénomènes peuvent se produire :

- La déposition ;
- Le splash.

II.1.4.2.1 Le régime de déposition

La déposition survient lorsque les conditions énergétiques de l'impact sont faibles, la goutte va se répandre totalement sur le mur. Ce phénomène est à la base de la formation d'un film liquide sur la surface illustré sur la figure suivante :

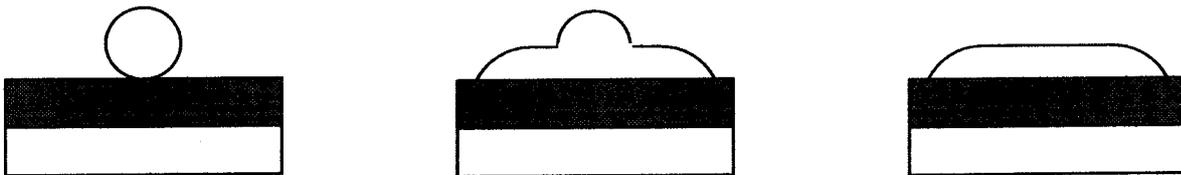


Fig.II.6: Représentation schématique de la déposition d'une goutte

Rein (1993) a décrit l'évolution du film liquide résultant de ce régime d'impact [39] :

- Dans un premier temps, le film liquide se répand radialement et atteint très rapidement un rayon maximal. Les énergies cinétiques et de surface de la goutte sont dissipées par des processus visqueux et transformées en énergies de surface supplémentaire du film liquide. Pour mémoire, l'énergie de surface représente les forces qui assurent la cohésion de la surface de la goutte, elle est égale au produit de la surface de la goutte par la tension superficielle du liquide.
- Dans un second temps, le film liquide subit une contraction. Dans certains cas, cette contraction peut être à l'origine du décollement du film qui reforme une goutte et entraîne le rebond de la goutte. La durée de la phase de contraction est supérieure d'environ deux ordres de grandeur à celle de la phase d'expansion. La contraction du film sera fortement influencée par les propriétés de la surface, surtout par sa rugosité.

Bien que l'épaisseur du film soit difficile à estimer, des observations ont mis en évidence le fait qu'elle ne soit pas constante sur toute sa surface. Il semble que le film soit moins épais à sa périphérie qu'en son centre.

II.1.4.2.2 Le régime de Splash

Le splash survient lorsque l'impact est plus énergétique, le processus de déformation, illustré sur la figure suivante, suit alors les étapes suivantes :

- Quand la goutte touche la surface, un film liquide se répand (b, c) ;
- Une couronne de liquide se crée au dessus du film (d) ;
- Le débit de liquide alimentant le film diminue ce qui amincit la couronne qui poursuit son expansion (d) ;
- Cet amincissement entraîne une instabilité dans la couronne qui se traduit par sa fragmentation en petites gouttes, appelées « gouttes secondaires » (e).

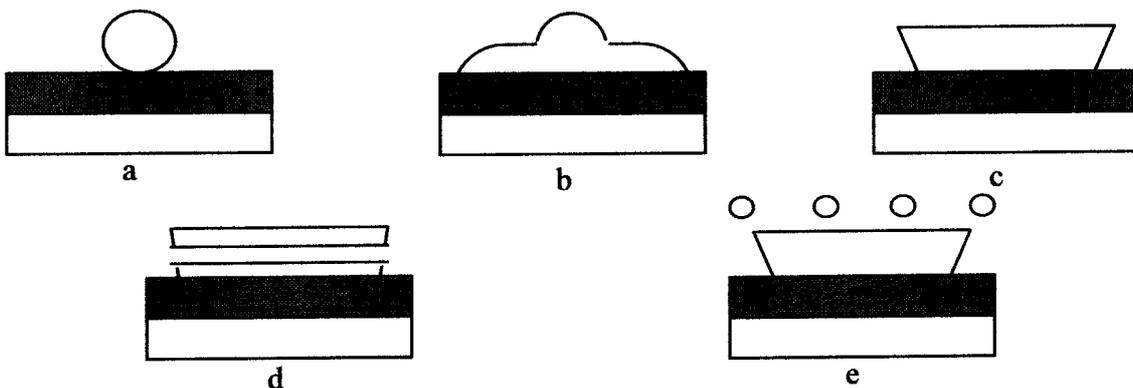


Fig.II.7 : Représentation schématique de « Splash »

Ces conditions d'impact entraînent la création d'un nuage de goutte secondaires mais également l'apparition d'un film liquide sur l'obstacle qui reste cependant moins important que dans le cas d'une déposition totale.

Lors de ces travaux, Mundo (1998) a déterminé la frontière entre les deux régimes en fonction de nombre d'Ohnesorge et de Reynolds de la goutte impactante [24].

II.1.4.3 Détermination de la frontière « splash/déposition »

II.1.4.3.1 Approche théorique

Pour modéliser l'impact des gouttes, les deux équations suivantes doivent être résolues :

- Conservation de la masse : $m=m'$
- Conservation de l'énergie : $E_k+E_p+E_s= E'_k+E'_p+E'_s+E'_d$ (70).

Avec :

E_k : Energie cinétique.

E_p : Energie potentielle.

E_s : Energie de surface.

E_d : Energie dissipée.

Le symbole « ' » associée à une grandeur représente la valeur de cette grandeur après l'impact.

Dans le cas ou $E_d \approx E_k+E_p+E_s$, il n'y a pas de splash mais une déposition.

Avant l'impact, les énergies cinétiques et de surface sont définies par :

$$E_k = \frac{\rho_{liq} \cdot w^2 \cdot \pi \cdot d_p^3}{12} \quad (71).$$

$$E_s = \pi \cdot d_p^2 \cdot \sigma \quad (72).$$

L'énergie cinétique avant l'impact est dissipée par la déformation de la goutte et dans le cas d'une déposition devient nulle quand le film liquide formé a atteint son expansion maximale (surface couverte maximale). Quand le film a atteint son diamètre maximal, d_{max} , l'énergie de surface s'écrit :

$$E'_s = \frac{\pi}{4} \cdot d_{\max}^2 \cdot \sigma (1 - \cos \theta) \quad (73)$$

Avec θ , angle de contact entre le film liquide et la surface.

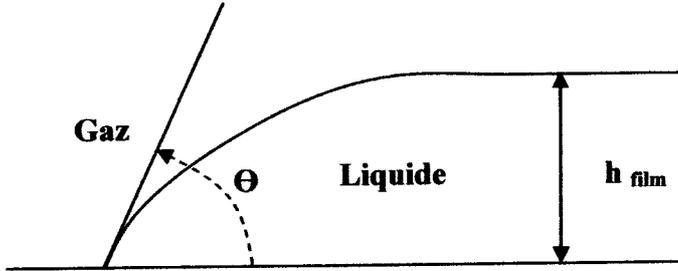


Fig. II.8 : Définition de l'angle Θ

L'énergie dissipée est difficile à déterminer. Elle est estimée à l'aide de la relation suivante :

$$E'_d = \int_0^{t_e} \int_V \Phi \cdot dv \cdot dt \approx \Phi \cdot v \cdot t_e \quad (74).$$

Avec : t_e : temps de déformation défini par :

$$t_e = \frac{d_p}{w} \quad (75).$$

V : Volume du film liquide donné par :

$$V = \frac{\pi}{4} \cdot d_{\max}^2 \cdot h_{\text{film}} \quad (76).$$

En supposant que le film est un disque de diamètre d_{\max} et de hauteur h_{film} .

Φ : est la dissipation par unité de masse définie par :

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \frac{\partial u_x}{\partial y} \approx \mu \left(\frac{w}{h_{\text{film}}} \right)^2 \quad (77).$$

Ainsi, en définissant un facteur géométrique $\beta_{\max} = \frac{d_{\max}}{d_p}$ et en faisant l'hypothèse

que $E'_p = E_p$, l'équation de conservation de l'énergie permet d'aboutir à l'équation de la frontière entre les deux régimes :

$$\frac{3W_e}{2R_e} \beta_{\max}^4 + (1 - \cos \theta) \beta_{\max}^2 - \left(\frac{W_e}{3} + 4 \right) = 0 \quad (78).$$

En introduisant le nombre d'Ohnesorge, cette relation peut également s'écrire :

$$Oh = \sqrt{\frac{3(1 - \cos \theta) \beta_{\max}^2 - 12}{Re^2 - 4,5 \beta_{\max}^4 \cdot Re}} \quad (79).$$

Si le nombre d'Ohnesorge de la goutte impactante est supérieur à la valeur déterminée par la relation ci-dessus, le phénomène de splash se produit lors de l'impact.

Cette étude théorique a permis de mettre en évidence que les deux paramètres qui fixent la frontière déposition / splash sont les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge de la goutte.

Le facteur géométrique β_{\max} et l'angle de contact θ sont constants pour un même matériau.

II.1.4.3.2 Approche Expérimentale

Mundo (1998) a déterminé expérimentalement cette frontière en étudiant l'impact de gouttes sur un cylindre métallique rotatif non chauffé. La vitesse de rotation du cylindre détermine l'angle effectif et la vitesse d'impact. Afin de tester l'influence des propriétés physiques du liquide impactant (notamment la viscosité et la tension de surface) ; plusieurs liquides ont été employés : l'éthanol, de l'eau et un mélange eau-éthanol-saccharose. Le générateur de gouttes utilisé produisait des gouttes dont le diamètre était compris entre 60 et 150 μ m [27].

La vitesse circonférentielle du cylindre était comprise entre 1,3 et 39,3 m/s

Mundo [27] a introduit le paramètre adimensionnel K défini par :

$$K = Oh \cdot Re^{1.25} \quad (80)$$

Les travaux ont mis en évidence qu'il existe une valeur critique de K marquant la frontière entre les régimes de déposition et de splash. Mundo (1998) [27] a montré que cette valeur critique dépend des conditions de surface, c'est-à-dire essentiellement de sa rugosité. Ces conditions de surface sont traduites par le nombre adimensionnel γ défini par :

$$\gamma = 2R_t / \lambda \quad (81)$$

L'évolution de la valeur critique de K en fonction du nombre adimensionnel est représentée par la figure suivante :

Frontière déposition/splash

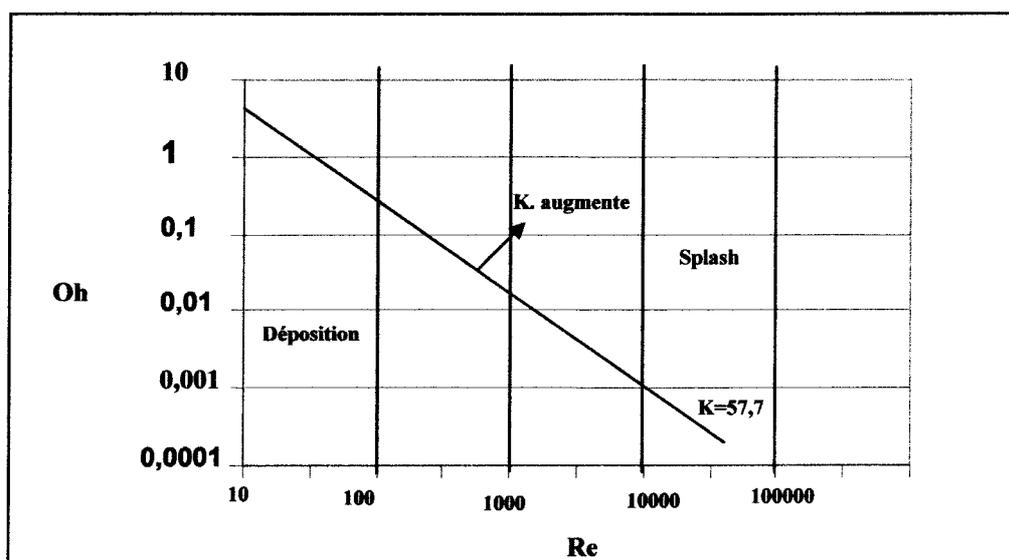


Fig.II.10 : Définition de la frontière entre les deux régimes

En conclusion, l'approche théorique et l'approche expérimentale aboutissent à la détermination de frontière entre les régimes de déposition et de splash sensiblement voisins.

En effet, l'approche théorique donne une variation du nombre d'Ohnesorge en $Re^{-1,5}$ et l'approche expérimentale une variation en $Re^{-1,25}$.

II.1.4.4 Influence de la rugosité

Lors de ses travaux, Mundo [24] a également mis en évidence l'influence de la rugosité de l'obstacle en utilisant deux types de surfaces lors de ses expériences :

- Surface de rugosité moyenne de l'ordre du μm : $R_t=2,8 \mu\text{m}$;
- Surface de rugosité moyenne de l'ordre du diamètre des gouttes impactantes, $R_t=78 \mu\text{m}$.

Dans le cas où les gouttes impactantes ont un faible nombre de Reynolds (de l'ordre de 200), la rugosité de l'obstacle n'a que peu d'influence : elle ne perturbe ni ne favorise la déposition.

En effet, dans ce cas, il faut un nombre d'Ohnesorge grand pour ne plus se situer dans le régime de déposition.

Dans la zone de splash, la rugosité intervient de façon significative. Si la rugosité est importante, une désintégration brutale de la goutte primaire en gouttes secondaires est observée.

Les différentes phases de la désintégration (formation d'un film, d'une couronne puis sa désintégration) ne sont plus distinguées. Ceci peut être interprété comme la transformation

directe de la quantité de mouvement associée aux composantes normales et tangentielles de la goutte primaire en énergie de surface.

Compte tenu de la nature des obstacles qui seront rencontrés dans le milieu industriel et de l'obstacle qui a, par exemple, été utilisé lors des essais ammoniac, il peut être considéré qu'en pratique, c'est ce dernier régime qui est le plus probable. Néanmoins, la rugosité de l'obstacle étant nettement supérieure à celle de la surface rugueuse utilisée par Mundo (plus de 10 fois supérieur).

De façon générale, que ce soit avec une rugosité faible ou importante :

- Les propriétés physiques du fluide n'influencent que très peu la vitesse et la direction des gouttes secondaires.
- à l'opposé, l'angle d'impact joue un rôle important. Il a été mis en évidence le fait qu'un angle d'impact élevé (c.a.d une quantité de mouvement tangentielle importante) provoque une distribution plus étroite des vitesses (composantes tangentielle et normale) des gouttes secondaires. De plus, les vitesses tangentielles des gouttes secondaires mesurées sont proches ou légèrement supérieures à celles des gouttes primaires. Cette observation semble prouver qu'une partie de la quantité de mouvement normale serait transformée en quantité de mouvement tangentielle lors de l'impact.

L'étude menée par Mundo [27] a également montré l'influence de la rugosité sur les distributions des tailles et des vitesses des gouttes secondaires.

- Dans le cas d'une surface lisse : Quand la valeur du paramètre K augmente (pour un même liquide), la distribution des tailles des gouttes secondaires est plus étroite et le diamètre moyen diminue.
 - Si la tension de surface ou la viscosité du liquide impactante augmente, la valeur de K diminue mais cela conduit également à une distribution des tailles plus étroite.
 - Si l'angle d'impact des gouttes primaires est faible, l'angle de réflexion des gouttes secondaires est également faible (ces deux angles sont mesurés à partir de la normale à la surface impactée). Le même phénomène est observé dans le

cas d'un angle d'impact important. Ceci s'explique par le fait que la quantité de mouvement des gouttes primaires est partiellement conservée et détermine la trajectoire des gouttes secondaires.

