



**HAL**  
open science

# Atomisation et évaporation dans un jet mixte hélium liquide / hélium gazeux

Yves Ladam

► **To cite this version:**

Yves Ladam. Atomisation et évaporation dans un jet mixte hélium liquide / hélium gazeux. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT: . tel-00095125

**HAL Id: tel-00095125**

**<https://theses.hal.science/tel-00095125>**

Submitted on 15 Sep 2006

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

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

# THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier  
Grenoble I

*Discipline:* Physique

présentée et soutenue publiquement  
par:

Yves LADAM

le 06 mars 2000

---

ATOMISATION ET EVAPORATION DANS UN JET  
MIXTE HELIUM LIQUIDE/ HELIUM GAZEUX

---

Composition du jury:  
M. B. Castaing: examinateur  
M. L.Puech: examinateur  
M. G.Searby: rapporteur  
M. E.Villiermaux: rapporteur  
M. S.Zurbach: examinateur

Thèse préparée au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures  
CNRS - GRENOBLE



---



---

**TABLE DES MATIERES**


---



---

INDEX DES SYMBOLES	<b>vi</b>
<b>1 CONTEXTE SCIENTIFIQUE</b>	<b>1</b>
1.1 Présentation générale du système étudié. . . . .	1
1.1.1 Moteur à injection de carburant liquide. . . . .	1
1.1.2 Injection des réactifs. . . . .	2
1.2 Création d'un spray "froid". . . . .	4
1.2.1 Atomisation primaire. . . . .	4
1.2.2 Atomisation secondaire. . . . .	8
1.2.3 Distinction entre atomisations primaire et secondaire. . . . .	10
1.3 Caractérisation d'un spray. . . . .	11
1.3.1 Distributions jointes taille de goutte vitesse de goutte. . . . .	11
1.3.2 Caractéristiques globales du spray. . . . .	12
1.4 Évaporation et combustion d'un spray. . . . .	15
1.4.1 Combustion monophasique, définitions. . . . .	15
1.4.2 Evaporation. . . . .	15
1.4.3 Scénarios de combustion de spray. . . . .	17
1.5 Utilisation de l'hélium à basse température pour l'étude du fractionnement. 17	
1.5.1 Étude proposée . . . . .	17
1.5.2 Propriétés thermodynamiques de l'hélium à basse température	19
<b>2 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL</b>	<b>23</b>
2.1 La chambre expérimentale. . . . .	23
2.2 Circulation des fluides expérimentaux. . . . .	25
2.3 L'injecteur. . . . .	25
<b>3 DÉVELOPPEMENT D'UNE THERMOMÉTRIE RAPIDE</b>	<b>28</b>
3.1 Introduction. . . . .	28
3.1.1 Principe. . . . .	28
3.1.2 Performances nécessaires. . . . .	28
3.2 Le détecteur. . . . .	30
3.2.1 Principe. . . . .	30
3.2.2 Le support. . . . .	31
3.2.3 La métallurgie de l'AuGe. . . . .	32
3.2.4 Dépôt et recuit. . . . .	33
3.3 L'électronique de mesure. . . . .	35
3.3.1 Le fonctionnement. . . . .	36
3.3.2 Tests et performances. . . . .	39
3.4 Le système de déplacement du capteur. . . . .	42
3.4.1 Fonctionnement. . . . .	42
3.4.2 Mesure du déplacement et performances. . . . .	43

<b>4</b>	<b>ETUDE DU SPRAY À L'AIDE DE MICRO-THERMOMÈTRES</b>	<b>44</b>
4.1	Introduction. . . . .	44
4.1.1	Utilisation des micros-thermomètres. . . . .	44
4.1.2	Morphologie du spray, zone d'étude. . . . .	44
4.1.3	Plan de l'étude à l'aide de thermomètre. . . . .	47
4.2	Variation de la longueur de cône liquide avec les paramètres d'injection. . . . .	48
4.2.0.1	Détermination de la longueur de cône. . . . .	49
4.2.0.2	Détermination de M. . . . .	51
4.2.0.3	Variation de la longueur de cône avec M pour différents débits de liquide. . . . .	55
4.2.0.4	Expériences à plus haute pression . . . . .	57
4.2.0.5	Confirmation à l'aide de visualisation. . . . .	58
4.3	Mécanismes de mélange, effet de l'évaporation. . . . .	61
4.3.1	Mise en évidence de l'effet de l'évaporation. . . . .	62
4.3.1.1	Déplacement du capteur sur l'axe du spray. . . . .	62
4.3.1.2	Traversées du spray à différentes distances de l'injecteur. . . . .	63
4.3.1.3	Cartographie du spray. . . . .	64
4.3.1.4	Conclusion. . . . .	65
4.3.2	Analyse des distributions de températures. . . . .	66
4.3.2.1	Évolution de la forme des distributions le long d'une traversée du spray à 4.7 mm de l'injecteur. . . . .	66
4.3.2.2	Évolution de la forme des distributions sur l'axe du spray . . . . .	69
4.3.2.3	Conclusion . . . . .	72
4.3.3	Analyse du signal temporel de température. . . . .	72
4.3.3.1	Contenu spectral des fluctuations de température. . . . .	72
4.3.3.2	Distributions de temps de passage de structures liquides sur le capteur. . . . .	74
4.4	Conclusion. . . . .	80
<b>5</b>	<b>MODIFICATIONS POUR L'ÉTUDE DE L'EFFET DE LA VAPORISATION</b>	<b>82</b>
5.1	Circulation de gaz froid. . . . .	83
5.2	Contrôle des pertes thermiques. . . . .	86
5.2.1	Thermométrie de précision. . . . .	87
5.2.2	Circulation du liquide. . . . .	89
5.2.3	Amélioration de la chambre expérimentale. . . . .	92
5.3	Régulation de pression. . . . .	96
<b>6</b>	<b>ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VAPORISATION</b>	<b>103</b>
6.1	Introduction . . . . .	103
6.1.1	Optique d'un spray, cas particulier de l'hélium . . . . .	104
6.1.1.1	Généralités . . . . .	104
6.1.1.2	Optique de l'hélium . . . . .	105
6.2	Techniques utilisées . . . . .	108
6.2.1	Choix de l'angle d'observation . . . . .	109
6.2.2	Choix de la source de lumière . . . . .	110

6.2.2.1	Eclairement avec une source étendue polychromatique	110
6.2.2.2	Eclairement avec un faisceau laser . . . . .	114
6.3	Résultats . . . . .	118
6.3.1	Scénario qualitatif . . . . .	118
6.3.2	Caractérisation du spray en régime de faible vaporisation . . .	121
6.3.2.1	Etat du spray près de l'injecteur . . . . .	121
6.3.2.2	Estimation de l'accroissement de surface . . . . .	122
6.3.2.3	Problème de reproductibilité . . . . .	125
6.3.2.4	Conclusion . . . . .	126
6.3.3	Régime de forte vaporisation . . . . .	127
6.3.4	Influence de la vaporisation, évolution du spray avec $S$ . . . .	128
6.3.4.1	Dépendance de la quantité d'interface à altitude fixe en fonction de $S$ . . . . .	128
6.3.4.2	Influence de la distance à l'injecteur sur l'évolution de la quantité de diffuseurs avec $S$ . . . . .	133
6.3.4.3	Influence du rapport des débits massiques de gaz et de liquide sur l'évolution de la quantité de diffuseurs avec $S$ . . . . .	138
6.4	Conclusion . . . . .	140
<b>7</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>141</b>
<b>8</b>	<b>APPENDICES</b>	<b>143</b>
8.1	Modélisation de la réponse du thermomètre . . . . .	143
8.1.1	Réponse du capteur à une modulation de température dans le gaz . . . . .	143
8.1.1.1	Équations de diffusions de la chaleur dans le gaz et dans le verre . . . . .	143
8.1.1.2	Raccordement des solutions sur la surface. . . . .	144
8.1.2	Modélisation de la procédure de test temps de réponse . . . .	145
8.2	Diffusion multiple dans un spray d'hélium . . . . .	147
8.2.1	Factorisation du problème de diffusion multiple . . . . .	147
8.2.1.1	Notations . . . . .	147
8.2.1.2	Développement sur les polynômes de Legendre . . . .	147
8.2.1.3	Application au cas de diffuseurs non corrélés . . . . .	148
8.2.2	Application au cas d'un spray d'hélium . . . . .	149
8.2.2.1	Diffuseur sphérique . . . . .	149
8.2.2.2	Diffusion par des plans d'orientation aléatoire . . . .	151
8.2.2.3	Intensité diffusée à différents angles en fonction du nombre moyen de collisions . . . . .	153
8.3	Caractérisation de la CCD . . . . .	155
8.3.1	Le grossissement . . . . .	155
8.3.2	Bruit propre et linéarité de la CCD . . . . .	156
8.3.3	Temps de pose et diaphragme . . . . .	157

---

---

## INDEX DES SYMBOLES

---

---

- $C$  concentration  
 $Cd$  coefficient de frottement  
 $D$  diffusivité ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
 $E$  énergie (J)  
 $f$  fréquence ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $f_v$  fraction volumique  
 $H$  enthalpie (J/kg)  
 $K$  conductibilité (W/K.m)  
 $L$  chaleur latente (J/Kg)  
 $l$  libre parcours moyen (m)  
 $l^*$  libre parcours moyen de transport (m)  
 $Lc$  longueur de cône liquide (m)  
 $\dot{m}$  débit massique (kg/s)  
 $\dot{Q}$  puissance (W)  
 $Pr$  nombre de Prandtl:  $Pr = \frac{\nu}{K}$   
 $Re$  nombre de Reynolds:  $Re = \frac{Vd}{\nu}$   
 $Sc$  nombre de Schmidt:  $Sc = \frac{\nu}{D}$   
 $T$  température (K)  
 $x$  distance à l'injecteur (m)  
 $X_v$  fraction massique  
 $V$  vitesse (m/s)  
 $We$  nombre de Weber:  $We = \frac{\rho V^2 d}{\sigma}$   
 $\gamma$  accélération ( $\text{m}/\text{s}^2$ )  
 $\lambda$  longueur d'onde (m)  
 $\nu$  viscosité cinématique ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
 $\omega$  pulsation (radian/s)  
 $\Omega$  angle solide (stéradian)  
 $\rho$  densité ( $\text{Kg}/\text{m}^3$ )  
 $\sigma$  tension de surface ( $\text{J}/\text{m}^2$ )  
 $\sigma$  constante de Stephan:  $5.671 \cdot 10^{-12} \text{ W}\cdot\text{cm}^2$   
 $\sigma$  section efficace ( $\text{m}^2$ )  
 $\Sigma$  densité d'interface ( $\text{m}^2/\text{m}^3$ )

---



---

# 1

---



---

## CONTEXTE SCIENTIFIQUE

---

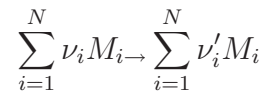


---

### 1.1 *Présentation générale du système étudié.*

#### 1.1.1 *Moteur à injection de carburant liquide.*

Le travail que nous avons réalisé est une contribution à la compréhension des mécanismes physiques en jeu dans le fonctionnement de moteurs thermiques. Pour des raisons de facilité de stockage, ou simplement de disponibilité dans la nature, le carburant est souvent injecté dans la chambre de combustion sous forme liquide. Le fait que le carburant soit liquide est un obstacle à la combustion. En effet, si l'on considère une réaction chimique à  $N$  composants, d'équation stoechiométrique:



le taux de réaction (ou taux de consommation d'une espèce) est donné par le produit d'une constante (constante de réaction) propre à la réaction, par le produit des concentrations des réactifs élevées à la puissance correspondant à leur coefficient stoechiométrique:

$$RR = k \prod_{i=1}^N (C_{M_i})^{\nu'_i}$$

$k$  ne dépend que de la température suivant une loi d'Arrhénius:

$$k = BT^\alpha e^{-\frac{E}{RT}}$$

Ceci nous amène à conclure que la réaction ne se fait que si les composants sont mélangés à l'échelle moléculaire de façon à ce que les collisions soient fréquentes (tous



les  $C_{Mi}$  sont aussi grands que possibles); cette condition n'est réalisée que si carburant et comburant sont tous deux en phase gazeuse et ont diffusé l'un dans l'autre.

Pour des moteurs où l'un des réactifs est injecté liquide, il faut donc aménager un dispositif facilitant la vaporisation de celui ci dans la chambre de combustion. La chaleur nécessaire à la vaporisation du réactif liquide peut être apportée par l'autre réactif en phase gazeuse, mais souvent la flamme elle même (après allumage) entretient cette vaporisation. Le problème rencontré dans la plupart des systèmes de combustion est que l'on recherche une combustion rapide. Le taux de vaporisation, qui limite la combustion (le temps de réaction chimique est en général considéré beaucoup plus court, c'est l'hypothèse de chimie rapide) est directement lié à la surface d'échange entre le liquide et la source de chaleur. La solution technologique adoptée en combustion diphasique est donc de disperser la phase liquide, de créer un brouillard de gouttelettes c'est ce que l'on appelle un spray. Ce spray présente une grande quantité d'interface liquide pour un volume de liquide donné. Plus le liquide est atomisé en petites gouttes, plus la surface d'échange est grande et plus la vaporisation est efficace.

### 1.1.2 Injection des réactifs.

Différents types d'injecteurs ont été développés afin de créer un spray de fines gouttelettes et donc faciliter la combustion. De manière générale, l'injecteur doit satisfaire à une double contrainte: créer un brouillard de gouttes fines pendant une faible durée de résidence des gouttes dans la chambre de combustion, et ce pour une chute de pression limitée ( par les pompes d'admission par exemple) à travers cet injecteur. Le système d'injection qui va nous intéresser est celui couramment utilisé dans les moteurs cryotechniques de fusée. Il consiste en un double injecteur coaxial (cf. FIG. 1.3), L'oxygène liquide est injecté par le tube central tandis que l'hydrogène gazeux est injecté à plus grande vitesse à travers la couronne extérieure. La différence de vitesse entre le gaz et le liquide à leur interface est le moteur de l'atomisation de ce dernier.

La formation d'un spray par l'atomisation d'un jet liquide par un cocourant gazeux rapide présente différents régimes. Le paramètre couramment retenu pour distinguer ces régimes est le nombre de Weber:

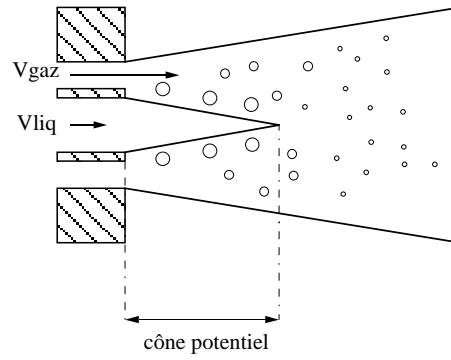


FIG. 1.1 – Formation d'un spray en géométrie coaxiale.

$$We = \frac{\rho_{gaz} d_{inj} (V_{gaz} - V_{liq})^2}{\sigma}$$

qui traduit le rapport des forces hydrodynamiques déstabilisatrices et des forces de cohésion dues à la tension de surface  $\sigma$ . D'après l'équipe de Chigier (cf. [20]), on distingue trois régimes:

$1 < We < 25$ , l'extrémité du jet rond liquide se brise en gouttes dont la taille est de l'ordre de la dimension de l'injecteur.

$25 < We < 70$ , le jet rond est d'abord déstabilisé sous forme d'une membrane, laquelle se déstabilise à son tour en gouttes dont le diamètre est largement inférieur à celui de l'injecteur.

Enfin,  $We > 100$  FIG. 1.2 qui est le cas qui va nous intéresser, le gaz rapide déstabilise la surface du liquide: l'entraînement de la phase dense par le gaz donne lieu à la formation de structures en forme de vagues axisymétriques transversales à la direction principale de l'écoulement. Ces vagues se déstabilisent pour former des ligaments au bouts desquels sont libérés des gouttes. Ce phénomène appelé **atomisation primaire** est à l'origine de la première génération de gouttes. L'arrachage de gouttes au jet liquide central le long de sa surface réduit la zone strictement liquide à un cône appelé cône potentiel de liquide. La première génération de gouttes interagit avec le gaz rapide, ces gouttes sont alors susceptibles de se briser en gouttes plus petites, c'est l'**atomisation secondaire**.

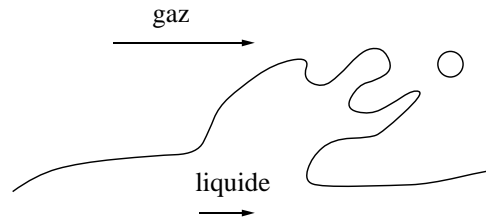


FIG. 1.2 – *déstabilisation de la lame liquide créée par la différence de vitesse entre les deux phases.*

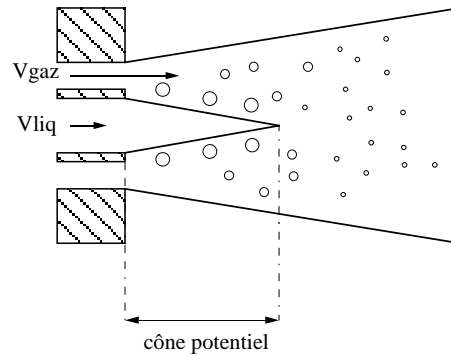


FIG. 1.3 – *Formation d'un spray en géométrie coaxiale.*

## 1.2 Création d'un spray "froid".

Les phénomènes de combustion et d'atomisation sont en général imbriqués, ce qui rend ce type de système extrêmement complexe. Dans un premier temps nous allons exposer les mécanismes qui mènent à la création du spray en dehors de toute combustion ou même vaporisation. Pour le type d'injection qui nous concerne, le développement du spray se compose de deux phases: l'atomisation primaire qui mène à la première génération de gouttes et l'atomisation secondaire qui concerne l'interaction de cette première génération de gouttes avec le gaz rapide.

### 1.2.1 Atomisation primaire.

L'atomisation primaire est produite par le développement successif de deux instabilités dont les moteurs sont différents: dans un premier temps l'interface est déstabilisée par la différence de vitesse entre le gaz et le liquide, dans un deuxième temps les structures créées par la première instabilité se déstabilisent elles mêmes pour générer des gouttes.

#### **Déstabilisation de l'interface liquide gaz.**

*Cas d'un profil de vitesse avec discontinuité.*

De manière générale il est connu (cf. [49]) qu'un écoulement présentant un profil de vitesse avec un point d'inflexion (cf. FIG. 1.4) est instable. Ces instabilités interfaciales sont de type convectif: elles sont entraînées par le courant gazeux à une vitesse  $U_c$ ; pour caractériser ces structures, il faut préciser leur fréquence temporelle  $f$  ainsi que la longueur d'onde séparant chaque structure de la suivante  $\lambda$ . On a alors:  $f = \frac{U_c}{\lambda}$ .

Dans le cas limite où le raccord de vitesse se fait sur une couche infiniment fine, Helmholtz (cf. [35]) puis Kelvin (cf. [42]) prédisent une longueur d'onde préférentiellement sélectionnée par la tension de surface:

$$\lambda_{KH} = 3\pi \frac{\sigma}{\rho_{gaz} V_{gaz}^2} \quad (1.1)$$

et une vitesse de convection de l'instabilité (cf. [18]):

$$U_{c,KH} = \frac{\rho_{gaz} V_{gaz} + \rho_{liq} V_{liq}}{\rho_{gaz} + \rho_{liq}}$$

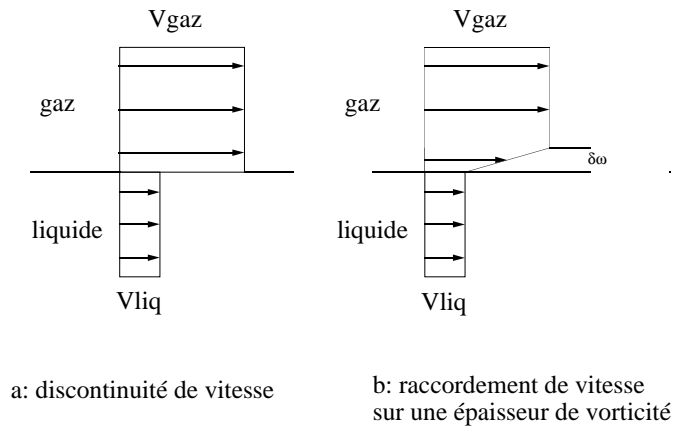


FIG. 1.4 – Profil de vitesse à l'interface liquide gaz.

*Cas d'un profil de vitesse avec raccord de vitesse sur une épaisseur de vorticité.*

Villermaux et al (cf. [67]), lors d'expériences sur la formation de sprays (eau air) à grands nombres de Reynolds ( $Re \approx 10^4$ ), ont mesuré des vitesses de convection supérieures d'un ordre de grandeur à celles prévues par le mécanisme de Kelvin Helmholtz. Les résultats de ces expériences ont été interprétés dans le cadre d'un profil de vitesse présentant une épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  (cf. FIG. 1.4) située dans le gaz. Des expériences annexes ont en effet montré que les vitesses de convection des

instabilités n'étaient pas affectées par un changement de la viscosité du liquide (cf. [67]).

Villermaux et al proposent une expression pour le mode le plus amplifié, basée sur une analyse de stabilité linéaire pour ce profil de vitesse:

$$\lambda \approx \frac{2\pi}{1.3} \left( \frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} \right)^{\frac{1}{2}} \delta_{\omega}$$

la vitesse de convection des instabilités est alors:

$$U_c = \frac{\sqrt{\rho_{gaz}}V_{gaz} + \sqrt{\rho_{liq}}V_{liq}}{\sqrt{\rho_{gaz}} + \sqrt{\rho_{liq}}}$$

*Ordres de grandeurs pour notre expérience.*

Dans le cas d'un profil avec un point d'inflexion, en l'absence de tension de surface et d'épaisseur de vorticité, toutes les longueurs d'onde sont instables. La présence de tension de surface stabilise les longueurs d'onde inférieures à  $\lambda_{KH}$ . Si le profil de vitesse présente une épaisseur de vorticité  $\delta_{\omega}$ , des longueurs d'ondes supérieures à  $\lambda_{KH}$  peuvent être stabilis es à condition que:  $\lambda_{KH} < \lambda_{\omega}$ . On peut récrire cette inégalité sous la forme:

$$We \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}}} > 1$$

avec cette fois  $We = \frac{\rho_{gaz}V_{gaz}^2\delta_{\omega}}{\sigma}$ ,

L'épaisseur de la couche de vorticité  $\delta_{\omega}$  a été mesur e (cf. [87]) dans des systèmes eau air. La relation propos e avec les paramètres du spray est:

$$\frac{\delta_{\omega}}{H} = \frac{8.5}{\sqrt{\frac{2HV_{gaz}}{\nu_{gaz}}}}$$

, où H est la dimension du passage pour le gaz dans l'injecteur. Dans nos conditions expérimentales:

le gaz est de l'hélium à 80 K, le liquide de l'hélium liquide, pour une pression de chambre expérimentale de 1 bar absolu:

$$H = 0.5 \text{ mm}$$

$$\rho_{liq} = 125 \text{ kg/m}^3$$

$$\rho_{gaz} = 0.6 \text{ kg/m}^3$$

$$\nu_{gaz} = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s} \text{ (à 80 K, cf. [59])}$$

$$\sigma = 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \text{ (cf. [1])}$$

la vitesse typique d'injection du gaz est 40 m/s

la vitesse typique d'injection de liquide de 1 m/s,

on obtient une épaisseur de vorticité de 80  $\mu\text{m}$ . On a alors  $We \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}}} \approx 10^3$ . Nous sommes bien dans une situation de stabilisation par une épaisseur de vorticité. La vitesse de convection des instabilités est alors de 4 m/s, la longueur d'onde de 5 mm; on s'attend donc à une déstabilisation extrêmement rapide de l'interface liquide gaz dans notre expérience.

### **Création de la première génération de gouttes.**

Les lames liquides n es de la déstabilisation de l'interface subissent un processus de digitation FIG. 1.2 (cf. [55]). Les ligaments formés se fractionnent en gouttes via l'instabilité de Rayleigh: la tension de surface tend à rassembler le fluide sous forme de paquets sphériques afin de limiter l'énergie de surface.

*remarque: une expérience initialement r alis e par Savard (cf. [71]) et reprise récemment par Villiermaux et al (cf. [57]) consiste à faire impacter un jet rond liquide sur une surface dont le diamètre est de l'ordre de celui du jet liquide; il se crée une lame liquide qui se déstabilise pour donner des gouttes. Cette apparition de ligaments qui se brisent pour libérer des gouttes intervient donc en l'absence de cisaillement du liquide par un cocourant gazeux. Le cisaillement n'est donc pas le moteur de cette instabilité*

Des expériences sur des sprays air eau à grands nombres de Reynolds (cf. [58]) font apparaître une dépendance du diamètre typique  $d$  des gouttes avec:

$$We = \frac{\rho_{gaz} ((V_{gaz} - V_{liq})^2) d_{injecteur}}{\sigma}$$

$$\frac{d}{d_{inj}} \approx We^{\frac{1}{2}}$$

Dans notre expérience ( $We \approx 10^4$ ) on s'attend donc à une première génération de gouttes de diamètre moyen de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ .

Un deuxième processus contribue à la formation de la première génération de gouttes. Au niveau de l'extrémité du dard liquide, le rattachement de la couche de

mélange sur l'axe pince le dard liquide ce qui entraîne le détachement de structures liquides de dimensions comparables au diamètre local du jet (le millimètre pour nous). Ce pincement se fait à une fréquence  $f$  caractéristique (cf. [24]). Dans la limite des grands nombres de Reynolds (dans notre cas  $Re \approx 10^5$ ) ou l'épaisseur de vorticité au niveau de l'injecteur est faible devant le diamètre du jet, des études (cf. [38]) ont montré que le nombre de Strouhal,  $St = \frac{f d_{inj}}{V_{liq}}$  tend vers 0.45; la fr equance  $f$  dans notre expérience est alors d'une centaine de Hertz .

### 1.2.2 Atomisation secondaire.

Les gouttes arrachées au dard liquide forment un brouillard, lequel est généralement consid er e comme suffisamment peu dense à courte distance du cône potentiel pour que les collisions entre gouttes soient négligeables dans cette région, tant pour le phénomène de fragmentation que pour les effets de coalescence (cf. [29]); Ce point n'est pas tout  a fait clair, certaines expériences (cf. [51], cf. [74]) mettent en évidence une coalescence pour des distances  a l'injecteur importantes (20 diamètres). Dans l'hypothèse où les gouttes n'interagissent qu'avec le gaz turbulent, deux types de phénomènes sont susceptibles de conduire au fractionnement des gouttes.

#### **Fractionnement par cisaillement.**

Si la goutte est arrachée à une vitesse  $V_g$  inférieure à celle du gaz, cette différence de vitesse crée un cisaillement de la goutte. L'équilibre des forces aérodynamiques déstabilisatrices et de la force de cohésion de la goutte est caract eris e par un nouveau nombre de Weber:

$$We = \frac{\rho_{gaz} (V_{gaz} - V_g)^2 d_{goutte}}{\sigma} > We_c$$

si  $We > We_c$ , la goutte n'est pas stable et se brise (cf. [34]);  $We_c$  est une constante de l'ordre de 10 (cf. [37]). Ce phénomène est essentiellement efficace dans une zone proche du dard liquide ou les gouttes n'ont pas encore été accélérées à la vitesse du gaz ( $x < 7D_{inj}$  pour des sprays air eau à  $Re = 10^4$  d'après cf. [51]). De même, les grosses structures issues de l'extr emite du dard liquide, de par leur taille et leur inertie, sont particulièrement affectées par ce type de fractionnement. Nos paramètres d'injection (vitesses, densités..) conduisent à un diamètre de goutte limite de  $6\mu\text{m}$ . Suivant le

$We$  de la première goutte, plusieurs scénarios sont reportés par cf. [80] FIG. 1.5;

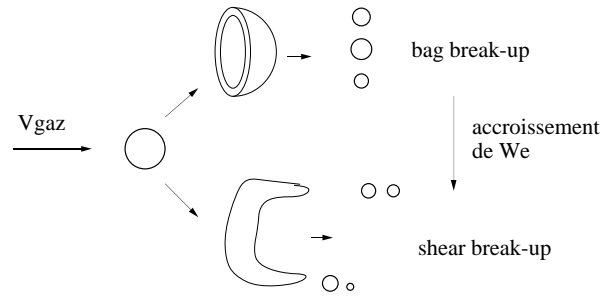


FIG. 1.5 – Différents types de fractionnement secondaire par cisaillement.

Dans notre expérience ces différents types de fractionnement sont possibles suivant la taille de la goutte et sa différence de vitesse avec le gaz.

### Fractionnement initié par interaction avec la turbulence.

Les gouttes qui ont acquis la vitesse du gaz restent exposées au mouvement turbulent du gaz, et peuvent être considérées comme des oscillateurs excités par les fluctuations de vitesse du gaz; on peut alors définir un nombre de Weber turbulent:

$$We_t = \frac{\rho_{gaz} \bar{u}_{(d)}^2 d_{goutte}}{\sigma}$$

avec  $u_{(d)}$  la fluctuation de vitesse à l'échelle  $d$ . Nos écoulements sont caractérisés par une échelle de dissipation  $\eta = L.Re^{-\frac{3}{4}} \approx 1\mu m$  ( $L$  est l'échelle intégrale), ce qui signifie que des fluctuations de vitesses sont présentes jusqu'à des échelles de cette ordre. Dans l'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope (cf. [46]):

$$\bar{u}_{(d)}^2 = C (\varepsilon d)^{\frac{2}{3}}$$

avec  $\varepsilon$  le taux de dissipation.

La taille maximale de goutte stable s'exprime alors (cf. [51]):

$$d_{\max} = \left( \frac{\sigma We_t c}{\rho_g} \right)^{\frac{3}{5}} \varepsilon^{-\frac{2}{5}}$$

$We_t c$  dépend du rapport de densité entre les deux phases mais est toujours inférieur à 0.6 (cf. [72]). On peut estimer  $\varepsilon$  à partir des relations:

$$\eta = \frac{L}{Re^{\frac{3}{4}}} = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}$$



On trouve un diamètre stable maximal de l'ordre de la centaine de microns. Dans notre expérience, le fractionnement par cisaillement permet de créer des gouttes plus petites (jusqu'à 6  $\mu\text{m}$ ); néanmoins pour des structures liquides qui seraient accélérées jusque la vitesse du gaz avant d'être fractionnées par cisaillement, le diamètre stable maximal est donné par cette interaction avec la turbulence du gaz.

### 1.2.3 Distinction entre atomisations primaire et secondaire.

La différence entre atomisation primaire et secondaire n'est pas stricte. D'après [29], si le temps caractéristique pour fractionner une goutte par cisaillement (atomisation secondaire) est inférieur au temps nécessaire à la formation de gouttes depuis un ligament de liquide (atomisation primaire), ces deux phénomènes peuvent se dérouler simultanément.

#### **estimation du temps de fractionnement par instabilité Rayleigh $\tau_r$**

Si un renflement apparaît sur un ligament liquide, la tension de surface tend à augmenter le volume de ce renflement pour créer une goutte de liquide sphérique qui minimise l'énergie de surface. on écrit l'accélération du liquide ( $\gamma$ ) par le gradient de pression ( $\delta p$ ) du à la tension de surface:

$$\text{grad}(\delta p) \approx \frac{\sigma}{d^2} = \rho_{liq}\gamma$$

, on cherche le temps  $\tau_r$  tel que  $\tau_r^2\gamma \approx d$  (une partie du liquide est déplacé sur une distance  $d$  d'où fractionnement), on obtient:  $\tau_r = \left(\frac{\rho d^3}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}$ .

#### **estimation du temps de fractionnement par cisaillement $\tau_c$**

On écrit cette fois la force exercée sur la goutte par le gaz rapide dans lequel la goutte est immergée:

$$F = \rho_{gaz} (V_{gaz} - V_{liq})^2 d^2 = \rho_{liq}\gamma d^3$$

et on cherche le temps  $\tau_c$  tel que  $\tau_c^2\gamma \approx d$ , on obtient:  $\tau_c = \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} \frac{d}{\Delta V}}$ .

Si  $\tau_c < \tau_r$  alors l'atomisation secondaire a lieu alors que les gouttes ne sont pas séparées de la surface du liquide. Dans notre cas la condition  $\frac{\tau_r}{\tau_c} > 1$  est réalisée pour des structures de taille supérieure au micron, ce phénomène est donc toujours présent et mène à des tailles de gouttes faibles à courte distance du dard liquide. Ce phénomène améliore l'efficacité de l'atomisation.

## 1.3 Caractérisation d'un spray.

### 1.3.1 Distributions jointes taille de goutte vitesse de goutte.

Les atomisations primaires et secondaires produisent une distribution de tailles de gouttes très large. Typiquement, une telle distribution contient des gouttes de quelques microns à quelques centaines de microns (cf. [56], [5], cf. [31]). Plusieurs types de distributions sont utilisées (cf. [48]) pour décrire l'assemblée de gouttes, la plus simple et pourtant l'une des plus adaptées est la distribution log-normale;

$$P(D)dD = Q(\ln(D))\frac{dD}{D}$$

avec

$$Q(\ln(D)) = Ae^{-\frac{\ln^2(\frac{D}{D_0})}{2\sigma^2}}$$

On définit souvent un diamètre typique de goutte, il y a une infinité de définitions de diamètre moyen suivant la forme générale:

$$(D_{jk})^{j-k} = \frac{\int_0^\infty D^j P(D)dD}{\int_0^\infty D^k P(D)dD}$$

$j$  et  $k$  étant des entiers. Le diamètre moyen le plus utilisé dans le domaine de la combustion est le diamètre de Sauter ou  $D_{32}$ , ce diamètre est tel que le rapport surface sur volume de cette goutte est le même que celui du spray en entier.

Plusieurs outils expérimentaux ont été développés pour déterminer la distribution de taille de goutte en un point du spray; je vais présenter certains d'entre eux, cette description n'ayant pas la prétention d'être exhaustive. On peut grossièrement distinguer deux catégories: d'une part des mesures intrusives, d'autre part des mesures optiques non intrusives.

#### Mesures intrusives.

On peut citer l'utilisation de sonde à fibre optique (cf. [12]): une photo diode émet un faisceau lumineux conduit par une fibre optique jusqu'au sein du spray, la lumière est réfléchiée ou non suivant l'indice de réfraction du milieu à l'extrémité de la fibre. Un détecteur permet d'enregistrer les temps de passage de structures liquides. On rencontre ici une difficulté que l'on retrouvera avec notre technique de micro-thermomètres (cf chapitre suivant): à chaque taille de goutte est associée

une distribution de vitesse, aussi il est délicat de passer des durées de passage des structures liquides à des tailles de gouttes par simple multiplication de la durée de passage par la vitesse moyenne des gouttes. Cette technique est aussi limitée par sa résolution spatiale ( $60 \mu\text{m}$ ), par contre l'investigation de milieux denses est envisageable.

### **Mesures non intrusives.**

La deuxième grande famille de techniques expérimentales est celle des mesures optiques non intrusives. On peut mentionner les visualisations: la photographie rapide ( $1 \mu\text{s}$  à  $1 \text{ ns}$ , cf. [51]) ou encore l'holographie (cf. [44]). Le traitement de l'image instantanée permet de reconstruire la distribution de taille tandis que des techniques de double exposition (à court intervalle) permettent de mesurer la vitesse, du moins deux de ses composantes. Ces techniques sont limitées par l'opacité du milieu étudié; si celui-ci est suffisamment dense la lumière ne pénètre pas et le spray apparaît noir. Enfin le dernier type de technique que je mentionnerai est la mesure par anémométrie phase doppler (PDA, cf. [3]). Cette mesure interférométrique permet la mesure simultanée de la taille des particules et de leur vitesse. Ce type de mesure est très répandu (cf. [74], cf. [51].), mais son utilisation dans le champ proche du spray est délicate: l'interprétation du signal recueilli fait l'hypothèse que les gouttes sont sphériques, ce qui n'est pas garanti dans la zone d'accélération (des raffinements de cette technique sont en cours de développement pour s'affranchir de cette difficulté cf. [8]). De plus, si le milieu est suffisamment dense pour donner lieu à de la diffusion multiple, la cohérence entre les faisceaux de mesure est détériorée et cette technique n'est plus utilisable.

### *1.3.2 Caractéristiques globales du spray.*

#### **Longueur de cône potentiel liquide**

La détermination des distributions jointes de taille de goutte et de leur vitesse est difficile, particulièrement dans la zone dense du spray. Il est donc intéressant de trouver des caractéristiques plus faciles à mesurer. Une longueur très importante dans ce système de jets coaxiaux est la longueur de cône potentiel de liquide (cf. FIG. 1.6). Cette longueur correspond à la longueur nécessaire à la dispersion de la phase liquide (le fractionnement des gouttes se poursuit au delà du cône par

atomisation secondaire). L'équipe de Villermaux et al (cf. [69]) a développé un modèle qui rend compte de la variation de cette longueur de cône potentiel avec les paramètres d'injection (vitesses et densités des fluides).

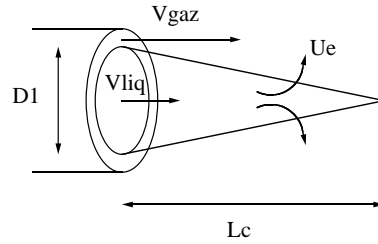


FIG. 1.6 – Illustration du modèle hydraulique pour la longueur de cône potentiel.

L'ingrédient de base de ce modèle est la conservation du débit de liquide à travers la surface du cône potentiel (cette forme conique est une hypothèse ad hoc largement confirmée par les expériences cf. [69]):

$$\frac{\pi D_1^2}{4} V_{liq} = \frac{\pi D_1}{2} \left[ \left( \frac{D_1}{2} \right)^2 + L_c^2 \right]^{\frac{1}{2}} U_e$$

$U_e$  est la vitesse d'entraînement du liquide par le gaz à travers la couche de mélange; la continuité des pressions dynamiques à l'interface (cf. [82]) mène à:

$$U_e = \sqrt{\frac{\rho_{gaz}}{\rho_{liq}}} u'_{gaz}$$

avec  $u'_{gaz}$  l'amplitude de fluctuation (rms) turbulente de vitesse. Avec  $u'_{gaz} = 0.17V_{gaz}$  (cf. [9]), les auteurs obtiennent l'expression suivante pour la longueur de cône:

$$\frac{L_c}{D_1} \approx \frac{6}{\sqrt{M}}$$

avec  $M = \frac{\rho_{gaz} V_{gaz}^2}{\rho_{liq} V_{liq}^2}$ ; ce rapport des flux de quantités de mouvements des deux phases apparaît comme le paramètre contrôlant la capacité du gaz à disperser le liquide.

*Remarque: dans ce modèle, la tension de surface n'intervient pas directement; cette dernière contrôlerait donc la taille des gouttes arrachées mais pas la vitesse à laquelle le liquide est enlevé au jet rond central.*

### Cavité de recirculation à l'extrémité du cône potentiel

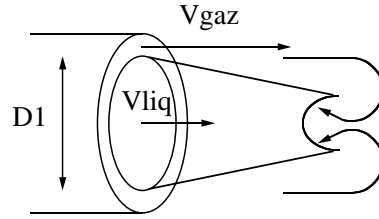


FIG. 1.7 – Illustration de la transition au régime de recirculation.

L'équipe de Villermaux a mesuré un rapport de flux de quantité de mouvement critique  $M_c$  à partir duquel se met en place un écoulement de recirculation (cf. FIG. 1.7), l'extrémité du cône est alors tronquée (cf. [69] [85]). Pour un spray eau air à haut nombre de Reynolds, la valeur de  $M_c$  est de 35 (cf. [51]). L'influence de cette transition sur la génération des gouttes reste à préciser, notamment que deviennent les paquets de liquide issus auparavant du pincement de l'extrémité du cône?