Il a été également constaté que la taille des gouttes primaires n'a pas d'influence sur l'angle de réflexion, les expériences ayant été effectuées avec différentes classes de gouttes.

- Dans le cas d'une surface rugueuse : l'influence de la valeur de K sur la distribution des tailles est minime. Cette observation prouve qu'au-dessus d'une certaine rugosité, les paramètres importants ne sont pas les propriétés physiques ou cinématiques des gouttes primaires mais la rugosité de l'obstacle impacté.

Pour un même angle d'impact, les angles de réflexion mesurés sont bien plus faibles que ceux mesurés sur une surface lisse. Cette différence peut s'expliquer par la transformation d'une partie de la quantité de mouvement tangentielle en quantité de mouvement normale du fait de l'impact sur les rugosités. Ce phénomène est illustré par la figure suivante :

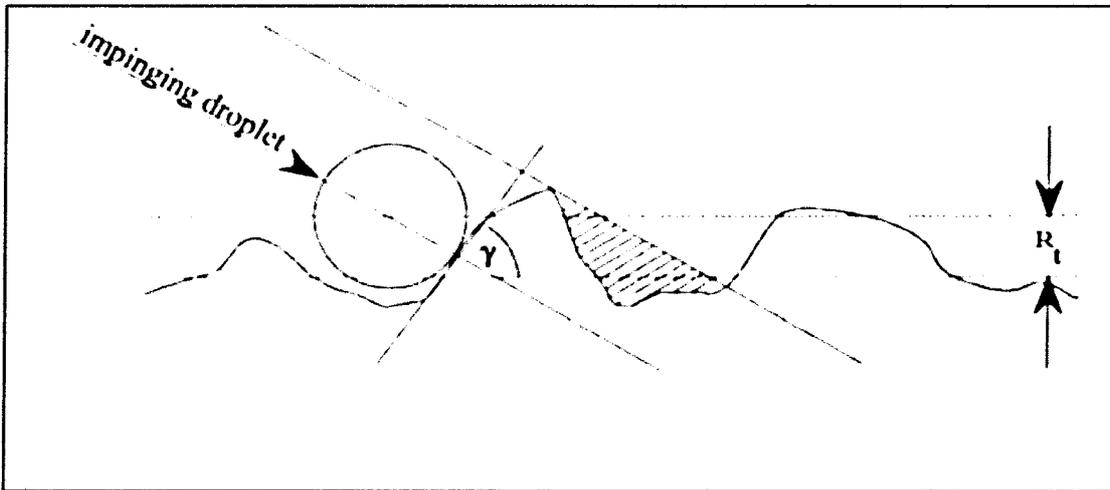


Fig.II.11 : Impact d'une goutte sur une surface dont la rugosité est de même ordre de grandeur que le diamètre de la goutte.

II.1.4.5 Impact sur un film liquide

Lors de l'impact d'un aérosol sur une surface, un film liquide peut se créer. Ainsi au bout d'un certain temps, l'aérosol n'impacte plus directement la surface solide mais ce film liquide. Cette situation modifie donc les conditions d'impact.

Ce scénario est particulièrement étudié dans le cadre des moteurs à combustion interne afin de modéliser les interactions entre le combustible injecté et les parois du cylindre.

Lors de l'impact de gouttes sur un film liquide, quatre régimes d'impact peuvent être distingués Stanton (1998) [42], Rein (1993) [39]) en fonction de la valeur du nombre de Weber de la goutte.

- **We < 5 : La goutte est « capturée »**

Si l'énergie d'impact est très faible, la goutte « colle » à la surface du film liquide en gardant sa forme sphérique. Il a été déterminé expérimentalement que ce régime se produit pour des nombres de Weber très faibles. Dans les modélisations, il est considéré que les gouttes impactant le film dans ce régime se répandent totalement dans le film liquide.

- **5 < We < 10 : Régime de coalescence partielle**

Avec une énergie d'impact plus importante, la goutte peut rebondir sur le film du fait de la présence d'une couche d'air prise entre la goutte et le film. Cet intervalle a été déterminé expérimentalement au cours de différentes études. Quand la goutte rebondit sur la surface, il existe une surface de contact temporaire si bien que l'échange de matière est possible. Dans certains cas, la goutte réfléchie est plus petite que la goutte impactante..

- **Régime de coalescence :** $10 \leq We \leq 18^2 \cdot d_p \left(\frac{\rho_{liq}}{\sigma} \right) \cdot v_{liq}^{1/4} \cdot f^{3/4}$

Ce régime ressemble au premier régime mais comme, il intervient pour des nombres de Weber plus élevés, la goutte se répand à la surface du film.

- **Régime de splash :** $We \geq 18^2 \cdot d_p \left(\frac{\rho_{liq}}{\sigma} \right) \cdot v_{liq}^{1/4} \cdot f^{3/4}$

Le dernier régime est un phénomène de splash se produit du fait d'une énergie d'impact élevée. Après l'impact de la goutte, un cratère est formé. Ce qui crée une couronne de liquide à sa périphérie. Le liquide contenu dans cette couronne devient instable et se fragmente en nombreuses gouttes secondaires.

L'impact du jet diphasique sur un film liquide a été étudié par Ozdemir (1993) [32]. Il a mesuré la taille des gouttes secondaires créées par le phénomène de splash. Ses mesures montrent que les gouttes secondaires créées sont de tailles plus élevées que les gouttes primaires. Les gouttes forment un nuage qui reste à proximité du film du fait de la faible valeur de la composante normale de la vitesse. Ce phénomène a pu être observé car Ozdemir (1993) [32] s'est placé dans le cas de rejets discontinus de fréquences 8,4 et 16,7 MHz.

En ayant travaillé avec différentes températures de surface, Ozdemir est arrivé à la conclusion que l'évaporation n'a que peu d'influence sur le comportement du film liquide en comparaison avec l'influence des caractéristiques des gouttes impactantes.

II.1.4.6 Modélisation de l'impact d'un aérosol sur une surface plane

L'impact d'un aérosol sur une surface rigide plane a fait l'objet de nombreuses études, surtout dans le cadre des moteurs à combustion interne.

La plupart des modèles existants prennent en compte les conditions énergétiques de l'impact afin de déterminer le devenir des gouttes impactantes, cependant, dans le cas du splash, les modèles sont établis avec l'hypothèse qu'il y'a conservation de la masse entre les gouttes primaires et les gouttes secondaires. Ceci impose que la goutte primaire est fractionnée en gouttes secondaires contenant l'intégralité de la masse de liquide et que par conséquent il n'y a aucune déposition de liquide sur l'obstacle. Or, les différentes expériences qui ont été réalisées ont mis en évidence qu'il y'a, même dans le cas du splash, déposition d'une fraction de liquide sur l'obstacle. Partant de ce constat, Mundo (1997) [24] a élaboré un nouveau modèle permettant de déterminer la fraction de liquide déposée sur l'obstacle pour chaque régime.

Le paramètre gouvernant ce modèle est le nombre adimensionnel K . Le modèle considère deux types de régimes :

- $K \leq 57,7$: régime de déposition, l'intégralité de la masse de liquide impactante se dépose sur l'obstacle.
- $K > 57,7$: Régime de splash, seul une fraction de la masse de liquide impactant se dépose sur l'obstacle.

Le diamètre des gouttes secondaires est déterminé à partir de la relation suivante :

$$d_b = \min[8,72 \exp(-0,0281k), 1,0] d_a \quad (82)$$

Avec les indices : a : Avant impact (gouttes primaires)

b : Apres impact (gouttes secondaires).

Le nombre de gouttes secondaires est déterminé à partir de cette relation :

$$n_b = \min[1,676 \cdot 10^{-5} k^{2,539}, 1000] n_a \quad (83)$$

La détermination du diamètre et du nombre de gouttes secondaires permet de calculer la fraction massique de liquide déposé, f_{dep} , par la relation :

$$f_{\text{dep}} = 1 - \frac{n_b}{n_a} \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^3 \quad (84)$$

Le modèle proposé par Mundo (1997), permet également de calculer les vitesses normales et radiales des gouttes secondaires à partir des vitesses des gouttes primaires. Pour se faire, il faut donc déterminer le champs des vitesses de la phase gazeuse par la résolution des équations de Navier stockes selon un modèle (k-ε) puis le champ de vitesse des gouttes primaires par une méthode Lagrangienne consistant à suivre dans l'écoulement un ensemble des gouttes ayant les mêmes tailles, températures, vitesses et les mêmes propriétés physiques [24].

II.1.4.7 Transferts thermiques entre un jet diphasique et une surface solide

Lors de l'impact d'un jet diphasique sur un obstacle plan placé sur sa trajectoire, une fraction de la phase liquide dispersée dans le jet est retenue par déposition.

En parallèle, l'impact donnera lieu à des échanges thermiques entre l'obstacle et le jet. En effet, dans la plupart des cas, la température initiale de l'obstacle est plus élevée que celle du jet impactant. Le plus souvent, la température initiale de l'obstacle est prise égale à la température ambiante.

La chaleur cédée par l'obstacle au jet entraîne la vaporisation d'une fraction du liquide retenu.

La quantification de cette vaporisation est importante car elle sera entraînée dans l'atmosphère est contribuera au terme source.

Le transfert de chaleur entre l'obstacle et le jet diphasique s'effectue par convection forcée.

La plupart des études effectuées sur ce sujet ont été réalisées dans le cadre de refroidissement de composants ou de pièces de petite taille ; cas dans lesquels la densité de flux à évacuer est très élevée. Ces conditions ne sont pas celles qui seront rencontrées dans le cas d'un rejet accidentel sur un site industriel qui correspond plutôt au cas d'une plaque ou d'un mûr de grande taille et qui ne bénéficie pas d'un apport important d'énergie en continu.

L'étude de la littérature n'a pas permis, de trouver une ou plusieurs corrélations s'appliquant à ce type d'écoulement, contrairement aux configurations d'écoulements simples (jet monophasique, écoulement parallèle à une surface plane).

Les études menées ont néanmoins permis de mettre en évidence que l'échange convectif entre une surface solide et un jet diphasique est bien plus important que dans le cas d'un jet monophasique Mazur (1995) [28], Zumbrennen (1995) [52]. Les travaux menés par Zumbrennen ont montré une augmentation du coefficient d'échange local pouvant atteindre 120% par rapport à un jet monophasique gazeux. Ces travaux ont abouti à la détermination de corrélations permettant de calculer le nombre de Nusselt local. Cependant, la configuration utilisée est très différente de celle de cette étude : les expériences ont été réalisées avec un jet d'eau plan rendu diphasique par injection de bulles d'air au niveau de l'orifice de sortie.

Des différentes études trouvées dans la littérature, il ressort également que le nombre de Nusselt local est maximal au point d'impact et diminue de façon monotone avec la distance par rapport au point d'impact. Cette évolution du nombre de Nusselt est similaire à celle observée lorsque les échanges thermiques se font entre un jet monophasique et une surface solide, Behnia (1997) [1].

La figure suivante présente l'influence d'un écoulement diphasique sur le nombre de Nusselt tirée des travaux de Chang et Al (1993) [4].

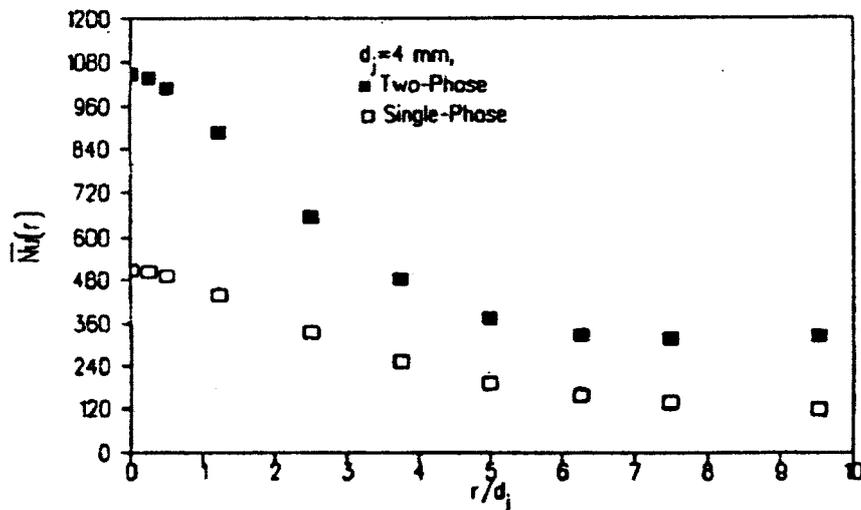


Fig.II.12 : Influence d'un écoulement diphasique sur le nombre de Nusselt

Avec : d_j : Diamètre du jet impactant

r : Distance par rapport au point d'impact

Ces travaux ont été réalisés avec du Fréon (R-113). Le graphique présenté illustre le fait que le transfert de chaleur est bien plus important dans le cas d'un jet diphasique que dans le cas d'un jet monophasique.

Dans leur étude Chang et Al (1993) [4] ont également montré que lors de l'impact d'un jet diphasique sur une surface dont la température est supérieure à la température d'ébullition du fluide constituant le jet, le transfert de chaleur a deux origines :

- Un échange convectif induit par l'écoulement du jet à la surface du solide ;
- Un échange dû à l'ébullition de la phase liquide.

Les connaissances actuelles sur les transferts de chaleur entre un solide et un jet diphasique impactant sont encore limitées. La complexité de l'écoulement (présence de plusieurs phases, turbulence) rend sa modélisation délicate. De nombreuses études seront nécessaires afin de mieux appréhender cette configuration d'écoulement et de déterminer les corrélations permettant de calculer le transfert de chaleur (Nombre de Nusselt local).

*Bibliographie sur les résultats expérimentaux
disponible dans la littérature*

II.2 Bibliographie sur les résultats expérimentaux disponible dans la littérature

Introduction

L'analyse bibliographique des modèles macroscopiques de jets a mis en évidence la nécessité de présenter quelques résultats expérimentaux trouvés à partir des installations situées, l'une à l'ENSM-SE dont le but est de mesurer le débit, profil de température, de vitesse et la distribution granulométrique, et l'autre située à l'INERIS dont le but est de mesurer la distribution de vitesse et de la taille des gouttes en différents endroits des jets.

Les essais réalisés à l'ENSM-SE et à l'INERIS ont été avec les mêmes dimensions (orifices/conduites) et les mêmes conditions génératrices (Pr., Tr).

Le résultat présenté dans la figure suivante a été obtenu grâce à l'installation ENSM-SE.

II.2.1 Profil de température le long de l'axe du jet

A partir des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature ; on va présenter quelques mesures de la température qui règne dans l'aérosol, en fonction de la distance à la brèche.

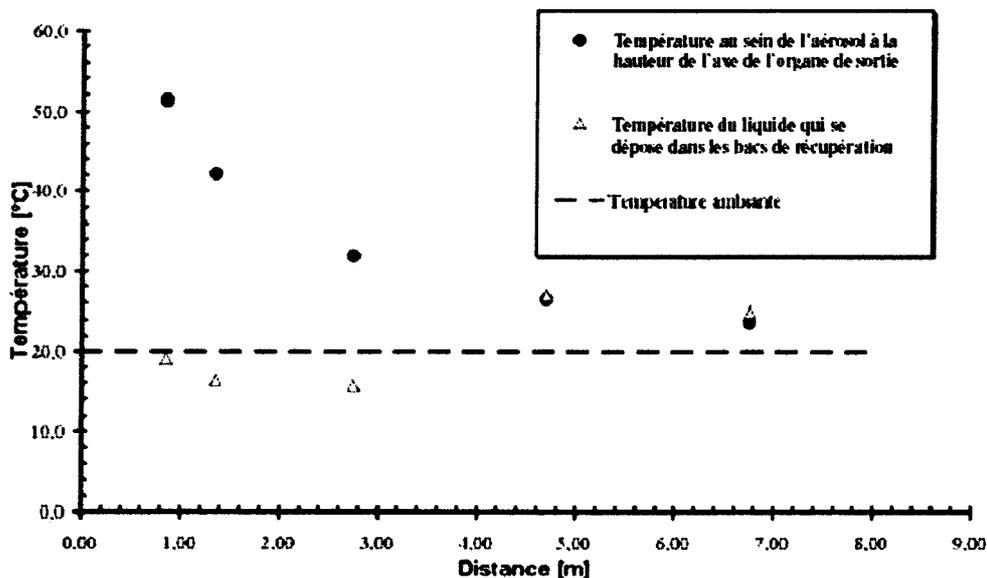


Fig.II.13 : Profil expérimental de température en fonction de la distance à la brèche

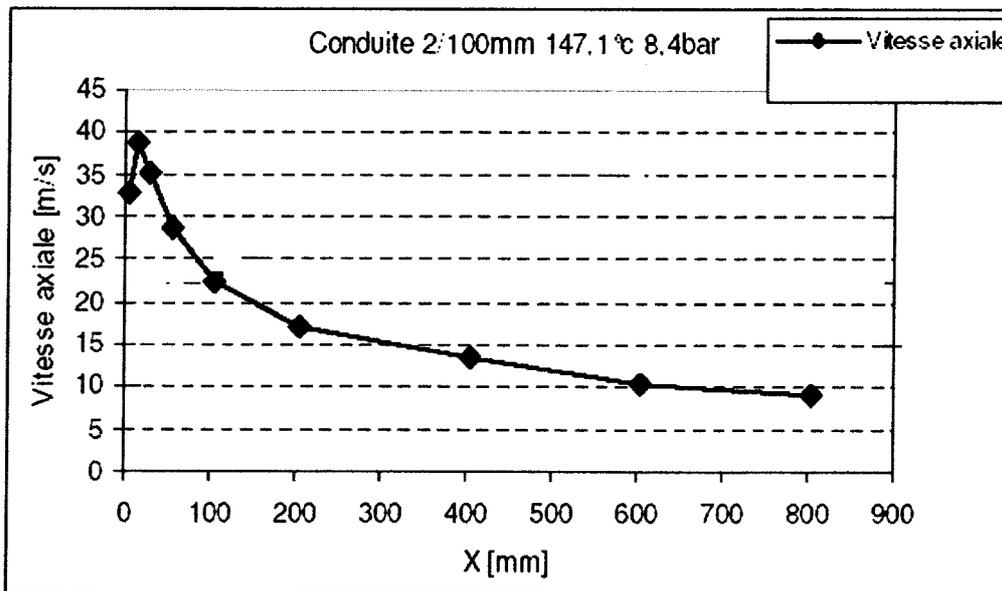
Les profils obtenus traduisent bien le refroidissement du jet du fait de l'air ambiant entraîné en son sein.

II.2.2 Profil de vitesse le long l'axe du jet

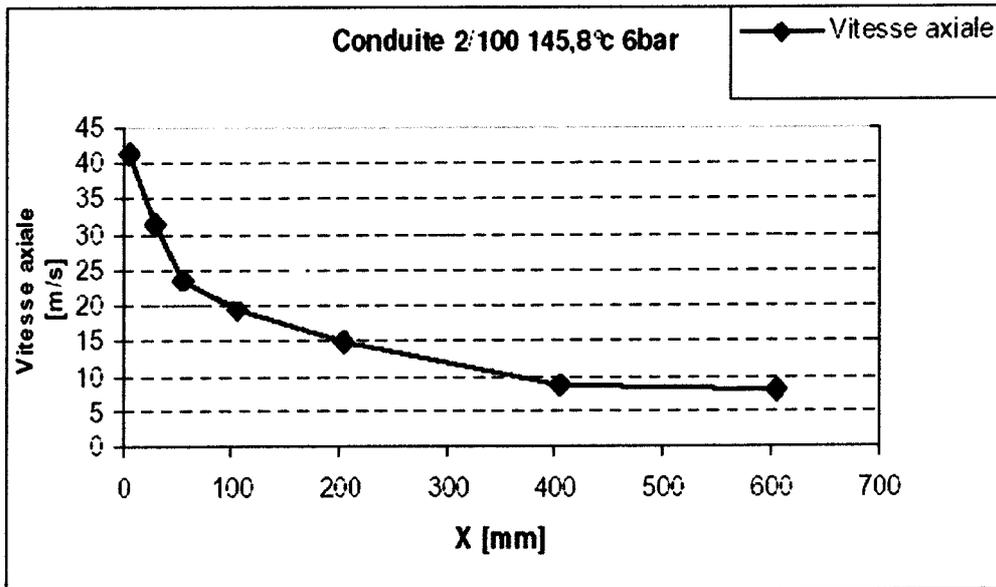
II.2.2.1 Evolution axiale

➤ Vitesse moyenne U_x

Sur les figures II.14.a et II.14.b, 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 de la région observée, on observe aussi une accélération au tout début du jet. Le début du jet est une zone très dense, d'où possibilité d'avoir le problème de diffusion multiple.



**Fig.II.14.a : Variation de la vitesse axiale en fonction de la distance à la brèche
($T_r=147,1^\circ\text{C}$; $P_r.=8,4$ bars)**



**Fig.II.14.b : Variation de la vitesse axiale en fonction de la distance à la brèche
($T_r=145,8^\circ\text{C}$; $P_r.=6\text{bars}$)**

II.2.2.2 Evolution verticale

➤ Vitesse moyenne U_x

La figure suivante montre que le profil vertical de vitesse axiale U_x obéit qualitativement aux mêmes lois que dans le cas des jets gazeux. On observe un pic de vitesse très étroit et très marquée (40 m/s) en début de jet (à 5 mm de l'organe de sortie) qui s'élargit et s'atténue en s'éloignant de la brèche.

L'imprécision des mesures, surtout loin de la brèche ; ne permet malheureusement pas de vérifier une éventuelle loi d'auto similitude.

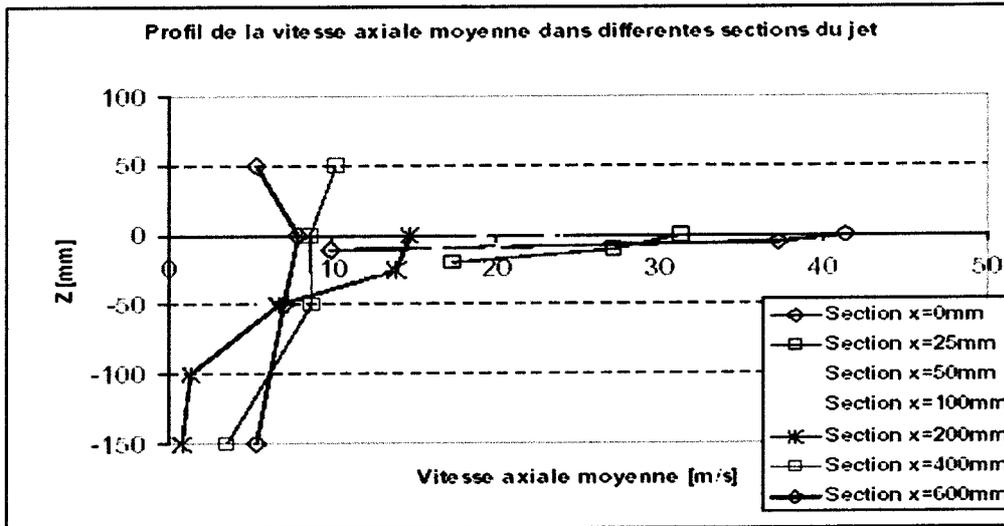


Fig.II.15 : Profil de vitesse axiale moyenne dans différentes sections du jet.
Orifice D2/100 mm (Tr=145,7°C ; Pr.=6 bar)

II.2.3 Distribution de vitesse axiale Ux

Pour voir un peu plus en détail, on fait l'option de la distribution de cette vitesse dans différentes sections du jet. A titre d'exemple, dans la section x=100 mm (fig.II.16.a), on a observé une distribution des vitesses des gouttes variant entre 10 et 30 m/s pour z=0 mm

La vitesse chute d'une manière assez importante de 5 à 20 m/s à z=-25mm. 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 de bordure du jet).

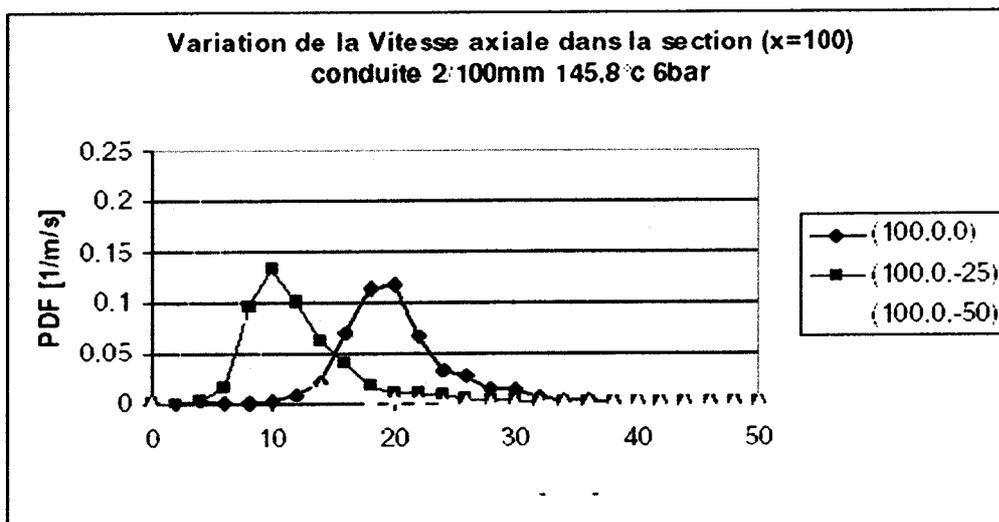


Fig.II.16.a : Variation de la vitesse axiale dans la section (x=100 mm)

La même distribution, mais à une distance de 400 mm de la brèche, semble avoir un aspect complètement différent (fig.II.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 cinq premiers points de mesure (de l'ordre de 10m/s). Le seul écart est attribué à la mesure effectuée à 150 mm au dessous de jet (probablement hors de jet ou à la frontière entre le jet et l'air ambiant).

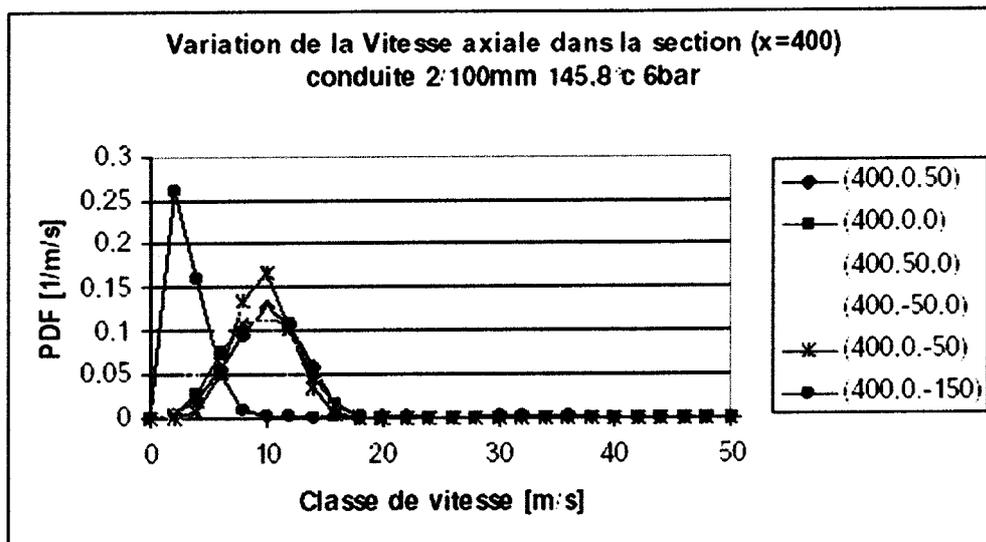


Fig.II.16.b: Variation de la vitesse axiale dans la section ($x=400$ mm)

II.2.4 Granulométrie

Dans cette partie nous allons présenter quelques résultats expérimentaux pris dans la littérature réalisées sur les différents géométries (orifice et conduite), et les variations des conditions de stockage sont prises en compte. Le diamètre moyen d'une distribution de gouttes est évalué en utilisant le diamètre de SAUTER moyen (D_{32} ou SMD).

II.2.4.1 Evolution axiale des gouttes

La chute du diamètre moyen pendant les 20 premiers centimètres est liée à la formation de pic des « petites gouttes » (d_g est inférieur à $150\mu\text{m}$), c'est à dire à la fragmentation du jet en gouttelettes dans cette plage de diamètre. Ce qui signifie 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 due à la diminution du poids relatif des « petites gouttes » à la sortie de la brèche. C'est une raison pour choisir la position sur l'axe à

200 mm de la brèche comme position de référence. C'est l'endroit où la fragmentation s'arrête et l'évaporation commence voir fig (II.17.a) et fig. (II.17.b).