### Entraînement du gaz ambiant par le spray

On peut remarquer que ce modèle néglige le ralentissement du gaz annulaire par échange de quantité de mouvement avec le liquide mais aussi avec le gaz ambiant dans lequel se développent les jets coaxiaux. Ceci est certainement justifié au vu des longueurs de cône étudiées, de 1 à 10 diamètres d'injecteur; néanmoins dans le développement ultérieur du spray et notamment en ce qui concerne d'éventuels transferts thermiques entre les phases, il faudra garder en mémoire l'entraînement de gaz ambiant par le spray (cf. [69] pour plus de détails). Ce processus est lié aux mouvements des structures cohérentes dans la couche de mélange (cf. [90], cf. [9], cf. [26]). Des tourbillons à grande échelle (de l'ordre du rayon apparent du jet au delà du cône potentiel du jet) en s'enroulant, emprisonnent du gaz à l'arrêt et le ramènent vers la région turbulente. Dans le cas d'un jet rond turbulent axisymétrique de densité  $\rho_{jet}$  se développant dans un gaz au repos de densité  $\rho_{ambient}$ , Hill (cf. [36]) a mesuré un débit massique total entraîné

$$\frac{Q_{entrant}}{Q_{initial}} = 0.2 \left( \frac{\rho_{ambient}}{\rho_{jet}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{x}{d_{inj}} \right)$$

Ces mesures sont en accord avec celles de Bouslawski et Popiel qui proposent (cf. [6])  $\frac{Q_{entrant}}{Q_{initial}} = 0.183 \left( \frac{x}{d_{inj}} \right)$  dans le cas où les densités du jet et du gaz ambiant sont les mêmes. On déduit de cette formule que le débit entraîné est égal au débit initial

du jet au bout de quatre diamètres! On s'attend donc à ce que ce phénomène soit important dans le développement d'un jet coaxial.

## 1.4 Évaporation et combustion d'un spray.

La section précédente était consacrée à la dispersion de la phase liquide, nous allons maintenant nous intéresser à l'évaporation et à la combustion d'un spray. Dans un premier temps nous introduirons quelques notions de combustion monophasique, puis examinerons le problème de la vaporisation de gouttes sans interaction avec une réaction chimique, enfin nous présenterons quelques scénarios quand les deux phénomènes sont couplés.

### 1.4.1 Combustion monophasique, définitions.

On distingue deux grands type de flammes, que l'on peut illustrer par l'exemple du bec Bunsen (cf.FIG. 1.8): dans un premier temps le méthane et l'air sont mélangés sans réaction, la réaction déclenchée en aval du mélangeur donne lieu à ce qui est appelé une flamme de prémélange. Ce type de réaction initié en un point se propage à travers le mélange à une certaine vitesse dite vitesse de flamme, cette vitesse est essentiellement limitée par la diffusion de la chaleur dans le mélange.

En sortie de mélangeur, le mélange est trop riche en méthane, celui ci n'est donc pas intégralement brûlé dans la flamme de prémélange. L'excédent traverse la flamme et se mélange avec l'air ambiant pour s'enflammer à son tour. Les réactifs ne sont pas mélangés à l'échelle moléculaire avant la réaction. La réaction se fait à l'interface entre les régions contenant le méthane et l'air, elle est cette fois limitée par la diffusion des espèces à travers cette interface, et on parle alors de flamme de diffusion.

*Remarque: si l'écoulement est fortement turbulent, cette turbulence induit un fort plissement du front de flamme à grande échelle, tandis qu'à petite échelle le transport de matière ou de chaleur est fortement modifié par la convection. Ce phénomène améliore en général la réaction mais en complique singulièrement la description*

### 1.4.2 Evaporation.

Le modèle de base utilisé pour décrire l'évaporation d'une goutte est le modèle quasi stationnaire (cf. [75]), la goutte est supposée s'évaporer suffisamment lentement

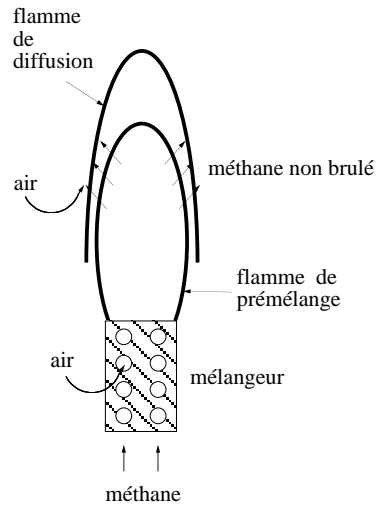


FIG. 1.8 – Exemple du bec Bunsen.

pour que l'on puisse négliger le changement de diamètre pour le calcul du taux d'évaporation, de plus la surface du liquide est supposée en condition de saturation. L'évaporation est alors limitée par l'évacuation des frigories libérées par la chaleur latente  $L$ , et de la vapeur issue de la vaporisation. Ce calcul mène à l'évolution du diamètre au cours du temps:

$$d^2 = d_0^2 - \left( \frac{8\rho_{vapeur}D_{vapeur}}{\rho_{liquide}} \ln\left(1 + \frac{H_{gaz} - H_{vapeur}}{L}\right) \right) t$$

On remarque que les gouttes s'évaporent d'autant plus vite qu'elles sont petites. L'atomisation du jet central liquide crée une large distribution de taille de gouttes (cf. section précédente), lesquelles n'auront pas la même histoire d'évaporation. Les plus petites gouttes s'évaporent suffisamment vite pour être assimilées à du gaz : Burgyne et Cohen, cf. [10], ont montré que des flammes de sprays monodisperses de tétraline, pour des gouttes de diamètre inférieur à  $10 \mu\text{m}$ , se comporte comme une flamme monophasique. Les gouttes les plus grosses peuvent parcourir une distance importante avant d'être évaporées, le temps de résidence de ces gouttes conditionne alors le dimensionnement du moteur (longueur de tuyère). Il existe des modèles plus raffinés d'évaporation. Certains permettent de tenir compte de phénomènes de convection dans le liquide si celui-ci n'est pas à la température de vaporisation (cf. [73]), d'autres prennent en compte l'influence de l'écoulement gazeux autour de la goutte (cf. [70]) quand celle-ci présente une différence de vitesse avec son environnement.

### 1.4.3 Scénarios de combustion de spray.

L'évaporation est souvent considérée comme le phénomène limitant la combustion, le temps d'évaporation étant considéré comme plus long que le temps de réaction chimique ou de mélange des espèces par la turbulence. Néanmoins, des expériences (cf. [61], [76]) ont montré que la combustion pouvait être plutôt contrôlée par le mélange des réactifs. La théorie de "group combustion" (cf. [21]) classe les différents cas de figure.

Si les gouttes s'évaporent très rapidement, la phase gazeuse qui entoure les gouttes est majoritairement constituée des vapeurs libérées par la vaporisation. La réaction a donc lieu dans les régions où cette vapeur a diffusé dans l'autre réactif, il se développe une flamme de type diffusion monophasique.

Si les gouttes s'évaporent lentement, celles-ci sont d'abord dispersées dans le gaz. Les gouttes s'évaporent dans l'autre réactif, donnant lieu à des flammelettes (cette fois encore de type diffusion) autour de chacune de ces gouttes.

Ces différents régimes influent sur les performances d'un moteur, pour caractériser et dimensionner ce dernier il est donc nécessaire de pouvoir prédire les conditions de fonctionnement.

## 1.5 Utilisation de l'hélium à basse température pour l'étude du fractionnement.

### 1.5.1 Étude proposée

L'utilisation de l'hélium cryogénique comme fluide expérimental en hydrodynamique s'est développée ces dix dernières années. Les expérimentateurs tirent parti de la faible viscosité cinématique de ce fluide (à 1 bar 4.2 K:  $\nu_{liq}=2.6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\nu_{vapeur}=7.4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ ) pour obtenir des écoulements à forts nombres de Reynolds (cf. [78], [13])  $Re = \frac{UD}{\nu}$  pour des dimensions ( $D$ ) et vitesses ( $V$ ) compatibles avec une expérience de laboratoire. L'expérience du groupe de Castaing (cf. [17]) a obtenu des Reynolds d'environ  $5 \cdot 10^6$  pour une expérience de turbulence de jet avec un diamètre d'injecteur de 1 mm, une vitesse d'injection de 50 m/s, les dimensions de la chambre d'expérience étaient d'environ 40 cm de long pour un diamètre de 15 cm; la soufflerie de Modane



qui utilise de l'air permet d'obtenir des Reynolds de  $10^7$  mais pour une veine de test d'une vingtaine de mètres de diamètres!

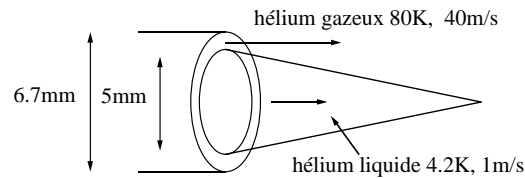


FIG. 1.9 – expérience proposée.

L'expérience initialement proposée consistait à étudier le fractionnement d'un jet rond d'hélium liquide par un courant annulaire d'hélium gazeux à 80 K (cf. FIG. 1.9). Cet écoulement présente certaines caractéristiques que l'on retrouve dans les moteurs de fusée, l'hélium liquide étant remplacé par de l'oxygène liquide et l'hélium gazeux par de l'hydrogène gazeux:

- ce spray est fortement turbulent:  $Re_{liq} \approx 10^5$ ,  $Re_{gaz} \approx 710^4$
- les deux phases ont des densités très différentes: à 1 bar,  $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz,80K}} = 208$
- dans la mesure où l'on domine la cryogénie du dispositif expérimental, le point critique de l'hélium est aisément accessible:  $P_c = 2.2 \text{ bar}$ ,  $T_c = 5.2 \text{ K}$ ; dans le moteur Vulcain d'Ariane V, la pression de chambre de combustion est supérieure à la pression critique de l'oxygène (50 bar). Notre expérience, moyennant une augmentation raisonnable de la pression de travail du dispositif peut en principe donner des indications sur les changements intervenant dans les processus de mélange quand le fluide dense est en conditions super-critiques.

*Remarque: nous mélangeons de l'hélium super critique avec du gaz d'hélium, la notion de point critique a donc tout son sens et on s'attend à observer effectivement une disparition de la tension de surface entre les phases dense et gazeuse (des gouttes arbitrairement petites peuvent donc être créées puisque la création de surface n'a plus de coût énergétique). Dans le cas du mélange oxygène hydrogène il n'y a plus un point critique mais une ligne critique: à chaque composition du mélange correspond une température critique; la tension de surface entre les deux composants n'est donc pas nulle partout dans le spray. Ce cas de figure est répertorié sous le nom de régime transcritique (cf. [27], cf. [14]).*

Cette étude se concentre donc sur le fractionnement du liquide et éventuellement

son évaporation en l'absence de réaction chimique; le but de ces expériences est de fournir aux numériciens une base de données sur les produits de l'atomisation: la distribution de tailles de gouttes ainsi que la distribution de vitesse associée en sortie de l'injecteur sont des données de base pour certains modèles (cf. [28]), ceux ci proposent en effet une description Lagrangienne de l'évolution de ces distributions en interaction avec la turbulence du gaz et couplées avec le phénomène d'évaporation (assisté ou non par la chaleur dégagée par la réaction chimique). D'autres modèles (cf. [7],[77]) s'intéressent à la quantité d'interface liquide gaz (ou de la densité d'interface  $\Sigma: m^2/m^3$ ) où la réaction chimique est susceptible d'avoir lieu. Cette quantité est une donnée mixte combinant la taille des gouttes et leur nombre. Dans la pratique, les expériences de diffusion de la lumière nous donnent accès à cette quantité (cf. chap4) alors qu'il nous est très difficile d'obtenir l'histogramme de tailles de gouttes.

### 1.5.2 Propriétés thermodynamiques de l'hélium à basse température

la FIG. 1.10 présente le diagramme de phase de l'hélium.

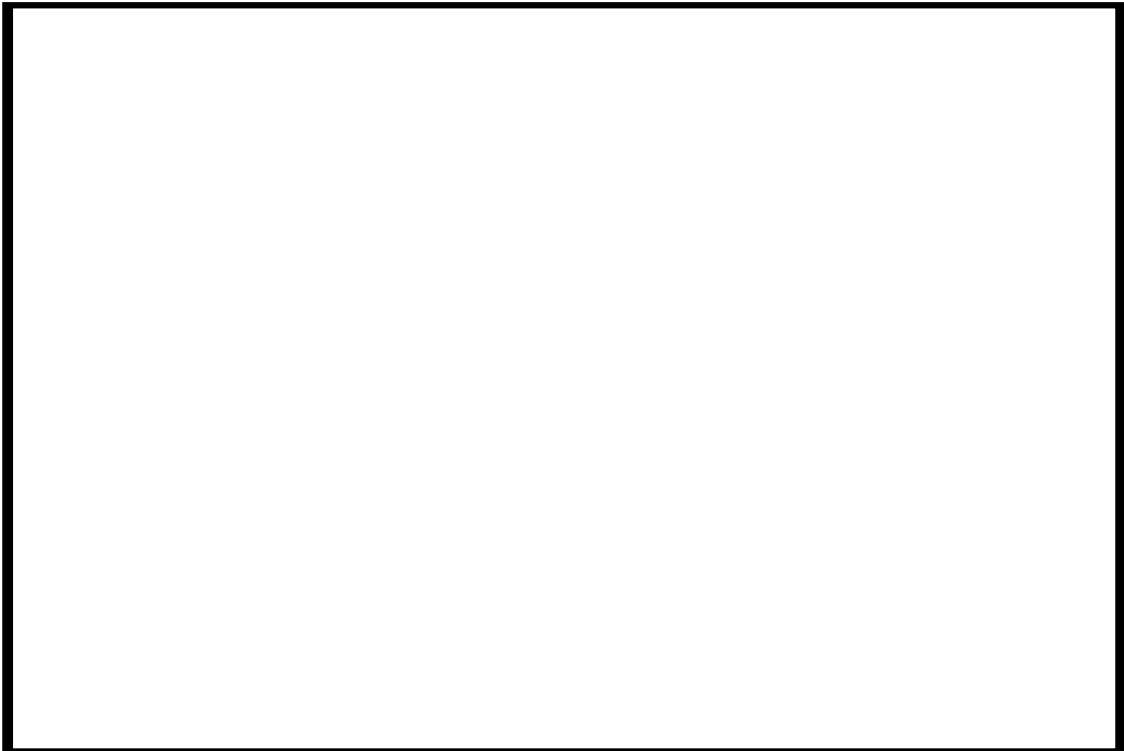


FIG. 1.10 – Diagramme de phase de l'hélium à basse température.

la première remarque est que notre zone de travail en ce qui concerne le liquide (1 à 2.5 bar, 4 à 5.5K) est éloignée de la transition super fluide.

### En deçà du point du point critique

La chaleur latente de vaporisation de l'hélium est faible:  $L=20.72$  j/g à 1 bar 4.22 K cf. FIG. 1.11, cette caractéristique a une conséquence importante sur l'évaporation.

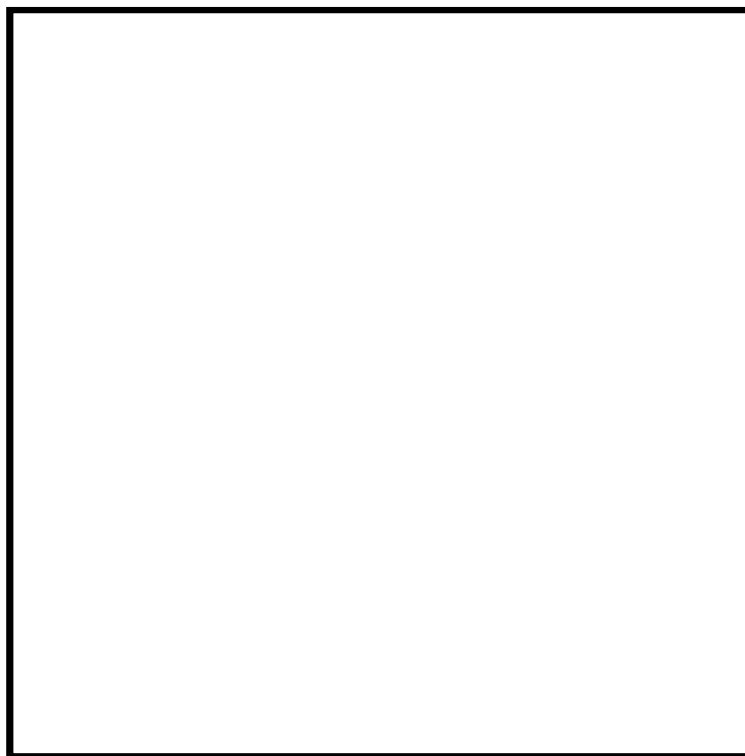


FIG. 1.11 – *Évolution de la chaleur latente de vaporisation en fonction de la température d'équilibre liquide/gaz.*

Par la suite (cf. chap4) on utilisera le paramètre  $S = \frac{\dot{m}_{gaz}(H_{T_{gaz}} - H_{T_{vapeur}})}{\dot{m}_{liq}L}$  pour quantifier l'effet de l'apport de chaleur par le gaz annulaire (d'enthalpie  $H_{T_{gaz}}$ ) sur l'évaporation du liquide. Du fait de la faible chaleur latente de l'hélium, une entrée de chaleur même faible dans la chambre expérimentale est susceptible d'évaporer une portion significative du liquide: à débits massiques de gaz et de liquide égaux (ce qui correspond à une configuration typique d'expérience) il suffit que le courant annulaire soit porté à 7 K pour qu'il porte l'excès d'enthalpie nécessaire à vaporiser tout le jet liquide. Ce point très important n'avait pas été considéré lors de la mise en place de cette expérience. L'étude des conséquences de ces propriétés de l'hélium sera le sujet des chapitres 3 et 4.

### Au voisinage du point du point critique

Au point critique lui même, la chaleur latente de vaporisation s'annule, la tension de surface entre le fluide dense et sa vapeur disparaît; ce sont des propriétés que l'on retrouvera dans la région super critique. Pour ce qui est des coefficients cinétiques, le nombre de Prantdl (ou Schmidt thermique):  $Pr = \frac{\nu}{D}$  devient infini au point critique:  $D = \frac{K}{\rho C_p}$  ( $K$  est la conductibilité thermique,  $C_p$  la chaleur spécifique à pression constante), et  $C_p$  diverge au point critique; une région arbitrairement petite peut donc "stocker" une grande quantité d'énergie, c'est en ce sens que la chaleur ne diffuse plus à travers le milieu. il convient néanmoins de remarquer que l'annulation de la diffusivité thermique ne concerne qu'une région très étroite du diagramme de phase cf.FIG. 1.12, typiquement  $\frac{C_p(T)}{C_p(4.2K)} = 10$  pour  $\left| \frac{T}{T_c} \right| = 0.02$ . Notre dispositif ne ne permet pas de stabiliser les températures d'injections des fluides expérimentaux et la chambre expérimentale avec cette précision; l'effet sur le mélange de la divergence du nombre de Schmidt est sûrement d'un grand intérêt du point de vue fondamental, mais il semble douteux que cet effet existe dans le moteur de fusée.

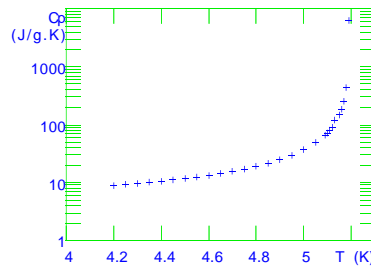


FIG. 1.12 – Annulation de la diffusivité thermique près du point critique.

### Au delà du point du point critique

Il n'existe plus de coexistence de phase, la tension de surface est nulle, il en est de même pour la chaleur latente de vaporisation; nous injectons du fluide super critique dense: à 2.3 bar,  $\rho$  (T=5.1K)=102 kg.m<sup>-3</sup> et du gaz à 80 K peu dense  $\rho$  (T=80 K)=1.4 kg.m<sup>-3</sup>. Des études expérimentales et théoriques ont montré qu'un fort gradient de densité associé à une mauvaise diffusion moléculaire (typiquement 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup>/s pour l'hélium) produisait l'équivalent d'une tension de surface aux temps courts ( cet effet disparaît au cours du temps) cf. [25],[62]. Les visualisations réalisées par différentes équipes en régime super-critique (cf. [60]) font apparaître un jet qui

se présente comme un jet de gaz: on ne distingue pas de gouttes ou de paquets individualisés de fluide dense; l'étude de Chehroudi (cf. [19]) confirme ce comportement: le taux de croissance d'une couche de mélange super-critique est identique (à ceci près que le gaz est dense) aux taux de mélange de couches de mélange gaz-gaz répertoriées dans la littérature.

---



---

## 2

---



---

### DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

---



---

#### 2.1 *La chambre expérimentale.*

La chambre expérimentale FIG. 2.1 est composée d'une cloche à double paroi dans laquelle est maintenu un vide secondaire afin d'assurer l'isolation thermique. Cette cloche se visse sur un double fond bombé qui supporte l'injecteur. Quatre accès optiques de  $\phi = 90mm$  sont aménagés à  $0^\circ, 45^\circ$  et  $90^\circ$ ; de plus, un passage est installé sur le sommet de la cloche afin de pouvoir descendre et manœuvrer un capteur dans la chambre expérimentale. Un œil exercé remarquera tout de suite une différence importante par rapport aux cryostats traditionnels: outre l'absence de garde d'azote ou de super-isolation, la bride de raccord, par laquelle sont susceptibles d'entrer l'essentiel des pertes thermiques est située au bas de la chambre expérimentale. Cette situation est extrêmement préjudiciable à l'isolation thermique, la création d'une zone "chaude" sous une zone plus froide est totalement instable et donne lieu d'importants transferts thermiques (plusieurs kW!) vers l'expérience par convection. Cette situation n'est pas le résultat d'une erreur, mais est un choix délibéré afin de faciliter l'alimentation de la manip en hélium liquide. Pour limiter les pertes sur la ligne d'amenée de liquide, l'optimal est que la chambre soit posée directement sur un vase de 500 l, ce qui raccourcit considérablement la longueur de cette ligne. Néanmoins cette configuration a été la source de nombreux problèmes (cf chap 5). Dans un premier temps, différentes améliorations ont permis de maintenir une isolation correcte ( la température du gaz ambiant est de 30 K) compte tenu que nous travaillons à relativement haute température avec un gaz à 80K. Des écrans en cuivre refroidis par les vapeurs en aval du jet ont été installés, avec une double fonction: éviter l'entrée de chaleur par le rayonnement thermique de la cloche inox ( $\dot{Q}_{\text{rayonnement}} \approx \sigma T_{\text{cloche}}^4$ ,

$\sigma = 5.6710^{-12} \text{ W.cm}^2$  est la constante de Stefan.  $\text{K}^{-4}$ , une paroi à 300 K rayonne environ  $500 \text{ W/m}^2$ ) mais aussi isoler le spray de la convection qui a lieu à l'extérieur des écrans; l'hélium qui circule entre les écrans est un bon isolant thermique si il n'y a pas de convection:  $K=2.6 \cdot 10^{-2} \text{ W/m.K}$  à 20 K. Les fluides expérimentaux (liquide plus gaz à 80K) sont notre unique source de frigories, il est donc nécessaire d'utiliser au maximum l'enthalpie des gaz sortant des écrans en cuivre pour refroidir l'ensemble du cryostat. Le retour des gaz vers la récupération d'hélium du laboratoire a été placée au sommet de la cloche. On oblige ainsi le gaz à circuler le long des parois de la cloche en inox. Plus le gaz est froid plus il est dense, on ne fait donc circuler que le gaz qui a été suffisamment réchauffé (qui a donc cédé une partie de son enthalpie) pour monter au sommet de la cloche.

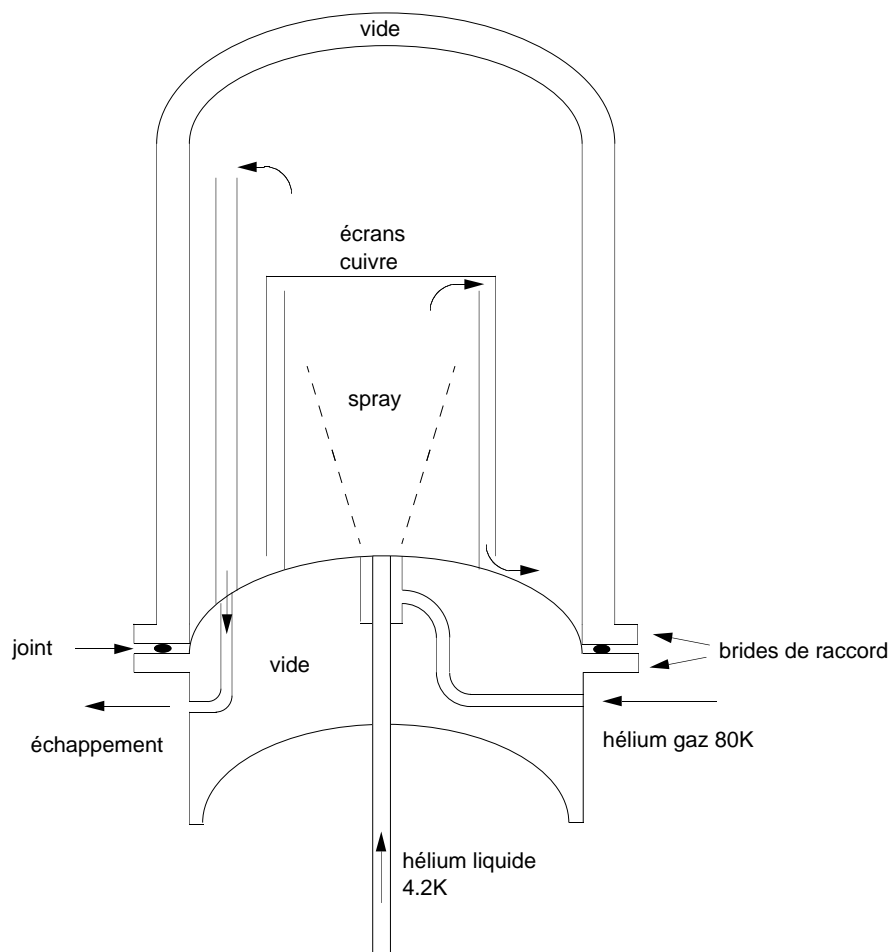


FIG. 2.1 – schéma du cryostat

## 2.2 Circulation des fluides expérimentaux.

L'hélium gazeux est directement prélevé à température ambiante sur les réserves de gaz du liquéfacteur. Un compresseur force un débit, réglable entre 0.3 et 0.9 g/s par un système de by-pass. Ce débit est mesuré à 300 K par la chute de pression induite à travers un diaphragme:  $\Delta P \approx \rho V^2$ . Ce gaz passe ensuite dans un échangeur à azote liquide (77 K) avant d'être injecté dans l'expérience. L'hélium liquide (cf. FIG. 2.2) est fourni par un vase commercial de 500 l. Une canne de transfert classique (super isolation plus double paroi à vide) relie ce vase à l'expérience. Le débit est maintenu grâce à l'entretien d'une surpression dans le vase. Deux électrovannes pilotées par ordinateur, une vers la récupération d'hélium, l'autre vers une bouteille d'hélium comprimé (150 bars), permettent de réguler une sur-pression de 80 mb à plus ou moins 10 mb. Un pointeau commandé depuis l'ambiante permet de varier l'impédance située à l'entrée de la ligne dans le liquide et donc de commander le débit de liquide entre 0.5 et 2.5 g/s. Sur la ligne de retour, un deuxième diaphragme situé en aval d'un échangeur à eau permet de mesurer le débit total (gaz + liquide) à 300 K. Différents thermomètres sont installés pour contrôler les températures d'injections des fluides, et de la chambre expérimentale.

## 2.3 L'injecteur.

Des études ont montré l'importance de la géométrie de l'injecteur sur le développement du spray [69]. Les paramètres importants sont alors le rapport des diamètres [15]  $\beta = \frac{D_2}{D_1}$  et la présence d'un éventuel retrait entre l'injecteur de liquide et celui de gaz [11]. L'injecteur que nous avons utilisé (cf. FIG. 2.3) a un  $\beta$  de 1.33 et n'a pas de retrait. Nous avons conservé cette géométrie pour toutes les expériences. Un autre point très important est la forme des profils de vitesse à l'injection [32]. Dans notre configuration, la longueur du tube d'amenée ( $80 \cdot D_1$ ) assure des conditions de turbulence de tube développée à la sortie de l'injecteur (profil de vitesse non plat). Le diffuseur de demi angle  $6^\circ$  accentue le profil de vitesse en cloche en ralentissant le fluide le long des parois, il permet aussi de réduire l'épaisseur de matière en bout de tube et donc de réduire le sillage qui résulte de cette marche. Le fort taux de contraction de l'injecteur de gaz permet de relaminariser ce dernier. Cet injecteur est



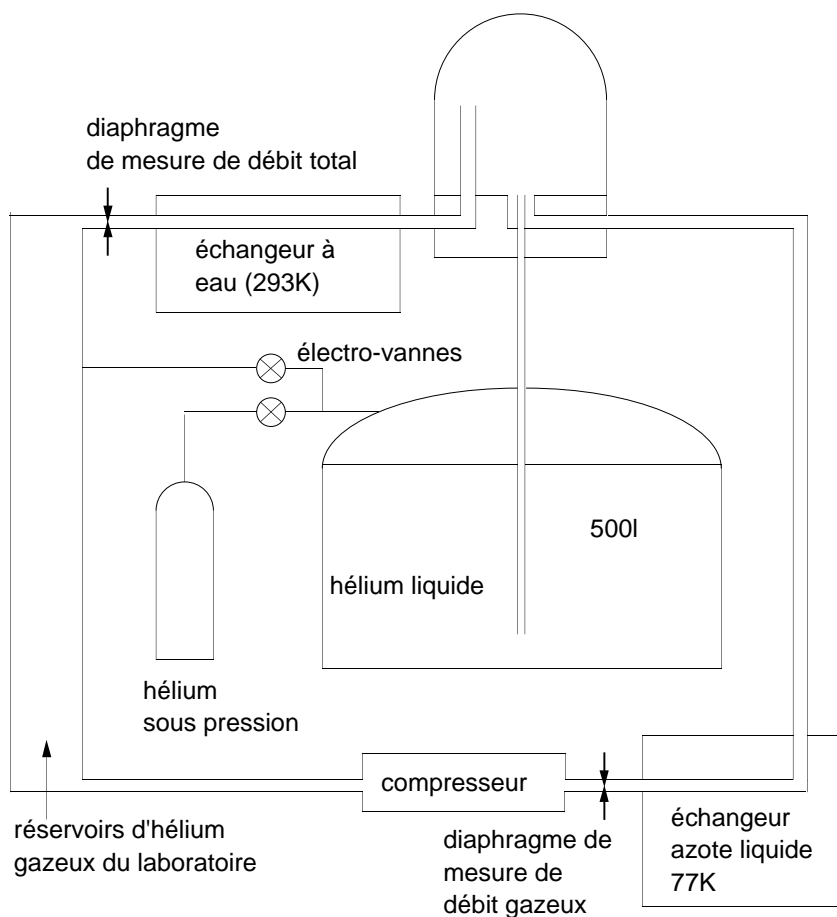


FIG. 2.2 – schéma de la circulation des fluides expérimentaux

réalisé en nylon de façon à minimiser les échanges thermiques entre le liquide et le gaz avant l'injection; on estime le flux de chaleur entre le gaz et le liquide:

$$\dot{Q}_{\text{gaz} \rightarrow \text{liq}} = \frac{2\pi h \int_{4.2}^{80} K_{\text{nylon}} dT}{\ln\left(\frac{D_{\text{inj}}}{D_{\text{inj}} - e}\right)} \approx 1 \text{ watt}$$

$e$  est l'épaisseur de l'injecteur central,  $D_{\text{inj}}$  son diamètre. Cet injecteur est composé de deux pièces de nylon emboîtées. La longueur de guidage ainsi que la butée assurent la coaxialité du montage.

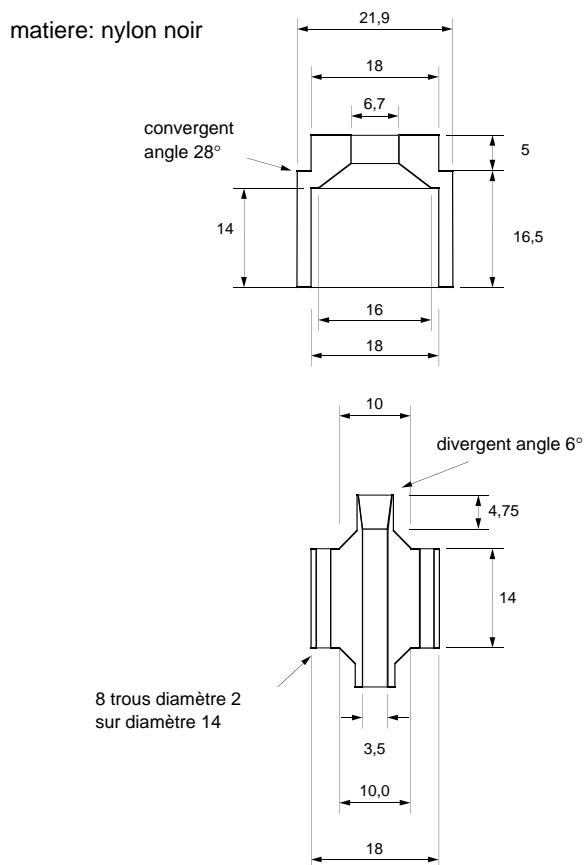


FIG. 2.3 – Dessin de l'injecteur coaxial

---

---

# 3

---

---

## DÉVELOPPEMENT D'UNE THERMOMÉTRIE RAPIDE

---

---

### 3.1 *Introduction.*

#### 3.1.1 *Principe.*

La première mesure envisagée pour l'étude du mélange hélium liquide/hélium gazeux a été une mesure locale de température. L'hélium gazeux est injecté à 80 K tandis que la température du liquide à pression ambiante est de 4.2 K. La température est un marqueur: toute structure de température égale à 4.2 K est considérée comme du liquide ( ce qui n'est pas strictement vrai, le gaz pouvant être à la température de saturation). Nous enregistrons les variations de température d'un certain volume de mesure au cours du temps. Une température comprise entre celle du liquide et celle du gaz indique un certain état de mélange tandis que les fluctuations fournissent des informations sur l'intensité du mélange. L'intérêt de cette méthode est la grande variété de traitements envisageables à partir du fichier source: un tableau de  $5 \cdot 10^5$  points de mesure échantillonnés toutes les microsecondes. On peut en effet s'intéresser à la valeur moyenne de la température sur ce fichier, mais aussi aux moments d'ordre supérieurs c'est à dire à la forme de la distribution de température dans ce fichier. On a aussi accès à la dynamique du phénomène: on peut calculer le spectre de puissance du signal, la distribution des vitesses de variations de température..

#### 3.1.2 *Performances nécessaires.*

Tout d'abord le thermomètre doit avoir une bonne sensibilité dans la gamme mesurée. Ce point est particulièrement critique autour de 4 K pour distinguer clairement le liquide du gaz quand ce dernier est proche de la température de saturation. Par exemple, le platine, habituellement utilisé est un mauvais candidat, sa résistivité ne

variant plus en dessous de 30 K.

D'autre part, on l'a vu au chapitre 1, la formation d'un spray à haut nombre de Weber conduit à une distribution de taille de gouttes très large. Le diamètre minimal de gouttes attendu (cf. chap1) dans notre expérience est typiquement d'une dizaine de microns. L'étude du spray passe par la détermination de l'ensemble de cette distribution, aussi nous faut il disposer d'un détecteur résolvant les échelles microniques. La résolution spatiale transverse à l'écoulement est simplement donnée par la taille du capteur. La résolution dans le sens de l'écoulement est déterminée à l'aide de l'hypothèse de Taylor: les fluctuations de vitesse de la turbulence sont supposées d'amplitude faible devant la vitesse moyenne de l'écoulement, les structures turbulentes sont alors dites gelées, advectées par l'écoulement moyen (de vitesse moyenne:  $\langle V \rangle$ ). Il est possible d'établir une correspondance entre les fluctuations temporelles et les fluctuations spatiales:

$$V(x+r, t) - V(x, t) = V(x, t - \frac{r}{\langle V \rangle}) - V(x, t)$$

l'extension longitudinale du volume de mesure est donc égale à la vitesse moyenne de l'écoulement divisée par la résolution temporelle de la mesure. Pour des vitesses de l'ordre du m/s, la détection de structures microniques impose des temps de réponse du capteur et de toute la chaîne de mesure de l'ordre de la micro-seconde. Il faut limiter l'inertie thermique du capteur, donc limiter sa masse. On peut donner un ordre de grandeur de la masse acceptable par des considérations sur les échanges d'enthalpie entre le capteur et la goutte d'hélium: Pour que le thermomètre détecte effectivement le passage d'une goutte de quelques microns, il faut que l'énergie nécessaire à faire décroître sa température depuis celle du gaz (80 K) jusque celle du liquide (4.2 K) soit inférieure à la chaleur latente disponible dans cette goutte:

$$m_{cap} C_p \Delta T < \frac{\pi}{6} \rho_{liq} L d^3$$

$L=20$  J/g,  $\rho_{liq}=125$  Kg/m<sup>3</sup> [59], pour un métal  $C_p$  est de l'ordre de 10 J/kg.K [2], ce qui conduit à une masse de  $7.10^{-12}$  kg, soit un volume d'une centaine de microns-cube.

## 3.2 Le détecteur.

Des thermomètres à base de dépôt d'alliage AuGe sont réalisés et utilisés au laboratoire depuis plusieurs années [4]. Le type de détecteur que nous avons utilisé a été développé par O. Chabaud et O.Chanal [16], lequel aura été mon mentor pour leur réalisation. Je vais rappeler ses caractéristiques principales, m'attardant sur ma contribution à leur réalisation et renvoie le lecteur intéressé à [17] pour de plus amples informations.

### 3.2.1 Principe.

Sur une fibre de verre de diamètre  $5\ \mu\text{m}$ , on dépose par pulvérisation cathodique un alliage AuGe. La résistance de cet alliage augmente quand la température baisse; les variations de résistance sont directement reliées aux fluctuations de température de l'écoulement. Une couche métallique (Ag Au) est déposée sur l'AuGe excepté sur une petite longueur au centre de la fibre qui définit la partie sensible du détecteur cf.FIG. 3.1. En effet, l'AuGe a une résistivité élevée à basse température: à 4 K,  $\rho=0.5\ \Omega\cdot\text{cm}$  (pour l'Au à 15 K:  $\rho=0.0037\ \mu\Omega\cdot\text{cm}$ ); aussi le courant de mesure passe essentiellement par la couche métallique et ne sonde la couche sensible que sur les  $5\ \mu\text{m}$  non recouverts.

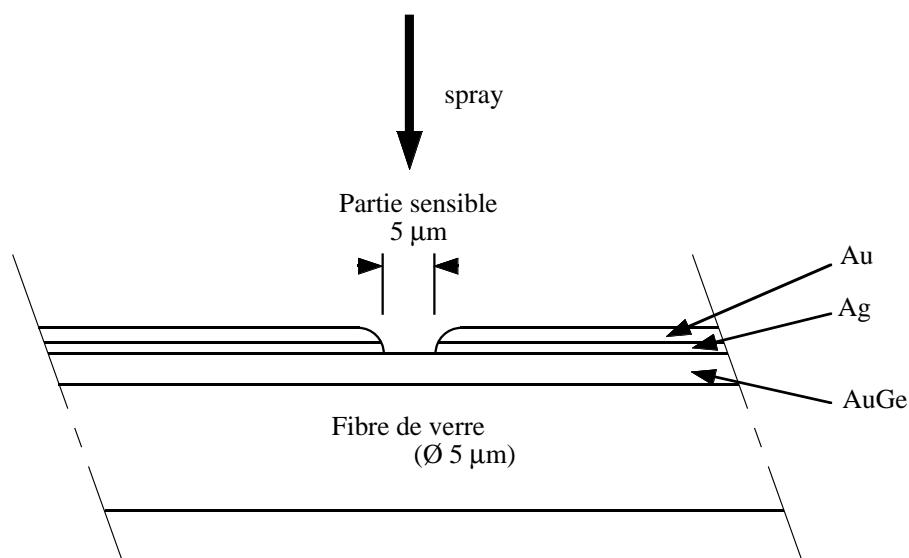


FIG. 3.1 – schéma de principe d'un détecteur avec dépôt AuGe

### 3.2.2 Le support.

Le support doit être suffisamment rigide pour ne pas transmettre d'efforts au détecteur. Il doit surtout ne pas perturber l'écoulement, du moins à l'amont de la partie sensible. Nous avons observé une règle empirique: tout objet de dimension  $L$  doit être situé à au moins  $5L$  de la partie sensible du capteur. Par exemple, le cadre de 1 mm d'épaisseur se trouve à plus de 5 mm du détecteur. De plus la fibre est située légèrement en amont de l'écoulement par rapport au support.