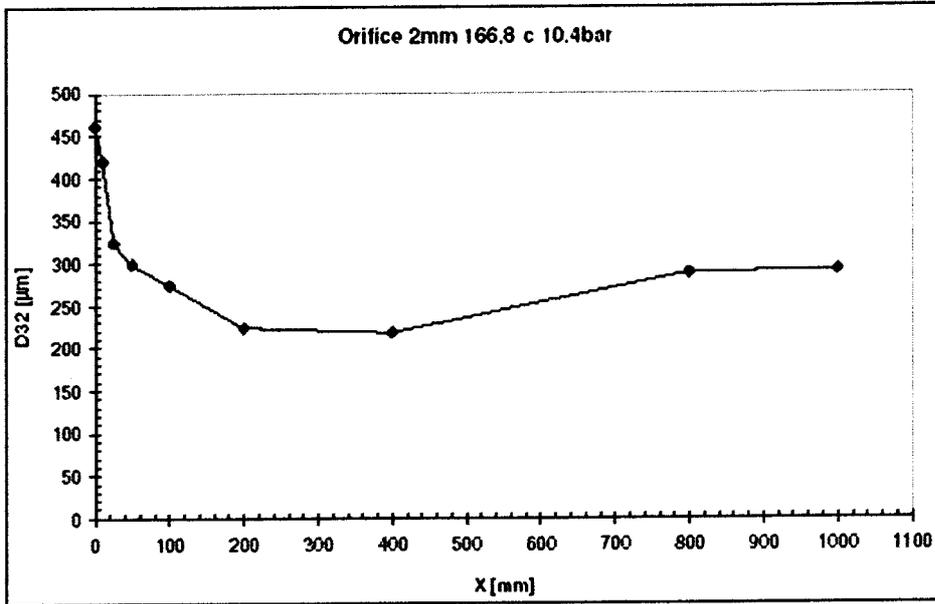


Fig.II.17.a : Variation du diamètre de sauter le long de l'axe du jet (orifice)

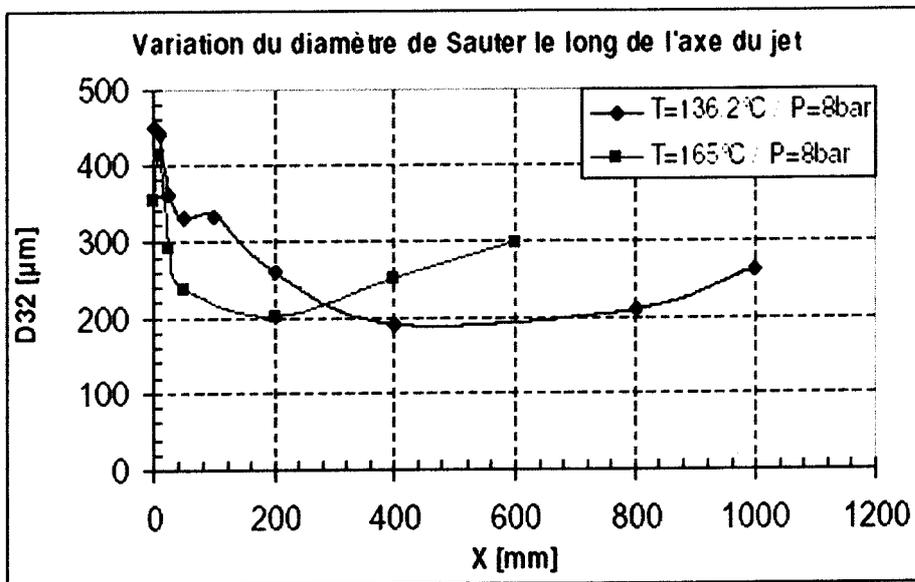


Fig.II.17.b : Variation du diamètre de sauter le long de l'axe du jet (conduite)

II.2.4.2 Variation du diamètre de sauter des différentes classes de gouttes en fonction de la distance

Les observations pour les expériences menées concernant les figures (II.18.a) et (II.18.b) sont :

- Pour les gouttes dont le diamètre est petit ($d_g < 150\mu\text{m}$) ; elles ne s'évaporent pas complètement et reste toujours à l'intérieur du jet. leur trajectoire est surtout gouvernée par la traînée, et seulement accessoirement par leur poids. Cela explique que, si toutes les gouttes étaient petites, il n'y aurait pas de rain-out sous le jet.
- Pour les gouttes de diamètre médian ($150\mu\text{m} < d_g < 325\mu\text{m}$), elles 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.

- pour les gouttes les plus grosses de diamètre ($d_g > 325\mu\text{m}$), elles sont les plus sensibles à leurs poids et à leur inertie qu'à leur traînée. Leur trajectoire tend vers la trajectoire balistique dans l'air humide et leur point d'impact s'éloigne lentement.
- Dans l'intervalle [$150\mu\text{m} - 325\mu\text{m}$], la distance parcourue par les gouttes est peu sensible à leur diamètre.

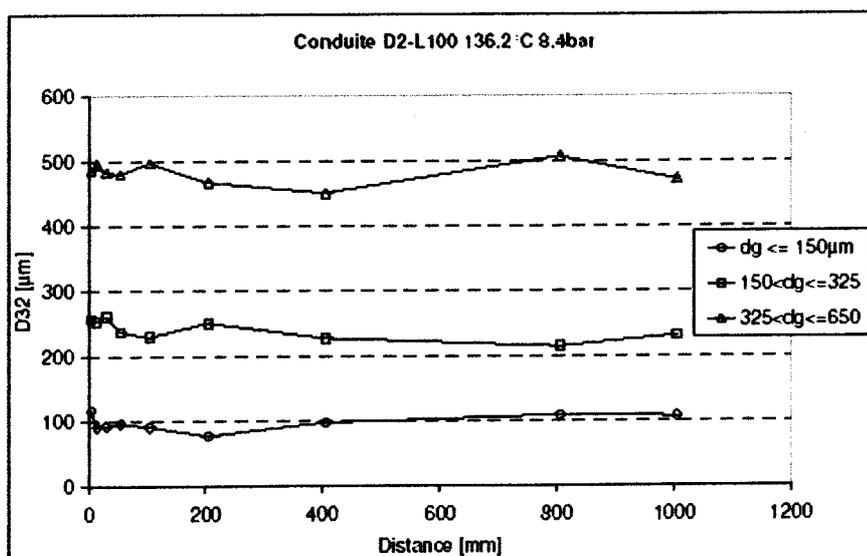


Fig.II.18.a : Diamètre moyen de Sauter

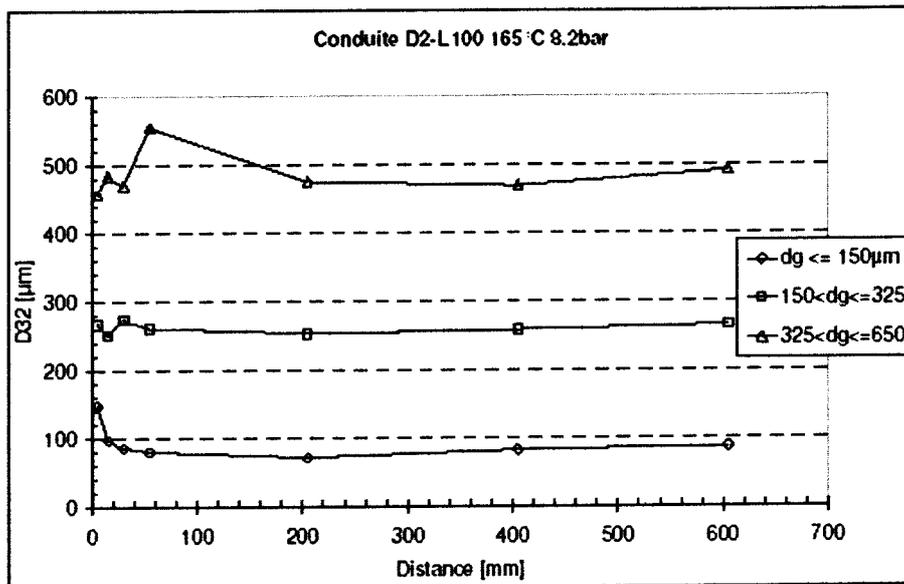


Fig.II.18.b : Diamètre moyen de Sauter

II.2.4.3 Variation de diamètre de saut des différentes classes de gouttes en fonction de la température

- **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 $150 \mu\text{m}$.

Par ailleurs, ce diamètre est confiné dans une plage étroite [$75 \mu\text{m} - 105 \mu\text{m}$]. De ce fait, il est difficile de discerner une sensibilité aux paramètres (Pr. ; Tr), si on remarque une légère décroissance avec la température. Et ces gouttes non seulement restent à l'intérieur du jet, mais s'y évaporent complètement.

La figure (II.19.a) présente une variation de diamètre du Sauter en fonction de la température.

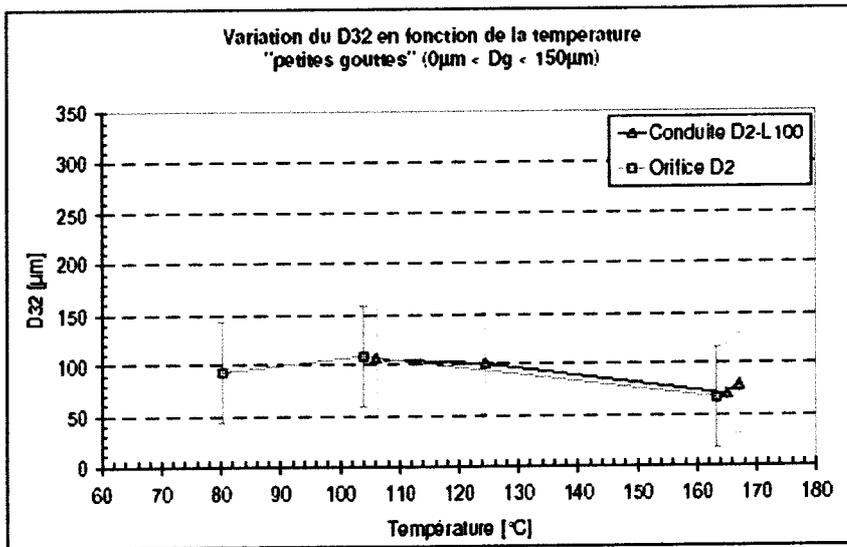


Fig.II.19.a : Variation de diamètre du Sauter en fonction de la température

- **Diamètre des « gouttes médianes » ($150\mu\text{m} < d_g < 325\mu\text{m}$)**

On remarque que la plage de variation est compris entre [242 μm - 256 μm] et ce entre 80 et 167 $^{\circ}\text{C}$ et des pressions variants de 8bars à 10bars. Les diamètres sont compris entre 2mm et 5mm. Lorsque le diamètre grossit, la fraction évaporée décroît très vite, cela est du à la chute du rapport S/V de ces gouttes. Elles deviennent très peu sensibles à la chaleur apportée par le milieu environnant.

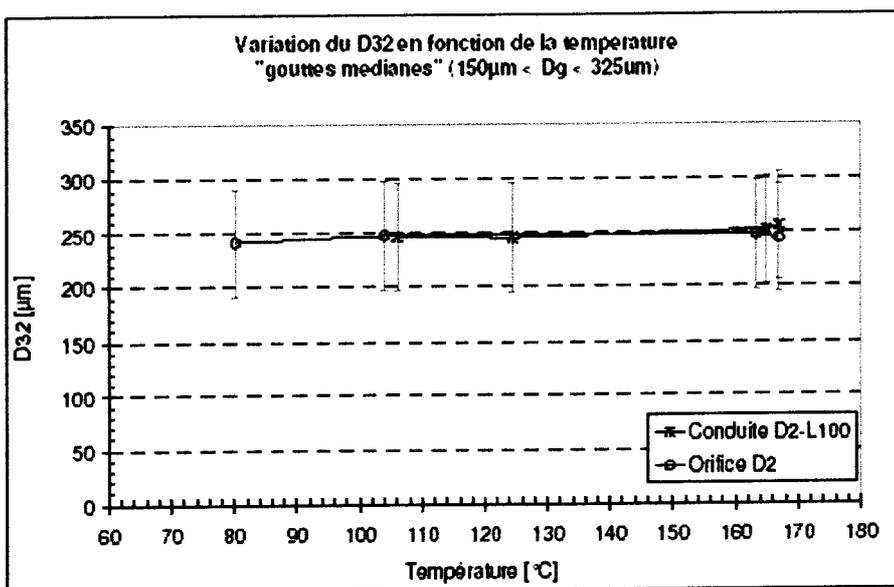


Fig.II.19.b : Variation de diamètre du Sauter en fonction de la température

- **Diamètre des « plus grosses gouttes » ($325 \mu\text{m} < d_g < 650 \mu\text{m}$)**

Les variations observées sur la fig.II.19.c, sont très faibles. La plage de variation est comprise entre $[435\mu\text{m} - 500\mu\text{m}]$.

La seule tendance observable est peut être là encore, une légère décroissance avec la température de réservoir. Toujours pas de sensibilité observable à des pressions entre 8,2 et 10,4 bars; ni à la géométrie de l'organe de sortie.

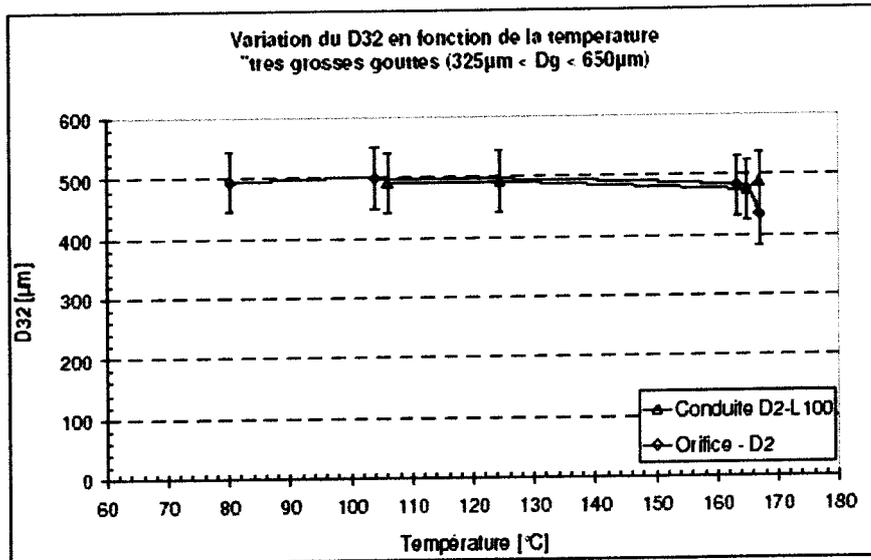


Fig.II.19.c : Variation du diamètre moyen de Sauter en fonction de la température

- **Diamètre de sauter de la population totale**

La figure fig.II.19.d, montre que l'amplitude des variations est 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 important dans les variations de diamètre au sein de chaque population.

Le diamètre moyen décroît avec la température de stockage de $436 \mu\text{m}$ à $T_r=124,4 \text{ }^\circ\text{C}$ vers $212 \mu\text{m}$ à $T_r=165 \text{ }^\circ\text{C}$.