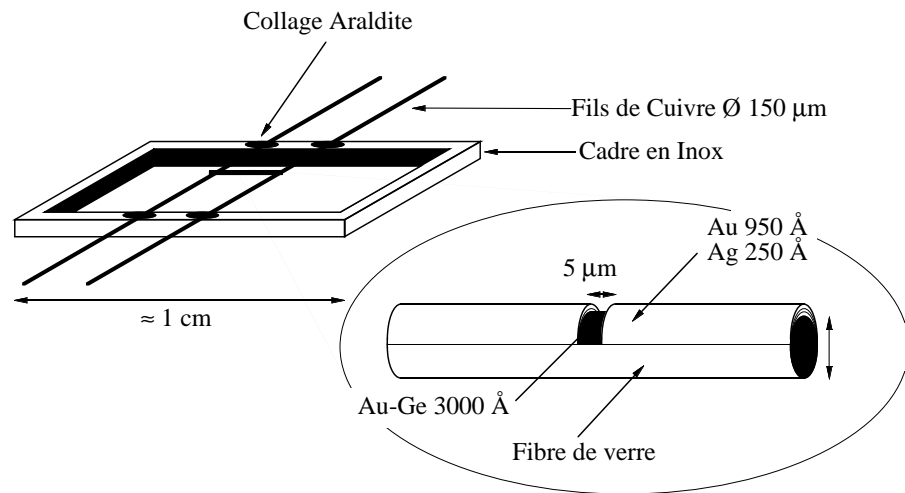


FIG. 3.2 – Dessin d'ensemble d'un détecteur AuGe

Les différentes étapes du montage du détecteur sont extrêmement délicates et sont réalisées manuellement à l'aide d'une binoculaire *Olympus SZ604STR*. Le zoom nous autorise des grossissements variant de  $15\times$  à  $95\times$ . cet appareil a été choisi en raison de sa grande profondeur de champ et de la distance lentille de sortie - point focal de 100 mm qui nous permet une grande liberté de mouvement.

Les deux fils de cuivre de  $\phi 150 \mu\text{m}$  sont collés sur le cadre d'inox avec de l'araldite

standard. Il servent à la fois de support au détecteur et de fils de mesure pour celui-ci. La fibre de verre, de type "E borosilica" est ensuite collée sur ces fils de cuivre à l'aide de laque à l'argent qui assure la tenue mécanique et le contact électrique.

### 3.2.3 *La métallurgie de l'AuGe.*

Dans cette section, je vais m'attarder sur la synthèse de l'alliage d'AuGe. La fonte de ce matériau, ainsi que sa mise en forme en vue de l'élaboration de cibles utilisables dans un magnétron radio fréquence ont été originellement développées au laboratoire par O.Béthoux [4]. Lorsque je me suis attaqué à ce problème, cette manip très délicate était installée mais n'avait plus été utilisée depuis quelques années. J'ai dû remettre en état et améliorer cette manip afin de faire une nouvelle cible.

L'alliage AuGe utilisé pour les thermomètres a une concentration atomique de 17% d'Or et de 83% de Germanium. Des études antérieures ont montré qu'avec cette concentration, on obtenait après recuit, un comportement semiconducteur avec une forte variation de résistance avec la température. L'Or et le Germanium sont des matériaux insolubles à l'équilibre, l'alliage que nous cherchons à synthétiser n'est pas stable. Un obstacle à cette synthèse est notamment l'apparition d'un eutectique riche en or à basse température (200°C). Si aucune précaution n'est prise lors du refroidissement de l'alliage en fusion, vers 200°C, l'eutectique liquide migre à travers le Germanium solidifié vers la surface ou il se solidifie en dernier. On obtient alors un échantillon dont la concentration n'est absolument pas homogène. Lors de la pulvérisation cathodique il sera impossible de déposer une couche d'AuGe de la concentration désirée, et donc impossible d'obtenir un thermomètre performant; il faut donc tremper cette alliage.

D'autre part, la cible qui est installée dans l'unité magnétron est un disque de 50 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur. Le creuset utilisé est trop petit pour pouvoir fondre la quantité d'alliage nécessaire au moulage de l'intégralité de la cible. Comme l'alliage est très fragile il est hors de question de l'usiner, la solution retenue a été de mouler successivement trois secteurs (cf.FIG. 3.3). Les profils des secteurs permettent d'éviter une attaque préférentielle sur les raccordements.

la fusion est effectuée dans un four à induction équipé d'un creuset à lévitation ouvrant cf. FIG. 3.4. La spire excitatrice a deux fonctions: elle induit des courants

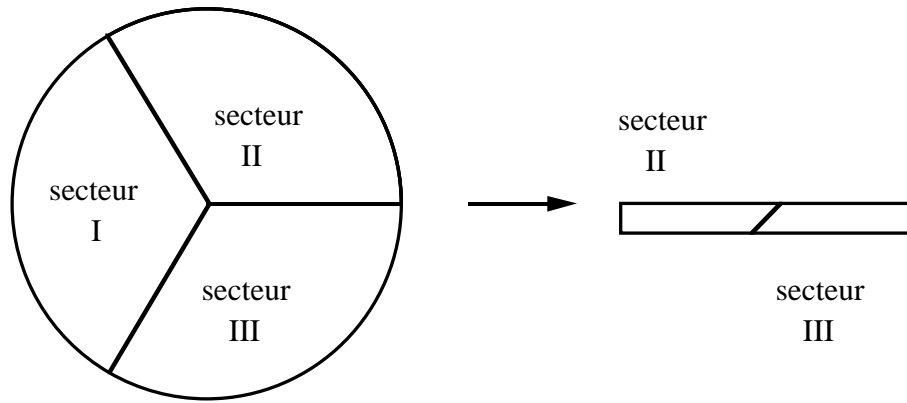


FIG. 3.3 – Dessin d'une cible AuGe

de Foucault dans la charge afin d'assurer sa fusion, et des courants dans le creuset qui créent un champ magnétique qui maintient la charge en lévitation (le creuset est refroidi par une circulation d'eau pour éviter sa détérioration).

Lorsque la charge est fondue, on ouvre très rapidement le creuset; la charge tombe alors dans un moule tournant (3000 tours/minute), la force centrifuge assure le bon remplissage du moule. Le moule est en cuivre massif de façon à pouvoir absorber toute la chaleur de l'alliage en fusion sans que celui-ci ne "colle"; le cuivre étant un très bon conducteur de la chaleur, il n'y a pas de point chaud lors du remplissage, l'ensemble de la charge est très rapidement refroidi. Le positionnement de la spire excitatrice ainsi que la propreté du creuset sont primordiaux pour la réussite de l'opération. Si d'importants soins ne sont pas pris, la charge a tendance à rester partiellement accrochée au creuset lors de la lévitation; quand on ouvre le creuset la charge est déviée et tombe à côté du moule.

#### 3.2.4 Dépôt et recuit.

La cible est installée dans une unité magnétron radiofréquence, où l'alliage AuGe est déposé par pulvérisation cathodique. Un dépôt de 3000 Å est effectué avec de l'argon ionisé sous une pression de 0.37 Pa. Après dépôt, l'alliage AuGe est dans un état amorphe, hors équilibre chimique et cristallin, et ne présente pas de dépendance de la résistance avec la température. Un recuit adapté permet d'obtenir cette dépendance. L'interprétation admise est que le recuit induit un regroupement des atomes d'or sous forme d'amas, dépeuplant la matrice de germanium. La conductivité électrique



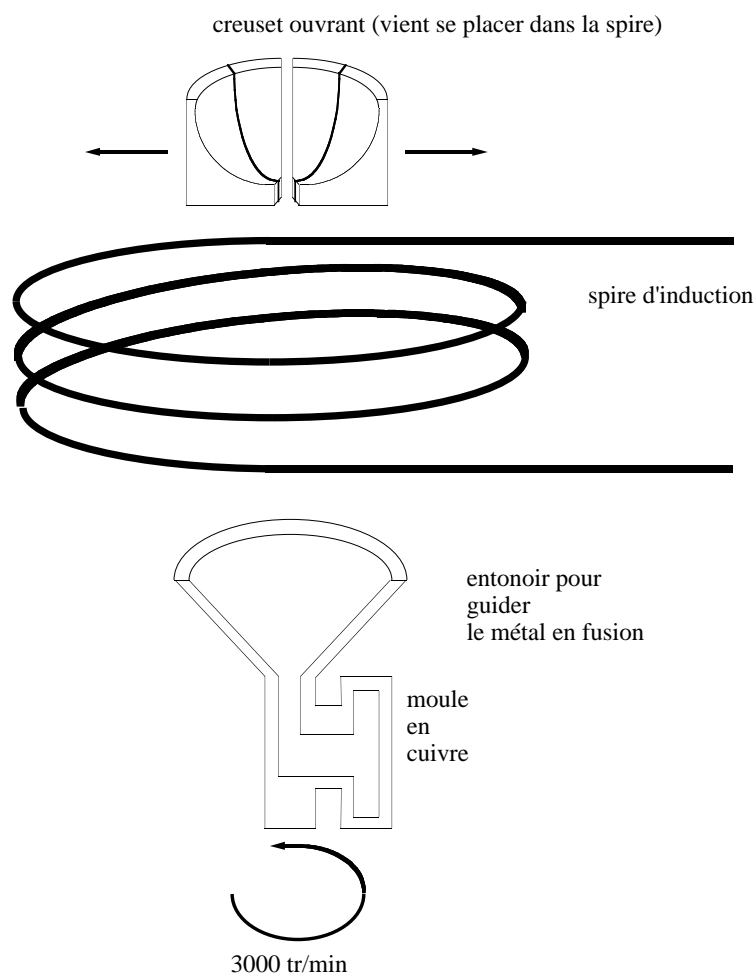


FIG. 3.4 – système de fusion et moulage des secteurs. le creuset et le moule sont dessinés en coupe

par effet tunnel ou saut (hopping) est diminuée et devient fortement dépendante de l'activation thermique. Si le recuit est inconsidérément prolongé ou effectué à trop haute température, le matériau transite dans un état cristallisé où l'arrangement des atomes favorise une bonne conductivité et détruit sa dépendance en température. C'est d'ailleurs un problème pour la manipulation de ces capteurs; l'AuGe tend à transiter dans son état cristallisé à une vitesse :

$$V_{crist} \approx T * \ln(\text{temps})$$

ce qui signifie qu'une fois le recuit effectué, il faut éviter tout chauffage du capteur, voir le conserver à froid. Le recuit optimal a été empiriquement déterminé: une demi-heure dans un four à 100 °C sous atmosphère d'argon pour éviter toute oxydation. La

dernière opération est le dépôt du court circuit d'une partie de la fibre. Une deuxième fibre de diamètre  $5 \mu\text{m}$  est positionnée perpendiculairement au dépôt d'AuGe, elle sert de cache pour le dépôt de  $250 \text{ \AA}$  d'Ag (qui a une bonne adhérence sur l'AuGe) et de  $950 \text{ \AA}$  d'Au (qui protège cette portion de l'oxydation). Ce dépôt est réalisé dans un évaporateur sous une pression de  $10^{-6}$  torr. On obtient alors un détecteur de section sensible  $5 \mu\text{m} * 5 \mu\text{m}$  de résistance  $1 \text{ K}\Omega$  à  $4 \text{ K}$ , la dépendance de la résistance avec la température peut être correctement décrite entre  $4 \text{ K}$  et  $300 \text{ K}$  par une loi de puissance de la forme cf.FIG. 3.5

$$R = R_0 * T^\sigma$$

$R_0$  et  $\sigma$  sont liés.  $\sigma$  dépend fortement du recuit et peut être choisit à  $0.4$  qui est un bon compromis entre une bonne sensibilité du thermomètre et une impédance à  $4 \text{ K}$  raisonnable ( $1 \text{ K}\Omega$ ). en effet le temps de réponse du détecteur est égal au produit de sa résistance par la capacité des câbles de mesure, quelques pF pour des fils de  $10 \text{ cm}$ . pour avoir un temps de réponse d'une  $\mu\text{s}$ , il faut donc un capteur d'impédance  $1 \text{ K}\Omega$

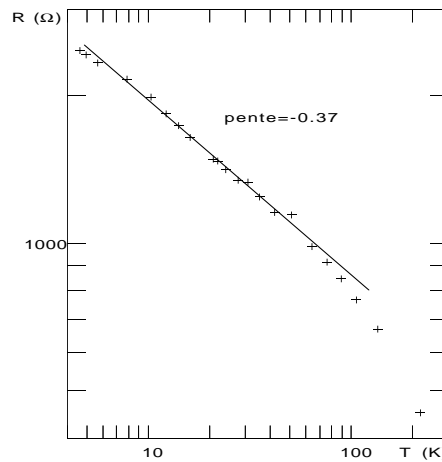


FIG. 3.5 – Caractéristique résistance/température du détecteur n° 339

### 3.3 L'électronique de mesure.

Comme on l'a vu au début de ce chapitre, la mesure locale de température pour l'étude d'un spray d'hélium doit répondre à deux impératifs: une grande sensibilité et un temps de réponse court, typiquement  $1 \mu\text{s}$ . Pour répondre à ces exigences, nous

avons développé avec l'aide essentielle du service électronique du laboratoire et de J.L. Bret en particulier, une chaîne de mesure originale basée sur une détection synchrone à 10 MHz.

### 3.3.1 *Le fonctionnement.*

Le détecteur que nous utilisons étant particulièrement fragile, le courant de mesure est limité à quelques  $\mu\text{A}$  afin de ne pas le détériorer; de plus un courant excessif entraînerait un chauffage par effet Joule dans le capteur, ce qui fausserait la mesure. On s'attend donc à vouloir détecter des tensions de l'ordre du mV; une précision de 0.1% est une exigence raisonnable, on veut donc mesurer le  $\mu\text{V}$ . Un problème général des mesures de tension à basse température est la superposition au signal utile des tensions thermoélectriques. Mis à part le problème des soudures, celles ci sont générées notamment dans les fils de mesure. Compte tenu des grandes différences de température qui existent le long du circuit de mesure, il est courant de mesurer des FEM de quelques  $\mu\text{V}$ , celles ci sont susceptibles de dériver dans le temps car le gradient de température le long des fils n'est pas constant. Nous nous sommes donc orientés vers une technique en courant alternatif.

#### **le mélangeur**

Le principe est de mesurer la résistance du capteur avec un courant d'excitation alternatif [30] [39]. Une partie de l'excitation est détournée vers une des entrées d'un multiplieur. La tension mesurée aux bornes du capteur est injectée à l'autre entrée du multiplieur. Soient  $\Omega$  la pulsation de l'excitation, et  $\omega$  la pulsation de la modulation de résistance due aux variations de température ( $\omega < \Omega$ ), la tension en sortie du multiplieur est:

$$V_s = V_{ref} \cos(\Omega t)(V_{exc} \cos(\omega t) \cos(\Omega t))$$

donc

$$2V_s = V_{ref} V_{exc} \cos(\omega t) + V_{exc} V_{ref} \cos(\omega t) \cos(2\Omega t)$$

Il est alors aisé de filtrer la composante haute fréquence (terme de droite) de ce signal, pour ne conserver que le signal utile correspondant aux variations de résistance et donc de température.

*Remarques :*

*ce dispositif est particulièrement efficace pour se débarrasser du bruit à 50 Hz provenant du rayonnement des appareils fonctionnant sur le secteur. Ce bruit capté dans le cryostat, souvent par couplage inductif, est multiplié par le signal de référence, donc rejeté vers les hautes fréquences puis filtré. Une autre caractéristique de la détection synchrone est le critère de phase: soit un bruit incohérent (sans relation de phase fixe avec la référence) à la fréquence  $\Omega$  de la référence. après multiplication on récupère un terme en:*

$$\cos(\Omega t) \cos(\Omega t + \phi)$$

*avec  $\phi$  aléatoire; le  $\cos(\Omega t + \phi)$  varie donc entre -1 et +1, sa valeur moyenne est donc nulle si l'on moyenne assez longtemps, autrement dit, on peut en partie se débarrasser d'un bruit incohérent comme le bruit thermique du détecteur en filtrant le signal avec une constante de temps adaptée.*

Jusqu'ici, le dispositif décrit est très classique. L'originalité de notre montage est que nous voulons mesurer des signaux dont le spectre en fréquence s'étend du Hz au MHz. La fréquence de coupure du filtre après multiplication (analogique) doit donc être de 0.5 MHz (Shannon). Les appareils classiques, même si l'excitation est à haute fréquence, ont des constantes de temps de l'ordre de la ms afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Nous avons choisi de travailler avec un courant de mesure de 10 MHz et de filtrer à 1 MHz, ce qui est un bon compromis entre le rapport signal sur bruit et les complications qu'entraînent la mesure à haute fréquence.

Les principales difficultés rencontrées dans la manipulation des signaux haute fréquence sont les couplages parasites entre les différentes parties du circuit et le problème de résonances dues à des défauts d'adaptation d'impédance. Les couplages indésirables ont été limités par la mise en place d'un plan de masse: les différents circuits imprimés sont dessinés sous le logiciel de C.A.O. *Board Maker*, en plus des différentes pistes, on prend soin de dessiner au plus près autour des composants une zone métallique au potentiel de la terre afin de blinder ces composants. De plus nous utilisons les composants C.M.S., de faible dimensions, afin de compacter le dessin et donc de limiter les boucles d'induction. Ces points sont essentiels pour atteindre les

performances requises et éviter les problèmes d'auto-oscillation à haute fréquence.

### Le circuit à froid

Ce circuit assure l'adaptation d'impédance en bout de connection à froid (cf. FIG. 3.6) via la résistance de  $50\ \Omega$  vers la masse en bout de câble. Nous tirons parti de la très grande impédance d'entrée d'un FET AsGa 35K166,  $1\ M\Omega$  pour que le courant de mesure passe dans le capteur. L'impédance de sortie du FET est faible, environ  $50\ \Omega$ , ce qui garantit l'adaptation sur le câble de remontée. Ce composant est l'un des rares à fonctionner à quelques Kelvins. Compte tenu des faibles tensions mesurées, il aurait été intéressant d'amplifier le signal juste après le détecteur. Malheureusement des tests annexes ont montré que le gain de cet ampli varie de plus de 10% entre 4 et 10 K, alors que nous ne pouvons garantir une bonne stabilité de la température de ce FET. Nous avons opté pour un montage type "suiveur" c'est à dire un ampli de gain 1, plus stable. Le deuxième FET installé sur la même plaquette a pour fonction de court-circuiter le capteur en dehors de la période de mesure, car celui ci est en effet très sensible aux décharges électrostatiques.

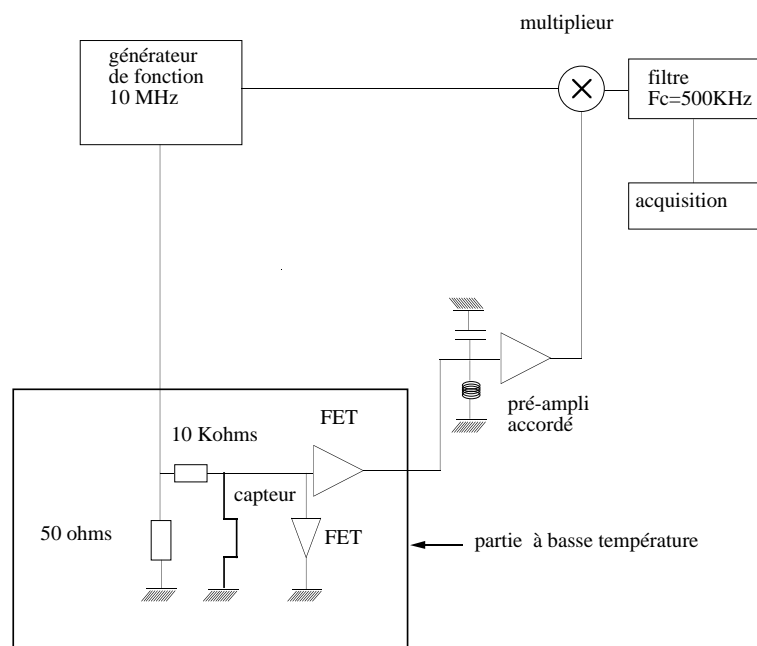


FIG. 3.6 – Schéma général de la chaîne de mesure

### Le pré ampli à chaud

Il n'a pas été possible d'installer un ampli de fort gain à froid. Afin d'amplifier le

signal au plus tôt à la sortie du cryostat, où l'on ne bénéficie plus du blindage des enceintes métalliques, nous avons réalisé un ampli bas bruit, large bande, résonnant afin de limiter le bruit capté lors de la remontée du signal. La résonance (type RLC), réglable grâce à un condensateur variable, est accordée sur la fréquence d'excitation. Ceci permet d'avoir un ampli sélectif: seules les fréquences proches de la fréquence de résonance sont amplifiées, les autres sont atténuées par le filtre passe bande. . Le gain utilisé est de 30, la bande passante est de 40 MHz et le bruit de quelques  $nV/\sqrt{Hz}$ .

### L'enregistrement des données

L'enregistrement des données sur le disque dur du Macintosh Quadra 650 est effectué via un convertisseur analogique-digital 16 bits, 2 MHz, développé au laboratoire par A. Benoit; on dispose alors de fichiers de variations temporelles de température (1 point toutes les  $2 \mu s$ ) de  $2^{13}$  à  $2^{19}$  points.

### 3.3.2 Tests et performances.

Dans le tableau ci-dessous, sont rapportés les différents composants intervenants dans la chaîne de mesure, avec leurs caractéristiques

utilisation	nom	bande passante -3 dB MHz	slew rate V/ $\mu s$	bruit $nV/\sqrt{(Hz)}$
amplification	AD8001	400	1200	2
amplification	AD811	120	2500	1.9
multiplieur	AD835	250	1000	50
suiveur	35SK166	450	-	2

#### Bruit et stabilité.

On remplace le capteur par une résistance de même valeur que le détecteur. Expérimentalement on mesure un bruit thermique (sans injection de courant) en bout de chaîne de mesure de  $75 nV/\sqrt{(Hz)}$ , dominé par le bruit propre du multiplieur. La stabilité de la mesure, testée sur une nuit, est de 0.1%

#### Linéarité et bande passante du multiplieur.

Cette fois, on attaque le multiplieur avec une tension sinusoïdale de 1 Vpic-pic, on varie la fréquence et on s'intéresse au rapport  $K = \frac{V_{pp}}{V_{rms}}$ . Ce rapport est de  $2*\sqrt{2}$  pour une sinusoïde parfaite. Lorsque l'on augmente la fréquence de l'entrée, il apparaît des distorsions sur la sortie, le rapport K est modifié; c'est cette propriété de non

linéarité des amplis que quantifie le slew rate. Notre montage a une linéarité de 0.5% pour la fréquence de travail de 10 MHz et un signal d'entrée de  $1 V_{pp}$ .

La réponse en fréquence est vérifiée plate à la précision de la mesure (1% d'écart à la valeur de  $K$  pour une sinusoïde) pour des excursions de 1 MHz autour de la fréquence d'excitation 10 MHz

### Bande passante de la partie "basse".

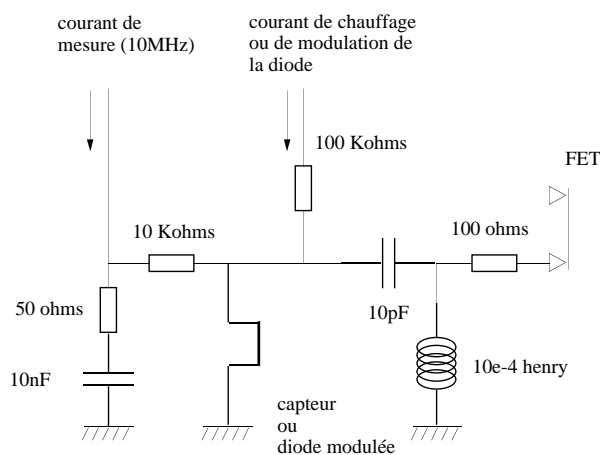


FIG. 3.7 – Montage du test de réponse en fréquence de la chaîne de mesure

On teste la chaîne électronique en remplaçant le capteur par une diode Schottky rapide que l'on module à l'aide d'une injection supplémentaire (cf. FIG. 3.7). La difficulté de ce test est d'éviter que le courant de modulation de la diode ne perturbe la chaîne de mesure, c'est pourquoi un filtre passe haut est installé avant le FET suiveur. Ce dernier enlève la composante à la fréquence de la modulation (inférieure à celle de mesure 10 MHz). On mesure la modulation avec une détection synchrone commerciale dont la bande passante est limitée à 200 KHz, dans cette gamme, la réponse est plate à la précision de la mesure (1%).

### Test du comportement dynamique du capteur.

Le dernier élément susceptible de limiter le temps de réponse de la chaîne d'acquisition est le capteur lui même. Pour tester le temps de réponse du capteur il a fallu monter une expérience à part. Cette canne d'essai comporte un cylindre de cuivre dans lequel est enfermé le capteur et la partie basse de l'électronique de mesure (cf. FIG. 3.6). Ce cylindre peut être déplacé dans un vase commercial d'hélium, la bonne conduction thermique du cuivre garantit une bonne homogénéité de la température à l'intérieur

du cylindre. En plus du courant de mesure à 10 MHz on injecte un courant sinusoïdal de fréquence  $f$  d'amplitude telle qu'il provoque un échauffement (raisonnable!) du capteur par effet joule donc une modulation de la résistance à  $2*f$  cf. FIG. 3.7. Tout comme pour le test de la réponse en fréquence de lélectronique,  $f$  étant inférieure à 10 MHz, un filtre passe haut permet de rejeter le courant à  $f$  qui pourrait perturber le FET. On utilise une détection synchrone commerciale de bande passante 200 KHz pour mesurer l'amplitude de cette modulation en fonction de la fréquence de cette dernière (cf. FIG. 3.8), pour différentes températures ambiantes dans l'enceinte de test.

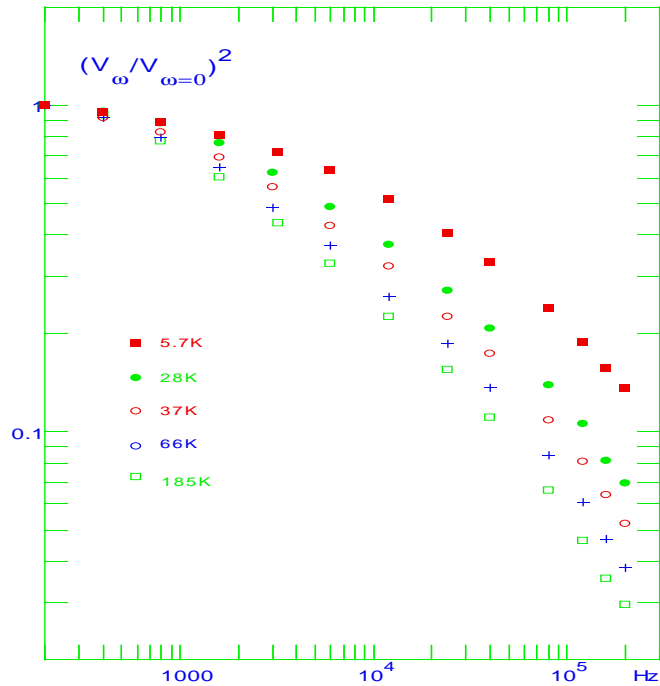


FIG. 3.8 – réponse en fréquence du détecteur

La réponse du capteur à une modulation de température induite par chauffage par effet Joule n'est pas équivalente à la réponse du capteur pour une modulation de la température du gaz (qui est le cas des expériences réalisées). Néanmoins nous montrerons dans l'annexeA que le temps de réponse obtenu par cette méthode est du même ordre sinon supérieur au temps de réponse du capteur en conditions normales d'utilisation. La réponse en fréquence du capteur est de la forme:

$$V_{mod} = 1 + A\sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} + B\frac{\omega}{\omega_0}$$



on en déduit un temps de type diffusif qui varie de  $1 \mu\text{s}$  à  $4 \text{ K}$  à  $10 \mu\text{s}$  à  $180 \text{ K}$ . Ces résultats sont compatibles avec les simulations réalisées par O Chanal [17] qui donnent un temps de réponse de  $2.5 \mu\text{s}$  à  $4 \text{ K}$ .

### 3.4 *Le système de déplacement du capteur.*

Comme toutes les expériences en milieu cryogénique, cette expérience est caractérisée par une certaine "inertie": il faut une demi-journée pour refroidir la chambre d'expérience et une nuit pour la réchauffer si l'on a des modifications à faire. De plus chaque démontage accroît considérablement le risque de piéger de l'air dans les différents circuits, et donc de créer des bouchons de glace par la suite. Enfin le capteur étant très fragile et particulièrement oxydable, il est préférable d'éviter toute remise à l'air. Pour toutes ces raisons, nous avons réalisé un système de déplacement du capteur afin de pouvoir nous intéresser aux différentes parties du spray sans démonter l'expérience.

#### 3.4.1 *Fonctionnement.*

Il nous a rapidement paru nécessaire de motoriser le déplacement afin de réaliser une cartographie du jet. L'utilisation de moteurs à basse température est problématique pour plusieurs raisons: d'une part tous les lubrifiants sont solides et rigides à la température de l'expérience, il faudrait donc entièrement dégraisser les moteurs utilisés. D'autre part, lors de leur fonctionnement, les moteurs dégagent une quantité non négligeable de chaleur qui peut être préjudiciable au bon déroulement de l'expérience. La motorisation du déplacement a donc été assurée depuis l'ambiante, le mouvement est transmis par un tube en inox afin de limiter les amenées de chaleur dans le cryostat cf. FIG. 3.9. Nous utilisons deux moteurs synchrones, le premier assure le déplacement vertical du capteur, le deuxième entraîne la rotation de la tige de transmission. La tige de transmission, verticale est décalée de  $105 \text{ mm}$  par rapport à l'axe du jet; une rotation de cette tige entraîne un déplacement radial du capteur par rapport à l'axe du jet. Ces moteurs sont commandés par l'ordinateur via une carte d'entrée-sortie DIO. On commande l'ouverture ou la fermeture de l'alimentation des moteurs, le déplacement obtenu est proportionnel au temps pendant lequel le moteur a été sous tension.

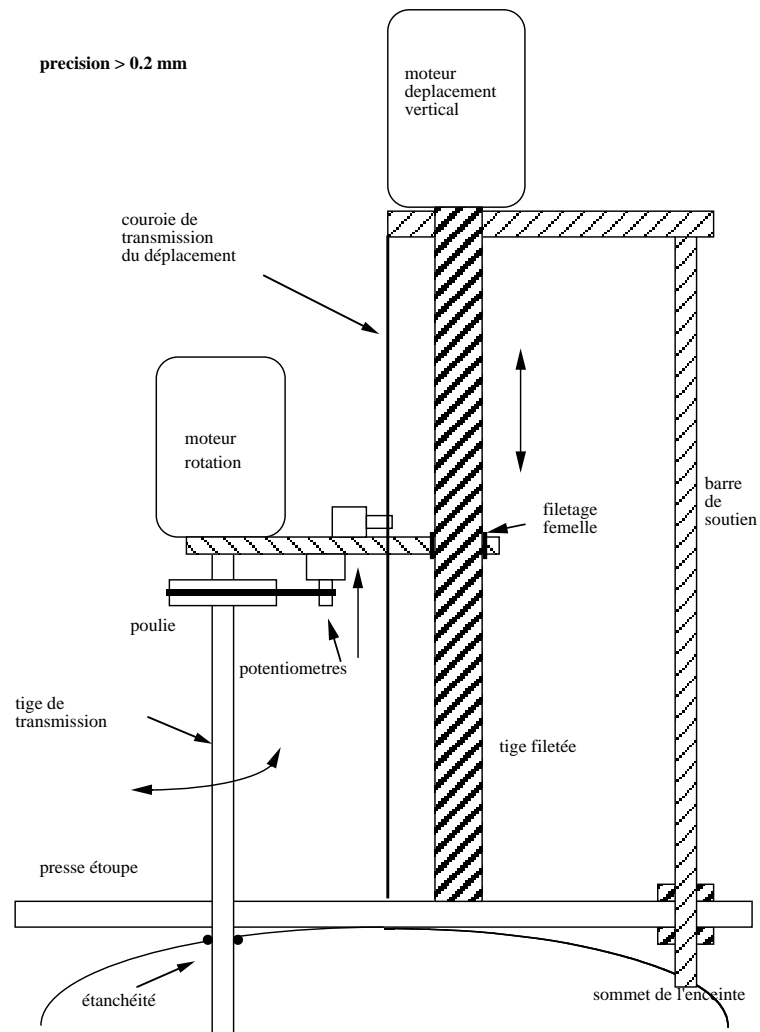


FIG. 3.9 – Schéma général du système de déplacement du capteur

### 3.4.2 Mesure du déplacement et performances.

La mesure du déplacement est elle aussi réalisée à chaud (cf. FIG. 3.9). Les déplacements de la tige de transmission entraînent la rotation de potentiomètres dont la résistance est mesurée par un multimètre Kethley 8 voies, interfacé à l'ordinateur. La précision de positionnement est de 0.2 mm, on peut mesurer un déplacement d'un point au suivant de l'ordre 0.05 mm.

Le problème de l'hystérésis de la mesure de déplacement a été résolu par la mise en place de roulements à billes sur les axes des potentiomètres afin d'absorber la force due à la tension des câbles d'entraînement.

---

---

# 4

---

---

## ETUDE DU SPRAY À L'AIDE DE MICRO-THERMOMÈTRES

---

---

### 4.1 *Introduction.*

#### 4.1.1 *Utilisation des micros-thermomètres.*

La méthode générale pour l'étude du spray à l'aide de micro-thermomètres est de placer le capteur à un endroit donné; on enregistre alors un fichier de fluctuations de température au cours du temps. Ce fichier contient entre  $2^{15}$  et  $2^{19}$  points, suivant le traitement envisagé (la longueur du fichier est une puissance de 2 pour des commodités informatiques). De même, la fréquence d'acquisition peut être choisie entre 1 MHz et 100 KHz. La FIG. 4.28 présente les différents type de signaux recueillis.

A partir de ce fichier source, plusieurs traitements sont possibles. Les outils que nous utiliserons sont essentiellement le spectre de puissance des fluctuations, et la distribution de température correspondant à ces fichiers. Il sera aussi possible d'identifier les paquets liquide (par leur température) et de s'intéresser à la statistique de leurs tailles.

L'enregistrement terminé, le capteur peut être déplacé pour un autre positionnement. On peut ainsi réaliser des coupes unidimensionnelle du jet. Afin de limiter le volume d'information à stocker, lors de cartographies du spray on n'enregistre que certains paramètres de la distribution de température: température maximale dans le fichier, température minimale et largeur (rms) de la distribution.

#### 4.1.2 *Morphologie du spray, zone d'étude.*

La FIG. 4.2 rappelle la morphologie générale de notre spray.

A partir de deux traversées nous allons retrouver cette morphologie dans notre expérience. Les grandeurs portées dans les figures FIG. 4.3, FIG. 4.4, sont calculées à

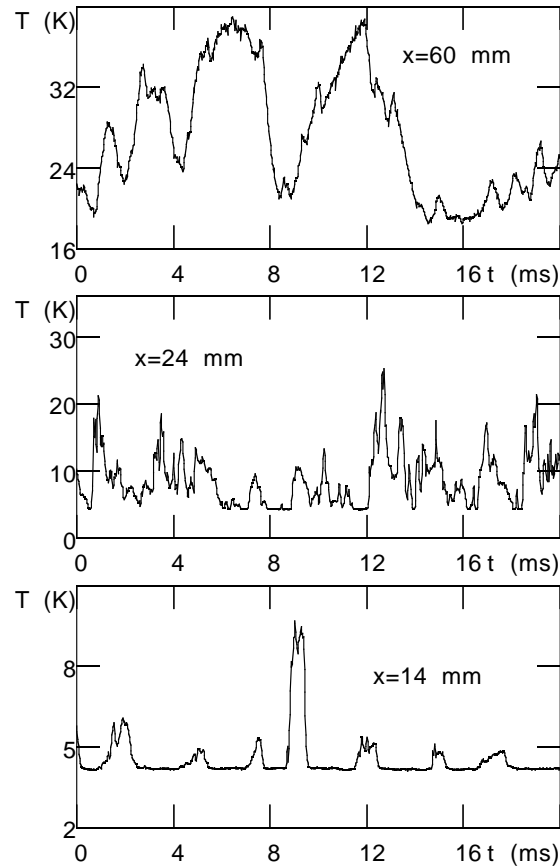


FIG. 4.1 – Différents type de signaux enregistrés sur l'axe du jet

partir d'un fichier de  $2^{15}=32768$  points, échantillonnés toutes les  $20 \mu\text{s}$ ; le temps de mesure est donc de 0.65 s.

### Traversée basse

Une première coupe radiale du jet à environ un diamètre en aval de l'injecteur FIG. 4.3 (traversée 1, cf. FIG. 4.2) met en évidence trois régions distinctes. A l'extérieur du spray, le gaz à l'arrêt dans la chambre expérimentale est à 29 K. La température n'est pas exactement la même des deux côtés de la traversée, cette différence est due à une dérive de température, estimée à 1 K/min: l'enceinte expérimentale n'était pas parfaitement en équilibre thermique au début de la traversée. Au centre, le palier en température correspondant à la traversée du cône liquide; sur les cotés de ce palier se développe le courant annulaire, la température moyenne la plus haute est de 77 K au lieu des 90 K mesurés en amont de l'injecteur. L'entrefer est étroit: 0.7 mm, la traversée à 5.4 mm est donc en aval du cône potentiel du jet annulaire, des gouttes de liquide

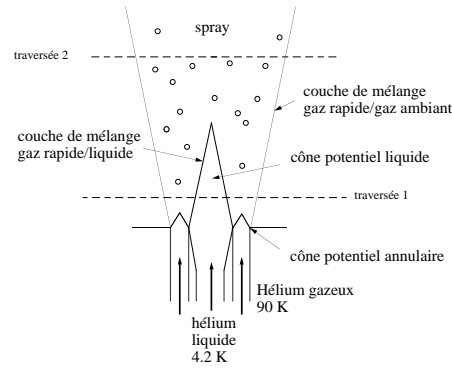


FIG. 4.2 – Morphologie du spray étudié (le dessin ne respecte pas les échelles)

mais aussi du gaz ambiant à 29 K, aspirés par le courant annulaire sont susceptibles d'intercepter le capteur et donc de contribuer à la température moyenne calculée. La figure FIG. 4.3 montre clairement deux couches de mélange,  $I$  est l'écart type de la distribution de température, divisé par la plus grande différence de température accessible:

$$I = \frac{\langle (T - \langle T \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{T_{liq} - T_{gaz}}$$

$$T_{gaz} = 90 \text{ K}$$

Sur une demi traversée, on distingue deux maxima de fluctuation, le premier ( $A$ ) correspond à la couche de cisaillement entre le liquide et le courant annulaire, le deuxième ( $B$ ), moins marqué, correspond à la couche de cisaillement entre le courant annulaire et le gaz ambiant dans la chambre expérimentale. La figure sous estime l'intensité des fluctuations de la deuxième couche de mélange, en effet la plus grande différence de température accessible n'y est plus  $T_{liq} - T_{gazrapide}$  comme pour la couche de mélange avec le liquide, mais  $T_{gazrapide} - T_{gazambiant}$ , ( $T_{gazrapide}$  est la température d'injection du gaz rapide), l'intensité corrigée est de 12 %. L'intensité de fluctuation est donc importante dans cette couche de mélange et ceci très près de l'injecteur. C'est une donnée à garder en mémoire pour la suite de l'analyse.

### Traversée "haute"

Pour une traversée plus en aval (au delà du cône potentiel liquide. Traversée 2, cf. FIG. 4.2), 33 mm, les couches de mélanges interne et externe se sont rejointes: les fluctuations ne présentent plus qu'un seul maximum. De même, la courbe de

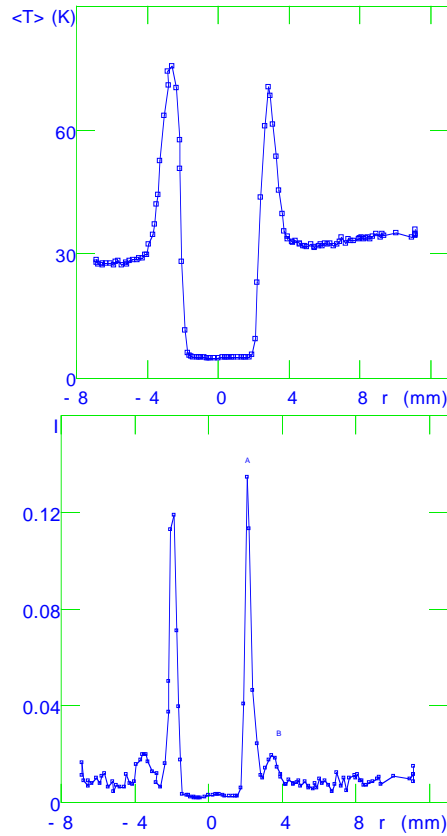


FIG. 4.3 – Température moyenne et intensité de fluctuation  $I$  sur une coupe radiale du spray à 5.4 mm de l'injecteur. Conditions d'injection:  $T_{gaz}=90$  K,  $V_{gaz}=48$  m/s,  $V_{liq}=1.45$  m/s

température moyenne ne présente qu'un extremum sur l'axe (la température loin du spray est de 22 K et non plus 28 cf. FIG. 4.3, c'est également une conséquence de la dérive en température déjà évoquée). Ces caractéristiques tendent vers celles d'un jet simple développé. Dans la suite de l'étude, nous nous intéresserons essentiellement à la première partie du développement du spray, avant que n'apparaissent ces comportements de jet simple.

#### 4.1.3 Plan de l'étude à l'aide de thermomètre.

Dans un premier temps, nous profiterons de coupes sur l'axe du spray pour mesurer l'évolution de ce que l'on définira comme la longueur de "dard liquide" avec les paramètres d'injection. Nous montrerons que cette longueur est proportionnelle à la longueur de cône potentiel liquide. Les résultats obtenus seront comparés au modèle de Villermaux et al.

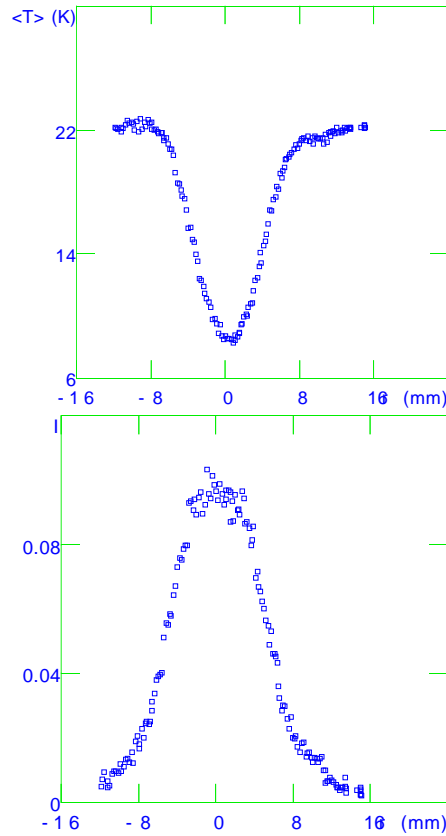


FIG. 4.4 – Température moyenne et intensité de fluctuation  $I$  sur une coupe radiale du spray à 33 mm de l'injecteur. Conditions d'injection:  $T_{gaz}=90$  K,  $V_{gaz}=48$  m/s,  $V_{liq}=1.45$  m/s

Dans un deuxième temps, nous établirons la forte influence sur le mélange de l'évaporation du liquide par le cocourant gazeux chaud. Différents traitements seront utilisés pour tenter de localiser cette vaporisation et de comprendre son interaction avec le fractionnement du liquide.

## 4.2 Variation de la longueur de cône liquide avec les paramètres d'injection.

La variation de la longueur du cône potentiel liquide  $L_c$  avec les paramètres d'injection est une donnée importante pour l'étude des mécanismes de mélange en géométrie coaxiale. En écoulement diphasique, cette longueur quantifie l'efficacité de la dispersion du liquide, un élément primordial au bon fonctionnement d'un moteur de fusée par exemple. Il nous a semblé intéressant de confirmer le modèle proposé par

Villiermaux et al.[69], [51], entre la longueur de cône potentiel central et le rapport  $M$  des pressions dynamiques des jets annulaire et central.

$$\frac{Lc}{D_{inj}} \approx \frac{6}{\sqrt{M}}$$

$$M = \frac{\rho_{gaz} V_{gaz}^2}{\rho_{liq} V_{liq}^2}$$

Nous profitons de notre installation pour explorer une dynamique en  $M$  plus large que celle des études précédentes (cf. [63], [51]).

Selon le modèle de Villiermaux et al,  $M$  est l'unique paramètre nécessaire à la prédiction de la longueur de cône potentiel. La tension de surface ne conditionne pas cette longueur. Cet aspect du modèle a été confirmé par une étude de l'influence de  $\sigma$  (cf. [82]) par adjonction de surfactant dans le liquide. Cette méthode permet de changer  $\sigma$  d'un facteur 2. Néanmoins, les effets de cinétique sont délicats à maîtriser: le surfactant n'est efficace que s'il a le temps de migrer vers la surface pour prévenir sa déstabilisation (cf. [57]). Il était donc intéressant de confirmer ce résultat avec une autre méthode.

#### 4.2.0.1 Détermination de la longueur de cône.

Le cône potentiel est strictement défini comme la région centrale du jet non envahie par la turbulence de la couche de mélange avec le jet annulaire. Dans une image de tourbillons de gaz chaud qui envahissent le jet rond liquide, ce cône potentiel est la région dont la température est en permanence égale à 4.2 K.

Pour déterminer cette longueur à l'aide d'un thermomètre nous effectuons un déplacement vertical du capteur sur l'axe du jet . A partir du fichier source, nous sommes en mesure de calculer: la température moyenne, l'intensité de fluctuation  $I$ , le minimum et le maximum de température enregistrés dans ce fichier (cf. FIG. 4.6, FIG. 4.5) . Ces quatre données définissent différentes longueurs ayant chacune leur signification.

La longueur définie comme la distance à l'injecteur telle que la température maximum enregistrée soit celle du liquide est celle qui se rapproche le plus de la définition du cône potentiel. En effet en amont de cette distance aucune volute de gaz ( $T > 4.2 K$ )



n'est détectée sur l'axe. Cette longueur est identique à la distance à l'injecteur sur laquelle les fluctuations de température sont nulles. On peut définir une longueur  $L_{inf}$  peu différente et dont la définition a l'avantage d'être moins bruyante: à partir de l'interception entre le niveau de fluctuation minimum (correspondant au bruit de l'électronique) et de la droite fittant l'augmentation de l'intensité de fluctuation cf. FIG. 4.6 on détermine une abscisse, on appellera cette longueur  $L_{inf}$ .

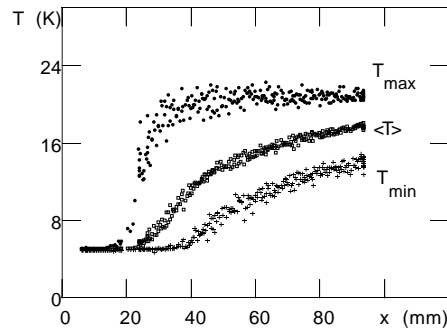


FIG. 4.5 – Variation des extrema de température et de la température moyenne sur l'axe en fonction de la distance à l'injecteur  $V_{gaz}=48$  m/s,  $V_{liq}=1.4$  m/s

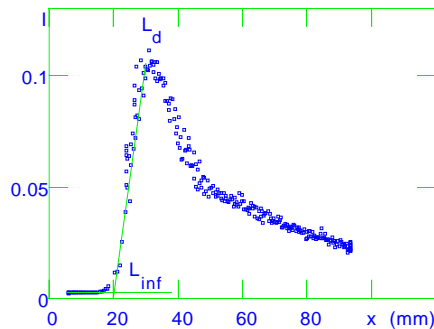


FIG. 4.6 – Variation de l'intensité de fluctuation sur l'axe en fonction de la distance à l'injecteur.  $V_{gaz}=48$  m/s,  $V_{liq}=1.4$  m/s

La distance à l'injecteur pour laquelle la température minimale enregistrée est supérieure à la température du liquide définit l'extension du spray proprement dit . Au delà de cette distance aucune goutte de liquide n'est détectée sur l'axe, nous reviendrons sur ce résultat à la section suivante.

Le maximum de fluctuation sur l'axe définit aussi une longueur que nous appellerons longueur de dard liquide:  $L_d$ . Deux types d'évènements peuvent contribuer à ces fluctuations: d'une part l'alternance de paquets liquides arrachés au dard liquide

et du gaz annulaire. D'autre part, le dard liquide est susceptible de se déplacer transversalement. Placé à l'extrémité du dard liquide, le capteur détecte donc alternativement ce dard et le gaz annulaire. Cette définition présente l'avantage d'être moins bruyante que la première pourtant plus proche du cône potentiel. En effet elle résulte d'un calcul sur l'ensemble des points du fichiers alors que la première définition est dominée par un seul point du fichier. D'autre part cette longueur est plus grande que le cône potentiel donc plus commode à mesurer.

Ces longueurs sont en fait proportionnelles cf FIG. 4.7, la loi en  $\frac{\alpha}{\sqrt{M}}$  ne sera modifiée suivant la définition retenue que par le préfacteur  $\alpha$ . Par la suite on définira  $L_c$  comme la position du maximum de fluctuation, et l'on s'attend à trouver un  $\alpha$  supérieur à 6.

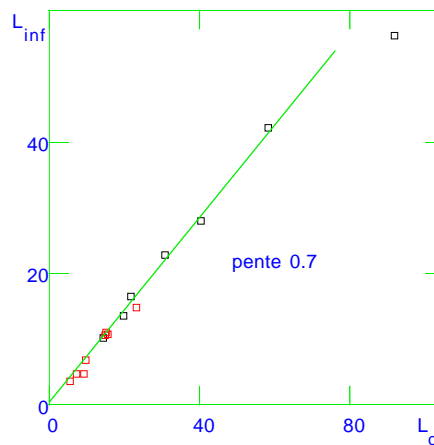


FIG. 4.7 – Proportionnalité entre différentes longueurs définies précédemment cf. FIG. 4.6

#### 4.2.0.2 Détermination de $M$ .

##### Principe

La détermination de la valeur de notre paramètre  $M$  impose de connaître les densités et vitesses des fluides lors de l'injection. En ce qui concerne le gaz, sa température est mesurée en amont de l'injecteur on en déduit sa densité. Le débit de gaz est mesuré par la chute de pression induite au travers d'un diaphragme (cf. FIG. 2.2). A partir de la surface de passage offerte au gaz dans l'injecteur, du débit et de la densité du gaz on peut calculer la vitesse du gaz en sortie d'injecteur:

$$V_{gaz} = \frac{\dot{m}_{gaz}}{\rho_{gaz} S_{passage}}$$

En ce qui concerne le liquide, on peut en principe procéder de même. Néanmoins, si une partie du liquide est vaporisé par des pertes thermiques dans la canne de transfert, l'ensemble liquide et vapeur étant à saturation, une mesure de température ne détectera pas cette vaporisation.

### Prise compte d'une fraction de liquide évaporé

Il est pourtant primordial de prendre en compte cet effet: la vaporisation d'une partie du liquide modifie la densité moyenne du fluide injecté:

$$\bar{\rho} = \rho_{liq}f_v + \rho_{vap}(1 - f_v)$$

ou  $f_v = \frac{X_v \rho_{liq}}{\rho_{vap} + X_v(\rho_{liq} - \rho_{vap})}$  est la fraction volumique vaporisée. Du fait de la grande différence de densité entre le liquide ( $\rho_{liq}=125 \text{ kg/m}^3$  à 1 bar) et sa vapeur ( $\rho_{vap}=16.8 \text{ kg/m}^3$  à 1 bar), on peut avoir de fortes  $f_v$ , même pour de faibles  $X_v$  (cf FIG. 4.8). La densité moyenne est donc fortement modifiée, même à fraction massique de gaz modérée: une fraction massique de gaz de 10 % entraîne une variation de densité de 40 %.

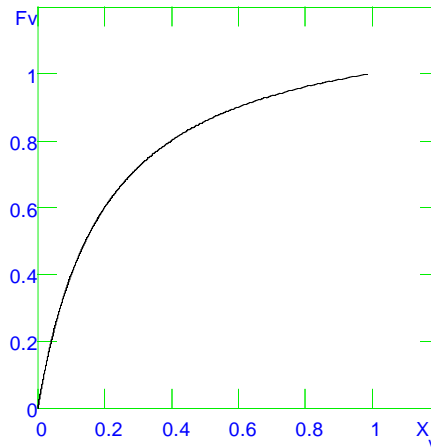


FIG. 4.8 – fraction volumique de vapeur en fonction de la fraction massique de vapeur (à 1 bar)

Le débit massique étant constant, ce changement de densité entraîne une modification de la vitesse d'injection (on suppose que le liquide et sa vapeur se déplacent à la même vitesse)  $\bar{v} = \frac{\dot{m}}{S\bar{\rho}}$  avec S la surface de passage. La grandeur que nous mesurons est le débit massique total de liquide  $\dot{m}$ , c'est à dire la somme des débits massiques du liquide proprement dit et de sa vapeur. Il faut donc calculer un rapport de pressions

dynamiques  $M$ , corrigé de la vaporisation:

$$\bar{\rho} \bar{V}^2 = \frac{(\dot{m})^2}{S^2} * \frac{\rho_{vap} + X_v (\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\rho_{liq} \rho_{vap}}$$

d'où

$$M_c = M * \frac{1}{1 + X_v \left( \frac{\rho_{liq} - \rho_{vap}}{\rho_{vap}} \right)}$$

### Détermination de la fraction de liquide évaporé

La vaporisation du liquide peut avoir deux origines: soit des pertes thermiques, soit une vaporisation par détente.

La surpression utilisée pour circuler le liquide est de 100 mb. La détente a lieu à l'entrée du siphon, au niveau du pointeau qui règle l'impédance de la ligne de transfert. Si la pression de détente ( pression finale) est de 1 bar, on trouve que la fraction massique vaporisée,  $X_v$ , est de 2.5% pour une sur-pression de 100 mb cf FIG. 4.9.

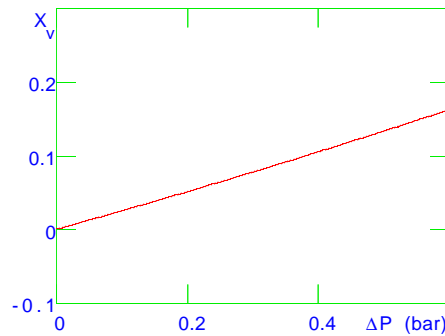


FIG. 4.9 – Fraction massique de liquide évaporé, pour une pression finale de 1 bar, en fonction de la différence de pression. Cette courbe présente une légère courbure positive indiscernable dans cette gamme de chute de pression.

D'autre part, la vaporisation due aux pertes thermiques  $X_v$  est donnée par:

$$X_v = \frac{\dot{Q}}{L \dot{m}}$$

où  $L$  est la chaleur latente,  $\dot{Q}$  les pertes thermiques en watts,  $\dot{m}$  le débit massique de liquide. Pour chiffrer ces pertes on fait l'expérience suivante: à débit massique fixé, on chauffe le liquide circulé à l'aide d'un chauffage installé dans le vide d'isolement jusqu'à ce qu'un thermomètre placé en aval détecte une élévation de température

(donc tout le liquide est évaporé). La puissance de chauffage est alors comparée à la chaleur latente théoriquement disponible (on a tenu compte des pertes par détente) pour ce débit massique de liquide. On en déduit des pertes de 3 Watt sur la ligne de transfert d'hélium liquide. 3 W de pertes sur un débit massique d'hélium liquide de 2.2 g/s (notre débit maximum), provoquent la vaporisation de 7.6% du liquide.

#### Ordre de grandeur de cette correction

Dans nos conditions expérimentales, cette correction sur  $M$  varie de 30 à 80%.

#### Effet de la vaporisation sur les conditions à l'interface liquide-gaz

L'autre effet de la vaporisation d'une partie du liquide avant injection est de diviser cette phase. Pour nous assurer de cet effet nous avons réalisé l'expérience suivante: le liquide est circulé sans courant annulaire, un pinceau laser éclaire le jet au ras de l'injecteur, une caméra CCD recueille la lumière diffusée à  $45^\circ$  par les interfaces liquide gaz cf FIG. 4.10. On chauffe ensuite ce liquide (avant injection) afin de varier la fraction massique évaporée. L'intensité diffusée, dans un premier temps, croît avec  $X_v$  (cf. FIG. 4.11); la vaporisation du liquide a donc pour effet de créer de la surface de diffuseur, donc de briser ce jet liquide en un mélange de liquide et de bulles de gaz. La décroissance observée au delà de  $X_v=27\%$  correspond à la diminution de la surface de diffuseurs avec la chaleur amenée lorsque la phase liquide devient minoritaire.

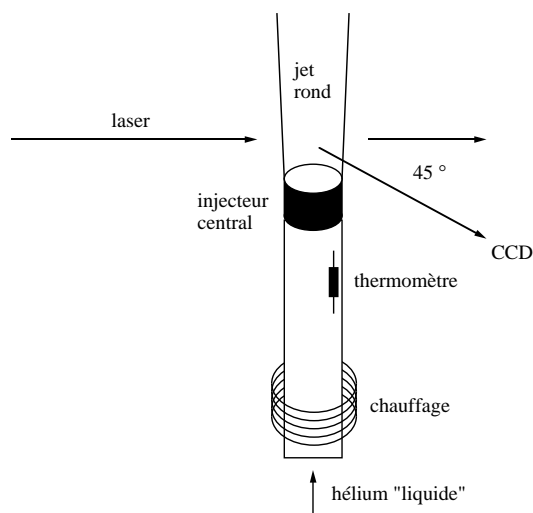


FIG. 4.10 – Montage pour caractériser la structure du jet liquide en présence d'évaporation

Le jet central, pour une fraction massique de gaz importante, est donc atomisé avant sa mise en contact avec le courant annulaire. Les conditions à l'interface entre

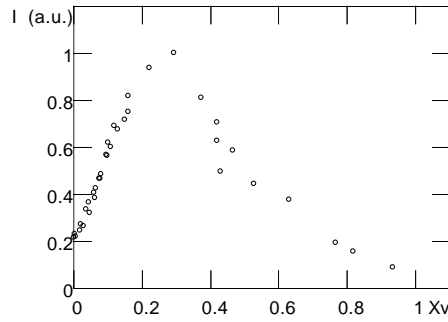


FIG. 4.11 – Intensité diffusée à  $45^\circ$  en fonction de la fraction massique de liquide évaporée. Remarque: cette courbe a été obtenue après des modification sur la ligne de transfert du liquide (cf chap5), ce qui explique que nous ayons des points à très faible fraction massique de gaz.

les deux jets sont donc fortement modifiées. L'énergie nécessaire à la création de surface pour arracher une goutte au jet liquide central est diminuée; on peut donc considérer qu'il existe une tension de surface effective qui varie avec  $Xv$ :  $\sigma_{eff} = \sigma$  si  $Xv=0$  et 0 si  $Xv=1$ . Le modèle de Villermaux et al (cf. [82]) prévoit une indépendance de la longueur de cône potentiel avec la tension de surface, nous avons ici un moyen détourné de vérifier cette indépendance.

#### 4.2.0.3 Variation de la longueur de cône avec $M$ pour différents débits de liquide.

la FIG. 4.12 montre la relation entre la longueur de cône normalisée au diamètre de l'injecteur central et  $M$ . A l'intérieur d'une série de points ayant le même symbole, la vitesse d'injection du liquide est gardée constante, on fait alors varier la vitesse d'injection du gaz. La vitesse d'injection du "liquide" n'est pas le seul paramètre qui différencie les séries de points, du fait des pertes, à chaque débit correspond une fraction volumique vaporisée et donc une tension de surface effective.

L'accord avec une dépendance en  $\frac{1}{\sqrt{M}}$  est bon, ceci malgré les conditions d'injection de la phase dense: la tension de surface ne joue donc pas un rôle majeur pour la détermination de la longueur de dard liquide. D'autre part cette loi reste valable pour des rapports de quantités de mouvement supérieurs à 100.

La longueur de cône théorique [85] est:  $L_c = \frac{6D_{inj}}{\sqrt{M}}$ . La FIG. 4.13 présente l'écart des points précédents à une loi du même type avec un préfacteur de 31. Le préfacteur mesuré est largement supérieur à celui prédit par Villermaux et al. Le rapport de densité entre le liquide et le gaz dans notre expérience étant important (208 à 1 bar),

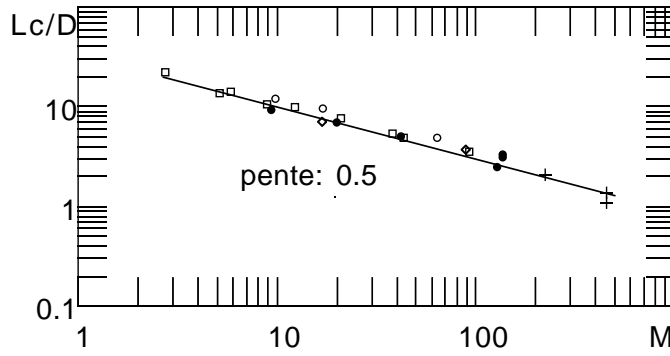


FIG. 4.12 – Relation entre la longueur de cône liquide et  $M$ . Ci dessous le résumé des conditions d'injections utilisées

symbol	$V_{liq}$ (m/s)	fv (%)	$\rho_{liq}$ (kg/m <sup>3</sup> )
carrés	1.4	44	76
o	1.5	41	80
•	1.1	76	43
+	0.8	56	64
losange	1.7	37	85

il est possible cf. [86] que la vitesse du gaz ne soit pas constante le long du cône potentiel, la vitesse d'entraînement s'en trouve diminuée et donc la longueur de cône allongée. Soit  $V_{eq}$  la vitesse telle les courants liquides et gazeux soient en équilibre en ce qui concerne la quantité de mouvement:

$$V_{eq} = \frac{\dot{m}_{liq} V_{liq} + \dot{m}_{gaz} V_{gaz}}{\dot{m}_{liq} + \dot{m}_{gaz}}$$

Suivant les conditions d'expériences,  $V_{eq}$  varie entre  $\frac{V_{gaz}}{4}$  et  $\frac{3V_{gaz}}{4}$ . Si on estime la vitesse d'entraînement à partir de cette vitesse  $V_{eq}$  (cf. chapitre 1) au lieu de  $V_{gaz}$ , si on tient aussi compte de ce notre définition de  $Lc$  conduit à mesurer une longueur  $Lc$  environ égale à deux longueur de cône potentiel cf. FIG. 4.7, le modèle de Villermaux et al. prédit un préfacteur de  $6 * 2 * 2 = 24$  ce qui se rapproche de ce que nous mesurons.

La dispersion est importante:  $\pm 20\%$ . En effet, le dard liquide est un objet statistique qui n'est pas totalement figé dans le temps et l'espace. Or, pour déterminer sa longueur, nous déplaçons le capteur sur environ deux fois cette longueur; la capteur passe donc peu de temps sur le maximum de fluctuation, et cette méthode de détermination

ne bénéficie pas d'un moyennage efficace.

#### 4.2.0.4 Expériences à plus haute pression .

Un déverseur installé en aval de la chambre expérimentale nous permet de varier la pression du cryostat. Dans un premier temps, l'idée de ces expériences est de vérifier l'indépendance de la longueur de dard liquide avec la densité du courant annulaire en dehors de la dépendance contenue dans  $M$ , qui est déjà bien documentée (cf. [63]). Dans un deuxième temps, nous avons la possibilité de dépasser la pression critique de l'hélium:  $P_c=2.2$  bar absolus. Au delà du point critique il n'existe plus de tension de surface entre le fluide dense et sa vapeur, nous sommes donc en mesure de vérifier l'indépendance de la longueur de cône liquide avec cette tension de surface. Malheureusement le déverseur commercial que nous utilisons s'est révélé totalement impropre à la régulation de pression dans nos conditions expérimentales. Cette défaillance se traduit par des oscillations de débit basse fréquence: 0.1 Hz et de grande amplitude 100%. Je reviendrai sur ce problème au chapitre 5. Néanmoins s'il ne nous a pas été possible de procéder à une étude détaillée, nous avons bénéficié d'une fenêtre de stabilité qui nous a permis de faire quelques mesures. En particulier nous avons fait deux mesures de part et d'autre du point critique: une à 1.9 bar, l'autre à 2.3 bar cf. FIG. 4.14. *remarque: au delà du point critique il n'y a plus de transition liquide gaz. Le changement de densité du fluide injecté dû à des pertes thermiques dans la canne de transfert se calcule de la façon suivante. Connaissant les pertes on déduit*

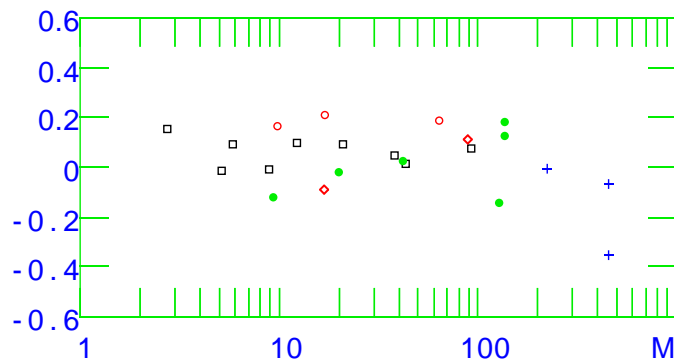


FIG. 4.13 – Écart à la loi:  $L_c = \frac{31D_{inj}}{\sqrt{M}}$



la température finale du fluide dense et donc sa densité:

$$\dot{Q} = Cp(T_{finale} - T_{injection})$$

Au vu de la dispersion de nos points de mesure, il ne nous est pas possible de certifier que la disparition de la tension de surface n'a aucun effet sur la longueur du dard liquide, mais si cet effet existe il est inférieur à 20%.

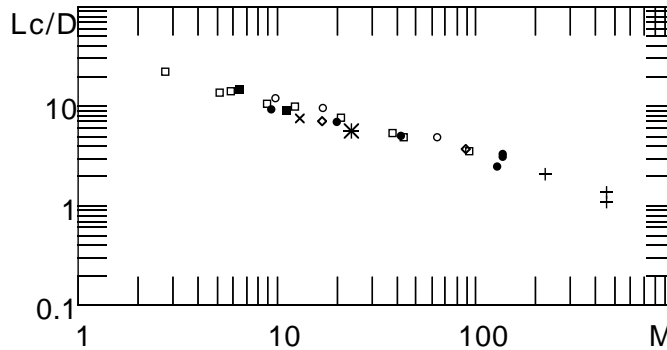


FIG. 4.14 – Relation entre la longueur de cône liquide et  $M$ . Ci dessous les pressions de chambre expérimentale pour les nouveaux points. Les autres symboles correspondent aux points de la FIG. 4.12

symbole	pression (bar)
carrés pleins	1.2
×	1.86
*	2.3

FIG. 4.15 – Pressions de chambre expérimentale pour les nouveaux points.

#### 4.2.0.5 Confirmation à l'aide de visualisation.

Nous avons confirmé nos résultats concernant la relation entre la longueur de dard liquide et  $M$  à l'aide de diagnostics optiques. Le montage utilisé est similaire à celui présenté FIG. 4.10, mais cette fois le spray est éclairé avec un faisceau de lumière blanche collimaté. L'uniformité de l'éclairement a été vérifié: une feuille de téflon est installée au dessus de l'injecteur cf. FIG. 4.16, elle diffuse la lumière incidente tout comme le fait le spray. Une photo prise avec la CCD permet de vérifier que l'intensité diffusée est bien constante à 5 % près sur une hauteur de 8 cm au dessus de l'injecteur.

Une photo typique du jet (cf. FIG. 4.17), montre un cône très brillant qui se détache d'autant plus clairement, que la CCD détecte très peu d'intensité diffusée au dessus de cet objet. L'existence de ce dard très brillant est tout à fait en accord avec l'image d'un jet rond central diphasique: si le jet central était du liquide pur, la seule interface liquide gaz susceptible de diffuser la lumière serait la surface du dard de liquide, il n'y aurait pas de diffuseurs dans le volume du cône. Par contre dans le cas d'un cône diphasique tout le volume contribue à diffuser la lumière d'où la forte intensité recueillie. L'absence d'interface à courte distance de ce cône est un autre problème sur lequel je reviendrai dans la section suivante.

La longueur de cône liquide est déterminée par seuillage sur l'intensité cf. FIG. 4.17. A la fin du cône, cette intensité décroît rapidement avec la distance à l'injecteur cf. FIG. 4.17, aussi la longueur de cône déterminée est peu sensible au choix du seuil cf. FIG. 4.18.

L'accord entre les deux types de mesure est bon (cf. FIG. 4.19). Cela confirme la validité du modèle de Villermaux et al aux M de l'ordre de cent, ainsi que l'indépendance de la longueur de cône liquide par rapport à une variation de la tension de surface effective causée par la nature diphasique du jet central. Ce résultat était relativement attendu, étant donné l'ordre de grandeur des Weber (basés sur le diamètre de l'injecteur) dans cette expérience:  $10^4$ . En effet la taille typique de goutte liquide,  $d_{goutte}$ , à partir de laquelle la tension de surface commence à jouer un rôle ( $We = \frac{\rho_{gaz}(v_{gaz}-v_{liq})^2 d_{goutte}}{\sigma} = 10$ ) est quelques  $\mu\text{m}$ , aussi l'effet de tension n'est pas forcément

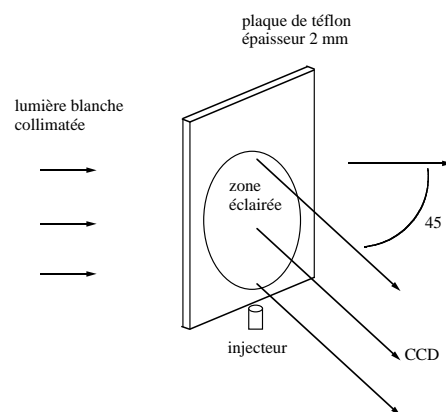


FIG. 4.16 – montage pour tester l'uniformité de l'éclairage

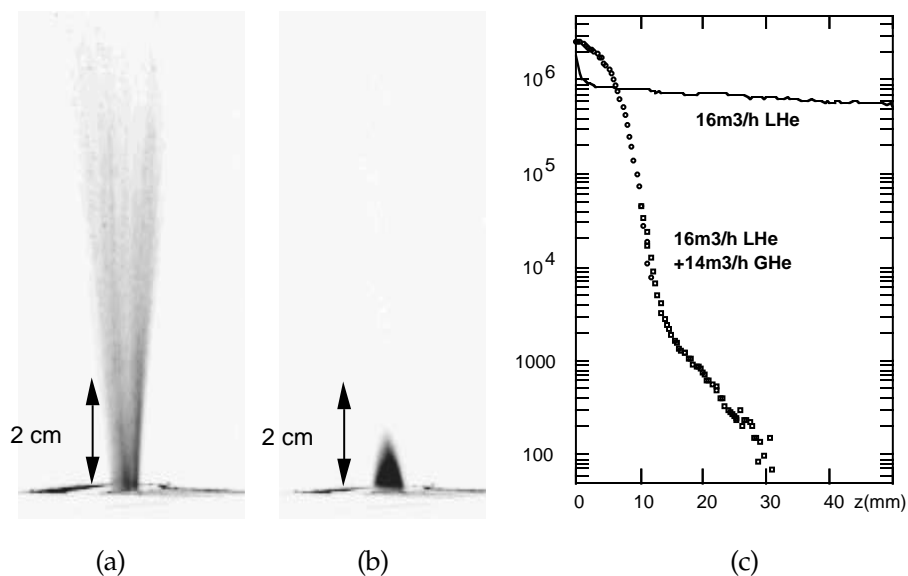


FIG. 4.17 – Photo du spray, éclairé en lumière blanche: (a) jet de liquide diphasique ( $16 \text{ m}^3$  gaz TPN/h, correspondant à un débit liquide de  $0.8 \text{ g/s}$  ou  $5 \text{ cc/s}$ , et une vitesse moyenne de  $0.24 \text{ m/s}$  (en l'absence de pertes). Le blanc et le noir sont inversés. (b) effet d'un débit de gaz de  $0.73 \text{ g/s}$  ou  $3.9 \text{ l/s}$  (TPN), correspondant à une vitesse de  $70 \text{ m/s}$ . (c) Intensité diffusée en fonction de l'altitude dans les cas (a) et (b). Pour augmenter la sensibilité à la présence de gouttelettes, l'image (b) a été surexposée, conduisant à une saturation du signal aux petites altitudes ( $z < 7 \text{ mm}$ ). Cette figure montre que la densité d'interface est, à  $z=20 \text{ mm}$ , diminué d'un facteur d'au moins  $10^4$  par rapport à la sortie de buse

ce qui limite l'entraînement du liquide depuis le jet rond central.

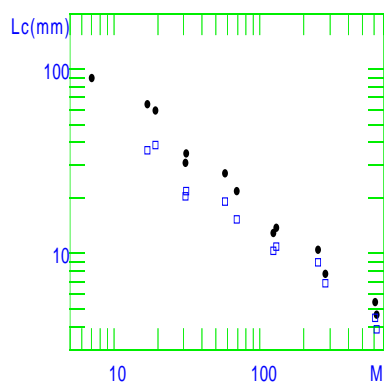


FIG. 4.18 – dépendance de la longueur de cône liquide obtenue en fonction du seuil choisi. Les différents types de symboles correspondent à différentes valeurs du seuil.

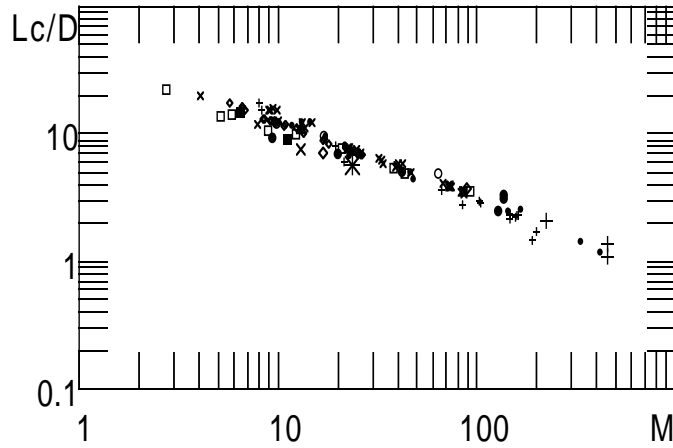


FIG. 4.19 – comparaison des données obtenues par la méthode optique et celles obtenues par la méthode du thermomètre (cf. FIG. 4.14). les petits symboles correspondent aux mesures optiques. Ci dessous le résumé des conditions d'injections utilisées pour les mesures optiques

symbol	$V_{liq}$ (m/s)	fv (%)	$\rho_{liq}$ (kg/m <sup>3</sup> )
•	0.7	62	58
+	0.85	52	62
×	32	76	90
◇	25	56	98

### 4.3 Mécanismes de mélange, effet de l'évaporation.

La mesure de base de notre dispositif est un fichier (jusqu'à  $2^{19}$  points) de fluctuation locale de température. L'avantage de cette méthode de mesure est d'offrir la possibilité de traitements variés. Nous allons maintenant utiliser cet avantage pour éclaircir les mécanismes de mélange entre le courant annulaire chaud (90 K!) et le fluide dense central, et notamment comprendre le rôle de l'évaporation.

Malheureusement, un problème informatique, plus précisément le crash d'un disque de sauvegarde limite beaucoup le nombre de fichiers disponibles; aussi l'ensemble des résultats présentés ci dessous correspondent à des conditions d'injection identiques:  $V_{gaz}=41$  m/s,  $V_{liq}=1.2$  m/s. Pour ces conditions on a non seulement accès à la valeur moyenne et à la largeur de la distribution de température (comme c'était le cas pour les résultats présentés précédemment) mais aussi à l'intégralité des points des fichiers, et ce pour différents fichiers à différentes positions.

Dans un premier temps, nous reprendrons l'analyse des valeurs globales des ces

fichiers en faisant clairement apparaître le rôle de la vaporisation. Puis nous nous intéresserons à l'évolution de l'ensemble de la distribution de température avec la position dans le spray. Enfin nous analyserons le signal temporel de fluctuation de température, le contenu spectral de ce signal sera étudié ainsi que la statistique des tailles de paquets liquides.

### 4.3.1 Mise en évidence de l'effet de l'évaporation.

Au cours de l'étude précédente, nous avons isolé plusieurs indices concernant une forte évaporation du jet rond central par le courant annulaire: sur la FIG. 4.5, la dernière occurrence d'une présence de liquide d'au moins notre temps d'acquisition (ici  $20 \mu\text{s}$ ) a lieu à 40 mm de l'injecteur, soit seulement 8 mm au dessus du maximum de fluctuation. De même, la photo FIG. 4.17 montre un cône très brillant, mais pas de nuage de gouttelettes en aval: l'intensité diffusée décroît très rapidement dès que l'on s'éloigne de l'extrémité du dard liquide.

Le but de cette section est de réaliser une cartographie du spray à partir des différentes traversées du jet avec le thermomètre. On s'attachera notamment à identifier deux régions importantes: la région ne contenant que du liquide (cône potentiel liquide), et la région où est détectée au moins une goutte de liquide. Cette dernière région correspond au spray proprement dit (avant que le brouillard de gouttes ne soit vaporisé).

#### 4.3.1.1 Déplacement du capteur sur l'axe du spray.

La FIG. 4.20 présente l'évolution de la valeur moyenne ainsi que des extrema de température sur l'axe du spray avec la distance à l'injecteur. Tout comme pour la FIG. 4.5, deux remarques s'imposent: pour des distances supérieures à 27 mm, aucune présence de liquide n'est détectée; sur les  $2^{19}$  points du fichier source de durée 10 s, aucun point de mesure n'indique la température du liquide, ce dernier a donc été évaporé. On remarque aussi que la température maximale détectée sur l'axe du spray n'atteint jamais la température d'injection du gaz annulaire: 90 K; cette température varie de celle du liquide près de l'injecteur, à une température légèrement inférieure à celle du gaz au repos dans l'enceinte expérimentale: 30 K. Ce résultat implique que l'évaporation a lieu dès une courte distance depuis l'injecteur, le long du dard

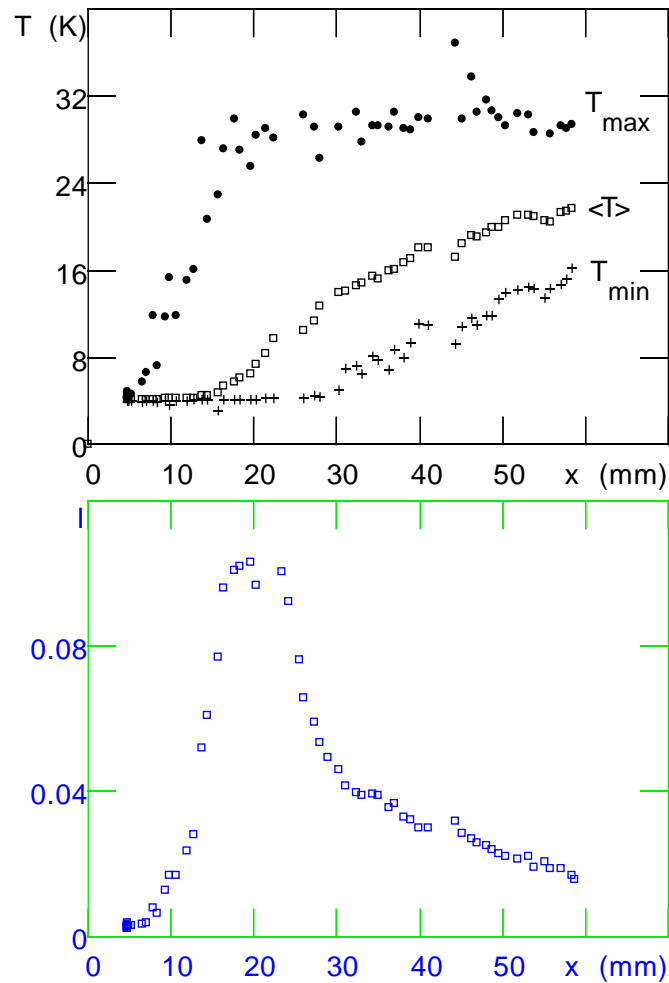


FIG. 4.20 – Variations des extrema de température, de la température moyenne et de l'intensité de fluctuations sur l'axe en fonction de la distance à l'injecteur

de liquide. Le gaz, en vaporisant des gouttes de liquide, se refroidit. Lorsqu'au delà du dard liquide ce dernier est dispersé et que des incursions de gaz sur l'axe sont possibles, ce gaz a déjà cédé son excès d'enthalpie.