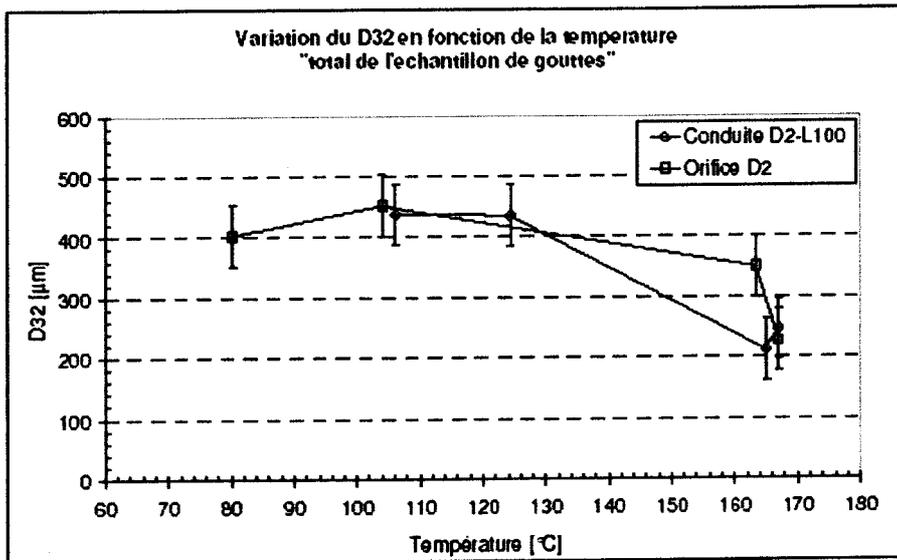


Fig.II.19.d : Variation du diamètre moyen de Sauter en fonction de la température

Troisième chapitre

Simulation Numérique d'un jet Diphasique en Champ Libre et en Présence d'un Obstacle

III Simulation numérique du jet

III.1 Introduction

Les codes de calcul font partie d'un vaste domaine de la mécanique des fluides appelé CFD. Ces outils de calcul permettent de modéliser les écoulements les plus complexes (écoulements avec transfert de chaleur, de masse, avec réaction chimique, et des écoulements multiphasiques).

La modélisation des écoulements diphasiques à phase dispersée intervient dans les domaines aussi variés que le transport des particules en pollution atmosphérique ou la prédiction des mélanges dans les chambres de combustion. C'est que ce terme générique couvre des écoulements très divers et dont les caractéristiques sont régies par le type d'interactions qui domine d'une part entre phase dispersée et phase porteuse et d'autre part au sein de chaque phase. En effet, cet outil de calcul permet de modéliser les vitesses, les concentrations, les pressions et les températures de la phase continue dans l'écoulement (porteuse) et la phase dispersée ou phase discrète (particules ou gouttelettes), dans chaque maille du domaine de calcul.

L'intérêt de l'utilisation du code de calcul dans ce travail est d'apporter une aide à la modélisation de la phase dispersée en interaction avec la phase continue (gaz) par le modèle à phase discrète DPM dans l'approche Euler-Lagrange. Pour ces interactions hydrodynamiques, nous adoptons trois hypothèses qui nous permettent de traiter le problème de manière simple.

- la fraction volumique du liquide est suffisamment faible $\leq 10\%$; pour supposer que ces interactions sont binaires.
- Si la fraction volumique du liquide est $\geq 10\%$; on utilise le modèle mélange (mixture) dans l'approche eulérienne.
- La taille de particules (gouttelettes) est petite devant l'échelle de Kolmogorov, échelle de dissipation de l'écoulement turbulent du gaz sans particules liquides.
- Le nombre de Reynolds défini à partir de la taille des particules (gouttelettes), de leurs vitesses relatives par rapport au gaz est suffisamment petit pour supposer que l'écoulement autour de chaque particule (goutte) est laminaire.

III.2 Modèle numérique utilisé

Les écoulements d'air et les transferts de polluants gazeux en faible concentration dans un jet sont régis par les équations de Navier Stokes en incompressible et en régime turbulent. Ce système d'équations différentielles étant complexe à résoudre de façon analytique, les équations sont discrétisées et transformées en un système d'équations algébriques. Ce dernier est ensuite résolu de façon itérative. Il existe de nombreuses méthodes de résolution de ce système, tels que les méthodes aux volumes finis, les méthodes de mélange, méthodes eulériennes dans l'approche Euler-euler, et les méthodes à phase discrète DPM dans l'approche Euler- Lagrange. Ce sont ces méthodes qu'utilise généralement le code de calcul pour les écoulements multiphasiques.

Le maillage est constitué de mailles quadratiques. Par ailleurs, le code propose plusieurs méthodes de calcul pour les modèles de turbulence tel que K- ϵ , et K- ω , tension de Reynolds et Spalart-Allmaras.

Au cours de nos simulations numériques, on a utilisé le modèle de premier ordre K- ϵ Standard, avec les constantes Standards : $C_{1\epsilon}=1,44$; $C_{2\epsilon}=1,92$; $C_{\mu}=0,09$; $\sigma_k=1,0$; $\sigma_{\epsilon}=1,3$ validé dans la plupart des cas industriels et le plus fréquemment utilisées dans les problématiques des dispersions atmosphériques (aérosols).

- Le modèle Spalart-Allmaras à une seule équation de fermeture concernant la viscosité turbulente.
- Le modèle K- ϵ à deux équations de fermeture pour l'énergie cinétique de turbulence et le taux de dissipation turbulent.
- Le modèle K- ω à deux équations de fermeture pour l'énergie cinétique de turbulence et la vorticité turbulente.
- Le modèle de tension de Reynolds de deuxième ordre.

Par ailleurs, une étude de la sensibilité des résultats de calcul à certains paramètres a été réalisée.

- L'influence du niveau de turbulence du fluide en entrée a été étudié, notamment en faisant varier l'intensité turbulente (fixée initialement à 1%) et l'échelle de longueur de dissipation initialement fixée à $2,1 \cdot 10^{-4}$ m. La variation de ces paramètres, qui permettent d'évaluer directement les valeurs de k et de ϵ , n'affecte pas les résultats de simulation.

III.3 GEOMETRIE ET DOMAINE DE CALCUL

III.3.1 Présentation du problème

On considère un jet d'aérosol (diphasique) de densité ρ_m sortant d'une buse de diamètre D_0 à la vitesse uniforme U_0 et venant frapper perpendiculairement une surface solide. La buse est localisée à une distance H de la paroi. Le jet débouche dans l'air au repos. La figure suivante représente schématiquement le système étudié. Le problème est gouverné par les paramètres physiques, hydrodynamiques et géométriques du système Jet/surface. Les principaux paramètres sont la vitesse moyenne U_0 de sortie du jet, les dimensions du jet (le diamètre D_0 de la buse pour un jet circulaire), la distance H entre la sortie du jet et la surface d'impact, exprimée le plus souvent sous la forme adimensionnelle H/D_0 et les propriétés thermodynamiques du fluide ($Pr.$, Tr) du jet.

Puisque l'écoulement est diphasique, les caractéristiques vont dépendre de la taille des particules (gouttelettes).

- Si les particules sont très fines ($< 1\mu\text{m}$), le comportement de l'aérosol sera proche de celui d'un écoulement gazeux modèle de Ricou et Spalding (1961) [38] (fig.III.1).
- Si les particules sont grosses ($> 100\mu\text{m}$), il faudra prendre en compte des effets de gravité et d'inertie. La vitesse et la trajectoire des particules sont liées bien sûr à leur inertie, mais aussi à l'écoulement de fluide environnant. Pour caractériser ce phénomène, le nombre de Stokes est introduit. Ce nombre de Stokes St représente le rapport entre le temps caractéristique de la particule τ_p et un temps caractéristique de l'écoulement τ_e .
$$St = \tau_p / \tau_e$$
- Si $St \ll 1$, les particules suivent complètement l'écoulement, et la dispersion latérale des particules est alors équivalente à celle d'écoulement gazeux.
- Si $St \gg 1$, le mouvement des particules n'est gouverné que par leur propre inertie, l'écoulement environnant (phase porteuse) est sans influence.
- Si $St = 1$, les particules peuvent se disperser de façon importante. Cela s'explique par la présence de grosses structures tourbillonnaires dans le jet à partir d'une certaine distance qui peuvent capturer les particules momentanément avant de les rejeter en dehors de la couche de cisaillement.

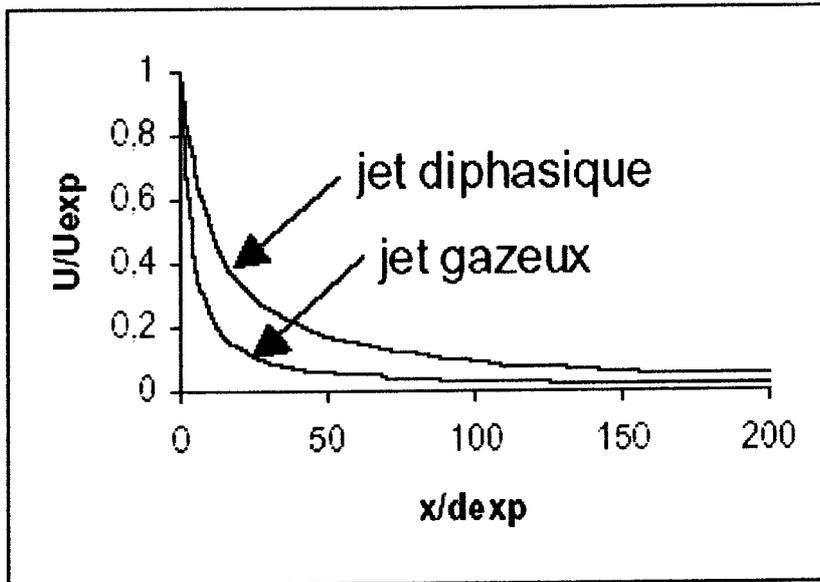


Fig.III.1: Evolution de la vitesse dans un jet gazeux et dans un jet diphasique

III.3.2 Domaine de calcul

Dans cette étude, on suppose que le réservoir de stockage est fissuré dans un côté bien défini, et que la fissure a des dimensions géométriques connues.

D_0 : Diamètre de la brèche ;

H : la distance entre le jet, la surface d'impact et les parois ne sont pas déformables en fonction de la température et de la pression.

La figure suivante schématise l'existence de trois régions principales de l'écoulement :

Région du jet libre, région du point d'impact et celle du jet pariétal. Dans la première région, le jet présente un noyau où la vitesse axiale reste sensiblement constante et égale à la vitesse moyenne de sortie du jet. Le jet se propage comme un jet libre jusqu'à une distance où la décélération de l'écoulement débute. Dans la zone du point d'impact apparaît une composante radiale de la vitesse qui croît avec la position radiale. A la fin de cette zone se développe le jet pariétal.

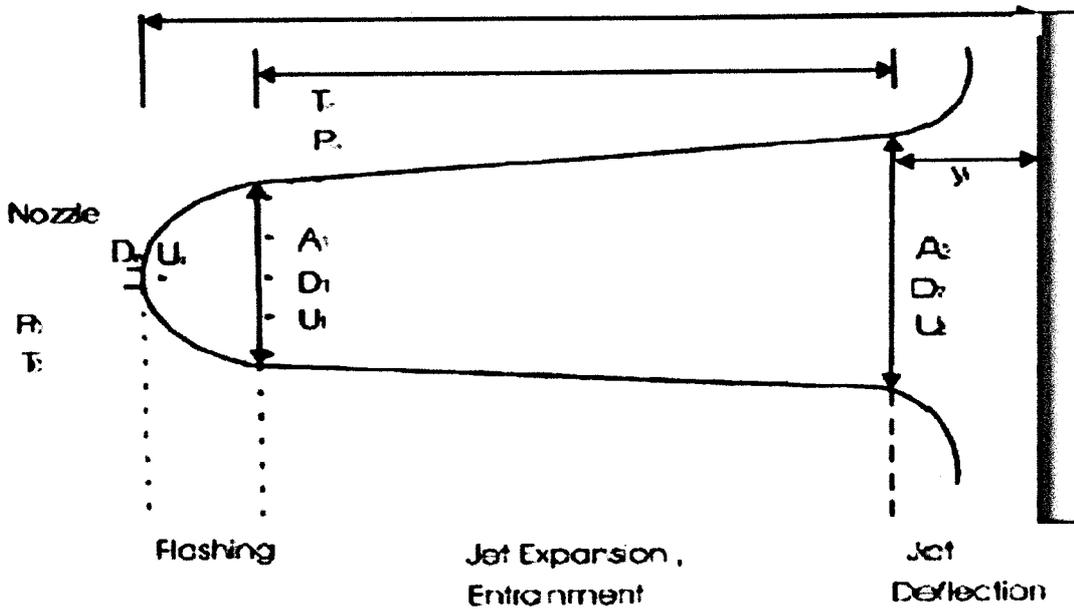


Fig.III.2 : schématisation de la configuration de l'écoulement

III.3.3 Conditions aux limites

La configuration de l'écoulement étudié présente quatre types principaux de conditions aux limites.

a) l'entrée

A l'entrée, tous les profils doivent être connus le long de la frontière. On impose un profil de vitesse longitudinale uniforme, des vitesses radiales nulles et un niveau de turbulence initiale égale à 1%. Le jet pénètre avec une température constante T_0 Orifice idéal (même condition de réservoir).

Donc on a :

$$U_{in} = U_0 = 40 \text{ m/s}$$

$$V = 0$$

$$T = T_r = T_0$$

$$P = P_r = P_0$$

b) Axe de symétrie

Sur l'axe de symétrie, le gradient de toute grandeur transportable est nul, à savoir :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\partial K}{\partial Y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} = V = 0 \right)$$

c) Frontière libre

Dans la zone d'entraînement, les vitesses sont calculées à partir de l'équation de continuité. Les conditions pour les autres variables s'expriment alors :

- **la frontière libre horizontale**

La vitesse V est calculée à l'aide de l'équation de continuité. Pour les autres variables, on a :

$$\frac{\partial \phi}{\partial Y} = 0. \text{ avec } \phi = f(U, T, K \text{ et } \varepsilon)$$

d) Paroi

En écoulement laminaire, la paroi ne présente pas de problèmes particuliers dans le calcul. La prescription des conditions de non-glissement et d'imperméabilité ($U=V=0$) suffisent.

En écoulement turbulent, la présence d'une paroi rigide et la condition d'adhérence à la paroi provoquent une augmentation des effets visqueux et une diminution des niveaux des intensités de la turbulence. Le modèle $K-\varepsilon$ utilisé dans ce travail concerne les écoulements des gaz liquéfiés pleinement turbulents pour lesquels les effets de la viscosité sont occultés.

III.4 Résultats obtenus par la simulation numérique

Introduction

Les observations expérimentales qui ont été évoquées précédemment doivent maintenant être confrontées aux simulations numériques.

Nous serons amenés à nous préoccuper uniquement du comportement du jet de gaz liquéfié en champ libre et en présence d'un obstacle (à l'impact), sans tenir compte de la granulométrie des gouttes.

III.4.1 Résultats obtenus par la simulation en champ libre

Introduction

Les fuites accidentelles s'apparentent souvent à des jets issus d'une ouverture ; il apparaît alors judicieux d'utiliser les connaissances actuelles sur ces écoulements afin d'élaborer des modèles permettant d'évaluer la dispersion d'un polluant en champ proche. Ces modèles devront intégrer l'influence des paramètres caractéristiques de l'émission où du rejet, la géométrie de l'orifice caractérisant la rupture, la vitesse d'éjection et l'aérocontaminant (gaz ou aérosol).

Pour le calcul, c'est le modèle k- ϵ qui est utilisé pour représenter le jet diphasique. Dans ce modèle, les trois bilans (matière, quantité de mouvement, énergie) s'écrivent de la même façon que pour un jet gazeux [38]. Des simulations numériques des fuites sont décrites ci-dessous, puis confrontées aux résultats expérimentaux.

Ces figures représentent les évolutions de la vitesse moyenne en différents points le long de l'axe du jet provenant d'un orifice de différents diamètres. Une comparaison est faite entre les résultats trouvés par le modèle et ceux obtenus expérimentalement. Un bon accord est observé.