FIG. 4.21, on trace l'évolution du taux de présence de liquide (TPL) sur l'axe du spray avec la distance à l'injecteur; conformément aux indications données par les photographies, la proportion de liquide décroît d'abord lentement (jusqu'à 13 mm) puis très rapidement.

#### 4.3.1.2 Traversées du spray à différentes distances de l'injecteur.

Les trois traversées du spray (cf. FIG. 4.22) permettent de suivre l'évolution de la température maximale détectée à l'intérieur d'une de ces traversées, en fonction

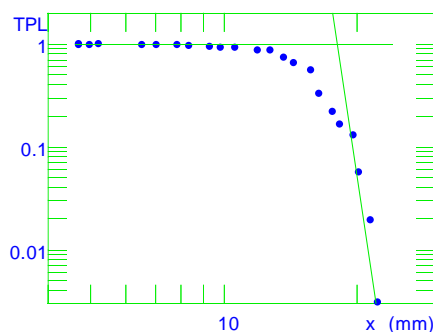


FIG. 4.21 – Évolution du taux de présence de liquide sur l'axe du spray avec la distance à l'injecteur

de la distance à l'injecteur. A mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur, la température maximale détectée sur une traversée diminue, à 23 mm le gaz annulaire s'est suffisamment refroidi pour ne plus être distingué du gaz ambiant de la chambre expérimentale. Ce refroidissement du gaz rapide est un phénomène complexe dans la mesure où l'échange thermique ne se fait pas seulement avec le liquide mais aussi avec le gaz ambiant. La température de ce gaz à l'arrêt est elle même fonction des débits liquides et gazeux injectés ainsi que de la température d'injection du gaz annulaire.

#### 4.3.1.3 Cartographie du spray.

on peut maintenant rassembler les informations contenues dans les FIG. 4.20 et FIG. 4.22 afin de construire une cartographie du spray.

On s'intéresse d'abord au dard liquide c'est à dire la région où la température la plus haute détectée est celle du liquide, les points noirs de la FIG. 4.23, extraits des figures FIG. 4.22 et FIG. 4.20 correspondent aux frontières de cette région.

On peut aussi rechercher l'extension du brouillard de liquide. On appelle brouillard la région où, à l'intérieur d'un fichier source, on détecte au moins un événement à la température du liquide: la température minimale du fichier source est celle du liquide. les carrés de la FIG. 4.23, extraits des figures précédentes correspondent aux frontières de cette région.

Enfin on porte le point correspondant au maximum de fluctuation de température sur l'axe du spray, lequel marque l'extrémité du dard liquide.

On voit distinctement que tout le liquide est vaporisé à très courte distance de ce que l'on a défini comme le dard liquide, cette distance est de l'ordre d'un diamètre

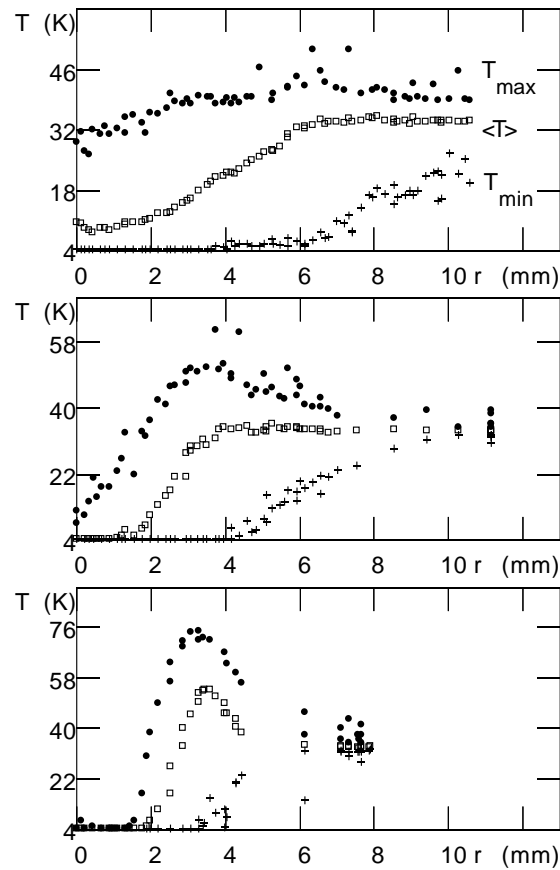


FIG. 4.22 – Variations des extrema de température et de la température moyenne sur des traversées du spray, à différentes distances de l'injecteur: de haut en bas,  $x=23$  mm,  $x=12$  mm,  $x=4.7$  mm.

d'injecteur. Cette morphologie du spray explique que les résultats obtenus avec le thermomètre concernant la longueur de dard liquide aient été faciles à comparer aux mesures optiques: la distance à l'injecteur pour le maximum de fluctuation est proche de la distance à laquelle est détectée la dernière goutte de liquide.

#### 4.3.1.4 Conclusion.

Nous avons mis en évidence une évaporation du liquide par le courant annulaire. Cette évaporation est d'une part très importante, puisque la totalité du liquide est vaporisé, mais aussi très rapide: le brouillard de gouttelettes est complètement évaporé à une distance d'un diamètre d'injecteur du dard liquide. La question de l'interaction entre cette vaporisation et l'atomisation reste posée.



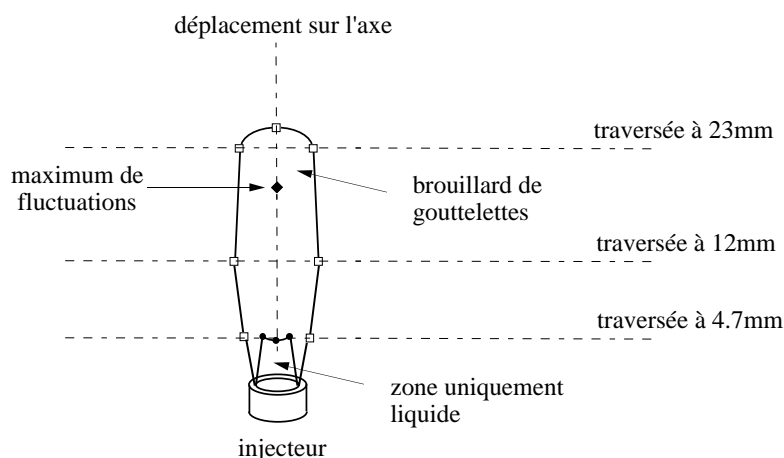


FIG. 4.23 – Reconstruction des différentes régions du spray à partir de FIG. 4.22 et FIG. 4.20. Les symboles représentent les points de mesure. Le dessin reproduit les distances relatives.

### 4.3.2 Analyse des distributions de températures.

Nous allons maintenant reprendre les coupes du spray précédentes, et nous intéresser à l'intégralité de la distribution de température. L'information recueillie est en grande partie une redite du paragraphe précédent, néanmoins, la forme des distributions permet de clarifier l'action de la vaporisation et de mettre en évidence une couche de gaz froid le long du cône de liquide.

#### 4.3.2.1 Évolution de la forme des distributions le long d'une traversée du spray à 4.7 mm de l'injecteur.

On s'intéresse tout d'abord aux tout premier instant du mélange, sur une traversée radiale du spray à 4.7mm de l'injecteur. L'examen attentif de la forme des distributions (calculées sur des fichiers de  $2^{16}$  points) en fonction de la distance à l'axe du spray fait apparaître différentes régions. Deux formes de distributions sont triviales: au centre du jet, dans le cône potentiel, il n'y a que du liquide, en l'absence de bruit de mesure, la distribution serait un Dirac; à l'extérieur du spray la température est celle du gaz ambiant, cette température n'est pas rigoureusement constante, la distribution est une gaussienne de faible largeur (quelques K) centrée sur 32 K (cf FIG. 4.25). Par la suite on séparera les descriptions de la couche de mélange interne (avec le liquide) et la couche de mélange externe (avec le gaz ambiant). La séparation entre ces deux zones n'est pas nette, il existe en fait un certain recouvrement.

### Couche de mélange interne.

La FIG. 4.24 montre l'évolution des distributions à l'intérieur de la couche de mélange liquide courant annulaire. On distingue plusieurs régions:

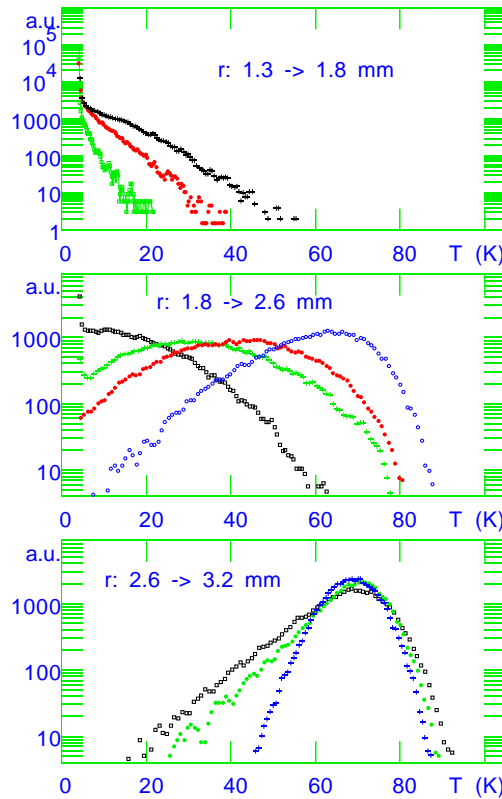


FIG. 4.24 – Évolution de la forme des distributions de température à travers la couche de mélange liquide gaz à 4.7 mm de l'injecteur

De 1.3 à 1.8 mm environ le liquide est largement majoritaire, néanmoins plus l'on s'écarte du cône de liquide plus une certaine fraction du nombre total d'évènements est redistribuée vers les plus hautes températures. On confirme que ces incursions de gaz dans cette région ne sont à des températures inférieures à celle du gaz rapide (90 K). Le gaz rapide pouvant se mélanger avec le gaz ambiant (30 K), une température entre 30 et 90 K n'est pas une preuve irréfutable de l'évaporation. Par contre, en absence d'évaporation, donc sans échange thermique, il serait impossible de détecter une température intermédiaire entre celle du liquide et celle du gaz ambiant. Ces distributions peuvent donc être interprétées comme celles d'une couche de gaz froid produite par évaporation du liquide. Le thermomètre ne distingue pas le liquide de sa vapeur saturante, aussi dans cette région, nous ne sommes pas en mesure de distinguer

les corrugations ou les gouttes arrachées au liquide qui en s'évaporant créent ce gaz froid. La forme de ces distributions est caractéristique: pour des températures supérieures à celle du liquide, elles s'apparentent à des exponentielles dont l'argument décroît lorsque l'on s'éloigne du cône liquide. Ce type de distributions a été observé (cf. [41]) pour des mélanges d'encre injectée dans un écoulement turbulent et a été interprété comme la signature de l'étalement du scalaire (ici la température) par la diffusion. Cette interprétation serait compatible avec l'image d'une couche de gaz froid le long du cône de liquide.

De 1.8 à 2.6 mm environ le poids du liquide diminue tandis que la température maximale détectée augmente jusqu'à atteindre la température maximale enregistrée sur la traversée: 90 K. Cette région correspond au brouillard de gouttelettes. Dans le cas d'un mélange sans évaporation on attendrait une distribution bimodale avec deux pics bien discernables l'un à la température du liquide l'autre à celle du gaz chaud. Ce n'est pas du tout ce qui est observé, on distingue plutôt des gouttes de liquide advectées dans un gaz de température moyenne de plus en plus chaude à mesure que l'on s'éloigne du cône liquide.

De 2.6 à 3.2 mm environ les distributions tendent à devenir symétriques autour de 70 K et leurs largeurs diminuent. Aucun passage de liquide n'est détecté.

#### **Couche de mélange externe.**

La FIG. 4.25 montre l'évolution des distributions à l'intérieur de la couche de mélange courant annulaire-gaz ambiant.

Là encore on distingue plusieurs régions:

de 3.3 à 4.5 mm environ les distributions sont des courbes en cloche de largeur (à 10% de la probabilité maximale) à peu près constante (environ 20 K) dont la valeur moyenne se déplace de la température moyenne du courant annulaire à cette altitude (70 K) vers la température du gaz ambiant (30 K).

de 4.5 mm à 5.5 mm on retrouve des distributions avec une queue vers les hautes températures. Cette queue disparaît lorsque que l'on s'éloigne de l'axe du spray, la distribution tend vers une gaussienne centrée sur la température du gaz ambiant.

#### **Conclusion.**

On tire plusieurs renseignements de cette étude: on confirme que la vaporisation

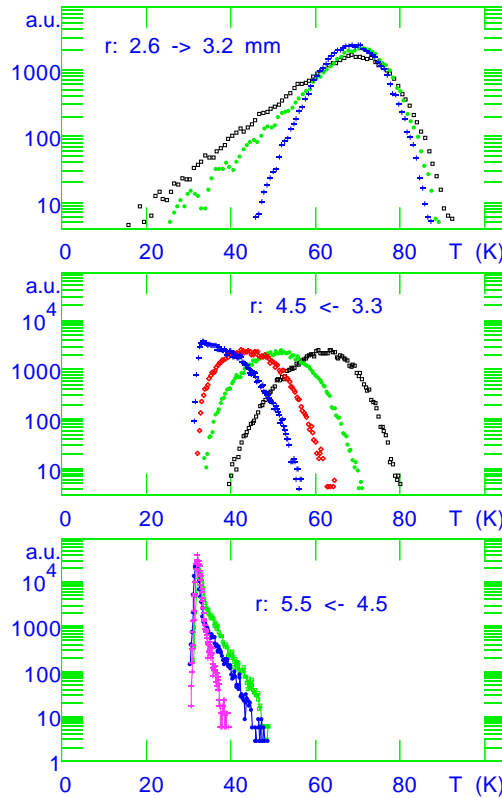


FIG. 4.25 – Évolution de la forme des distributions de température à travers la couche de mélange courant annulaire gaz ambient à 4.7 mm de l'injecteur

intervient très tôt dans le processus de mélange. Le long du cône liquide se forme une couche de gaz qui présente un gradient de température moyenne au travers de la couche de mélange. Ce scénario, si son adaptation au cas du moteur de fusée se révèle possible serait compatible avec l'accrochage très précoce de la flamme le long du cône liquide (cf. [43]).

#### 4.3.2.2 Évolution de la forme des distributions sur l'axe du spray

La deuxième région où l'on aimerait connaître l'importance de l'évaporation est l'extrémité du dard liquide. A cette distance de l'injecteur, la couche de mélange se rattache sur l'axe à une fréquence dite fréquence préférentielle de jet. Ce phénomène, bien étudié (cf. [24]), donne lieu à un pincement de l'extrémité du jet et donc à la séparation de gros paquets de liquide, dont la taille est de l'ordre de l'échelle intégrale du jet (cf. [51]), c'est à dire le millimètre. On s'attend donc à ce que la vaporisation du liquide soit handicapée par cette relativement faible surface d'échange. De plus, la

température du courant annulaire chutant rapidement avec la distance à l'injecteur cf. FIG. 4.22, la vaporisation devrait être moins efficace.

On peut décrire l'évolution de la forme des distributions en plusieurs étapes. La séparation entre ces étapes n'est pas nette, il s'agit d'une évolution continue. Néanmoins on peut distinguer des caractères propres à chaque étape cf. FIG. 4.26.

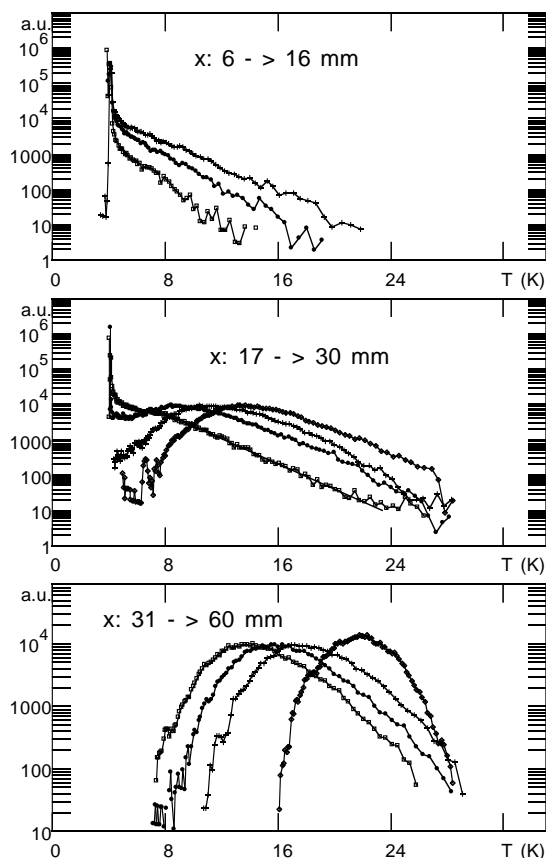


FIG. 4.26 – Évolution de la forme des distributions de température sur l'axe du jet

Jusqu'à 5 mm de l'injecteur le capteur ne détecte que du liquide.

De 6 à 16 mm, le liquide reste largement majoritaire mais du gaz à plus haute température commence à faire son apparition. L'extension vers les températures plus hautes (jusqu'à 30 K) s'accroît à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur. La provenance de ce gaz froid est plus délicate à déterminer dans la mesure où l'on a montré que l'évaporation le long du cône potentiel produisait une couche de gaz dont la température varie de la température du liquide à celle du gaz annulaire. Le gaz froid détecté sur l'axe peut donc provenir de l'évaporation du liquide sur l'axe, mais aussi

de cette couche de gaz froid créée en amont. Les distributions présentent une queue exponentielle dont l'argument décroît avec le temps ( ou la distance à l'injecteur). La FIG. 4.27 présente l'évolution de l'argument de la queue exponentielle avec la distance à l'injecteur. la croissance des arguments est monotone avec la distance à l'injecteur, la faible dynamique tant en distance qu'en valeur des arguments ne nous permet pas définir une éventuelle courbure.

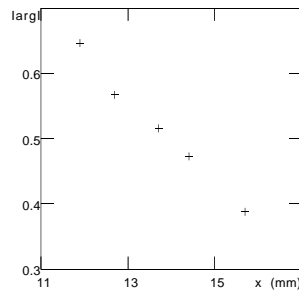


FIG. 4.27 – Évolution de l'argument de la queue exponentielle des distributions de température en fonction de la distance à l'injecteur.

Des formes de distributions analogues ont été observées dans des mélanges de scalaires: températures, concentration d'un marqueur [81] [84] [41]. La comparaison de nos résultats avec les modèles développés est difficile dans la mesure où Innocenti et al. [41] s'intéresse aux distributions du scalaire lorsque l'on tend vers l'état homogène de concentration nulle. Les arguments des exponentielles croissent avec le temps: les événements de forte concentration sont de plus en plus rares. Dans notre cas, ces distributions sont observées dans les premiers instants du mélange, côté liquide (concentré). Les arguments des exponentielles décroissent avec le temps: les incursions de gaz chaud sont de plus en plus fréquentes. Dans ces conditions il nous semblerait hasardeux d'estimer un temps de mélange.

courants, déplaçant cf. de

De 17 à 30 mm le liquide est encore présent, mais on voit apparaître un nouveau type de distribution: elle est caractérisée par un maximum qui se déplace vers les températures plus élevées lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. L'aile de la distribution vers les hautes températures est toujours de type exponentielle avec un argument approximativement constant. La largeur des distribution a atteint son maximum, les températures représentées vont de celle du liquide à celle du gaz ambiant.

Enfin, de 31 à 60 mm le capteur ne détecte plus de liquide. La distribution est maintenant une courbe en cloche dont le maximum se déplace vers la température du gaz ambiant. A plus longue distance on s'attend à observer une courbe qui tend vers une gaussienne centrée sur la valeur de la température du gaz ambiant, dont la largeur diminue à mesure que le mélange se poursuit.

#### 4.3.2.3 Conclusion

Cette étude sur la forme des distributions apporte une description qualitative de la dynamique du mélange. Le rôle important de l'évaporation a été souligné tant sur les cotés du cône liquide que sur l'axe, pour l'évolution des paquets liquides issus du pincement du dard liquide. Néanmoins nous n'avons pas séparé les contributions de l'atomisation et de l'évaporation, pour ce faire il faut s'intéresser au signal temporel de fluctuation lui même.

#### 4.3.3 Analyse du signal temporel de température.

La FIG. 4.28 présente les trois grandes catégories de signaux enregistrés sur l'axe. Pour des positions du capteur près de la fin du dard liquide, le liquide est prédominant et seuls quelques passages de gaz froid ( $20\text{ K} <$ ) sont détectés. Si le capteur est placé au delà du brouillard de gouttelettes, le signal rappelle les signaux de turbulence classique: fluctuations importantes, intermittence. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux positions intermédiaires, la température passe alors de celle du gaz ambiant à celle du liquide. Plusieurs questions se posent naturellement. Quel est le contenu spectral de ce type de signal?. Quelle est la distribution de temps de passage de ces structures sur le capteur?

Cette section a pour but de distinguer les contributions du fractionnement du liquide, et de son évaporation.

##### 4.3.3.1 Contenu spectral des fluctuations de température.

Les spectres de puissance de signaux turbulents sont souvent caractérisés par des décroissances faibles en fonction de la fréquence:  $-5/3$  pour la vitesse (cf. [46]), de  $-1$  à  $-5/3$  (cf. [23], [41]) pour un scalaire passif. Les spectres obtenus à partir des signaux précédemment étudiés font au contraire apparaître des décroissances très violentes cf. FIG. 4.29.

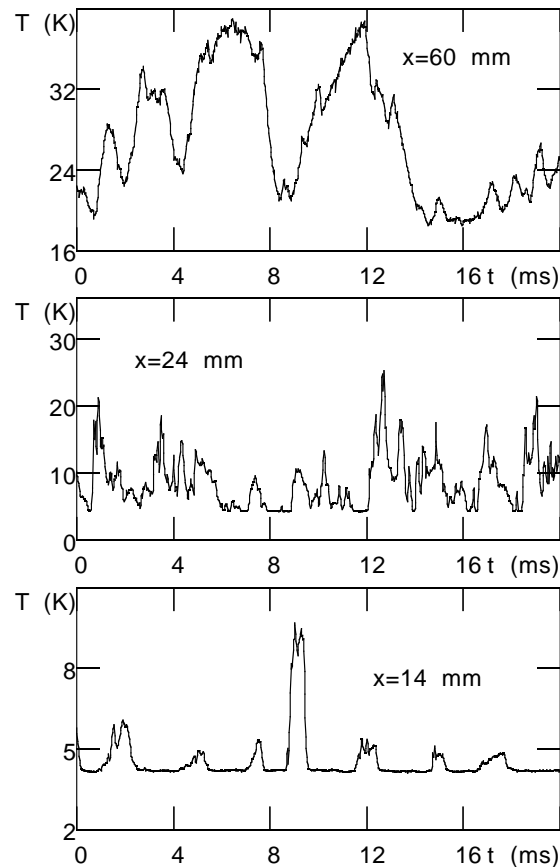


FIG. 4.28 – Différents type de signaux enregistrés sur l'axe du jet

La réponse de capteur, d'abord incriminée, n'explique pas ce résultat (cf. FIG. 4.29).

Pour une distance à l'injecteur inférieure à 30 mm ( mais supérieure au dard liquide), le signal enregistré a deux origines, d'une part les fluctuations de températures du gaz, d'autre part le passage des paquets de liquide. Afin de séparer les contributions, on binarise le signal: la température est fixée à 1 si elle est supérieure à celle du liquide, 0 sinon.

La binarisation du signal rehausse notablement la contribution des hautes fréquences: la pente du spectre passe d'environ -4 à -2 pour le signal binarisé cf. FIG. 4.30. La décroissance forte n'est donc pas associée à la statistique des paquets liquides.

D'autre part, si l'on compare les spectres de deux enregistrements à deux altitudes différentes, l'un contenant des paquets liquides ( $TPL=0.68$ ) l'autre très peu ( $TPL=5.10^{-4}$ ), on constate que la forme du spectre est très peu affectée par la disparition des paquets liquides cf. FIG. 4.31.



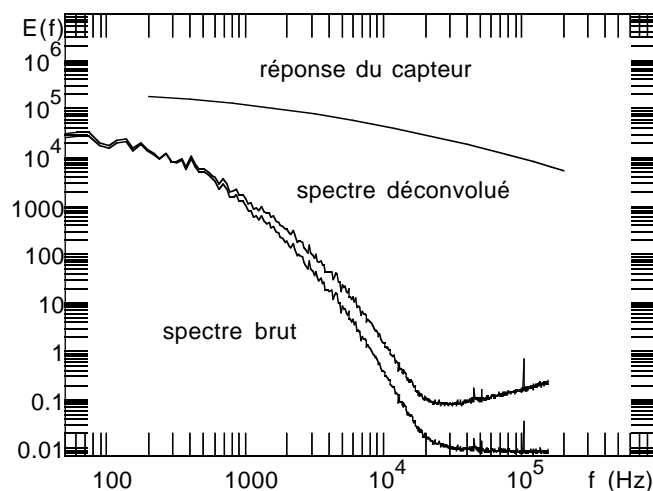


FIG. 4.29 – spectre de puissance à 20 mm de l'injecteur

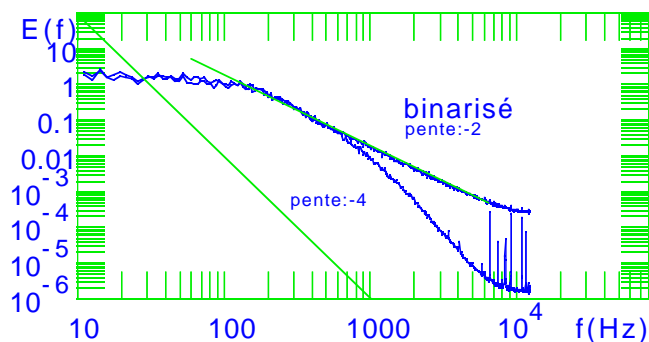


FIG. 4.30 – Effet de la binarisation du signal sur le spectre. Les spectres sont normalisés de façon à avoir le même niveau basse fréquence.

*remarque: La comparaison des valeurs absolues des spectres est délicate: un changement de la vitesse moyenne se traduit par une translation sur l'axe logarithmique des fréquences et nous n'avons pas accès à cette vitesse moyenne.*

L'interprétation retenue est que le spectre est dominé par les gradients de températures: l'étalement des gradients à travers la couche de vapeur entourant la goutte de liquide interdit la présence de hautes fréquences dans le signal.

#### 4.3.3.2 Distributions de temps de passage de structures liquides sur le capteur.

On agrandit un des événements que l'on assimilera au passage d'un paquet liquide cf. FIG. 4.32

Il ne nous est pas possible de distinguer la vapeur et le liquide à leur température d'équilibre. Pour ce faire, il aurait fallu surchauffer le capteur afin de faire une mesure

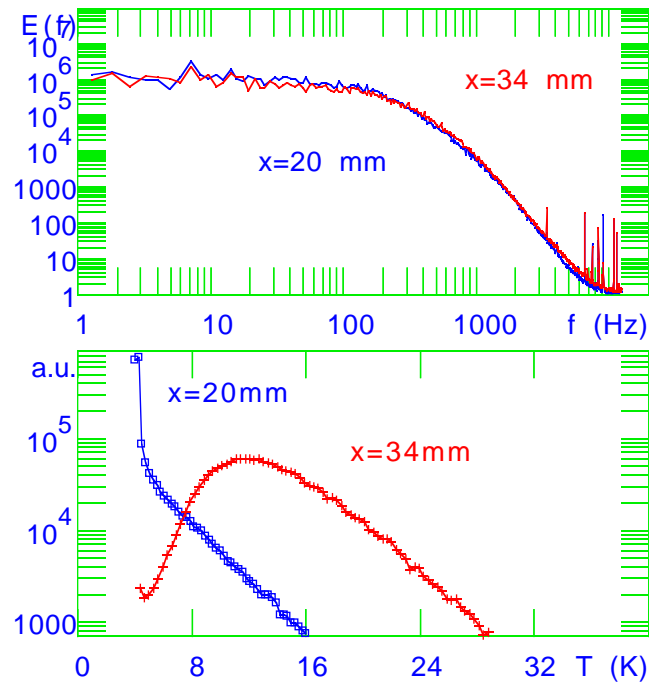


FIG. 4.31 – Comparaison de deux spectres correspondant à deux fichiers source de distributions de températures très différentes

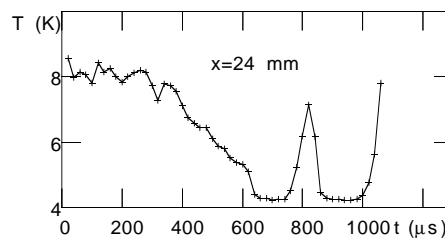


FIG. 4.32 – détail du passage d'une structure liquide

de type "fil chaud". La différence d'échange (la différence de densité essentiellement) avec le capteur pour les deux phases permettrait de faire cette distinction, mais l'étude des distributions des températures du gaz ne serait pas possible, du moins pas simultanément. D'autre part, le thermomètre fait une mesure en un point, il nous est donc impossible de distinguer une nappe liquide repliée de deux gouttes cf. FIG. 4.33

Par la suite on assimilera abusivement toute structure à 4.2 K à un paquet de liquide sphérique. La détermination des temps de passage des paquets liquides se fait par une méthode de seuil cf. FIG. 4.34. Nous avons suivi une procédure classique pour la détection de ces objets: le compteur est déclenché sur un front descendant, quand

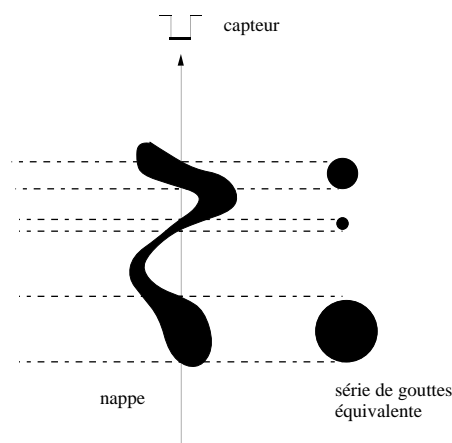


FIG. 4.33 – Deux type de structures dont la passage sur le capteur donne le même signal

la température est inférieure à un certain seuil moins une hystérésis. Le compteur est arrêté et la durée du passage de la structure enregistrée quand la température dépasse le seuil plus l'hystérésis. L'hystérésis est indispensable pour éviter des rebonds, c'est à dire de compter plusieurs petites structures au lieu d'une grande à cause du croisement du seuil par le bruit de mesure. Ces méthode sont toujours délicates, du moins il est important de bien étudier l'effet du seuil choisi sur les résultats.

*remarque: Les distributions de temps de passage de liquide sont très large, aussi est il commode de s'intéresser à la distribution des logarithmes de ces temps plutôt qu'aux distributions des temps eux même; ce procédé est classique dans l'étude des spray cf (cf. [48]).*

A seuil constant, l'effet d'une hystérésis trop faible entraîne le phénomène de rebond déjà évoqué cf. FIG. 4.34. Le poids des temps faibles est alors artificiellement rehaussé. A hystérésis constante, un seuil trop bas fait chuter le nombre d'évènements détectés: le signal ne passe pas sous la valeur de détection (seuil-hyst). A partir de l'étude ci dessus nous avons déterminé le couple seuil/hystérésis tel que la distribution converge vers une forme stable.

La FIG. 4.35 montre la distribution des temps de passage des gouttes pour un fichier enregistré à 20 mm de l'injecteur, donc à l'extrémité du dard liquide cf. FIG. 4.20. Même dans l'hypothèse où nous détectons effectivement des gouttes, la transformation de cette distribution de temps de passage en taille de goutte n'est pas évidente, chaque taille de goutte ayant sa propre distribution de vitesse(cf. [28], [31]).

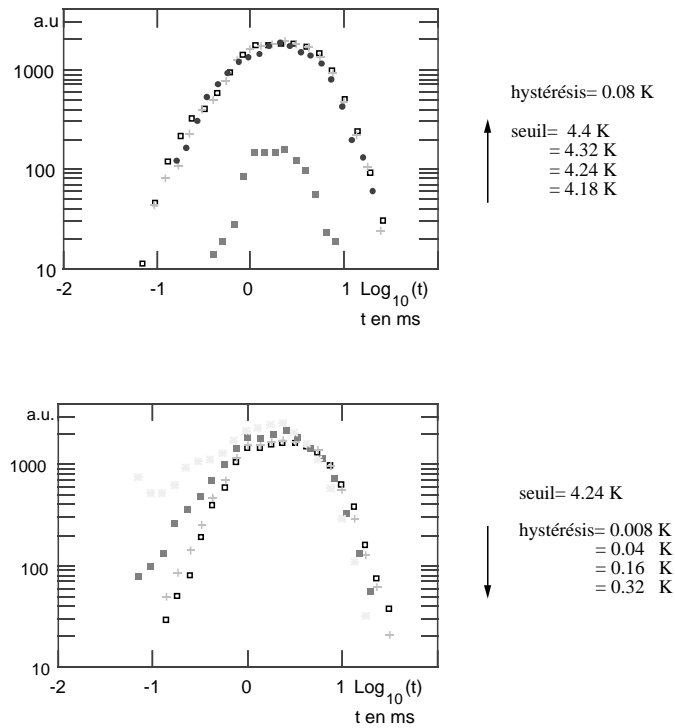


FIG. 4.34 – influence du seuil et de la valeur de l'hystérésis sur la distribution de temps de passage

La vitesse instantanée,  $V$  d'une goutte de diamètre  $d$  est solution de l'équation:

$$m \frac{dV}{dt} = -\pi d^2 \rho_{gaz} C_D (V_{gaz} - V)^2$$

ou  $C_D$  est le coefficient de traînée. Putnam (cf. [65]) donne une valeur de 0.44 pour  $C_D$  si

$$\frac{d(V_{gaz} - V)}{\nu} \geq 1000$$

. Dans notre cas, cette condition serait remplie pour toute goutte de diamètre supérieur à  $3 \mu\text{m}$ , se déplaçant à la vitesse du liquide. Le temps nécessaire à accélérer une goutte

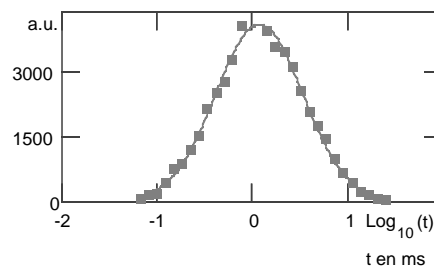


FIG. 4.35 – Distribution des temps de passage de paquets liquides sur la capteur à l'extrémité du dard liquide

de  $100 \mu\text{m}$  (qui est la taille des plus petites gouttes détectées) depuis la vitesse du liquide ( $1 \text{ m/s}$ ) jusqu'à deux fois cette vitesse est de  $15 \text{ ms}$ . La zone étudiée est de  $4 \text{ mm}$  soit  $4 \text{ ms}$  de parcours à la vitesse du liquide, on pourra donc négliger l'effet de l'accélération sur la forme de la distribution de taille déduite des temps de passage. Dans la suite on considérera que les gouttes se déplacent à la vitesse du liquide ( $V_{liq} = 1.2 \text{ m/s}$ ) dans la région étudiée. Compte tenu de l'incertitude sur nos mesures, due au nombre restreint de gouttes détectées (environ 5000), cette distribution est compatible avec une distribution log normale. Ce résultat corrobore ceux de Vill: cette équipe observe une distribution type log normale pour le résultat de la déstabilisation d'un jet liquide par un cocourant d'air (cf. [58]). Plus généralement, Kraichnan (cf. [47]) a montré qu'un ensemble de paquets décorrélés soumis à un champ d'étirement aléatoire conduit à ce type de distribution pour les dimensions transverses.

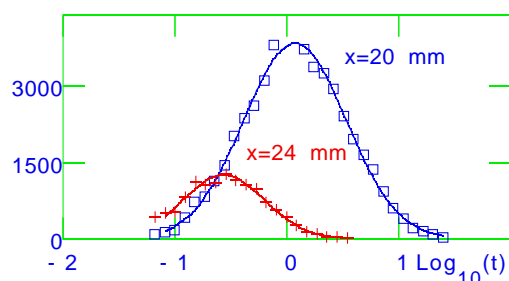


FIG. 4.36 – Évolution des distributions de taille de paquets liquides sur la capteur en fonction de l'altitude. Les aires sous les courbes sont proportionnelles au taux de présence de liquide dans le fichier source.

L'évolution de la distribution des tailles de gouttes liquides avec la distance est représentée FIG. 4.36. On remarque la distribution de départ est peu déformée, elle est toujours assimilable à une distribution log normale. Ce résultat montre le rôle prépondérant de l'atomisation: étant donné la forte différence de vitesse entre le liquide et le gaz, cette atomisation est essentiellement induite par le cisaillement dû au gaz annulaire rapide (cf. [51]). Si l'on suppose que la fragmentation de chaque paquet liquide se fait essentiellement en plusieurs paquets de volume identique (ce qui est abusif cf. [52]), alors la distribution des gouttes filles est simplement la distribution des gouttes mères translatée vers les tailles inférieures, la largeur relative étant conservée. On observe bien ce type de comportement. La diminution du volume occupé par les gouttes avec l'altitude s'interprète comme la signature de la diffusion

d'une partie des gouttes par le gaz turbulent. Cette évolution est incompatible avec une diminution de la taille des gouttes par évaporation. FIG. 4.37 on a représenté la déformation de la distribution mère, sous l'action de l'évaporation. Le modèle d'évaporation quasi stationnaire (cf. [75]) donne l'évolution suivante pour une goutte de diamètre  $d_0$ :

$$d^2 = d_0^2 - \beta t$$

avec

$$\beta = \frac{8\rho_{\text{vapeur}}D_{\text{vapeur}}}{\rho_{\text{liquide}}} \ln \left( 1 + \frac{H_{\text{gaz}} - H_{\text{vapeursaturante}}}{L} \right)$$

ce type d'évaporation conduit à une forte déformation de la distribution, les petites gouttes étant beaucoup plus affectées que les paquets importants; le résultat relativement peu intuitif est que le diamètre moyen augmente.

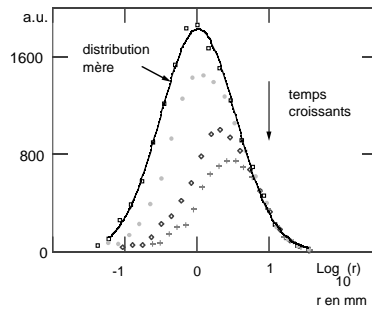


FIG. 4.37 – Effet calculé de l'évaporation sur la distribution mère

*remarque: Les gouttes sont considérées sphériques, ce qui est contestable au vu des contraintes entraînées par la différence de vitesse entre ces gouttes et le gaz. La taille étant estimée par le produit du temps du passage de la structure par la vitesse du liquide, nous mesurons la dimension longitudinale ( dans le sens moyen de l'écoulement) de l'objet. Cette dimension est statistiquement plus grande que la dimension transverse, nous surestimons donc le volume de ces objets.*

Si l'on considère que chaque goutte se divise en deux gouttes de volume égal, par conservation du volume total:  $d = \frac{d_0}{2^{\frac{1}{3}}}$  le nombre de division pour translater la distribution mère vers la distribution mesurée 4 mm en aval cf. FIG. 4.36 est de 10. Si on considère que les gouttes se déplacent à la vitesse du liquide , ce qui est une borne inférieure, la fréquence de brisure est de 2.5 KHz. Ayant estimé cette fréquence  $f$ , on peut vérifier que la division des gouttes est un mécanisme plus rapide que

l'évaporation: on cherche la taille de goutte  $d$  telle que la variation de de diamètre par évaporation soit égale à la variation de diamètre par fractionnement:

$$\frac{d}{dt} \left( \sqrt{d^2 - \beta t} \right)_{t=0} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d}{2^{\frac{t}{3}}} \right)_{t=0}$$

La température du gaz est de 40 K, ce qui conduit à un diamètre de 8  $\mu\text{m}$ . A l'extrémité du dard liquide ( $x=20$  mm), tant que la goutte a un diamètre supérieur à 8  $\mu\text{m}$ , la diminution de ce diamètre est dominé par le fractionnement.

### conclusion

Dans l'hypothèse où nous détectons des gouttes de liquide, nous avons montré que le fractionnement des paquets de liquide sur l'axe du spray est le mécanisme responsable de la diminution de la taille de ces paquets, l'évaporation n'intervient que lorsque les gouttes ont atteint un diamètre de l'ordre de 8  $\mu\text{m}$ . La fréquence de fractionnement est estimée de quelques KHz, il faut donc une dizaine de millisecondes pour qu'une goutte d'un diamètre initial d'un millimètre soit suffisamment fractionnée pour que l'évaporation soit efficace. La disparition rapide de la phase liquide est donc le fruit des actions conjuguées d'un fractionnement important et de l'évaporation.

## 4.4 Conclusion.

Dans une première partie nous avons étendue la validité de la relation entre la longueur de dard liquide et le rapport de flux de quantité de mouvement

$$\frac{L_c}{D_{inj}} \propto \frac{\alpha}{\sqrt{M}}$$

à une large gamme de  $M$  (de 1 à 500). La variation de de la fraction volumique de liquide évaporé avant injection a permis de mettre en évidence que la longueur de dard liquide était indépendante de la tension de surface, ce qui a également été confirmé par une mesure en condition sur critique. Dans une deuxième partie nous avons clairement mis en évidence le rôle extrêmement important de l'évaporation sur le développement du spray. Dans nos conditions expérimentales (gaz annulaire à 90 K), le brouillard de gouttelettes est totalement évaporé à quelques millimètres du dard liquide. Un examen attentif de ce phénomène a permis de détecter la création d'une couche de vapeur froide le long du cône liquide à moins d'un diamètre de l'injecteur;

ce phénomène serait un bon candidat pour expliquer l'accrochage de la flamme d'un moteur de fusée très prêt de l'injecteur. En bout de dard liquide nous avons précisé les rôles respectifs de l'atomisation et de l'évaporation. Dans l'hypothèse où ce que nous détectons sont des gouttes de liquide, la distribution log normale de taille de gouttes créées par l'atomisation du dard liquide est très rapidement translatée vers les petites tailles par fractionnement. La fréquence de division des gouttes est estimée à quelques KHz. Le fractionnement se poursuit jusqu'à ce qu'à un diamètre soit d'une dizaine de  $\mu\text{m}$ . Pour cette taille, la surface d'échange devient suffisante pour que l'évaporation devienne le mécanisme de mélange dominant.



---

# 5

---



---

## MODIFICATIONS POUR L'ÉTUDE DE L'EFFET DE LA VAPORISATION

---

Au cours du chapitre précédent nous avons mis en évidence le rôle essentiel de l'évaporation dans le développement du spray. Afin d'aller plus avant dans l'étude de ce phénomène, il est nécessaire d'atteindre un régime où celle-ci est négligeable puis d'augmenter de manière contrôlée la puissance injectée.

La chaleur latente de l'hélium est très faible: environ 20 J/g à 1 bar, 4.2 K. Il suffit donc de très peu de chaleur pour modifier radicalement le développement du spray: 1 Watt introduit dans le spray vaporise 50 mg/s de liquide, soit 2% du débit typique de notre expérience (2 g/s). Cette faible chaleur latente nous permet de faire varier dans de grande proportions l'importance de l'évaporation. Les entrées de chaleur peuvent être classées en deux catégories. D'une part, ce que nous appellerons les pertes thermiques, qui consiste en la chaleur non contrôlée introduite, soit au niveau de l'alimentation en liquide (cf. chap4), soit dans le cryostat. D'autre part, la chaleur amenée par le courant annulaire. Cette dernière amenée de chaleur est connue car on mesure la température du gaz à l'entrée de l'injecteur. Cette température du courant annulaire sera notre paramètre dans l'étude de l'évaporation du spray. L'importance de l'évaporation peut être caractérisé par un nombre sans dimension:

$$S = \frac{\dot{m}_{gaz} (H_{T_{gaz}} - H_{T_{saturation}})}{\dot{m}_{liq} L}$$

$\dot{m}$  est le débit massique,  $H_{T_{gaz}}$  l'enthalpie du courant annulaire,  $H_{T_{saturation}}$  l'enthalpie de la vapeur saturante.

On veut pouvoir varier ce rapport de l'excès d'enthalpie contenue dans le courant annulaire sur la chaleur latente disponible dans le jet liquide: pour  $S \ll 1$ , l'effet de l'évaporation sera négligeable, pour  $S \gg 1$ , cet effet sera dominant. Dans l'étude précédente, la température élevée du gaz injectée (80 K) impliquait une valeur de

$S$  de l'ordre de 10. Pour obtenir  $S \ll 1$ , nous devons injecter du gaz froid: c'est à dire proche de 4.2 K, ce qui impose de profondes modifications à notre dispositif. La FIG. 5.1 résume ces modifications que je vais maintenant détailler.

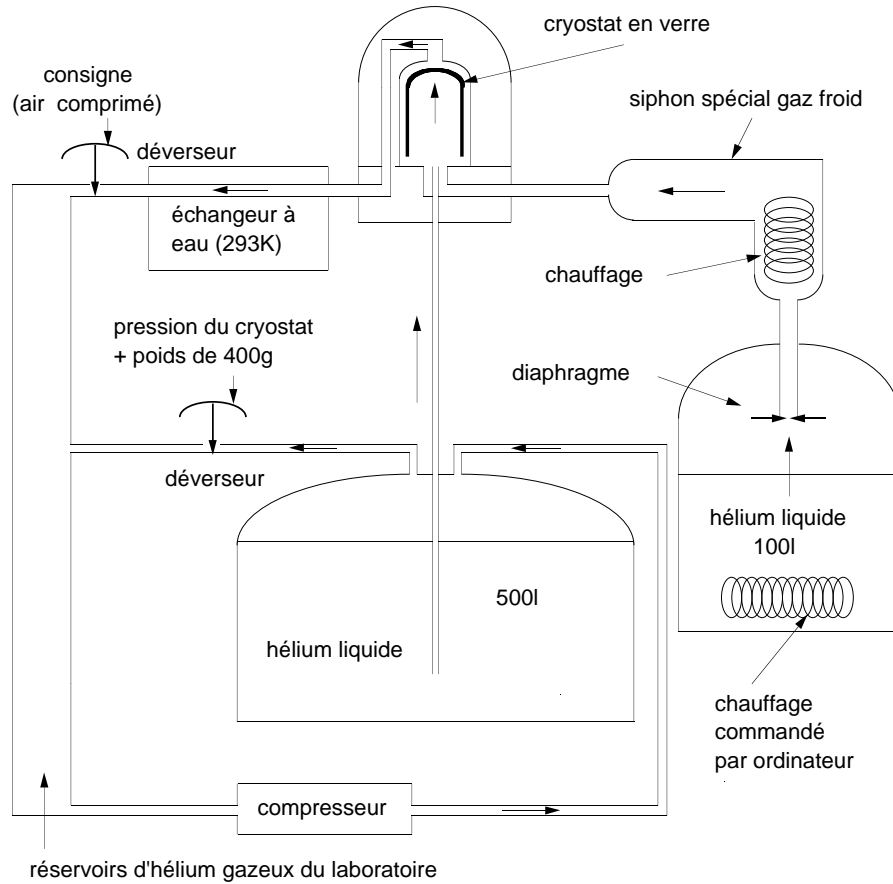


FIG. 5.1 – Schéma général du nouveau dispositif expérimental.

## 5.1 Circulation de gaz froid.

La nouvelle circulation de gaz doit satisfaire plusieurs exigences. A débits massiques égaux,  $S$  vaut 1 pour un gaz injecté à 7.5 K. Afin d'étudier le développement du spray en fonction du taux d'évaporation, il nous faut donc circuler du gaz à une température contrôlée entre celle du liquide ou du moins le plus près possible, et une vingtaine de kelvin. D'autre part, comme nous voulons confronter les résultats à ceux déjà obtenus avec les thermomètres, il est nécessaire de conserver le même rapport de flux de quantité de mouvement  $M$ . A flux de masse de gaz fixé,  $M$  est

inversement proportionnel à la densité du gaz, donc à peu près proportionnel à la température du gaz. Pour conserver les mêmes valeurs de  $M$  que dans l'étude à l'aide de thermomètres, avec du gaz à 4.2 K au lieu de 80 K, il va falloir augmenter le débit massique. A titre d'exemple, pour maintenir un  $M=40$  avec les surfaces de passage de notre injecteur et le débit habituel de liquide (2 g/s), il faut circuler 2.8 g/s de gaz à 4.2 K. Le compresseur précédemment utilisé ne peut fournir que 0.7 g/s, aussi la solution d'un échangeur à l'hélium liquide n'était pas possible; contrôler le débit avec un compresseur de grande capacité aurait été intéressant, mais la construction d'un échangeur pour un tel débit s'avère rapidement irréaliste. La solution retenue a été la construction d'un siphon original, directement branché sur un vase d'hélium liquide de 100 l, le gaz étant fourni par évaporation du liquide. Le chauffage, placé au fond du vase, est constitué de résistances de puissance vissées sur des plaques de cuivre afin de répartir une grande surface d'échange (500 cm<sup>2</sup>) dans un grand volume, ce qui évite de créer des bulles de gaz à une température supérieure à la température du liquide.

Dans l'hypothèse où la pression du vase est parfaitement stable, il suffit de fournir une puissance de chauffage constante pour établir un débit de gaz stationnaire. Comme on le verra par la suite, la régulation de pression a été un problème extrêmement sévère sur cette expérience. En ce qui concerne la circulation de gaz, si la pression du vase n'est pas parfaitement maîtrisée, il est impossible de connaître la quantité de gaz qui sort effectivement du vase à partir de la puissance injectée. Nous avons donc choisi de réguler et mesurer le débit de gaz par une perte de charge à travers un diaphragme de forte impédance installée à l'entrée du siphon cf. FIG. 5.1. L'ordinateur régule (en tout ou rien) la puissance injectée dans le liquide de façon à maintenir une pression constante dans le vase. On régule ainsi une pression absolue de 1300 mb dans le vase de 100 l à plus ou moins 10 mb. La forte impédance du diaphragme joue le rôle de filtre de passe bas et le débit est stabilisé à quelques pourcent. Ce dispositif permet de découpler le vase de 100 l de la chambre expérimentale, les variations de pression de celle-ci (2 mb) étant relativement faibles comparées à la surpression imposée: 120 mb (la pression de la chambre étant régulée à 180 mb). L'inconvénient du dispositif est de devoir changer le diaphragme pour modifier fortement le débit, jouer sur la sur

pression n'est pas une bonne solution dans la mesure où la pression limite d'un vase commercial est de 500 mb. Si l'on veut limiter le débit en diminuant la pression, on ne bénéficiera plus du découplage des vases par le diaphragme.

*Remarque: la circulation d'un débit de gaz froid tel que  $M$  soit du même ordre que lors des expériences avec les thermomètres impose que la nouvelle vitesse d'injection soit plus faible (d'un facteur  $\sqrt{\frac{\rho(80K)}{\rho(4.2K)}} = 0.2$  à  $M$  fixé). L'effet de cette réduction de la vitesse de gaz sur l'atomisation (diminution du nombre de Weber, cf. chapitre 1) rend délicates les comparaisons entre les différents types d'expériences.*

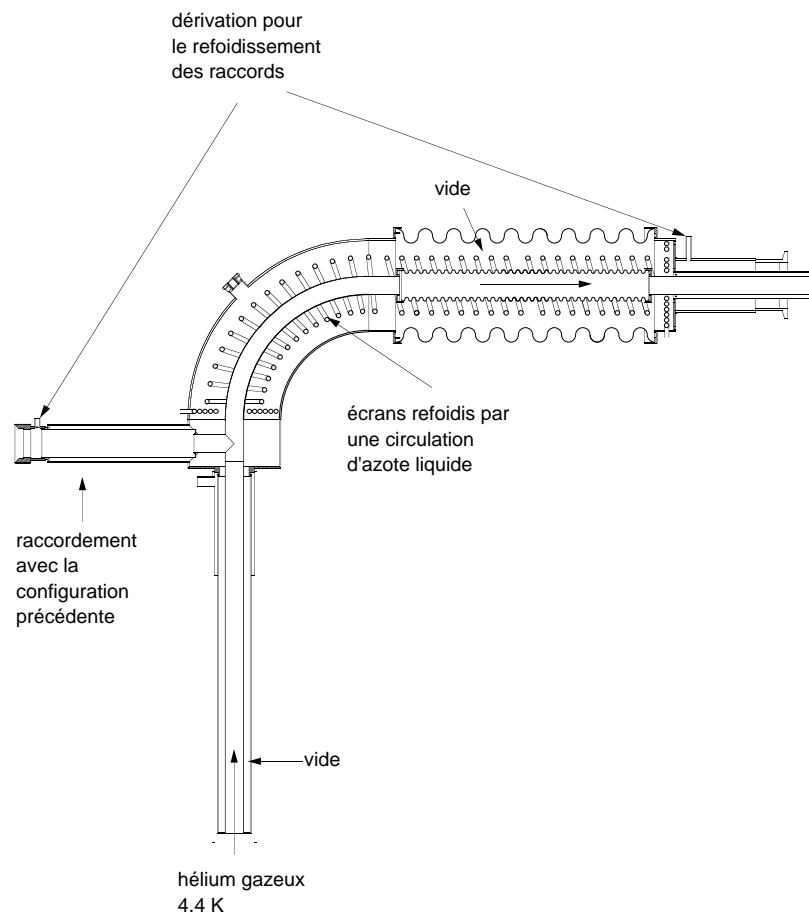


FIG. 5.2 – schéma du du siphon d'alimentation en gaz froid

L'isolation thermique de ce siphon de 10 kg (les siphons habituels pèsent 400 g!) a été particulièrement soignée. Des écrans refroidis par une circulation annexe d'azote liquide coupent le rayonnement. Les raccords à la chambre expérimentale et au vase d'hélium sont type Johnston cf. FIG. 5.3;

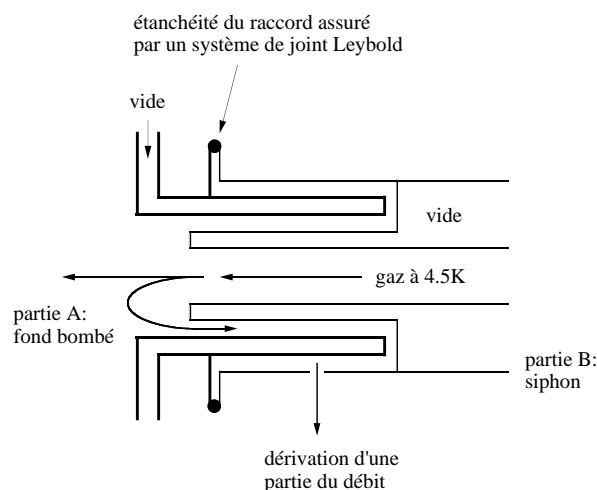


FIG. 5.3 – principe d'un raccord johnston refroidi par une dérivation du débit

ce dispositif permet de rallonger le parcours thermique entre le gaz circulé et la température ambiante. Il s'est avéré nécessaire de refroidir ces raccords par la circulation d'un débit de gaz (environ 0.15 g/s). Tous ces efforts sont récompensés par des pertes inférieures à 100 mW, ce qui permet de circuler 1.5 g/s de gaz à 4.6 K (pour des débits plus faibles la température d'injection augmente du fait des pertes). Enfin nous avons conservé la possibilité de raccorder l'ancienne configuration sur ce siphon, c'est à dire de brancher la sortie de l'échangeur azote sur le siphon cf. FIG. 5.2. Lorsque l'ancien dispositif n'est pas raccordé, un bouchon de de plastique empêche la convection à l'intérieur du raccord johnston.

## 5.2 Contrôle des pertes thermiques.

Il suffit d'une entrée parasite de chaleur de 1 Watt incorporée dans le spray pour vaporiser 50 mg/s soit 2% du débit habituel de liquide, ces pertes semblent donc la borne supérieure tolérable sur notre manip. Ces pertes sont de deux origines: au chapitre 2 nous avons mis en évidence des pertes sur l'alimentation de liquide, d'autre part les défauts d'isolation du cryostat conduisent au réchauffement du gaz ambiant dans la chambre expérimentale; une partie de ce gaz est aspiré par le spray lors de son développement, la chaleur ainsi incorporée participe de manière incontrôlée à l'évaporation du liquide. La méthode suivie pour déterminer les pertes thermiques de la chambre expérimentale consiste à injecter un débit connu de gaz ( $\dot{m}_{gaz}$ ) à une

température connue ( $T_{gaz}$ ) et à mesurer la température d'équilibre de la chambre ( $T_{cloche}$ ). On a alors:

$$\dot{m}_{gaz} C_p (T_{cloche} - T_{gaz}) = \dot{Q}$$

si on injecte 1.5 g/s de gaz à 4.5 K, 1 watt de perte produira une élévation de température, après mise à l'équilibre dans la chambre, de 80 mK. Pour chiffrer des pertes de cet ordre, nous devons utiliser une thermométrie de contrôle de l'expérience dont la précision absolue est la dizaine de mK.

### 5.2.1 Thermométrie de précision.

Nous utilisons essentiellement trois thermomètres: deux d'entre eux sont placé juste en amont de l'injecteur dans les conduits respectifs de gaz et de liquide et contrôlent leurs températures d'injection, un autre placé dans l'enceinte expérimentale contrôle la température d'équilibre de celle ci. Les thermomètres utilisés sont des résistances de carbone Allen Bradley dont la résistivité varie fortement avec la température selon un comportement type semi-conducteur ( la résistivité augmente quand la température diminue). Leur sensibilité à 4.2 K est de l'ordre de (cf FIG. 5.4):

$$\alpha = \left| \frac{d \ln(T)}{d \ln(R)} \right| \approx 0.6$$

L'ohmètre utilisé est un "PX4" (ABB Barras provence), qui permet de scruter jusqu'à huit capteurs, sa résolution typique est  $10^{-4}$ .

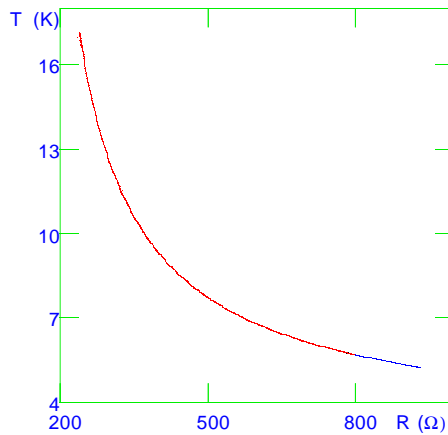


FIG. 5.4 – Caractéristique d'un thermomètre utilisé pour le contrôle de l'expérience

Un effort particulier a été consenti pour l'étalonnage de ces thermomètres qui a été effectué dans un cryostat commercial. Le principe est indiqué FIG. 5.5: tous

les thermomètres sont placés dans un bulbe en cuivre massif ( $53 \text{ cm}^3$ ), ce bulbe est lui-même placé dans un écran cuivre. Une certaine densité de gaz d'échange établit une fuite thermique vers la plaque froide du cryostat. Un chauffage installé sur l'écran permet de faire une première régulation de température, celle-ci est affinée par une deuxième régulation contrôlant un deuxième chauffage placé sur le bulbe. Les régulateurs de températures sont des ponts PIO initialement développés au laboratoire (cf. [30]) et commercialisés par ABB Barras Provence. Ce dispositif nous a permis de stabiliser des températures entre 2 et 50 K avec une précision meilleure que 1 mK.

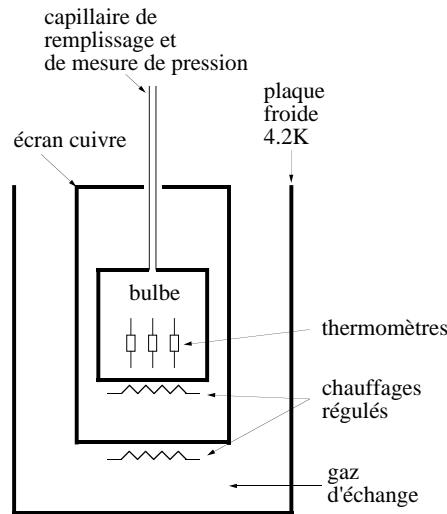


FIG. 5.5 – *Dispositif pour l'étalonnage des thermomètres*

Entre 2 et 5.2 K ( $T_c$ ), on va travailler à la coexistence liquide-gaz dans le bulbe. Ceci permet de connaître la température à partir de la pression de vapeur saturante. Cette technique a deux avantages: d'une part cette courbe est bien documentée (cf. [59]), d'autre part l'existence d'une coexistence liquide gaz dans le bulbe est un garant de stabilité thermique. On remplit le bulbe d'hélium jusqu'à atteindre une densité proche de la densité critique ( $69.5 \text{ kg/m}^3$ ). La régulation de température permet alors de parcourir la courbe de coexistence, la température de référence est déterminée par une mesure de pression dans le bulbe à l'aide d'un digiquartz de précision absolue 10–4 bar. La conversion pression température se fait grâce aux tables de McCarty [59], dont la précision annoncée est de 0.1% en dehors de la région critique (1% de  $T_c$ ).

*Remarque: si le bulbe n'est pas rempli à la densité critique, lors du chauffage du*

bulbe le système quittera la courbe de saturation coexistence liquide gaz, avant la température critique (5.2 K). La courbe de séparation (diagramme  $T$ , densité) est très plate près du point critique, aussi un écart à la densité critique, qui se traduit par un décalage par rapport au milieu d'un pallier liquide gaz, aura peu de conséquence sur la température maximale atteinte avec une coexistence de phase dans le bulbe.

Pour poursuivre l'étalonnage au delà de la température critique, on va cette fois remplir le bulbe avec une faible densité d'hélium afin de se placer en condition de gaz parfait (avec 5 mb d'hélium à 5 K, on a un écart à la loi des gaz parfaits de 0.15% [59]). La régulation de température permet de faire différents points de mesure, la quantité effectivement mesurée étant toujours la pression (c'est ce que l'on appelle un thermomètre à gaz). Il faut encore référencer cette courbe à un point température résistance des thermomètres connu qui est fourni par la première partie de l'étalonnage sur la courbe de coexistence; le degré de recouvrement des deux courbes dans la zone de températures communes cf FIG. 5.4 est un bon test de la précision de l'étalonnage. La limitation de cette technique est essentiellement due aux volumes morts: la mesure de pression se fait via des capillaires qui remontent depuis le bulbe à basse température jusqu'à l'ambiante; ces volumes morts sont certes étalonnés mais le gradient de température le long des capillaires étant inconnu, nous ne contrôlons pas exactement la quantité d'hélium présente dans le bulbe à chaque point de mesure. Ce handicap limite la précision à quelques mK.

Ces manip ,sans être difficiles, demandent un certain soin et une certaine patience: afin de s'assurer de l'équilibre thermique du bulbe, la température doit être variée lentement (1mK/mn). Néanmoins, cette technique permet un étalonnage avec un thermomètre primaire ( ce qui peut éviter de mauvaises surprises) avec une précision absolue de quelques mK.

### 5.2.2 Circulation du liquide.

#### **Améliorations apportées par rapport dispositif du chapitre 2.**

L'alimentation de l'expérience en hélium liquide demande certaines précautions pour s'assurer qu'on injecte bien du liquide et non un mélange diphasique. Tout d'abord, il est important de limiter les pertes thermiques sur la ligne de transfert. Dans le dispositif initial (cf. chapitre 2) ces pertes ont été estimées à 3 W. La seule



section dépourvue d'isolation par le vide est le raccord entre la canne de transfert et l'expérience, on pouvait donc s'attendre à ce que les pertes soient localisées à cet endroit. Nous avons donc installé une dérivation du débit qui permet d'utiliser environ 25 mg/s d'hélium pour absorber ces pertes (cf. FIG. 5.6). La deuxième source de vaporisation du liquide est la détente isenthalpique lors du transfert. La fraction massique vaporisée  $X_v$  lors de la détente de  $P_1$  à  $P_2$ , est donnée par:

$$X_v(\%) = 100 * \frac{H_{liq1} - H_{liq2}}{H_{gaz2} - H_{liq2}}$$

$H_{liq1}$  = enthalpie du liquide à la pression  $P_1$

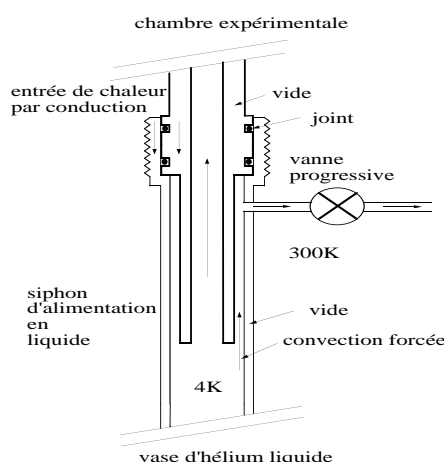


FIG. 5.6 – schéma du raccord Johnston sur l'alimentation en liquide

$H_{liq2}$  = enthalpie du liquide à la pression  $P_2$  avec  $P_1 > P_2$ . L'hélium à basse température est caractérisé par une faible différence d'enthalpie entre le liquide et sa vapeur ( $\Delta H=19.6$  j/g à 1 bar, 4.2 K) ce qui conduit facilement à de fort taux de vaporisation par détente: pour un saut de pression de 100 mb la fraction massique vaporisée est de 2.5% ce qui correspond à une fraction volumique vaporisée de 13% cf. FIG. 4.8! L'ancien système de régulation de sur-pression était trop "rustique" pour pouvoir efficacement baisser la valeur de la sur-pression de consigne. Nous avons donc développé un nouveau système de régulation basé sur un déverseur du type décrit à la section suivante. Ce dispositif permet de réguler une sur pression par rapport à la chambre expérimentale de 38 mb à plus ou moins 2 mb, la fraction volumique évaporée est alors inférieure à 2%.

### Evaluation des pertes thermiques.

L'état du fluide en sortie d'injecteur est un point crucial de cette expérience, aussi un important effort de test a été entrepris pour nous assurer que nous injectons bien du liquide. Sur la courbe d'équilibre liquide/gaz la température ne permet plus de discriminer le gaz du liquide. Par contre, la constante diélectrique présente un saut de 4% à la transition. Nous avons donc réalisé des mesures de constante diélectrique dans l'injecteur lui même. Un condensateur cylindrique de faibles dimensions cf. FIG. 5.7 est installée dans l'injecteur, le fluide circule entre ses armatures.

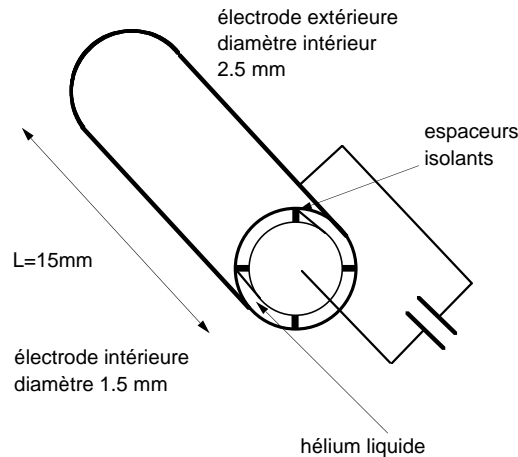


FIG. 5.7 – Capacité de test de constante diélectrique

La mesure de capacité est faite avec un pont de condensateur ABB Barras. Cet appareil a une précision relative de  $10^{-6}$  à 10 pF. En pratique, la limitation en précision vient de la stabilité mécanique du condensateur test ainsi que des défauts de blindage sur les câbles de mesure. Nous n'avons pas fait de mesure de capacité absolue, mais plutôt mesuré le saut de condensateur entre la situation où l'on circule du gaz dans l'injecteur central (en chauffant le liquide en amont) et la situation de travail habituelle. Ces mesures font clairement apparaître un saut de capacité de  $3.6 \pm 0.1\%$

FIG. 5.8, un étalonnage du même condensateur dans un vase d'hélium liquide donne le même saut de 3.6%. Nous sommes donc assurés de circuler de l'hélium liquide, avec une fraction volumique de gaz inférieure à 3%. Le saut théorique de constante diélectrique est de 4.2%, la différence est due aux espaceurs en nylon qui occupent une certaine surface entre les électrodes, laquelle surface ne participe pas au saut de condensateur. Les pertes par détente n'apparaissent en principe pas dans cette mesure. L'impédance au travers de laquelle se fait cette détente est en effet le

condensateur lui même.

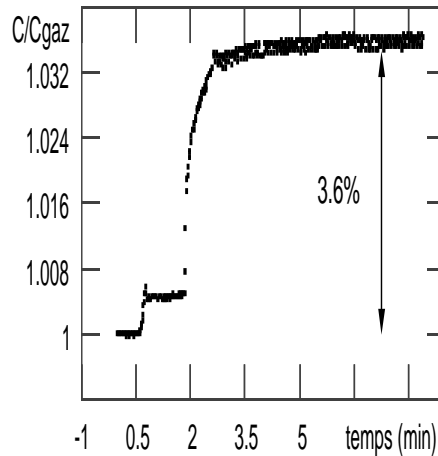


FIG. 5.8 – Saut de capacité à la transition liquide gaz

### 5.2.3 Amélioration de la chambre expérimentale.

La deuxième source d'entrée de chaleur parasite dans l'expérience est due aux défauts d'isolation du cryostat. L'entrée principale de chaleur est située au niveau de la bride de raccord entre le fond bombé et la cloche à double paroi FIG. 5.9. A cet endroit, l'intérieur du cryostat n'est plus isolé de l'extérieur par une enceinte à vide. Si la température de la bride à l'intérieur du cryostat est de 4.2 K (ce qui est une limite) alors le flux de chaleur à travers la bride est de:

$$\dot{Q} = \frac{2\pi e \int_{4.2}^{300} K_{inox} dT}{\ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right)} = 4.8 kW$$

$e$  est l'épaisseur de la bride (1 cm),  $D_{int}$  et  $D_{ext}$  les diamètres intérieur et extérieur de la bride. Cette chaleur est susceptible d'être transportée vers le spray d'une part par conduction le long du fond bombé, d'autre part par convection du gaz ambiant dans le cryostat. Cette géométrie avec le point chaud au fond de la chambre expérimentale donne lieu à une convection importante. Même avec une isolation par des écrans en cuivre, la température du gaz dans lequel se développe le spray est mesurée à plus de 20 K. Les expériences que nous avons faites dans cette configuration, malgré l'injection du courant annulaire à 4.6 K, ont mis en évidence le même type de morphologie du spray dominée par l'évaporation (cf chap 4): le gaz ambiant aspiré par le jet suffit à évaporer le spray.

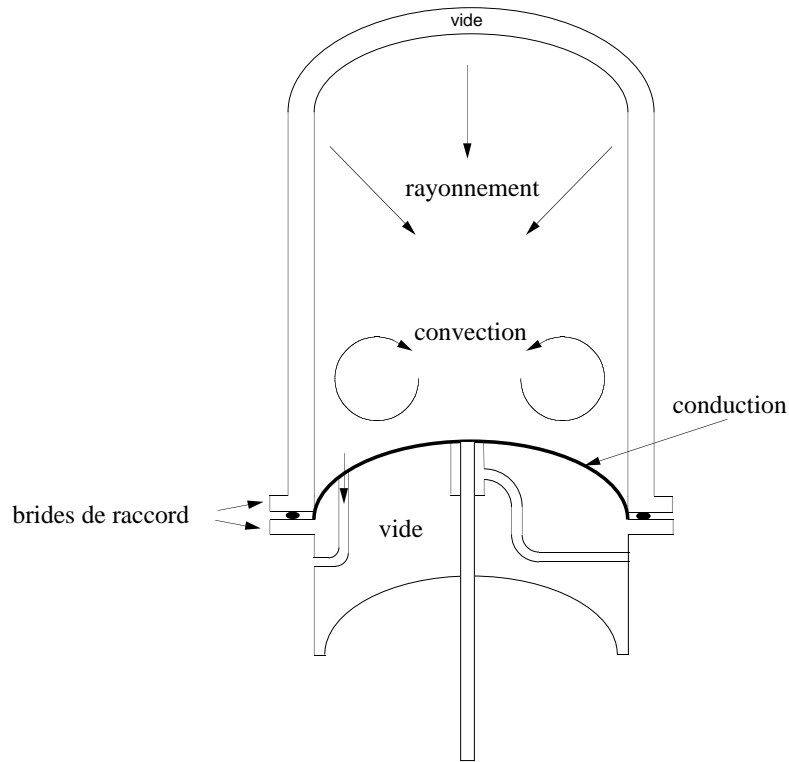


FIG. 5.9 – Origines des pertes thermiques dans le cryostat

L'idée générale des modifications mises en place est une chambre expérimentale maintenue à 4.2 K dans laquelle se développe le spray, à l'intérieur du cryostat FIG. 5.10. Le maintien en température de cette chambre est en grande partie assuré par l'utilisation optimisée de l'enthalpie des gaz expérimentaux.

Nous voulons conserver une chambre d'expérience relativement grande, l'interaction entre le jet et les parois étant connue [89] pour modifier l'écoulement. Les dimensions choisies (diamètre 200 mm et hauteur 500 mm) nous garantissent des conditions de jet "libre", la contrepartie est que la surface d'échange thermique par conduction est grande. On peut naturellement penser remplacer les écrans cuivre du premier dispositif par du verre, très mauvais conducteur de chaleur et qui permet d'envisager des mesures optiques. On calcule alors les pertes thermiques attendues

$$\dot{Q}_{pertes} = \frac{S}{e} \int_4^{60} K_{verre} dT = 900 \text{ Watt!}$$

S est la surface d'échange:  $3.4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$ , e est l'épaisseur du verre: 5 mm. Les 60 K ont été mesurés à l'extérieur des écrans en cuivre. Ces 900 Watt entretiendraient

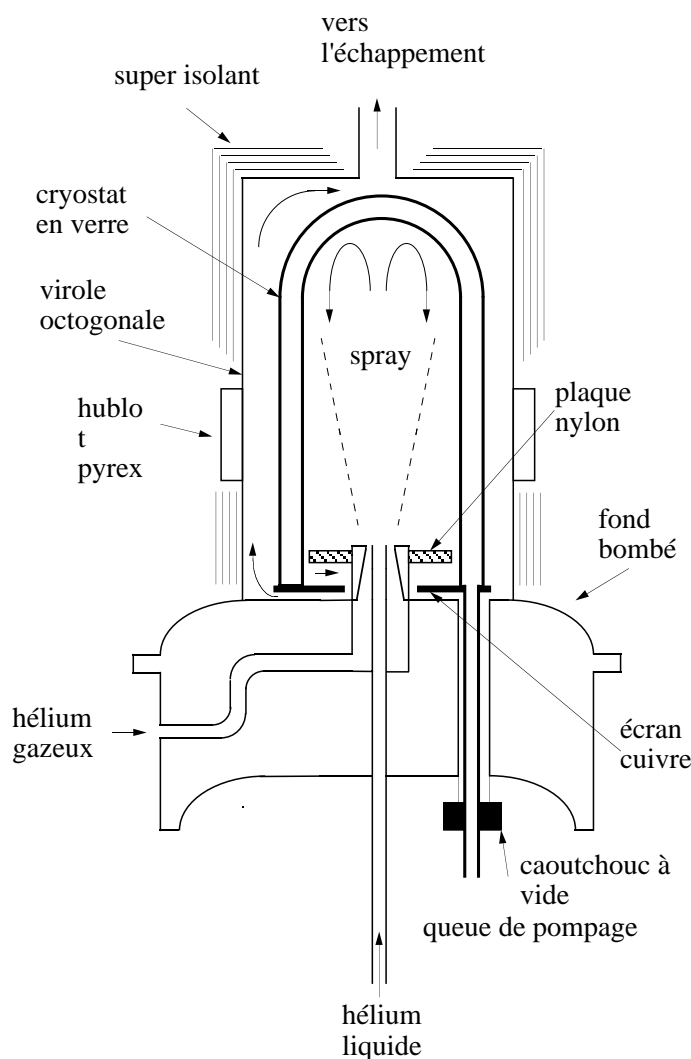


FIG. 5.10 – Modifications apportées à la chambre expérimentale

un environnement de gaz "chaud" autour du spray, ce qui conduirait à une forte évaporation de celui-ci. Un simple isolant solide n'est donc pas suffisant, il est donc nécessaire d'installer un véritable cryostat en verre à double paroi, avec un vide d'isolement.

A ce propos, nous butons sur un nouveau problème, l'hélium diffuse à travers le verre. Notre installation ne permet pas de maintenir une température basse en dehors des "tirs". En une nuit (12 heures) à température ambiante il rentre  $10^{-6}$  mol (cf. [79] [22]) d'hélium dans notre cryostat en verre, ce qui fait remonter la pression à 0.1 mb! Il est donc absolument nécessaire de pouvoir entretenir le vide d'isolement. La solution retenue est un tube de pompage en verre, soudé au cryostat en verre, qui traverse tout

le fond bombé cf FIG. 5.10 en inox soit 40 cm. Ainsi l'étanchéité n'est pas assurée par un raccord verre métal à froid, mais juste un caoutchouc à température ambiante (cf. FIG. 5.10).

Le flux de chaleur introduit au niveau de l'injecteur par conduction le long du fond bombé peut être estimé à:

$$\dot{Q}_{cond} = \frac{2\pi e_{fond} \int_{4.2}^{300} K_{inox} dT}{\ln\left(\frac{D_{bride}}{D_{inj}}\right)} = 15W$$

La solution retenue est de forcer une circulation des gaz froids s'échappant de la chambre d'expérience le long de l'injecteur cf. FIG. 5.10, la chaleur parasite est alors absorbée par l'enthalpie des gaz. Cette circulation est forcée par une plaque de nylon de 10 mm, et permet de refroidir un écran en cuivre qui coupe le rayonnement provenant du fond bombé. La faible conductivité thermique du nylon assure l'isolation entre le gaz en contact avec l'écran et l'expérience elle-même. La température de l'écran est mesurée aux alentours de 8 K ce qui donne des pertes de:

$$\dot{Q} = \frac{S}{e} \int_4^8 K_{nylon} dT = 250mW$$

$$S=100 \text{ cm}^2, e=1 \text{ cm}$$

La température de la partie supérieure de la cloche en inox, soit une surface d'environ 0.5 m<sup>2</sup>, est mesurée aux alentours de 200 K on peut donc estimer la puissance rayonnée:

$$\dot{Q}_{rayonnement} = \sigma.T^4.S = 45W$$

Nous avons installé du super isolant autour du cryostat en verre pour isoler l'expérience de ce rayonnement, mais des tests ultérieurs ont fait apparaître des pertes d'une dizaine de watts, incompatibles avec les expériences projetées. Après quelques tâtonnement, leur origine a été isolée: un cryostat en verre n'est efficace que si sa paroi extérieure est maintenue à relativement basse température (100 K). Si ce n'est pas le cas, le rayonnement thermique (ou de corps noir) de cette paroi perturbe l'expérience. La température du sommet du cryostat en verre était de 200 K, on peut donc estimer une puissance rayonnée de 5 Watt. L'hélium lui même n'absorbe pas ce rayonnement (essentiellement infra rouge), mais les matériaux utilisés dans le montage

de la chambre expérimentale, comme la plaque en nylon par exemple, peuvent transformer ce rayonnement en chaleur, laquelle sera échangée par conduction avec le gaz ambiant puis convectée vers le spray. La solution adoptée est d'utiliser les vapeurs des fluides expérimentaux pour refroidir l'extérieur du cryostat en verre. Nous avons donc installé une virole inox octogonale munie d'hublots en pyrex qui force une circulation des vapeurs le long de la paroi extérieure du cryostat en verre cf. FIG. 5.10. Cette virole est recouverte de super isolant qui réduit le rayonnement de la cloche en inox et isole la virole grâce à l'hélium piégé entre les différentes feuilles de super isolant.