III.4.1.1 Profil de vitesse sur l'axe du jet : confrontation modèle/expérience

Nous avons été amené à réaliser les simulations avec les différentes paramètres géométriques (diamètre de l'orifice) et thermodynamiques (température et pression de réservoir (T_r ; P_r)).

Les profils obtenus traduisent bien le refroidissement du jet du fait de l'air ambiant entraîné en son sein.

A la température 150°C, mesures sont en bon accord avec les données de la littérature ; en revanche, dans le cas du jet à une $T^\circ < 140^\circ\text{C}$, la vitesse axiale moyenne décroît expérimentalement plus rapidement.

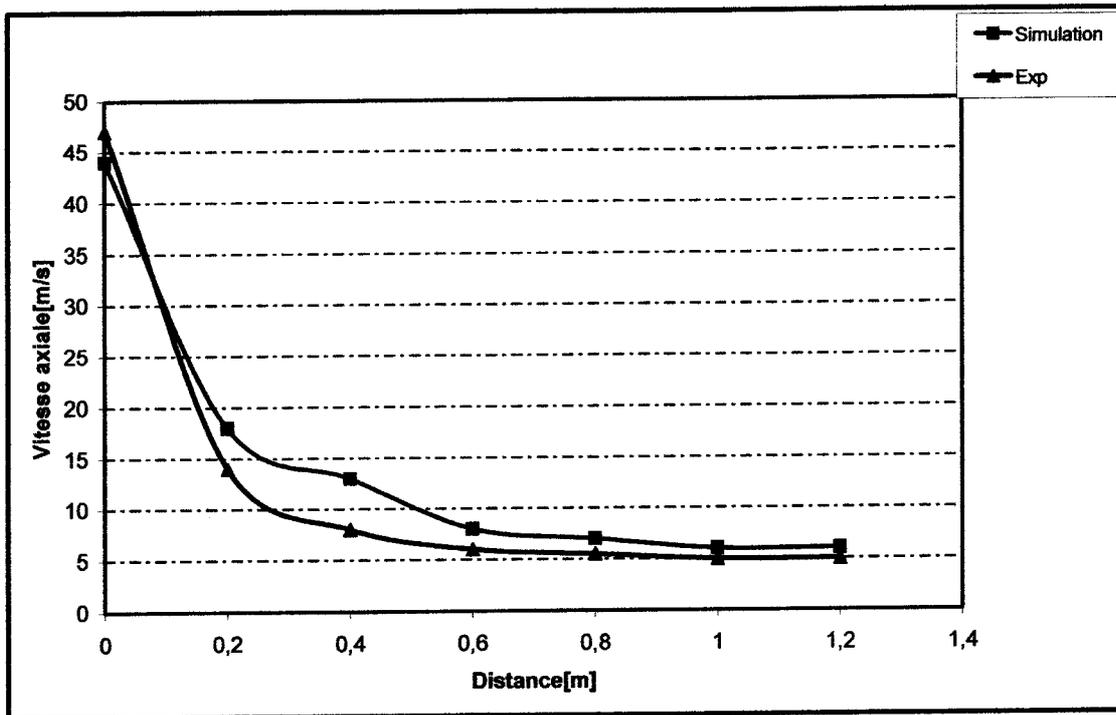


Fig.III.3 : Evolution de la vitesse axiale après l'orifice ($d=2\text{mm}$; $P_r=10\text{bars}$ et $T_r=150^\circ\text{C}$)

Au niveau de l'axe du jet figure (III.3) et figure (III.4), il existe une augmentation de la vitesse dans un premier temps juste après la brèche. On attribue cette augmentation au flash qui se produit à la sortie de la brèche. Le liquide s'évapore partiellement en se détendant jusqu'à la pression atmosphérique. L'entraînement d'air de même que des échanges de chaleur et de quantité de mouvement avec l'air ambiant peuvent être négligés. Après une certaine distance, la vitesse diminue vu les frottements qui existent entre le jet et le milieu environnant. Le phénomène dominant est l'entraînement d'air ambiant au sein du jet du à la turbulence que cause le jet lui-même.

Interprétations

Ces figures montrent que pour les différents diamètres des orifices, la décroissance de la vitesse observée expérimentalement et celle trouvée par le modèle suit le même profil.

Pour toutes ces conditions testées, la vitesse décroît de 40 m/s en début du jet jusqu'à environ 5 m/s après une trajectoire de 1 m.

Le profil de vitesse dépend de la géométrie de l'organe de sortie. Toutefois, la vitesse obtenue expérimentalement a tendance à décroître plus vite que celle obtenue par le modèle au début de jet, ensuite, elle décroît plus lentement. Et cela, montre que la transition entre zone de détente et zone d'entraînement n'est pas encore terminée.

Remarque

Aux températures inférieures à 140°C, les mesures de vitesses 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.

Dans ces conditions, le modèle surestime la décroissance de la vitesse, autrement dit, surestime le débit d'air entraîné. 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.

III.4.1.2 Profil de température sur l'axe du jet : confrontation modèle/expérience

La répartition des températures le long de l'axe du jet est illustrée sur les figures suivantes.

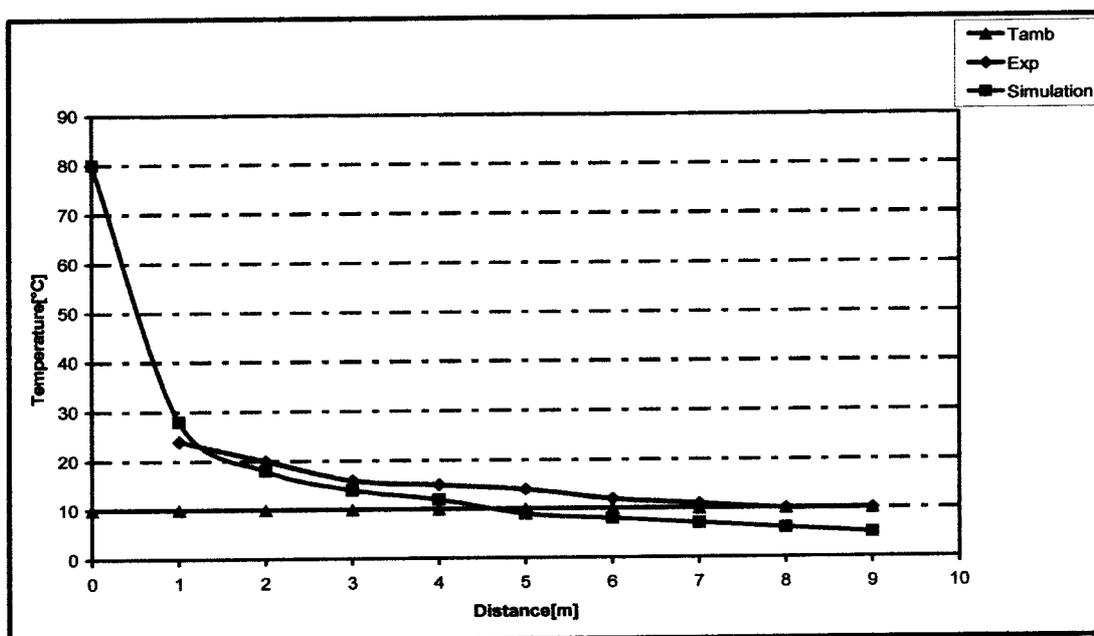


Fig.III.6 : Evolution de la température le long de l'axe du jet ($d=2\text{mm}$; $Pr.=8\text{bars}$ et $T_r=80^\circ\text{C}$)

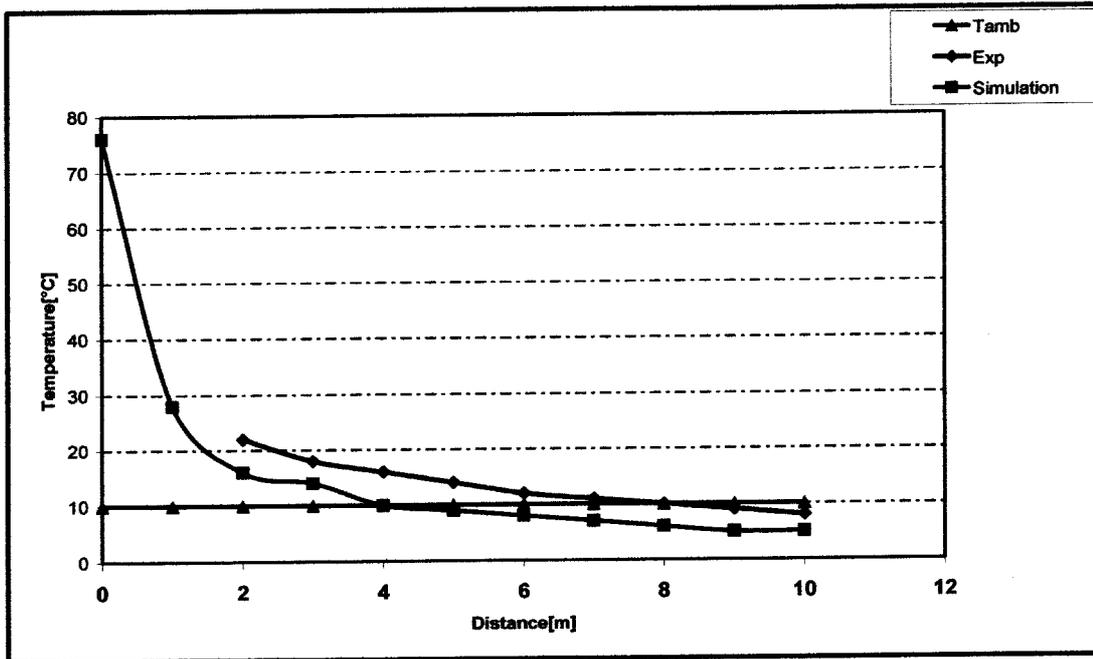


Fig.III.7 : Evolution de la température le long de l'axe du jet ($d=2\text{mm}$; $Pr.=10\text{bars}$ et $T_r=77^\circ\text{C}$)

Interprétations

A deux mètres de l'orifice, les résultats de l'étude expérimentale et ceux obtenus par le modèle montrent que la température de jet a suffisamment baissée jusqu'à 10 à 15°C au-dessus de la température ambiante. Cela signifie une chute de l'ordre de 40 à 60°C par mètre. C'est dans les deux premiers mètres que les gradients sont les plus importants.

Au-delà de 10m, la température continue à décroître vers la température de bulbe humide.

La chute de température dans la plage 2 à 10m n'est plus que de 1 à 2°C par mètre. Pour toutes les conditions testées (température, pression, orifice), l'écart de température entre le modèle et l'expérience reste faible.

Le modèle prévoit correctement l'évolution de la température du jet dans la région testée quelles que soient les conditions prises pour le 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 ; formation des gouttes.....).

III.4.2 Résultats obtenus par la simulation numérique en présence d'obstacle

Introduction

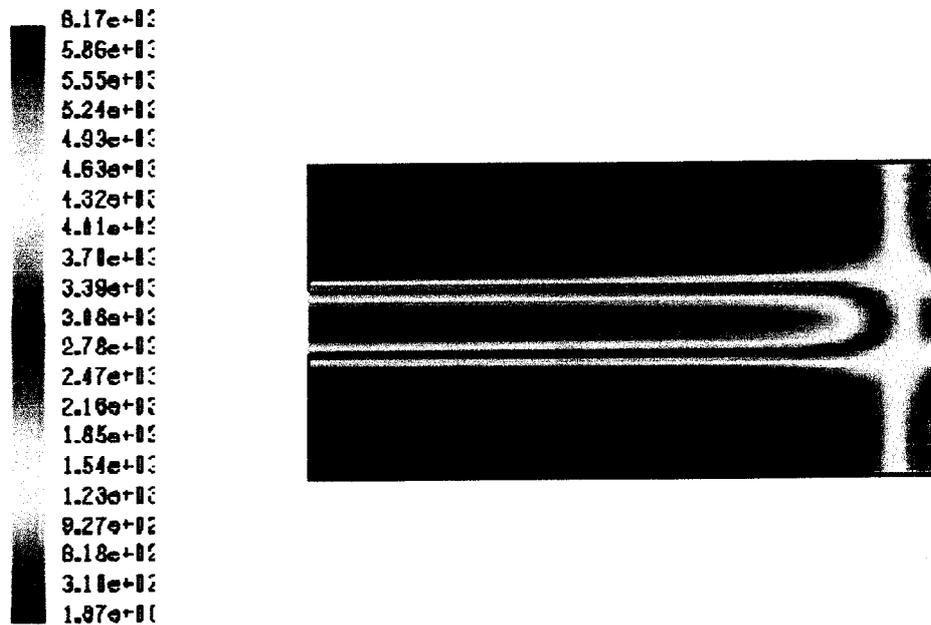
Il peut sembler évident que la présence d'obstacles a une influence non-négligeable sur la dispersion d'un aérocontaminant (une fuite). Elle peut avoir lieu contre ou le long d'un obstacle et la description des écoulements s'en trouve alors modifiée.

En se basant sur l'étude bibliographique, on a choisi le modèle k- ϵ pour la simulation étant donné qu'il est le plus répandu et reconnu pour son utilisation dans divers cas d'écoulements.

De façon générale, l'ensemble des simulations menées converge et l'exploitation des résultats de ces simulations consiste alors essentiellement à étudier les évolutions des pressions, vitesse, le long du jet et à l'impact.

❖ Contour de pression le long de l'axe du jet

La répartition des pressions le long de l'axe du jet est illustrée sur la figure suivante.



Contours of Dynamic Pressure (pascal)

Feb 10, 2007
FLUENT 6.0 (2d, dp, segregated, ske)

❖ Contour de pression au point d'impact

La répartition des pressions à l'impact est illustrée sur la figure suivante.

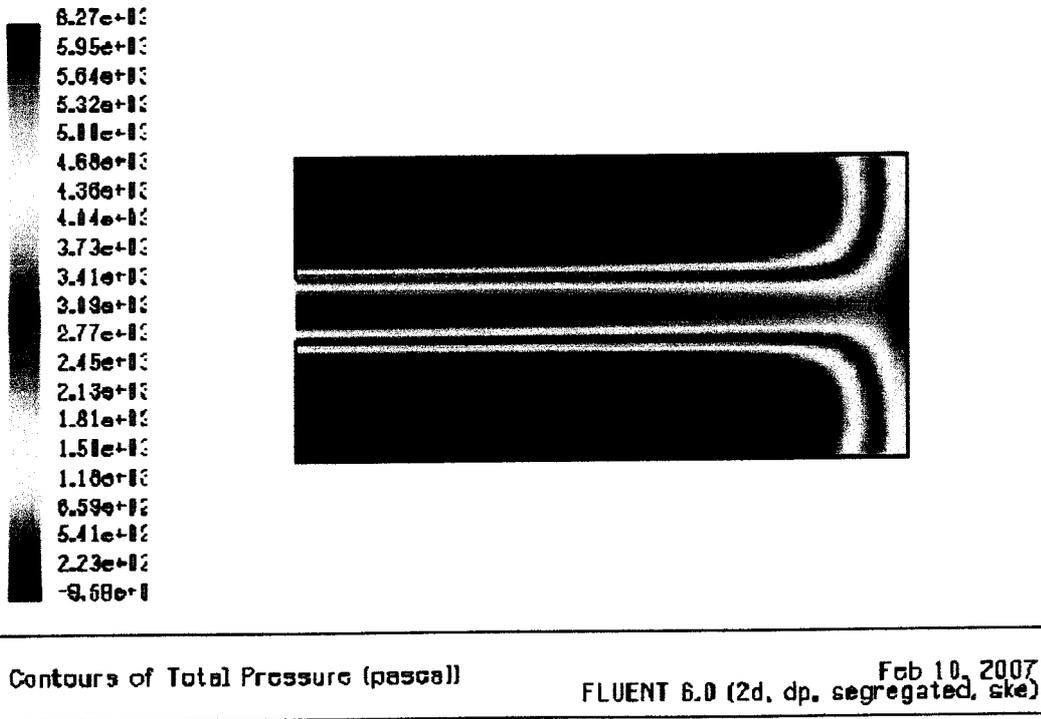
On observe un maximum de pression P_m au niveau du point d'impact. La pression diminue de façon monotone avec la distance par rapport au point d'impact.