L'ensemble de ces améliorations mène à une réduction importante des pertes thermiques: nous injectons un débit connu de gaz à 4.6 K, de la température d'équilibre de la chambre expérimentale (4.7 K) nous déduisons des pertes inférieures à 1 watt. Nous sommes donc assurés que la seule chaleur injectée dans le spray sera amenée par le gaz chauffé.

### 5.3 Régulation de pression.

L'aspect thermique de l'injection des fluides expérimentaux ainsi que les échanges thermiques dans le cryostat sont maintenant bien maîtrisés, il reste à contrôler et mesurer les débits de ces fluides. Les débits liquide et gazeux sont produits et régulés par des différences de pressions entre les réservoirs et la chambre expérimentale. La stabilité des débits est donc conditionnée à la stabilité des pressions. En ce qui concerne la mesure des débits, le débit de gaz est mesuré par la chute de pression à travers un diaphragme, à l'entrée du siphon; il est par contre très difficile de mesurer directement le débit liquide: une mesure par chute de pression suppose qu'une partie du liquide serait vaporisée lors de la détente. De plus, il est malaisé de contrôler la surface de passage libérée par le pointeau en entrée de canne d'alimentation de liquide. Nous nous sommes donc orientés vers une mesure du débit total, gaz plus liquide, en aval d'un échangeur à eau qui permet de réchauffer l'hélium à température ambiante. La mesure du débit se fait là encore essentiellement à partir de la chute de pression à travers un diaphragme. On a alors le schéma de fonctionnement cf FIG. 5.11.

Le débit qui passe dans le diaphragme de sortie n'est pas forcément égal au débit

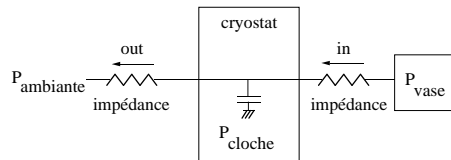


FIG. 5.11 – Schéma de fonctionnement de la mesure de débit total

entrant: le cryostat hors chambre expérimentale est un volume d'environ  $1 \text{ m}^3$  dont la température est susceptible de varier. Du gaz peut alors être stocké ou libéré suivant que ce volume se réchauffe ou se refroidit. Ce phénomène introduit des temps de retard, les débits entrant et sortant varient alors en opposition de phase: le système présente alors de fortes oscillations de débit (100%) à basse fréquence (0.1 Hz). La solution à ce problème est de découpler la pression du cryostat du débit sortant, grâce à un déverseur: cet appareil stabilise sa pression amont indépendamment du débit qui le traverse. Le déverseur commercial que nous avons s'est révélé totalement inefficace pour notre dispositif: la pression réglée n'était en fait pas indépendante du débit. Il s'est avéré absolument nécessaire de réguler la pression de la chambre expérimentale à quelques millibars près afin de se débarrasser des oscillations de débits.

Le principe général du déverseur que nous avons développé cf. FIG. 5.12 est le suivant: un pointeau mobile obstrue plus ou moins un diaphragme. Ce pointeau est solidaire d'une membrane au dessus de laquelle est maintenue la pression de consigne qui peut être fournie par une certaine pression absolue d'air comprimé (déverseur placé après la chambre cf. FIG. 5.1) ou un simple poids posé sur la membrane (déverseur qui régule la pression du liquide cf. FIG. 5.1). Le point clef est un tube qui relie la haute pression à la face inférieure de la membrane via une vanne progressive. Si la pression amont vient à augmenter, le pointeau se soulève et libère une plus grande surface de passage pour le fluide, ce qui fait chuter la pression. La différence fondamentale avec un diaphragme fixe est la possibilité d'adapter la surface de passage de façon à avoir la même perte de charge quel que soit le débit et donc de découpler la pression amont (pression du cryostat) du débit. Le déplacement ne doit donc pas se faire au prix d'une sur-pression: c'est le concept de déplacement à force nulle. Pour se rapprocher de cette situation idéale, il a fallu limiter les frottements solides. Ces frottements solides ont pour effet d'ouvrir un cycle d'hystérésis, ce qui est particulièrement défavorable au



temps de réponse de la régulation: si le point de fonctionnement (dans un diagramme pression, débit) se décale de la pression à réguler, il faut alors faire le tour de la boucle d'hystérésis pour revenir à cette pression. Nous avons longtemps essayé de compenser un système de régulation hystérétique à l'aide d'un PID informatique; malgré tous nos efforts ce système n'a jamais fonctionné correctement. Finalement nous avons décidé de construire un appareil dont la conception permet de réduire au maximum les frottements solides plutôt que de nous acharner à pallier aux déficiences du système existant.

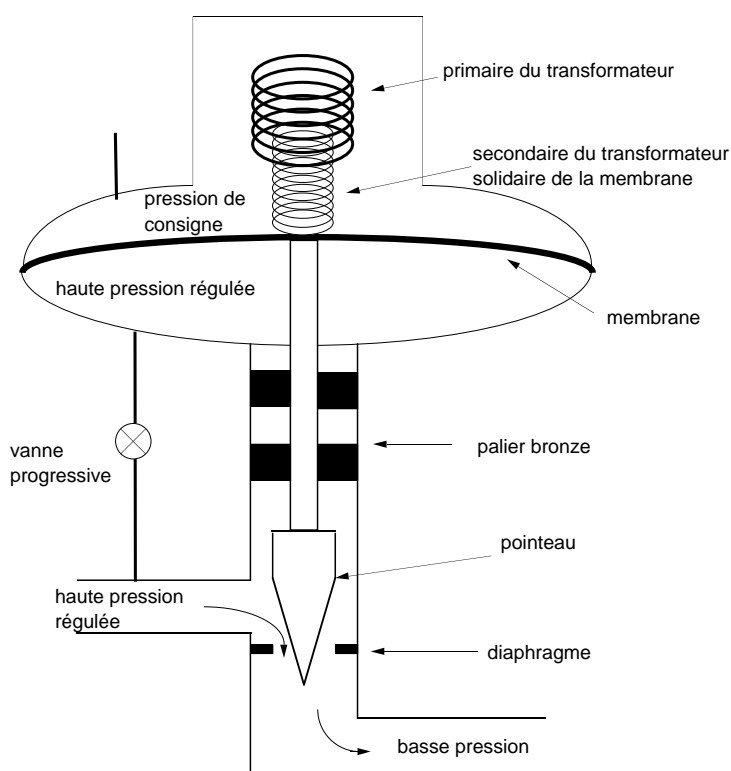


FIG. 5.12 – Schéma du régulateur de pression

Les passages de l'axe mobile sont assurés par des paliers en bronze qui assurent une auto lubrification de la transmission. La membrane utilisée, en caoutchouc souple, a un profil adapté pour se déformer sans effort. Une membrane de grande surface  $S$  ( $100 \text{ cm}^2$ ) permet d'obtenir un rapport force de déplacement / forces résistives favorable

$$\frac{|\delta P_{consigne}| S}{F_{frottement} + F_{df.membrane}} \gg 1$$

Enfin, pour stabiliser ce système, une impédance variable est placée sur le tube de

transmission de la pression amont. On utilise alors le frottement visqueux à travers cette impédance pour filtrer les éventuelles oscillations haute fréquence. La gamme de pression que ce dispositif peut réguler, ainsi que la gamme de débits autorisés pour chaque pression de consigne, sont déterminés par la longueur de déplacement permise pour le pointeau ainsi que par son profil, qui définissent la surface de passage pour le gaz. Si le diaphragme est un orifice circulaire et que le pointeau est un cône, on a :

$$S_{\text{passage}} \approx \pi \{ R^2 - (R - h)^2 \}$$

$$h = z \sin \theta$$

donc  $S_{\text{passage}} \propto az + bz^2$

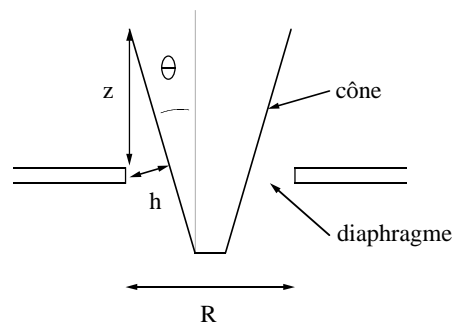


FIG. 5.13 – Surface libérée lors du déplacement du pointeau

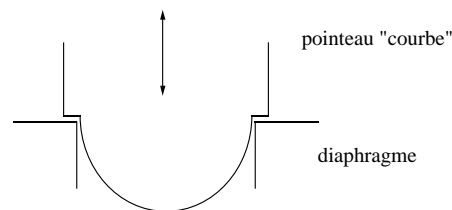


FIG. 5.14 – Forme du pointeau utilisé

Le terme quadratique en  $z$  est gênant car il limite la précision sur la surface libérée pour les grands  $z$ . A une pression de consigne donnée, pour couvrir une gamme de débits permis plus large il est judicieux d'utiliser un profil de pointeau courbe, dans le cas d'un hyperboloïde de révolution, la surface libérée est alors proportionnelle au déplacement du pointeau. Le dispositif que nous avons construit, muni d'un pointeau à profil courbe (cf. FIG. 5.14), permet de réguler des pressions de 1.03 bar (absolus) à 1.6 bar avec des débits qui varient de 15 à 100 m<sup>3</sup>/h (à température ambiante). La

FIG. 5.15 montre la dépendance de la surpression régulée avec le débit. La pente de  $0.2 \text{ mb}/(\text{m}^3/\text{h})$  observée est due à la compliance finie de la membrane: il faut une certaine force pour la déformer.

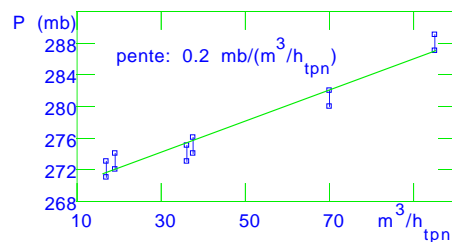


FIG. 5.15 – Dépendance de la surpression régulée avec le débit.

En condition normale de manip, on obtient une stabilité typique de plus ou moins 2mb, illustrée FIG. 5.16

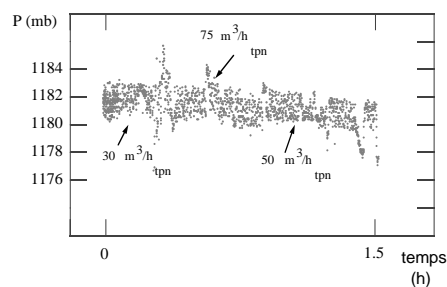


FIG. 5.16 – Stabilité en pression de la cloche obtenu avec le déverseur (cf. FIG. 5.1).

Simultanément, nous utilisons cet appareil pour mesurer le débit total en sortie de cloche. Le déplacement du pointeau est mesuré par un système de transformateur. Le primaire est alimenté avec une excitation sinusoïdale de fréquence 10 KHz et d'amplitude 500 mV; le secondaire, mobile, est solidaire de la membrane cf. FIG. 5.12. Le couplage entre primaire et secondaire dépend de leurs positions relatives, aussi la mesure de la tension aux bornes du secondaires permet de mesurer le déplacement du pointeau. La surface de passage libérée par le pointeau en fonction du déplacement de ce dernier est étalonnée: on place un diaphragme de surface de passage connue en série avec cette vanne et on compare les chutes de pression respectivement à travers la vanne et à travers le diaphragme. L'opération est renouvelée pour différents débits et différentes pressions de consigne cf. FIG. 5.17.

En conditions réelles, on connaît alors la surface de passage à partir de la mesure

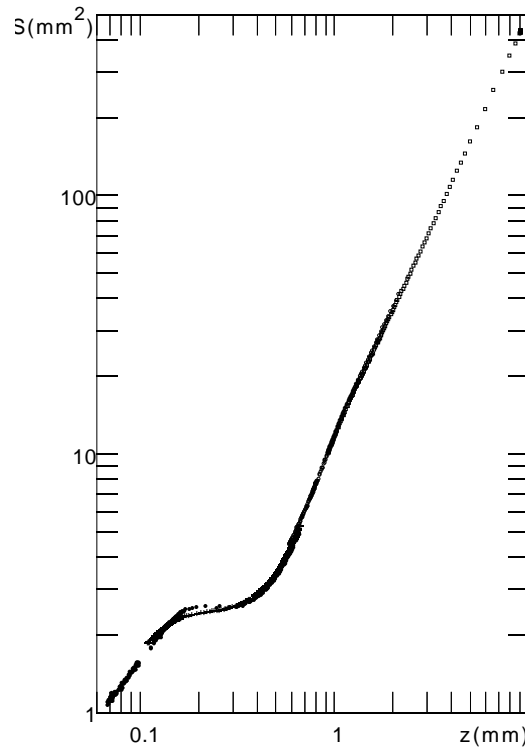


FIG. 5.17 – *Étalonnage de la surface de passage à travers la vanne de régulation. Cette courbe est la superposition de plusieurs expériences de sur-pression régulées de 60 à 200 mb avec des débits allant de 10 à 150 m<sup>3</sup>/h .*

de la position du pointeau. La mesure de la chute de pression à travers la vanne donne accès au débit:

$$\delta p = \alpha \frac{\dot{m}^2}{\rho_{aval} S^2}$$

où  $\rho_{aval}$  est la densité du gaz en aval du diaphragme. Cette formule n'est valable que si l'écoulement à travers le diaphragme est turbulent. La chute de pression  $\Delta p \approx \rho v^2$  est régulée, donc  $v$  est constante. Dans ces conditions, la surface libérée est proportionnelle au débit ( $\rho S v = \dot{m}$ ). Le nombre de Reynolds calculé dans la condition la plus défavorable, c'est à dire pour le plus faible débit (10 m<sup>3</sup>/h TPN soit  $\rho=0.16$  kg/m<sup>3</sup>) est d'environ 400, l'écoulement est donc toujours turbulent. Pour déterminer le facteur  $\alpha$  on place un compteur à gaz en série avec le déverseur; le facteur est déterminé par la comparaison avec un unique débit mesuré au compteur à gaz. L'accord entre le déverseur et le compteur à gaz, pour des débits de 10 à 50 m<sup>3</sup>/h (TPN) est alors meilleur que la précision de ce dernier, soit 1%.

Ce dispositif n'est pas de conception particulièrement originale, c'est plutôt l'association

de techniques plus ou moins courantes. Néanmoins, une réalisation soignée en fait un appareil tout à fait performant.

---

---

# 6

---

---

## ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VAPORISATION

---

---

### 6.1 Introduction

L'expérience a été modifiée pour étudier la vaporisation du jet rond central d'hélium liquide par le cocourant d'hélium gazeux. Nous voulons notamment préciser comment varie l'efficacité de cette vaporisation avec l'excès d'enthalpie transporté par le gaz; est-il nécessaire d'injecter beaucoup plus de calories dans le gaz que le liquide ne transporte de frigories pour donner lieu à l'évaporation rapide du spray? Ce dernier était évaporé à quelques millimètres du dard liquide dans le dispositif précédent, la valeur de  $S$  était alors de l'ordre de 10.

Cette étude passe par la maîtrise du cas de figure sans vaporisation, on augmente ensuite de manière contrôlée la puissance injectée dans le courant annulaire. On l'a vu au chapitre 5, il est nécessaire d'injecter le gaz à une température proche de celle de saturation si on veut que la vaporisation soit négligeable. La différence de température entre le liquide et le gaz étant moindre, les thermomètres utilisés au chapitre 4 seraient moins performants. Dans le cas limite où le gaz et le liquide sont isothermes, la température ne permet plus de distinguer les deux phases. Il aurait été possible de modifier l'électronique de mesure pour utiliser ces détecteurs en mode "fil chaud", nous aurions pu alors distinguer le liquide du gaz par leurs coefficients d'échange thermique avec le détecteur. Compte tenu de la lourdeur de cette technique, nous avons préféré nous orienter vers un nouveau type de diagnostic: la diffusion de la lumière par le spray. Nous utilisons les quatre accès optiques de notre cryostat (cf. FIG. 6.1) pour éclairer le spray, soit avec un faisceau laser, soit avec une source étendue de lumière blanche. Une caméra CCD collecte la lumière diffusée.

Dans un premier temps, nous rappellerons quelques principes de mesures optiques

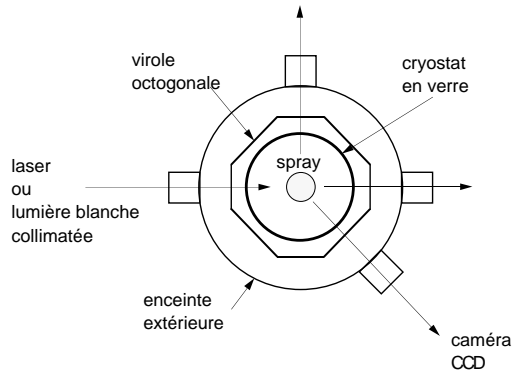


FIG. 6.1 – principe des mesures optiques

dans un spray puis nous préciserons quelles sont les quantités physiques mesurées dans le cas particulier d'un spray d'hélium. Dans un deuxième temps, nous expliquerons les avantages et inconvénients des différents types de mesures que nous avons effectuées. Enfin nous présenterons nos résultats.

### 6.1.1 Optique d'un spray, cas particulier de l'hélium

#### 6.1.1.1 Généralités

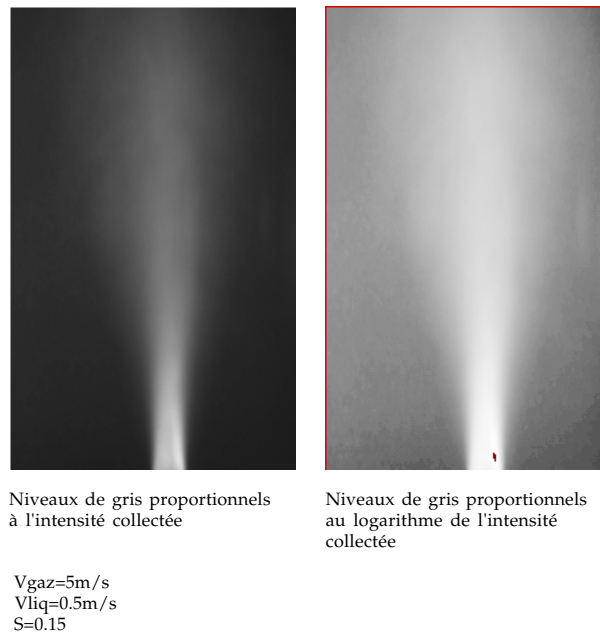
Un spray est par définition une assemblée de gouttes de liquide advectées par un gaz. Si de la lumière traverse ce milieu, elle est diffusée par les interfaces liquides gaz qui sont le siège de discontinuités d'indice de réfraction (cf. FIG. 6.2).

La FIG. 6.2 présente une image typique du spray dans le cas d'une évaporation faible. Pour analyser quantitativement une telle image, il convient de s'intéresser à l'optique d'un spray et au cas particulier d'un spray d'hélium.

Lorsque l'on étudie une assemblée de diffuseurs de densité  $n$ , on introduit le libre parcours moyen (lpm)  $l = \frac{1}{n\sigma}$  où  $\sigma$  est la section efficace d'un diffuseur.  $l$  est la distance typique entre deux collisions. Si  $L$  est l'épaisseur du milieu traversé, le régime de diffusion simple correspond au cas  $l \gg L$ . Dans ce régime, si les diffuseurs sont décorrélés, on a une expression pour l'intensité diffusée à l'angle  $\theta$  (cf. FIG. 6.3):

$$\frac{\left(\frac{dI}{d\Omega}\right)_\theta}{I_0} = \frac{L}{l} \frac{\left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{r,\theta} \right\rangle}{\langle \sigma \rangle_r}$$

L'intensité est alors proportionnelle au nombre de collisions  $\frac{L}{l}$ . Pour un spray monodisperse, la dépendance angulaire de l'intensité diffusée permet de déterminer

FIG. 6.2 – Visualisation du spray à  $45^\circ$ . Cas  $S < 1$ 

la taille des diffuseurs. Par contre, dans le cas d'une large distribution de tailles de diffuseurs, il est beaucoup plus compliqué d'extraire cette distribution de la dépendance angulaire de l'intensité diffusée.

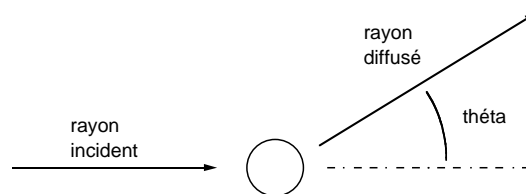


FIG. 6.3 – définition de l'angle de diffusion

Dans le régime de diffusion multiple :  $L > l$ , il n'est en général pas possible d'analyser quantitativement le signal; le cas d'un spray d'hélium est à cet égard un cas particulier.

### 6.1.1.2 Optique de l'hélium

L'hélium liquide a un indice de réfraction ( $n$ ) extrêmement faible:  $n_{\text{liq}}=1.02$  à 4.2 K et 1 bar ( $n_{\text{eau}}=1.33$ ,  $n_{\text{Hegaz}}=1$ ), cette propriété est due à une faible polarisabilité ( $p=0.12 \text{ cm}^3/\text{g}$ ) alliée à une densité faible ( $\rho=125 \text{ Kg/m}^3$  à 1 bar):  $\varepsilon - 1 \propto \rho$

Nous avons représenté FIG. 6.4 la variation de la section efficace normalisée à la section géométrique à différents angles, pour des sphères d'hélium liquide, en fonction



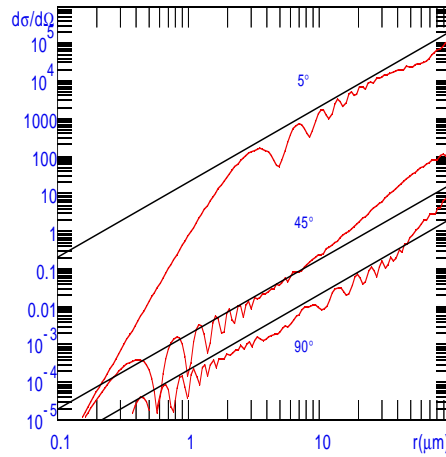


FIG. 6.4 – Calcul de la section efficace à différents angles de sphères d'hélium liquide. On a moyenné sur le rayon des sphères (10%) afin de limiter le nombre d'oscillations.

du diamètre des sphères. Ce calcul est celui de la théorie de Mie (cf. [40]) pour une lumière incidente de longueur d'onde:  $\lambda = 632nm$  (qui est la longueur d'onde d'un laser He-Ne). On distingue très clairement un régime dit géométrique, où l'intensité diffusée est proportionnelle à la surface de la sphère. Pour des sphères suffisamment petites (la taille limite dépendant de l'angle: elle est de l'ordre du micron à  $90^\circ$ ), on entre dans le régime de Rayleigh. Dans ce régime la diffusion est isotrope (dans le plan perpendiculaire à la polarisation) et:

$$\frac{\sigma}{\pi r^2} \propto \left(\frac{r}{\lambda}\right)^4$$

Du fait de la décroissance violente de l'intensité diffusée avec la taille de la goutte, les petites gouttes sont rapidement indétectables. Pour des gouttes de diamètre supérieur au micron, il est donc raisonnable d'estimer la section efficace de ces gouttes à partir d'un calcul d'optique géométrique (cf. Annexe B).

*Remarque: la bosse observée à  $45^\circ$  (cf. FIG. 6.5) pour les grosses gouttes (au delà de  $10 \mu m$ ) correspond à l'arc en ciel, cet effet disparaît probablement dès que les diffuseurs ne sont plus parfaitement sphériques. La FIG. 6.5 présente aussi le résultat du calcul d'optique géométrique si on ne prend on compte que la réflexion sur la surface de la sphère. La réfraction n'étant pas prise en compte, il ne se développe pas d'arc en ciel; l'intensité diffusée à  $45^\circ$  varie alors proportionnellement à la surface de la sphère.*

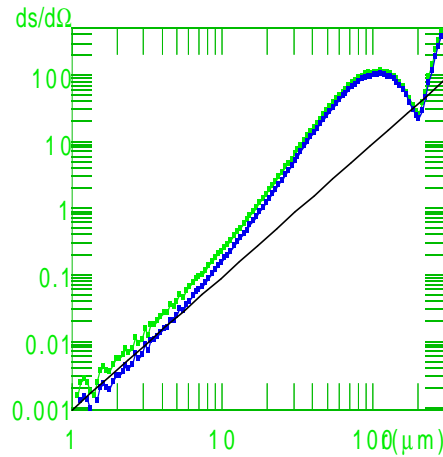


FIG. 6.5 – Section efficace à  $45^\circ$  de sphères d'hélium liquide. Les symboles correspondent au calcul de Mie pour des sphères, la droite correspond au calcul d'optique géométrique ne tenant compte que de la réflexion

On trouve que la conséquence du très faible saut d'indice aux interfaces liquide-gaz est que la diffusion se fait principalement vers l'avant. La section efficace totale, par ailleurs comparable à celle d'autres liquides (environ deux fois la section géométrique cf. [40]), est concentrée dans un angle étroit autour de la direction incidente: soit  $\theta$  l'angle de diffusion FIG. 6.3,  $\langle \cos(\theta) \rangle = 0.995$ . La distance sur laquelle un faisceau collimaté perd sa direction initiale, appelée libre parcours moyen de transport  $l^*$ , est donc des centaines de fois plus grande que la distance entre deux collisions successives ou libre parcours moyen  $l$ :

$$\frac{l^*}{l} = \frac{1}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle} = 200$$

Si l'extension transverse du spray  $D$  est telle que  $l \ll D \ll l^*$ , son apparence observée sous un angle faible (moins de  $10^\circ$ ) sera très différente de celle observée sous un angle grand ( $45^\circ$  ou  $90^\circ$ ).

Autour de  $0^\circ$ , l'intensité diffusée provient de la convolution d'un grand nombre d'évènements aux petits angles (diffusion multiple), ce qui conduit à une distribution angulaire beaucoup plus large que celle que produirait un processus de diffusion simple; plus le nombre de collisions  $\langle N \rangle = \frac{D}{l}$  est important plus l'intensité est redistribuée à des angles plus grands FIG. 6.6. finalement, un spray suffisamment dense observé sous de tels angles apparaîtra sombre.

Par contre, à grand angle, l'intensité diffusée est totalement dominée par un

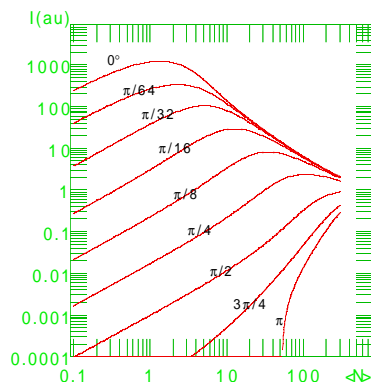


FIG. 6.6 – *Intensité diffusée en fonction du nombre de collisions, théorie*

événement de diffusion simple à cet angle, lequel sépare deux portions de propagation quasi balistique FIG. 6.7. Dans ce cas l'intensité diffusée croît avec le nombre de collisions FIG. 6.6, malgré une diffusion fortement multiple vers l'avant.

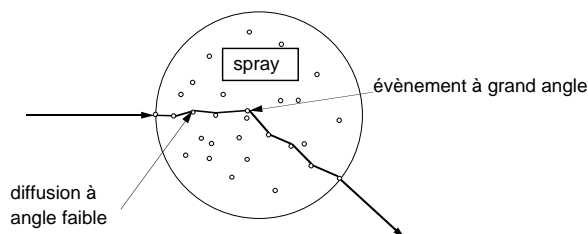


FIG. 6.7 – *Propagation de la lumière dans le spray*

### Conséquence des propriétés optiques de l'hélium

A grand angle ( $45^\circ$ ) le signal est dominé par la diffusion simple; pour une goutte dont le diamètre est supérieur à  $1 \mu\text{m}$ , la section efficace à  $45^\circ$  est proportionnelle à la surface de cette goutte. Moyennant un étalonnage de la lumière diffusée, il sera donc possible de faire une mesure absolue de la quantité d'interface dans le spray.

## 6.2 Techniques utilisées

Nous mesurons l'intensité diffusée à l'aide d'une caméra CCD *Cohu* 8 bits, nous disposons d'un zoom 45-80, de temps de pose (shutter) de  $1/125$  s à  $1/10000$  s et d'un diaphragme variable. Le diaphragme et le zoom sont commandés depuis un ordinateur. Le signal que renvoie la CCD est fonction des paramètres de l'objectif: ouverture, zoom.. En ce qui concerne la mise au point: une lentille de focale 400 mm

est intercalée entre le spray et la caméra. Le spray est placé à la focale de cette lentille, ainsi la mise au point est obtenue avec la caméra visant à l'infini. Ce montage permet de ne pas modifier la mise au point. Pour pouvoir comparer plusieurs photos prises avec des jeux de paramètres différents, il nous a fallu caractériser l'influence des autres paramètres de la caméra: ouverture du diaphragme, temps de pose.. sur l'intensité mesurée. A la suite de ce travail de calibration (exposé en annexe C) nous pouvons comparer en absolu des photos , éventuellement prises avec différentes ouvertures.. Nous disposons donc d'une dynamique qui excède largement les huit bits initiaux.

D'autre part, on a vu que la section efficace de gouttes d'hélium varie fortement avec l'angle de diffusion, les informations que l'on peut espérer extraire du signal ne sont donc pas les mêmes suivant l'angle d'observation. Le deuxième choix important est celui de la source de lumière utilisée.

### 6.2.1 Choix de l'angle d'observation

Notre cryostat est équipé de quatre hublots, les angles d'observation disponibles sont  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ . Chacun de ces angles est optimal pour un certain type d'observation. Nous avons exploité les avantages de chacun.

#### **Observation à $0^\circ$**

On l'a vu, la diffusion de gouttes d'hélium se fait essentiellement vers l'avant. En regardant le spray à petit angle nous disposerons donc d'un maximum de lumière diffusée. Ce point est particulièrement intéressant pour faire des images à faibles temps de pose, et donc avoir une image figée du spray. Par contre, le signal de diffusion à petit angle est dominé par la diffusion multiple, il est donc difficile d'envisager une étude quantitative à partir des images à cet angle.

#### **Observation à $90^\circ$**

A cet angle, le signal reste dominé par la diffusion simple pour un nombre moyen de collisions inférieur à 200. Cet angle d'observation est particulièrement agréable pour observer des coupes du spray (à l'aide d'une nappe verticale ), on distingue en effet facilement l'entrée et la sortie de la lumière dans le spray. L'inconvénient majeur est la faible intensité diffusée à cet angle (20 fois moins qu'à  $45^\circ$  par exemple).

#### **Observation à $45^\circ$**

Cet angle intermédiaire permet de travailler avec un signal dominé par la diffusion

simple tout en gardant une intensité collectée confortable.

### 6.2.2 *Choix de la source de lumière*

Nous avons à notre disposition deux types de source de lumière: une source étendue de lumière blanche fournie par un projecteur de diapo Leica (muni d'une ampoule de puissance électrique de 750 W) et un faisceau laser (10 mW). Ces deux types d'éclairage sont complémentaires, nous allons maintenant détailler les avantages et inconvénients des deux techniques.

#### 6.2.2.1 *Eclairage avec une source étendue polychromatique*

L'avantage d'une source étendue est bien sûr de réaliser une cartographie du spray en une seule image; cette dernière contient donc beaucoup d'informations.

Il existe plusieurs désavantages. Tout d'abord, cette source de lumière est polychromatique; la taille limite de goutte pour laquelle on passe du régime géométrique (grande taille) à celui de Rayleigh (petite taille) dépend du rapport de la longueur d'onde de la lumière sur le diamètre de cette goutte. Un spray est une assemblée de gouttes ayant une large distribution de taille, aussi un éclairage polychromatique risque-t-il de mélanger les informations des deux types de diffusion. D'autre part, cette source de lumière n'est pas très bien caractérisée, ni dans le temps: l'intensité incidente est susceptible de varier avec la température du filament, ni dans l'espace. Nous avons donc vérifié l'uniformité de l'éclairage de la même façon que dans l'ancien dispositif cf. FIG. 4.16 (sans cryostat en verre.): une plaque de téflon (cf. FIG. 4.16) d'épaisseur 2 mm posée sur l'injecteur diffuse la lumière incidente, et la lumière diffusée est recueillie à 45° par la CCD. La FIG. 6.8 permet de vérifier que l'intensité incidente est bien uniforme à quelques pourcents près sur 7 cm.

Nous avons utilisé deux géométries d'éclairage: un pinceau de diamètre 80 mm et une nappe (80 mm de hauteur et 4 mm de large).

#### **Eclairage par un pinceau collimaté**

La FIG. 6.9 représente la zone éclairée dans le cryostat, lorsque l'on utilise un pinceau de lumière collimaté.

#### *Avantages*

Dans cette géométrie, on éclaire tout le volume du spray. Ceci a deux avantages:

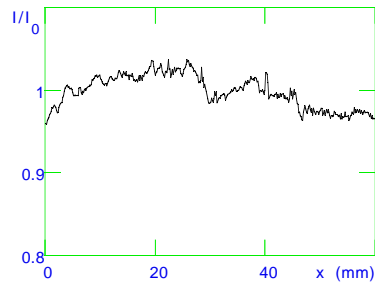


FIG. 6.8 – Uniformité de l'éclairement par un faisceau collimaté. L'intensité portée en ordonnée est celle contenue dans une boîte de 5 pixels de largeur, le déplacement vertical se fait sur l'axe du jet

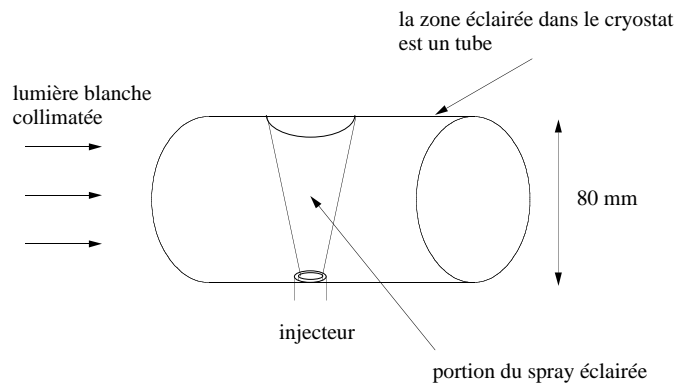


FIG. 6.9 – zone éclairée dans le cryostat

d'une part, tout le volume contribuant à la diffusion, l'intensité diffusée est importante. D'autre part, la somme des intensités diffusées à une hauteur donnée est proportionnelle à la quantité de diffuseurs présents dans une tranche horizontale du spray. Ce ne sera pas le cas pour un éclairage par une nappe verticale, l'intégration sur la profondeur du spray n'étant plus réalisée.

#### *Désavantages*

Cette géométrie présente un inconvénient: dans le cas où l'évaporation est négligeable, un brouillard de gouttes se développe. Dans notre dispositif, le spray se développe vers le haut puis les fluides expérimentaux redescendent le long des parois intérieures du cryostat pour s'échapper sous le cryostat en verre cf.FIG. 5.1. Si le fluide n'est pas évaporé, les gouttes issues de l'atomisation du jet central retombent sous forme de pluie. Ce brouillard qui retombe participe au signal recueilli, la FIG. 6.10 présente une coupe horizontale du spray à 35 mm de l'injecteur; on voit clairement qu'une intensité non négligeable (environ 30% du signal total) est détectée loin du spray.

La dissymétrie de la courbe est due à l'atténuation du faisceau incident lors de la traversée du spray.

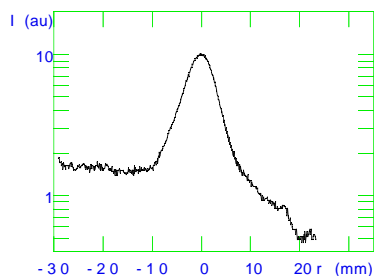


FIG. 6.10 – Coupe du spray à 30 mm de l'injecteur. Cas  $S < 1$

La soustraction de ce signal parasite est rendue particulièrement délicate par la géométrie de l'éclairage: la zone éclairée est un tube de diamètre 80 mm cf. FIG. 6.11, le volume de pluie éclairé varie donc avec la distance à l'injecteur.

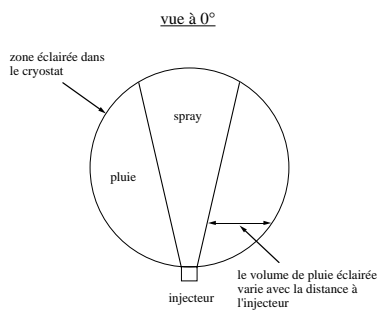


FIG. 6.11 – Schéma de l'éclairage du spray à  $45^\circ$ , problème posé par la pluie d'hélium ( $S < 1$ ).

### Eclairage par une nappe verticale de lumière blanche

#### Avantages

La géométrie de l'éclairage précédemment utilisée s'est révélée inadéquate pour l'étude du spray lorsque l'évaporation est faible ( $S < 1$ ), le signal parasite dû aux gouttes d'hélium qui retombent étant difficile à soustraire. Une solution est l'éclairage du spray par une nappe de lumière: le rapport entre le volume de spray éclairé et le volume de pluie éclairé est fortement augmenté. De plus il est plus facile de soustraire la contribution de la pluie: les contributions de la pluie et du spray étant spatialement séparées.

Cette nappe est produite en plaçant un masque à la place de la diapositive dans

notre projecteur; ce masque est constitué de deux lames de rasoirs (afin d'avoir des bords bien définis) placées en face l'une de l'autre de façon à ne laisser passer la lumière que dans une fente de 0.5 mm de large. La mise au point du projecteur est réglée sur l'injecteur. Compte tenu de la distance projecteur injecteur (220 cm) on obtient une nappe verticale de largeur 4 mm qui intercepte l'axe du spray. Nous avons choisi une largeur de 4 mm afin de conserver un flux de lumière incident garantissant un signal de diffusion facilement mesurable par notre caméra CCD. Cette largeur est légèrement inférieure au diamètre de l'injecteur de liquide. De ce fait l'image du spray à fort  $S$  ne devrait pas être fortement différente de celles enregistrées avec l'éclairage précédent: s'il ne se développe pas de brouillard, toute la surface du spray qui se réduit à un cône est éclairée. Par contre pour  $S$  faible, cette nappe réalise une coupe du spray (ceci est valable lorsque le diamètre du spray devient substantiellement supérieur à la largeur de la nappe ). La FIG. 6.12 présente une coupe du spray à  $S < 1$  à 35 mm de l'injecteur: on constate que le niveau du signal loin du spray est faible, la contribution de la pluie au signal total ne gêne donc plus l'analyse.

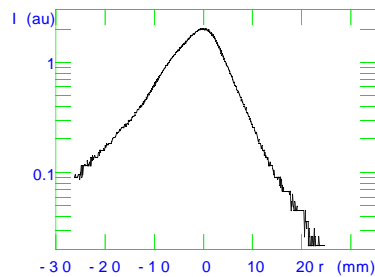


FIG. 6.12 – Coupe du spray pour  $S = 0.2$  à 35 mm de l'injecteur

Le deuxième avantage de cette géométrie est de diminuer fortement les reflets parasites. La FIG. 6.13 présente une comparaison des intensités diffusées en fonction de la distance à l'injecteur, sans écoulement. Le signal provient uniquement de réflexions parasites. L'éclairage par une nappe permet de croiser le cryostat en verre sous incidence normale. Ceci limite beaucoup les réflexions entre les deux parois du cryostat en verre et donc les reflets indésirables .