Contours of Absolute Pressure (pascal)

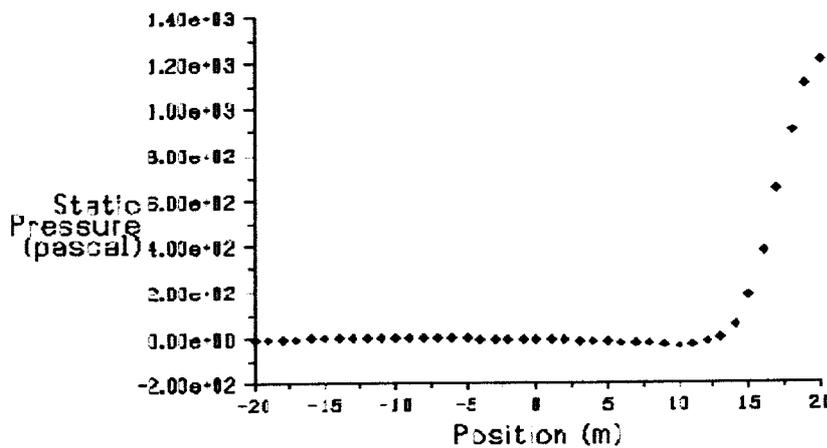
Feb 10, 2007
FLUENT 6.0 (2d, dp, segregated, ske)

Donc, la région du point d'impact est d'autant plus large que la distance (orifice - paroi) augmente.



❖ Profil de pression à l'impact

A l'impact et au voisinage immédiat, la variation de la pression est représentée sur la figure suivante. La pression augmente progressivement avec la distance radiale.

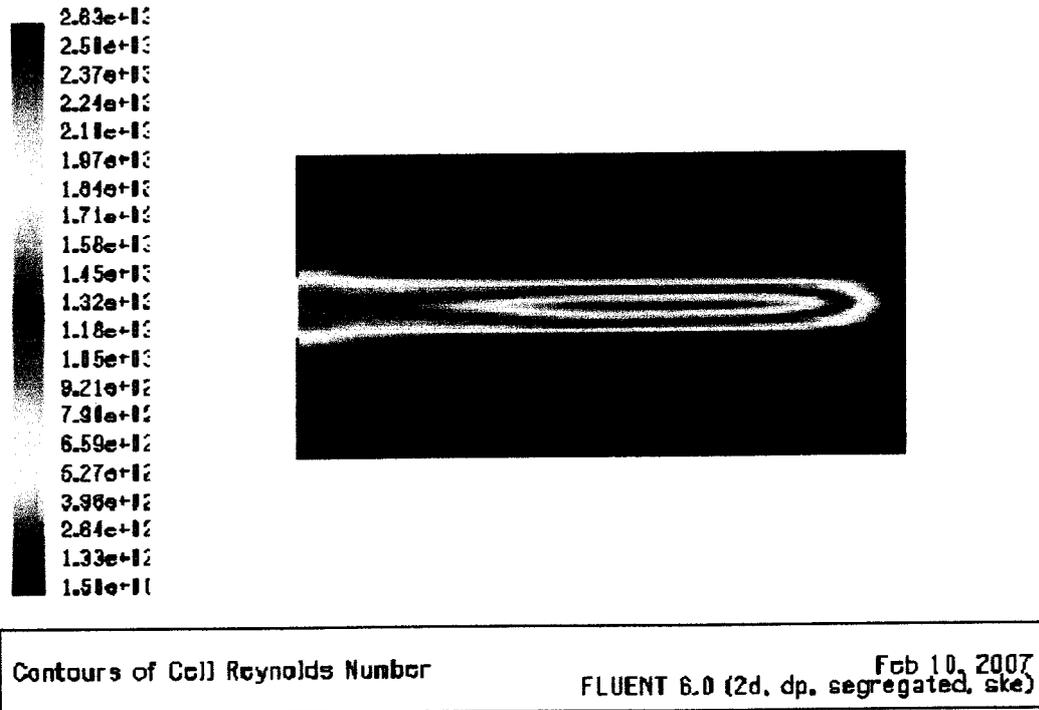


Static Pressure Feb 10, 2007
FLUENT 6.0 (2d, dp, segregated, ske)

Fig.III.15 : Profil de pression au point d'impact

❖ Contour de nombre de Reynolds

L'analyse de cette figure montre que l'accroissement du nombre de Reynolds conduit à une augmentation du transfert de chaleur. Cette évolution est tout à fait prévisible puisqu'une évolution du nombre de Reynolds conduit systématiquement à une évolution similaire de la vitesse.



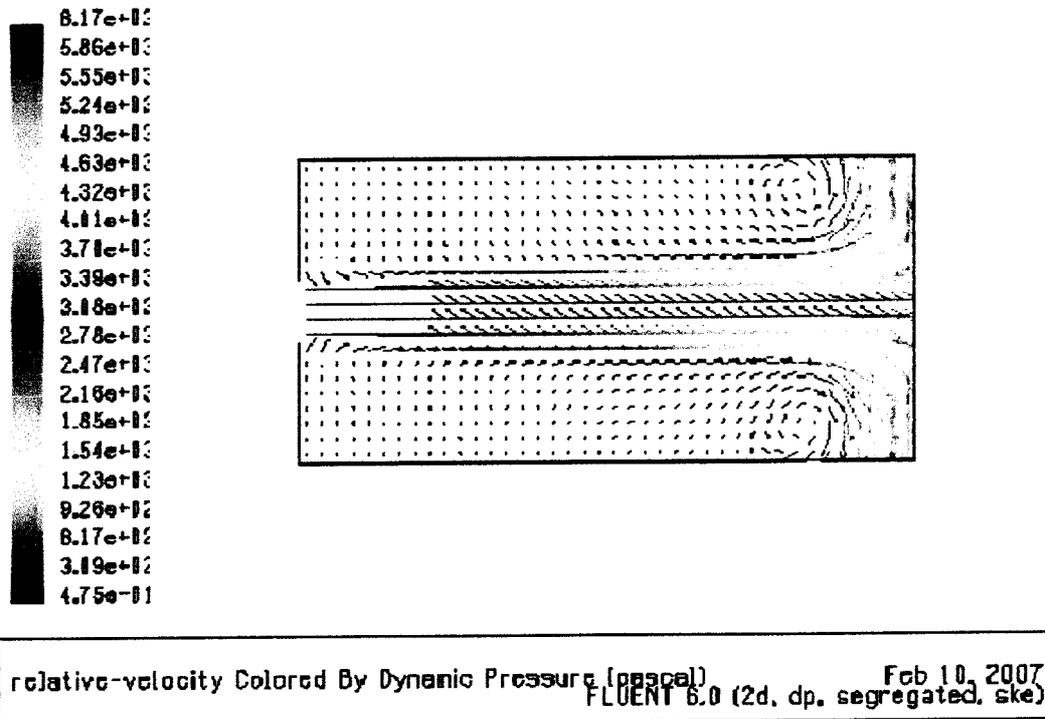
En ce qui concerne les figures suivantes, il faut retenir essentiellement qu'une zone de grandes recirculation existe autour du front du jet, ce qui montre que l'entraînement de l'air ambiant autour du jet n'est pas encore totalement établi tant que le jet n'est pas devenu stationnaire.

Ce phénomène peut s'avérer intéressant sur le plan de mélange ; les circulations observées peuvent entraîner un contaminant autour du front du jet dès son établissement.

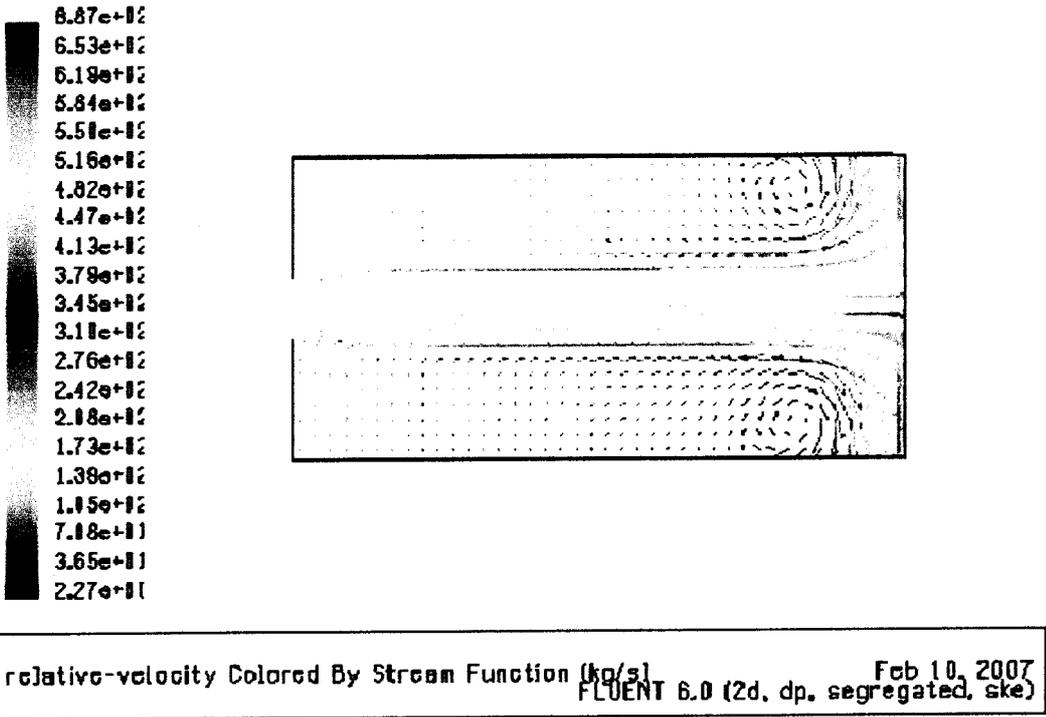
Enfin, il faut noter que l'état stationnaire est rapidement atteint pour le jet, surtout sur l'axe du jet en champ proche de la région dominée par le flux de quantité de mouvement, mais moins sur les bords du jet, région dominée par des phénomènes de recirculation et de mélange avec le milieu ambiant.

❖ Champ de vitesses

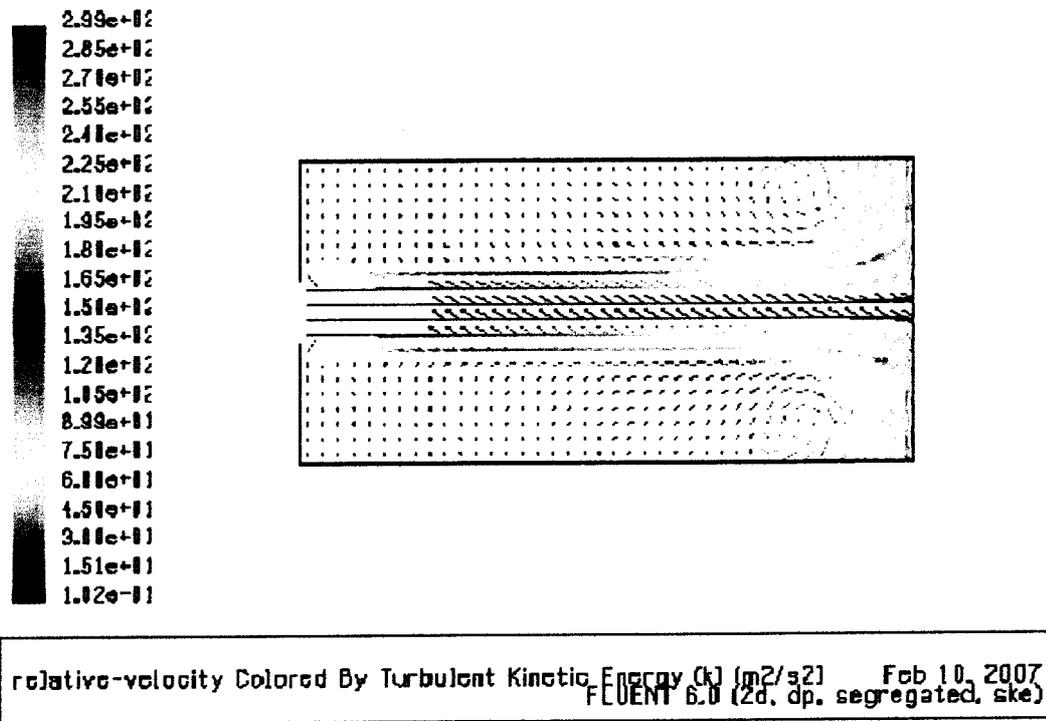
Le champ de vitesse présente le détail de l'écoulement de la zone de recirculation, dans laquelle on distingue la couche de cisaillement existant entre l'écoulement extérieur et le tourbillon. On voit aussi la frontière du tourbillon ainsi que son centre de rotation.



Les lignes de courant montrent la structure de l'écoulement. Ils illustrent clairement la présence de la zone de recirculation près de l'obstacle. Celle-ci est constituée par deux tourbillons contrarotatifs. Les lignes de courant de l'écoulement principal se resserrent près de l'obstacle. On constate la même chose dans la zone de recirculation. Cela démontre l'accélération dans la zone de rétrécissement.

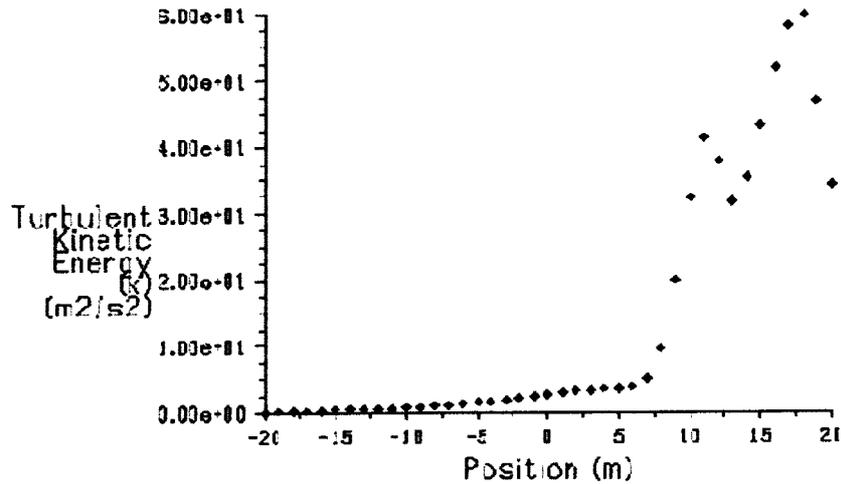


Le champ de vitesse est présenté par les contours de la figure suivante. On observe une augmentation tout au début du jet après la décroissance régulière jusqu'à l'impact et une accélération sur ses cotés.



❖ Evolution de l'énergie cinétique turbulente à l'impact

La figure suivante représente la distribution de l'énergie cinétique turbulente pour les positions axiales. Sur cette dernière, on observe un pic dont l'intensité augmente avec l'augmentation de la distance axiale. A une certaine distance de l'impact, on remarque l'apparition d'une perturbation dans le profil de l'énergie cinétique turbulente.



Turbulent Kinetic Energy (k)

Feb 10, 2007
FLUENT 6.0 (2d, dp, segregated, ske)**Fig.III.16 : Evolution de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position**

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de cette étude 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 (diamètre de brèche compris entre quelques millimètres et quelques dizaines de centimètres). Elle vise aussi à calculer l'évolution le long du jet de la température et de la vitesse.

Une attention théorique toute particulière est apportée au mécanisme de formation de gouttes qui prend place au voisinage proche de l'orifice et la répartition de taille et de vitesse de goutte au niveau de la zone d'expansion.

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 au niveau de la zone d'expansion.

A partir des modèles élaborés des jets diphasiques présentés sous la forme de corrélations s'inspirant de la théorie des jets turbulents, et des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature, nous avons pu discuter le choix des modèles pertinents pour le jet.

La configuration des résultats expérimentaux était indispensable afin de comparer nos résultats trouvés numériquement.

Nous nous sommes intéressé à une simulation de l'écoulement à travers un orifice et à l'impact sans tenir compte de la granulométrie.

Nous avons comparé la vitesse du jet obtenue par la simulation numérique avec des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

Cette confrontation a révélé que l'écart concernant la vitesse le long du jet ne dépasse pas 30 %.

L'aspect thermique de ce jet n'a pas été négligé. L'écart entre l'expérience et le modèle est inférieur à 10 %, ce qui donne une bonne estimation.

Les distributions des pressions et des vitesses le long de l'axe et à l'impact présentent un accord satisfaisant avec les données expérimentales et théoriques.

Perspectives

- **Etude expérimentale et numérique de la granulométrie**
- **Modélisation numérique des gouttes à l'impact**
- **Evolution de la distribution des gouttes**

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] BEHNIA M. et AL.; Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets.
International Journal of heat and fluid flow, n°20.P.1-9; (1999).
- [2] BROWN, R. YORK, J.L.; Sprays formed by flashing liquid jets; AICHE Journal; Vol 8, n°2, pp, 149-153 (1962).
- [3] BRODKEY, C.J.; The phenomena of fluid motions; Addison-Wesley; (1967).
- [4] CHANG C.T. ET AL.; Confined and submerged single and multiple jet impingement heat transfer in two-phase flow
ASME, HTD – Vol .263; p. 33-41; (1993).
- [5] 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).
- [6] FRASER, DWH .et 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).
- [7] FLETCHER B.; Discharge of saturated liquids through pipes; J. Hazardous Mater; Vol 3, n°4 pp.377-380, (1984).
- [8] FAUSKE, H.K.; Source Modelling liquid rain-out from superheated jet releases; FAI Process safety news ; pp, 6-11; (1997).
- [9] FERRAND, BAZILE, BOREE ET CHARNAY; Gas droplet turbulent correlation and two phase interaction in an axisymmetric jet laden with partly responsive droplets. Paraitre dans IJMF (2003).
- [10] FRAZER, DWH, ET ABDELMESSIH, A.H; A study of the effects 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).
- [11] GOTTFRIED B.S, LEE C.J., BELL K.J.; the Leinden frost phenomena: film boiling of liquid droplets on a flat plate.
International Journal of heat and mass transfer, Vol.9, pp. 1167-1187; (1966).
- [12] GOODERUM, P. B. ET BUSHNELL;D.M. ; Measurement of mean drop sizes for sprays from superheated water jets; Journal of space craft and rockets; Vol .6,n°2, pp.197.
- [13] HODIN A. ; Modélisation de débit à la brèche et du jet génère par une fuite d'ammoniac en phase liquide.
E DF-Centre Lyonnais d'ingénierie ; (1996).

- [14] HSU-WEN CHIANG; A Model for the removal of water droplet aerosols from a flashing jet impinging onto a plate.
- [15] J.P. SHOW, J.MATTIEU, D.JEANDEL; "Théorie des jets", 10 journée international de l'I.F.C.E ; dispersion des fumées, Ecole Centrale Lyonnaise ;(1975).
- [16] JOHNSON, D.W., WOODWARD J.L.; release, A Model with Data to Predict Aerosol Rainout in Accidental Releases. Centre of chemical process safety; AICHE; (1999).
- [17] J.CHOI, J.T. CHUNG, Y. KIM; a generalised correlation for two phase flow of alternative refrigerant through short tube orifices, Int. j refrigeration 27 (4) pp: 393-400; (2004).
- [18] KITAMURA Y., MORIMITSU, H. TAKAHASHI, T.; Critical superheat for flashing of superheated liquid jets; Ind. Eng, chem.Fundam; Vol.25, n°2; pp.206-211; (1986).
- [19] LACKME, C. ; Thermodynamics of critical two-phase discharge from long pipes of initially sub cooling water.; heat transfer in nuclear reactor safety.Bankoff S.G. Afghan N.H. Eds Hemisphere/Mc Graw Hill, pp.391-407 ;(1980).
- [20] LANELLO.V. , ROTHEP.H. , WALLIS.G.B.; Aerosol Research Program: Improved source term definition for modelling the ambient impact of accidental release of hazardous liquids. Paper presented at the 6th International symposium on loss prevention and safety promotion in the process Industries, Oslo, Norway; (1989).
- [21] LEFEBVRE, A.H; Atomisation and sprays.
- [22] LIENHARD, J.H; DAY, J.B.; The break up of superheated liquid jets; J.Basic Engineering; September (1970).
- [23] LIENHARD, J.H; DAY, J.B.; Impingement of an unsteady two-phase jet on unheated and heated flat plates.
- [24] MUNDO, C.H.R, SOMMERFIELD M., TROPEA C.; Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and break up process. Int.J. Multiple flow; Vol .21, n°2, pp.151-173; (1995).
- [25] MAY LAURENCE; Ecoulements diphasique lors de vidange de gaz liquéfiés initialement sous-saturés. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble et Ecole Nationale Supérieure de Mines de Saint-Étienne (1996).
- [26] MUNDO C.H.R, TROPEA C., SOMMERFIELD M.; Numerical and Experimental Investigation of spray characteristics in the vicinity of a rigid wall. Experimental thermal and fluid science; n°15, pp 228-237; (1997).
- [27] MUNDO C.H.R., SOMMERFIELD M., TROPEA C.; On the Modelling of liquid sprays Impinging on surfaces atomisation and sprays; Vol 8; pp 625-652; (1998).

- [42] STANTON, D.W., RUTHLAND, C.J.; Multi-dimensional modelling of thin liquids films.
International Journal of Heat and Mass Transfer, n°21, pp. 3037-3054; (1998).
- [43] TROPEA. AND ROISMAN I.V. Modelling of spray impact on solid surfaces.
Special Issue of atomisation and spray, V 10 Nos 3-4 (2000).
- [44] UCHIYAMA, T., AND NARUSE, M.; Vortex simulation of slit nozzle gas-particle two phase jet. Power Technology, 135, pp 1-16; (2003).
- [45] VESALA, T., KUKKONEN J.; A Model for binary droplet evaporation and condensation and its application for ammonia droplets in humid air.
Atmospheric Environment, Vol.26A; n°9. Pp.1573-1581; (1992).
- [46] VAN DEN AKKER, H.E.A., SNOEY, H., SPOELSTRA.H; Discharges of pressurised liquefied gases through apertures and pipes.
4th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. N°33 Vol.1; p. E23-E35; (1983).
- [47] WACHTERS, L.H.J. ET AL.; the Heat Transfer from a hot wall to impinging mist droplets in the spheroidal state
Chemical Engineering Science, Vol.21, p.1231-1238; (1966).
- [48] WEATHLEY, C.J.; Discharge of liquid ammonia to moist atmospheres-survey of experimental data and model for estimating initial conditions for dispersion calculations; SRD; R 410; (1987).
- [49] WITLOX, W.M., BOWEN, P.J.; Flashing liquid jets and two-phase dispersion "A Review." (2001).
- [50] WOODWARD, J.L., PAPADOURAKIS, A.; Reassessment and revaluation of rainout and drop size correlation for an aerosol jet;
Journal of Hazardous Materials; n°44; pp.209-230; (1995).
- [51] XU H., LIUB, HE P., WANG H.; the Tar Model for calculation of droplet/wall impingement.
Journal of Fluid Engineering, Vol.120, p.593-597; (1998).
- [52] ZUMBRUNNEN D.A., BALA SUBRAMANIAN M.; Convective Heat Transfer Enhancement Due to gas injection into an impinging liquid jet.
Journal of Heat Transfer, Vol.117; p.1011-1017; (1995).
- [53] ZENG Y. AND LEE C-F. Modelling of Atomisation for hollow-cone sprays under flash boiling conditions; 8th International conference on liquid Atomisation and spray systems, Pasadena, CA, july (2002).

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 fins pour ne pas y rester entraînés).

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

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.

ENSM-SE : Ecole Nationale Supérieure Mines Saint-Étienne.

PLDA : Anémomètre Laser à Phase Doppler : 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.

Rain-out : Liquide qui se dépose au sol sous un jet de gaz liquéfié (avant évaporation de flaque).

Nous désignons par « fraction de Rain-out » le rapport entre la 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)

ملخص

إن التطور الملحوظ في المجال الصناعي، بحاجة ماسة إلى الموارد الطاقوية مثل الغازات المائعة الامنيك، الكلور، البوتان و البروبان الخ. هذه الغازات تكون في غالب الأحيان سامة و سريعة الالتهاب لذا تحتاج إلى شروط خاصة لتخزينها. و لكن هناك بعض المخاطر الناجمة عند تخزينها أو نقلها في الأنابيب مثل التسريقات، التي تؤدي إلى تسرب هذه الغازات. الهدف الرئيسي من هذه الدراسة هو إعطاء نموذج لمراحل التي يمر بها هذا الغاز بعد خروجه من تشققات إلى غاية اصطدامه بالحواجز أو انتشاره في الهواء و هذا باستعمال برنامج معلوماتي (fluent). في بداية هذه الدراسة قمنا بذكر أعمال الباحثين الذين قاموا بإعطاء نموذج بتسرب هذه المواد لتي تكون في شكل (سائل-غاز) و اصطدام القطرات بالحواجز من خلال دراسة هذه البحوث المنجزة استنتجنا لإعطاء نموذج دراسي يخص اصطدام هذه القطرات بالحواجز يستلزم معرفة عدة خصائص و أهمها:

- خصائص جريان قطرات السائل داخل الغاز (توزيع لأحجام القطرات و وزن السائل الموجود في الغاز).
- درجة الحرارة و سرعة المائع المتسرب في الحالة (سائل-غاز).

لمعرفة هذه الخصائص عند الاصطدام، يتطلب معرفة التطور الحاصل من نقطة انبعاث المائع إلى غاية اصطدامه بالحواجز. قمنا بإعطاء نموذج لهذه الظاهرة الذي يعتمد على تقريب (أولر لا قرونج). و لإثبات صحة النموذج المستعمل قمنا بمقارنة النتائج المتحصل عليها مع النتائج التجريبية الموجودة في المراجع الخاصة و كانت النتائج متقاربة.

Abstract

Many industrial activities require the presence on site of storage of gases liquid such as ammonia, chlorine, butane, propane... These gases are for the majority either poisons or flammable. In fact, the risk of rupture of the envelopes of storage or drains containing these gases is the subject of in-depth studies because of the important consequences that these ruptures can have on the factory site and its close environment. The objective of the project is to carry out a model in fluent software allowing characterizing the evolution of the jet through a pipe breakage, this configuration being most widespread in industry. The study carried out initially made it possible to give a progress report on the state of the art of the modelling of the two phase jets on the one hand; and of the impact of a drop on a solid surface in addition. In the second time, the models described in the literature which arised in the form of the correlations taking as a starting point theory of the jets of turbulent flows free were used to carry out a version of a model in Fluent able to evaluate the evolution of this jet. The bibliographical review highlighted the fact that the modeling of such an impact requires the knowledge of a great number of the parameters, most important being:

- Characteristics of the aerosol (total quantity of liquid contained in the aerosol, distribution of the size of the droplets and the mass of liquid)
- The temperature and the speed of the two phase jet.

The knowledge of these parameters at the time of the impact forces to be able to determine the evolution of it since the outlet. The literature made it possible to find the models making it possible to model this evolution, by coupling two distinct approaches (Euler and Lagrange). The model developed during this study presents only the approach Euler. To refine the model, it is envisaged to compare the results obtained by the model used with the experimental results available in the literature.

Key words: Jet, two phase flow, numerical modelling, continuous Phase, dispersed Phase, droplets, impact, break up.

Résumé

De nombreuses activités industrielles nécessitent la présence sur site de stockage de gaz liquéfiés tels que l'ammoniac, le chlore, le butane, le propane... Ces gaz sont pour la plupart soit toxiques, soit inflammables.

De fait, le risque de rupture des enveloppes de stockage ou des canalisations contenant ces gaz fait l'objet d'études approfondies en raison des conséquences importantes que ces ruptures peuvent avoir sur le site industriel et son environnement proche. Cette étude a permis de faire un point sur l'état de l'art de la modélisation des jets diphasiques d'une part; et de l'impact d'une goutte sur une surface solide d'autre part. La revue bibliographique a mis en évidence le fait que la modélisation d'un tel impact nécessite la connaissance d'un grand nombre de paramètres, les plus importants étant:

- Les caractéristiques de l'aérosol (quantité totale de liquide contenu dans l'aérosol, distribution de la taille des gouttelettes et de la masse de liquide)
- La température et la vitesse du jet diphasique.

La connaissance de ces paramètres lors de l'impact impose d'être en mesure d'en déterminer l'évolution depuis le point de rejet jusqu'à l'impact.

La littérature a permis de trouver les modèles permettant de modéliser cette évolution, en couplant deux approches distinctes (eulérienne et lagrangienne). Au cours d'une simulation numérique d'un jet impactant, le modèle utilisé est le modèle k-ε, validé dans la plupart des cas industriels, et plus fréquemment utilisés dans les problématiques des dispersions atmosphériques.

La configuration des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature était indispensable afin de comparer les résultats trouvés numériquement.

Mots clés : jet, écoulement diphasique, modélisation numérique, phase dispersée, phase continue, gouttelettes, impact, fragmentation.