#### *Désavantages*

On ne sonde plus le volume entier du spray mais une coupe verticale, l'intensité



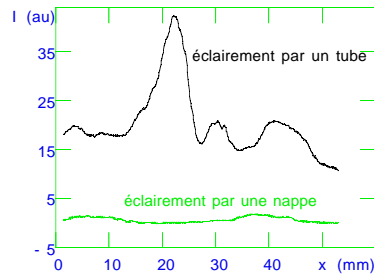


FIG. 6.13 – Comparaison entre les background des deux types d'éclairage. L'intensité est la somme de l'intensité des pixels à une même altitude

diffusée sera donc diminuée. D'autre part, si l'on somme les intensités diffusées à une altitude on ne sonde plus la quantité totale de diffuseurs à une altitude. La quantité que nous mesurons: la quantité de diffuseurs croisés sur un diamètre du spray, n'est pas proportionnelle à la quantité de diffuseurs à une altitude.

#### 6.2.2.2 Eclairage avec un faisceau laser

L'éclairage par un faisceau laser ne nous permet que de sonder un diamètre du spray par image. Pour réaliser une cartographie du spray il faut donc faire des photos du spray pour différentes positions de celui-ci, ce qui est possible mais prend du temps. Or, le dispositif expérimental adapté pour circuler du gaz proche de 4 K autorise des durées de "tirs" (limitée par le vase de 100 l d'hélium liquide qui fournit le gaz) d'environ une heure, une cartographie comparable à une photo en lumière blanche est donc irréalisable.

Néanmoins, l'utilisation d'un faisceau laser (He-Ne,  $\lambda = 632 \text{ nm}$ , 10 mW) est intéressante à plusieurs titres. On bénéficie d'une grande densité spatiale de puissance, ce qui permet de mesurer la diffusion de régions du jet où les diffuseurs sont peu nombreux. Le principal avantage est que le laser est une source de lumière stable et bien caractérisée: profil gaussien, monochromatique.. cette caractéristique permet de réaliser une mesure absolue de surface de diffuseurs via une calibration présentée ci-dessous.

#### Conversion intensité collectée à grand angle/surface de diffuseurs

Afin de comparer nos résultats avec des simulations, il nous a semblé important de faire une mesure absolue de la quantité de surface de diffuseurs; celle ci n'est envisageable qu'à grand angle de façon à manipuler un signal de diffusion simple.

La caméra est bien caractérisée (cf.annexe C) mais il nous reste encore à faire la conversion intensité collectée/surface réelle de diffuseur. L'utilisation d'une source de lumière stable et monochromatique va nous permettre de faire cette conversion.

Par la suite on va s'intéresser à trois quantités: la surface totale de diffuseurs par tranche de spray d'épaisseur  $1 \mu\text{m}$  à altitude fixée  $\frac{dS_{tot}}{dx} (m)$  que l'on notera abusivement  $S_{tot}$ , la densité d'interface  $\Sigma (m^2/m^3)$  et le nombre moyen de collisions sur le trajet du laser  $\langle N \rangle$  (cf.FIG. 6.14).

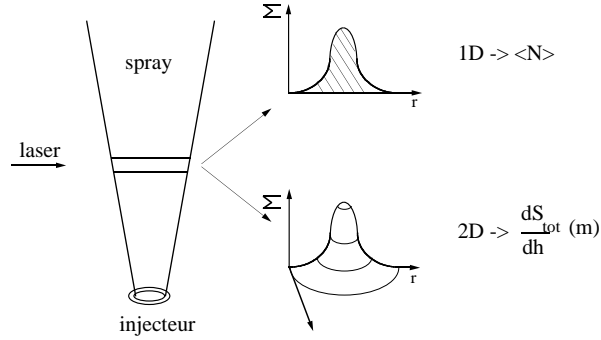


FIG. 6.14 – Schéma de l'éclairage du spray, différentes quantités obtenues

La conversion de l'intensité collectée par la caméra en surface de diffuseurs se fait par comparaison avec l'intensité diffusée par un milieu de référence, pour un angle de diffusion de  $45^\circ$ . On va utiliser une suspension de diffuseurs connus: des billes de polystyrène de rayon  $r = 0.05 \mu\text{m}$ . Cette taille de bille nous assure que la diffusion de la lumière, ici un laser de  $\lambda = 632 \text{ nm}$ , sera de type Rayleigh [40]:  $\frac{\lambda}{d_{diffuseur}} \gg 1$ . On dilue ces billes à  $1/2000$  dans de l'eau, de façon à être en régime de diffusion simple. On réalise alors le montage FIG. 6.15.

*La densité d'interface.*

On écrit quelle est la fraction de la puissance incidente  $I_0$  qui est diffusée par le spray dans  $d\Omega$  autour de  $45^\circ$  par unité de longueur  $l$  de traversée du laser:

$$\left( \frac{dI}{I_0 d\Omega dl} \right) = \left( \frac{d\sigma}{\pi r^2 d\Omega} \right)_{he,45^\circ} \frac{\Sigma}{4}$$

La caméra CCD retourne un signal électrique  $i_{CCD}$ :

$$i_{CCD} = \alpha \frac{dI}{I_0 d\Omega dl}$$

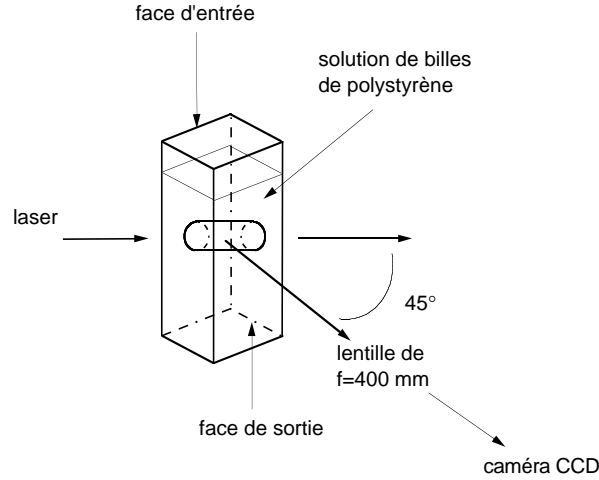


FIG. 6.15 – Montage pour la conversion lumière collectée-surface de diffuseur

Le coefficient  $\alpha$  est une constante propre à la caméra. On a :

$$\left( \frac{d\sigma}{\pi r^2 d\Omega} \right)_{he,45^\circ} = 3.710^{-4}$$

Ce terme est calculé pour des sphères connaissant le changement d'indice de réfraction à l'interface hélium liquide / hélium gazeux; conformément à FIG. 6.4 ce chiffre est grossièrement indépendant du rayon de la sphère considérée pour des rayons supérieurs au micron.

On écrit maintenant quelle est la fraction de la même puissance incidente  $I_0$  qui est diffusée par les billes de polystyrènes dans  $d\Omega$  autour de  $45^\circ$  par unité de longueur de traversée du laser :

$$\left( \frac{dI}{I_0 d\Omega dl} \right)_{p,45^\circ} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{1particule,45^\circ} n_p$$

$n_p$  est la densité de billes de polystyrène qui est connue, le calcul de Rayleigh (cf. [40]) nous donne :

$$\left( \frac{d\sigma}{\pi r^2} \right)_{1particule,45^\circ} = 6.10^{-4}$$

on obtient donc :

$$\Sigma = \frac{\left( \frac{dI}{I_0 d\Omega dz} \right)_{he,45^\circ} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{1particule,45^\circ} n_p}{\left( \frac{dI}{I_0 d\Omega dz} \right)_{p,45^\circ} \left( \frac{d\sigma}{\pi r^2 d\Omega} \right)_{he,45^\circ}}$$

*remarque:* lors de cet étalonnage il faut de plus tenir compte de deux subtilités; d'une part l'observation du spray à  $45^\circ$  induit une contraction des longueurs par

un facteur  $\sin(\theta)$ . lorsque que l'on s'intéresse à des images prises à  $45^\circ$  ce facteur n'intervient pas, par contre, Il faudra en tenir compte pour comparer des images enregistrées à  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . D'autre part, à la sortie de la cuve, le changement d'indice entre l'eau ( $n = 1.33$ ) et l'air réfracte les rayons diffusées par le polystyrène: l'angle solide de sortie est augmenté de  $(1.33)^2$ .

*Le nombre moyen de collisions lors d'une traversée du spray par le laser.*

Cette quantité est simplement obtenue par intégration de la densité d'interface le long du trajet du laser à travers le trajet

*La surface totale de diffuseur par tranche de spray à altitude donnée.*

Pour avoir accès à cette dernière quantité, il existe différentes possibilités: le spray pourrait être éclairé par une nappe laser horizontale. L'hélium diffusant peu aux grands angles il aurait été nécessaire d'employer une nappe de forte puissance (environ 300 mW afin de conserver la même densité de puissance qu'avec le faisceau laser de 10 mW) dont nous ne disposons pas. L'autre solution est de calculer la densité d'interface  $\Sigma$  en fonction de la distance à l'axe du spray cf.FIG. 6.14; si on fait l'hypothèse de l'axissymétrie du spray on peut intégrer cette courbe à deux dimensions et remonter ainsi à la surface totale de diffuseurs à une altitude donnée (l'unité est donc: surface par unité d'épaisseur de tranche on appellera abusivement cette quantité  $S_{tot}$ ).

$$S_{tot}\left(\frac{\mu m^3}{\mu m^2}\right) = \int_{-\infty}^0 2\pi r dr \Sigma(r)$$

*Remarque: on intègre sur le rayon du spray qui correspond à l'entrée du laser ( $r < 0$ ). On minimise ainsi l'effet de l'atténuation du laser lorsque celui-ci traverse la région dense du spray sur l'axe de ce dernier.*

Les diffuseurs sont concentrés sur l'axe du spray cf.FIG. 6.14, aussi le nombre moyen de collisions donne peu de poids aux bords du spray. La surface totale à une altitude donnée, qui donne un poids important aux diffuseurs localisés sur le bord du spray est une quantité plus adéquate pour comprendre les mécanismes de mélange. Cependant, un poids important est donné à des intensités diffusées faibles, aussi cette quantité est relativement bruyante.

Le calcul de  $\left(\frac{d\sigma}{\sigma_{tot}d\Omega}\right)_{he,45^\circ}$  n'est strictement valable que pour des diffuseurs dont

l'orientation de l'interface est aléatoire (cf. annexe B) . Dans la zone près du dard liquide, ce point est tout à fait discutable car on s'attend à ce que les gouttes soient étirées par le gaz rapide qui les environne, les rayons de courbures ne sont alors pas isotropes. Les valeurs absolues de surface calculées sont donc entachées d'une erreur difficile à évaluer. Néanmoins, nous avons comparé les résultats obtenus pour le nombre moyen de collisions sur un diamètre du spray avec une autre méthode (cf. section suivante), les résultats concordent à environ un facteur deux près.

### **Diffusion du faisceau laser à petit angle**

Le formalisme développé en annexe B permet d'extraire le nombre moyen de collisions qu'a subi le laser lors de la traversée du spray, à partir de la courbe intensité diffusée versus l'angle de diffusion à petits angles. Cette quantité est intéressante par elle même puisque qu'elle donne une indication sur la densité du spray. Nous comparerons le nombre moyen de collisions obtenu à partir du signal de diffusion autour de  $0^\circ$ , avec cette même donnée obtenue par des mesures à  $45^\circ$ . Ceci constituera un test de l'étalonnage exposé ci-dessus.

## *6.3 Résultats*

Nous allons maintenant mettre à profit les différents avantages des méthodes expérimentales exposées ci-dessus pour étudier l'influence de la vaporisation sur le développement du spray. Dans un premier temps, nous caractériserons les deux régimes limites: c'est à dire le régime où l'évaporation est négligeable qui sera notre référence, puis le régime à forte évaporation. Nous montrerons que la vitesse d'évaporation du spray ne peut être arbitrairement grande. Enfin nous quantifierons le passage entre ces deux régimes.

### *6.3.1 Scénario qualitatif*

On a vu dans la section précédente que des gouttes d'hélium diffusent principalement vers l'avant, il est donc judicieux de mettre en place un montage optique de façon à observer le spray sous de faible angles, ici  $4^\circ$  cf. FIG. 6.16. On dispose alors d'un maximum de lumière diffusée, ce qui permet d'utiliser de faibles temps de pose ( $1/10000$ s) et donc de figer le spray (si les gouttes se déplacent à la vitesse du gaz,

typiquement 5 m/s, elles se déplacent d'environ 50  $\mu\text{m}$ .

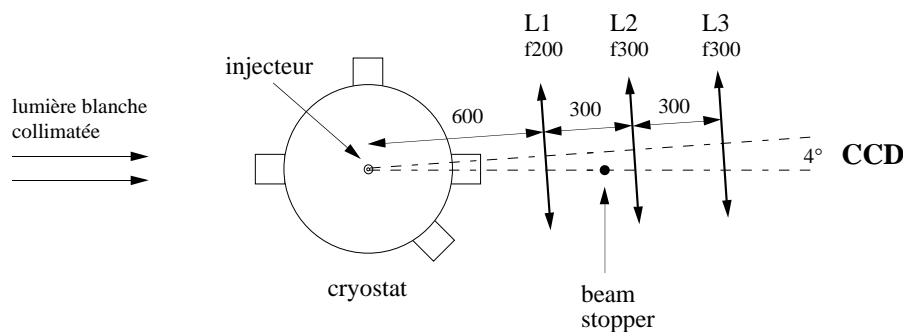


FIG. 6.16 – montage optique pour l'observation du spray à  $4^\circ$ .

Le spray est éclairé par un projecteur de diapo Leica qui fournit une source de lumière blanche collimatée; la lentille de sortie du projecteur est placée à 220 cm de la buse et une plaque munie d'un trou de 10 mm est installée à la place de la diapositive. La mise au point est réglée sur la buse on a alors un éclairage uniforme avec des rayons faiblement divergents.

La lentille  $L1$  forme une image du spray sur la lentille  $L2$ . L'injecteur étant placé à une distance  $3 * f$  de la lentille, on opère une réduction de l'image du spray par un facteur 2, ce qui permet de travailler avec des lentilles de diamètre 50 mm. D'autre part, les rayons qui n'ont pas été diffusés par les interfaces liquide gaz convergent au foyer de la lentille  $L1$ . On intercepte ces rayons avec un "beam stopper", dans notre cas il s'agit d'un disque de nylon noir; en aval de ce disque, on ne détecte que de la lumière ayant subi au moins une diffusion, c'est le principe du Schlieren à ceci près que les angles concernés sont relativement larges:  $4^\circ$  (cet angle permet de décaler l'image du beam stopper de celle du spray). Ce dispositif permet d'éviter que le faisceau incident ne parvienne au CCD soit directement soit via des réflexions parasites sur l'objectif.

La lentille  $L3$  est placée de telle sorte que l'image du spray par la première lentille soit en son foyer, la mise au point de la camera placée derrière la lentille  $L3$  est donc réglée à l'infini, ce qui est la configuration dans laquelle elle a été testée.

La lentille  $L2$  est une lentille de champ, son rôle est de faire reconverger des rayons fortement inclinés par rapport à l'axe optique afin qu'ils continuent à traverser le montage optique jusqu'à la camera

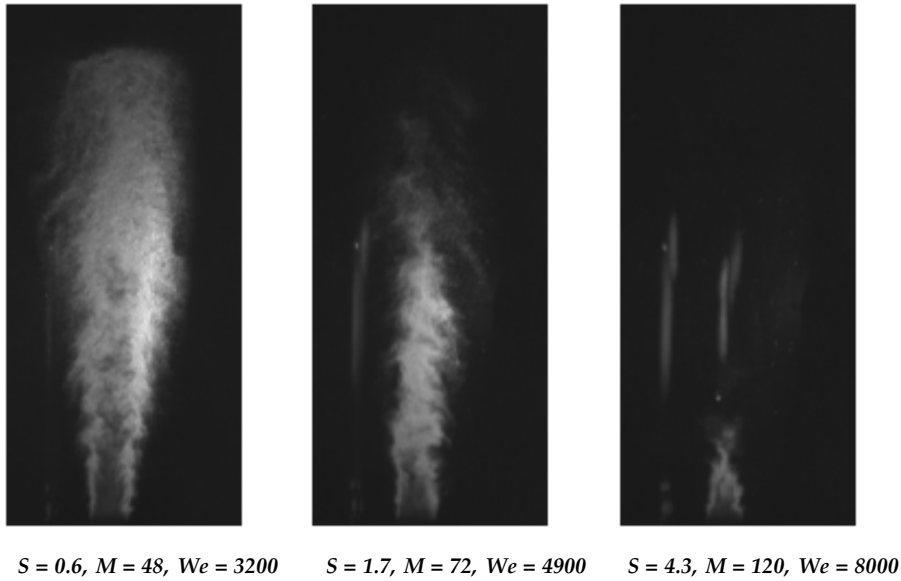


FIG. 6.17 – Évolution de la forme du spray observé à  $4^\circ$  avec  $S$ . Le temps de pose est de  $1/10000$  s

La FIG. 6.17 présente l'évolution de la forme du spray observé à  $4^\circ$  quand le courant annulaire est progressivement chauffé, les paramètres comme le Weber basé sur le diamètre de l'injecteur, ainsi que le rapport de flux de quantité de mouvement  $M$ , qui sont connus pour avoir une influence sur le développement du spray (cf. [20], [51]) sont maintenus raisonnablement constants. Pour  $S < 1$ , on a bien un spray d'apparence classique: on distingue clairement un brouillard de gouttes. On remarque que le centre du spray est sombre, cela ne signifie pas que la lumière n'a pas croisé de diffuseur dans cette région; les gouttes arrachées le long du cône liquide ainsi que les corrugations de celui-ci créent au contraire une zone dense de diffuseurs, l'apparence sombre de cette zone est la signature de processus de diffusion multiple (cf. section précédente), l'intensité incidente a été diffusée à des angles plus grands. A mesure que l'on augmente  $S$ , l'extension spatiale du brouillard diminue; pour  $S = 4.3$ , on retrouve une image analogue à celle observée avec le premier dispositif expérimental ( $T_{gaz} = 80$  K): les gouttes sont évaporées à courte distance du dard liquide.

Ce montage optique est utile pour une visualisation qualitative du phénomène, mais on l'a vu, la diffusion est fortement multiple, aussi il est difficile d'envisager une étude quantitative.

### 6.3.2 Caractérisation du spray en régime de faible vaporisation

Notre dispositif ne nous permet pas de maîtriser la situation idéale où  $S = 0$ . Les pertes thermiques sur l'amenée de gaz froid nous limite à  $S \approx 0.1$ , le gaz transporte alors l'enthalpie nécessaire à la vaporisation de 10% du liquide. On peut raisonnablement penser que pour ces valeurs de  $S$ , l'évaporation ne joue pas de rôle majeur sur le développement du spray. Nous commencerons par examiner l'état du spray près de l'injecteur, puis nous nous intéresserons à l'accroissement de surface avec l'altitude enfin nous mentionnerons les problèmes d'irreproductibilité rencontrés.

#### 6.3.2.1 Etat du spray près de l'injecteur

Le nombre de collisions subies par le laser pour une traversée à 5 mm de l'injecteur est élevé: 100. Si le jet liquide central n'était pas déstabilisé par le courant annulaire il n'y aurait que deux collisions, aux deux interfaces liquide gaz: l'une à l'entrée du tube de liquide l'autre à la sortie de ce tube. La FIG. 6.18 présente une photo de la traversée du spray par le laser à 5 mm vue à  $90^\circ$ , le choix de cet angle permet de séparer au mieux l'entrée et la sortie du laser. On constate que les diffuseurs sont bien localisés sur le bord du spray, ils se manifestent par deux pics de densité d'interface cf. FIG. 6.18. Si l'on reprend le raisonnement exposé au chapitre 1, la taille de goutte minimale  $d$  que peut créer la différence de vitesse entre le liquide et le gaz est telle que:

$$\frac{\rho_{gaz} (V_{gaz} - V_{liq})^2 d}{\sigma} = 10$$

Pour  $V_{gaz} = 5 \text{ m/s}$ ,  $V_{liq} = 0.6$ , la densité du gaz à 4.2 K étant de  $17 \text{ kg/m}^3$  et la tension de surface de  $10^{-3} \text{ kg/m}^2$ , on trouve que la taille limite est de  $20 \text{ }\mu\text{m}$ . On peut estimer le diamètre des gouttes au niveau du maximum de densité d'interface à partir de FIG. 6.18:  $\Sigma = \frac{f}{r}$  ( $f$  est la fraction volumique de liquide), les gouttes font donc au plus  $70 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre. Ceci est compatible avec le calcul du diamètre de la plus petite goutte créée dans nos conditions. Avec nos conditions expérimentales:  $M \approx 10$ , le jet central liquide est déstabilisé très près de l'injection: la longueur de cône potentiel théorique est de 9 mm; à 5 mm, de nombreuses corrugations sont donc formées (cf. [51], [20]), des gouttes sont arrachées. Comme ces sources d'interfaces ne sont pas encore dispersées par la turbulence du gaz, la densité d'interface est forte ce



qui explique le nombre important de collisions.

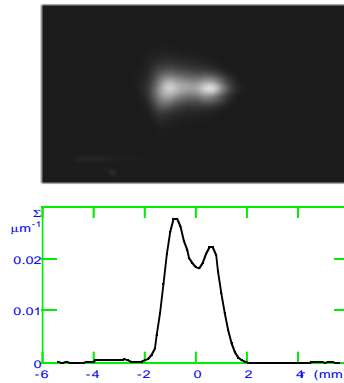


FIG. 6.18 – Photo à  $90^\circ$  de la traversée du laser à 5 mm, densité d'interface en fonction de la distance à l'axe du spray

En principe, la densité d'interface devrait tomber à zéro dans le cône potentiel (9 mm pour les conditions d'injection correspondant à la FIG. 6.18). Ce n'est pas le cas, plusieurs raisons peuvent être invoquées: le diamètre du spot laser (environ 3 mm) n'est pas négligeable par rapport au diamètre de l'injecteur central (5 mm) cf. FIG. 6.19, la surface de liquide éclairée a donc une certaine extension; d'autre part le nombre de collisions indique une forte diffusion multiple, des rayons peuvent donc avoir été déviés une ou plusieurs fois à faibles angles avant d'être diffusés à  $90^\circ$  par un autre point de la surface cf. FIG. 6.19

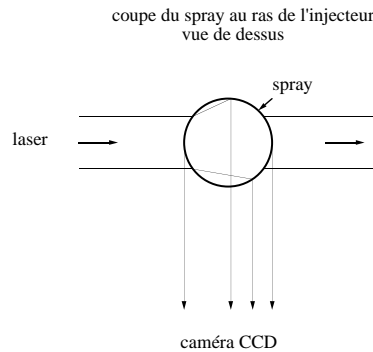


FIG. 6.19 – Schéma de la diffusion du laser par le spray à 5 mm de l'injecteur

### 6.3.2.2 Estimation de l'accroissement de surface

Dans ces conditions, on s'attend à ce que la quantité de surface croisse avec la distance à l'injecteur. En effet, le jet liquide est fractionné en gouttes, lesquelles

peuvent se briser. Si une goutte de 5 mm de diamètre se brise en gouttes de 20  $\mu\text{m}$  (ce qui est l'ordre de grandeur du diamètre maximal de goutte stable pour nos conditions expérimentales) on attend une augmentation de surface d'un facteur 250.

Un autre effet contribue au changement de densité locale de diffuseurs: les gouttes sont accélérées par le gaz, l'effet de cette accélération est de diminuer la densité de diffuseur (cf. FIG. 6.20).

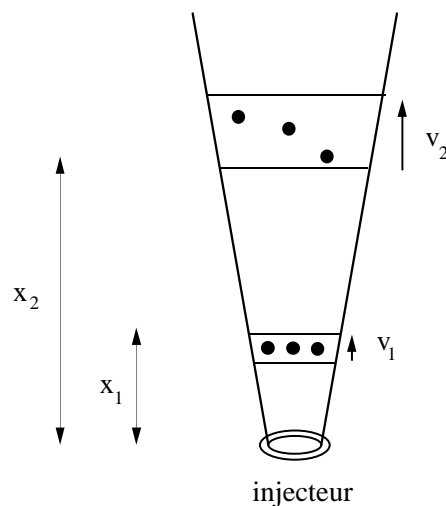


FIG. 6.20 – *Effet de l'accélération sur l'intensité détectée.*

D'autre part, le courant annulaire échange de la quantité de mouvement avec le liquide mais aussi avec le gaz ambiant dans la chambre expérimentale. Le jet se ralentit donc (en  $1/x$  quand l'écoulement a atteint son régime autosimilaire cf. [66]) ce qui augmente la densité de diffuseurs. Dans cette expérience, on ne mesure pas la vitesse des gouttes, ce qui est un handicap sérieux. Il ne nous est notamment pas possible de distinguer la zone d'accélération des gouttes de la zone de ralentissement.

Typiquement, la vitesse du gaz est 7 fois supérieure à celle du liquide; si on considère que les gouttes de liquide sont accélérées jusqu'à la vitesse du gaz on n'attend plus qu'une augmentation de l'intensité diffusée par une tranche de spray d'un facteur 36.

La FIG. 6.21 présente l'évolution de la surface totale de diffuseurs dans une tranche du spray de 1  $\mu\text{m}$  pour différentes distances à l'injecteur. Conformément à ce que nous attendions, cette surface croît avec l'altitude. L'augmentation d'un facteur 40 entre la surface théorique du cylindre lisse et la surface détectée à 56 mm est compatible

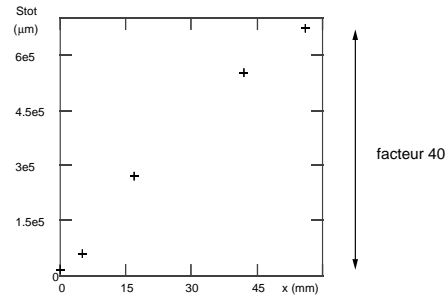


FIG. 6.21 – Augmentation de la surface avec la distance à l'injecteur pour  $S = 0.25$ . Le premier point, à  $x=0$ , correspond à la surface théorique pour le cylindre lisse de diamètre égal au diamètre de l'injecteur (5 mm)

avec l'analyse ci dessus.

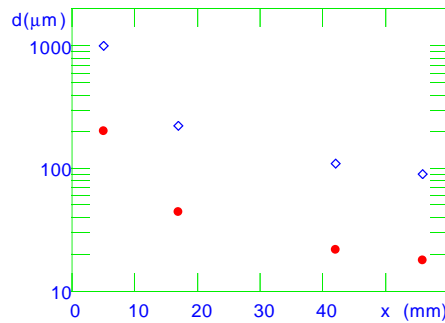


FIG. 6.22 – Evolution du diamètre de Sauter avec la distance à l'injecteur pour  $S = 0.25$ . Les losanges correspondent au calcul avec la vitesse du liquide, les ronds à celui avec la vitesse du gaz.

A partir de la surface totale de diffuseur, on peut estimer un diamètre de goutte (qui est en fait le diamètre de Sauter cf. chapitre 1). On considère que le spray à une altitude donnée, dans une tranche d'épaisseur  $e$ , est composé d'une assemblée de  $N$  gouttes de rayon  $r$  se déplaçant à la vitesse  $V$ . Soit  $S_{tot}$  la surface totale de diffuseur dans cette tranche et  $\dot{m}_{liq}$  le débit massique de liquide à travers l'injecteur, on a :

$$N = \frac{S_{tot}}{4\pi r^2}$$

On écrit la conservation du débit de liquide avec l'altitude (pas d'évaporation):

$$\rho_{liq} N \frac{4\pi}{3} r^3 \frac{V}{e} = \dot{m}_{liq}$$

On obtient une expression pour le rayon typique des gouttes:

$$r = \frac{3e\dot{m}_{liq}}{\rho_{liq}S_{tot}V}$$

Nous ne mesurons pas la vitesse des gouttes, aussi la FIG. 6.22 présente l'évolution des diamètres de gouttes avec l'altitude calculés dans les deux cas limites où les gouttes se déplacent à la vitesse du gaz ou à la vitesse du liquide. Proche de l'injecteur ( $x = 5 \text{ mm}$ ), le diamètre calculé est important, alors qu'à la section précédente on a montré que la taille des gouttes arrachées étaient de l'ordre de  $70 \mu\text{m}$ . Ceci s'explique par le fait que dans cette région les petites gouttes arrachées cohabitent avec le cône de liquide, le diamètre de Sauter fait une moyenne des tailles de ces deux types de structures liquides. Loin de l'injecteur ( $x = 56 \text{ mm}$ ), il est raisonnable de penser que les gouttes ont été accélérées par le gaz; la conservation de la quantité de mouvement implique que la vitesse finale est:

$$V_{finale} = \frac{\dot{m}_{liq}V_{liq} + \dot{m}_{gaz}V_{gaz}}{\dot{m}_{liq} + \dot{m}_{gaz}}$$

Dans le cas étudié ( $\dot{m}_{liq} = 1.2 \text{ g/s}$ ,  $V_{liq} = 0.7 \text{ m/s}$ ,  $\dot{m}_{gaz} = 1.5 \text{ g/s}$ ,  $V_{gaz} = 5 \text{ m/s}$ ) la vitesse finale est de  $3.1 \text{ m/s}$ , le diamètre typique est alors de  $30 \mu\text{m}$ . Ce diamètre est de l'ordre de grandeur du plus petit diamètre que l'on peut obtenir par fractionnement dans notre dispositif.

### 6.3.2.3 Problème de reproductibilité

La FIG. 6.23 présente une photo du spray en régime de vaporisation faible. On l'a mentionné à la deuxième section de ce chapitre, dans ce régime les gouttes retombent sous forme de pluie et contribuent de façon incontrôlée au signal de diffusion. Le spray est donc éclairé par une nappe de lumière blanche. Avec cette géométrie, on ne peut pas mesurer l'intensité diffusée par des tranches du spray à différentes altitudes. On ne peut donc pas appliquer le raisonnement précédent, une partie des diffuseurs étant diffusés par la turbulence du gaz hors de la zone éclairée.

La FIG. 6.24 fait clairement apparaître un important problème de reproductibilité, on retrouve ce problème avec les mesures à l'aide du laser. Nous pensons que l'origine de cette irréproductibilité est la pluie d'hélium: ces gouttes qui retombent se présentent sous forme de nuages qui se déplacent lentement dans le cryostat. Ces nuages peuvent

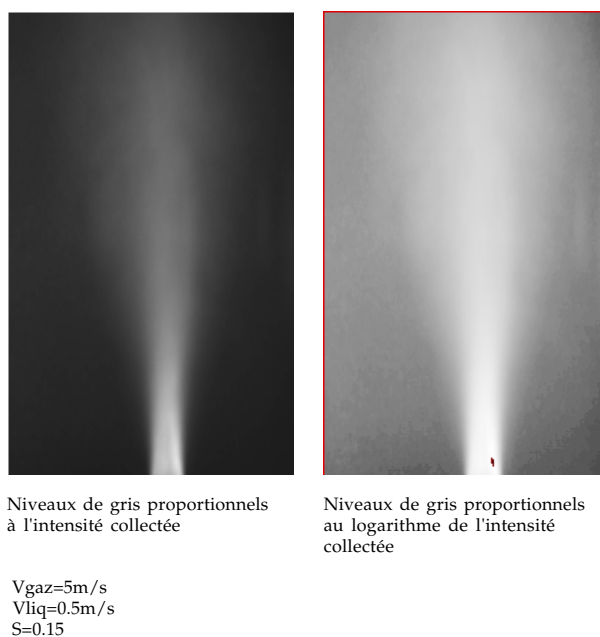


FIG. 6.23 – Visualisation du spray à  $45^\circ$ . Cas  $S < 1$

suffisamment denses pour atténuer la lumière incidente, ce qui entraîne un signal parasite basse fréquence sur le signal de diffusion. Notre système d'acquisition ne permet pas un moyennage des images suffisamment efficace (nous moyennons seulement 16 images) pour nous débarrasser de ce bruit.

#### 6.3.2.4 Conclusion

Lorsque l'évaporation est négligeable, il se développe un spray ayant les caractéristiques habituelles: un brouillard de gouttes se forme, la surface de diffuseurs augmente donc

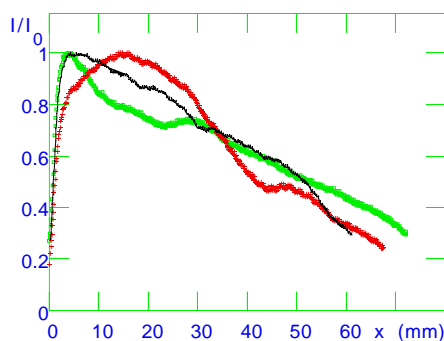


FIG. 6.24 – Évolution de la masse intégrée avec l'altitude pour trois sprays correspondants à différentes dates d'expérience; tous les paramètres maîtrisés sont identiques:  $V_{liq} = 0.6 \text{ m/s}$ ,  $V_{gaz} = 4 \text{ m/s}$ ,  $S = 0.11$ .

avec l'altitude. Le dispositif actuel est fortement handicapé par les gouttes d'hélium qui recirculent vers la sortie du cryostat, aussi nous ne pouvons pas faire une étude plus précise pour ce régime.

### 6.3.3 Régime de forte vaporisation

Le nombre moyen de collisions que subit le faisceau pour une traversée à 5 mm (la longueur du cône potentiel varie de 6 mm à 8 mm) est indépendant de  $S$  cf. FIG. 6.25. On a montré avec les micro-thermomètres que l'évaporation du spray débutait près de l'injecteur (5 mm), néanmoins son efficacité est limitée puisque le nombre moyen de collisions est peu affecté par une forte augmentation de  $S$ .

*Remarque: la baisse de  $\langle N \rangle$ , pour  $S$  faible pourrait être due à l'atténuation du flux de lumière incident par la pluie cf. section précédente.*

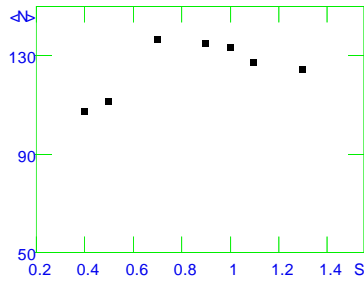


FIG. 6.25 – Évolution du nombre moyen de collisions en fonction de  $S$  pour une traversée à 5 mm de l'injecteur

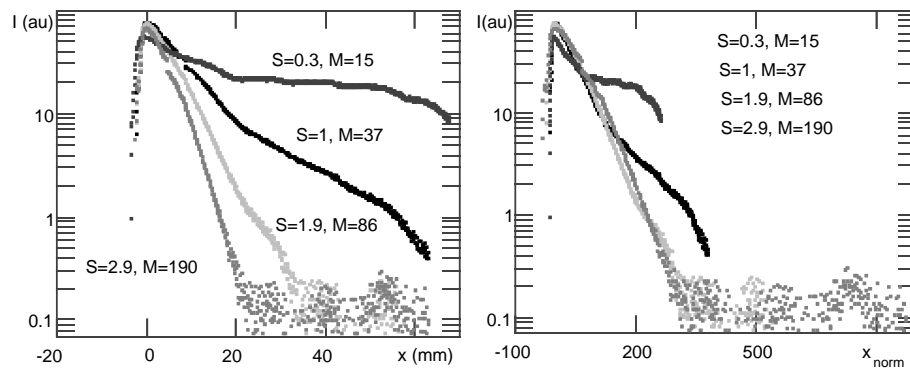


FIG. 6.26 – Évolution des courbes intensité diffusée à une altitude donnée versus l'altitude pour pour différentes valeurs de  $S$  ( $x_{norm} = x\sqrt{M}$ )

Pour  $S > 1$ , les microthermomètres ont mis en évidence que le spray se réduit à un cône (que l'on appelait dard liquide) dont la longueur est inversement proportionnelle

à  $\sqrt{M}$ . Sur la FIG. 6.26, l'abscisse a été renormalisée de façon à compenser l'effet de variation du rapport de flux de quantité de mouvement entre les différentes valeurs de  $S$ . les courbes tendent bien vers une courbe unique; ceci confirme que l'effet de l'évaporation ne peut pas être arbitrairement rapide

### 6.3.4 Influence de la vaporisation, évolution du spray avec $S$

Nous avons caractérisé notre écoulement dans les régimes "limites": sans évaporation et avec forte évaporation. Nous allons maintenant chauffer progressivement le courant annulaire. Nous nous attacherons à quantifier la disparition du brouillard de gouttelettes avec l'augmentation de l'excès d'enthalpie transportée par le gaz.

#### 6.3.4.1 Dépendance de la quantité d'interface à altitude fixe en fonction de $S$

Les mesures absolues de quantité d'interface ne peuvent se faire qu'à l'aide du laser. Dans un premier temps, nous positionnerons le laser à une altitude fixe ( $x = 43 \text{ mm}$ ), et nous ferons varier la valeur du paramètre  $S$ . nous passerons lors en revue les trois quantités accessibles: nombre moyen de collisions, densité d'interface surface totale dans une tranche de spray.

la figure FIG. 6.27 montre une photo typique de la traversée du spray par le faisceau laser, les différents traitements présentés ci après se font à partir de ce type de données.

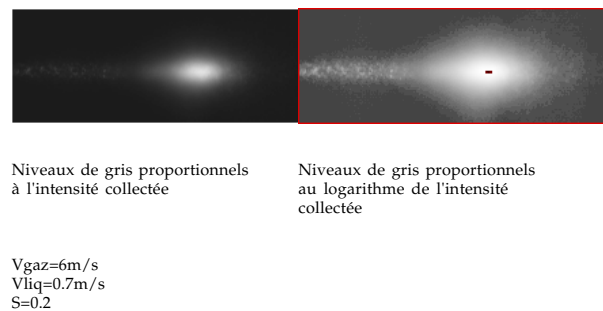


FIG. 6.27 – Exemple de photo obtenue, le laser entre dans le spray par la gauche.

### Nombre moyen de collisions subies par le laser

#### Mesure à $45^\circ$

la figure FIG. 6.28 présente l'évolution du nombre moyen de collisions subies par le laser avec  $S$  pour une altitude donnée  $x = 43 \text{ mm}$ . Le rapport de flux de quantité de mouvement,  $M$ , varie (suivant la densité du courant annulaire) de 15 à 30; d'après

le modèle de Villiermaux et al (cf. [69]) la longueur de cône potentiel  $L_c$  varie donc de 5 à 8 mm, le laser croise le spray à  $x = 43 \text{ mm}$ , ce qui est dans tous les cas au delà des cônes potentiels théoriques correspondants aux différents  $S$  et légèrement au delà du dard liquide ( $l_{dard} = 5L_c$ , cf. chapitre 2). Les différents symboles correspondent aux différentes dates d'expérience. La reproductibilité est correcte, surtout pour les valeurs de  $S$  intermédiaires ( $0.5 < S < 2$ ), néanmoins pour  $S$  faibles ( $S < 0.5$ ) on constate une dispersion importante (environ 100%).

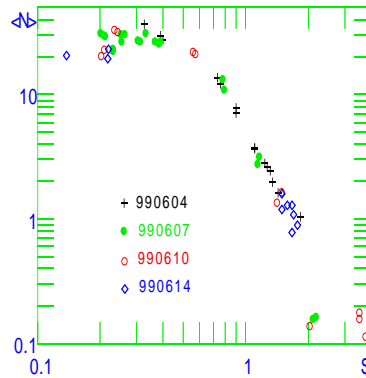


FIG. 6.28 – Nombre moyen de collisions lors de la traversée du spray à  $x = 43 \text{ mm}$  versus  $S$

Pour  $S > 0.5$ , le nombre de collisions chute très brutalement: pour  $S = 2$  celui ci a perdu un facteur 100.

#### Mesure à petits angles

La chute très brutale du nombre de collisions avec un accroissement de la chaleur disponible dans le courant annulaire est le point crucial de cette étude, il est intéressant de conforter ces résultats par une autre méthode. Au lieu de collecter l'intensité à  $45^\circ$ , il est possible d'analyser le signal de diffusion autour de  $0^\circ$  cf. FIG. 6.29

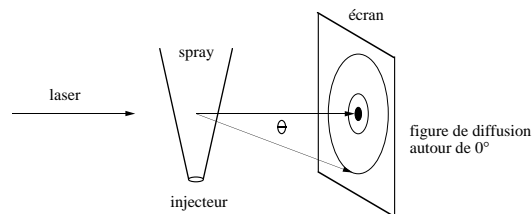


FIG. 6.29 – Montage pour l'étude du signal diffusé autour de  $0^\circ$

Le formalisme développé en annexe B permet d'extraire le nombre moyen de



collisions subies par un faisceau lors de la traversée d'un spray à partir de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, à faible angle ( $< 10^\circ$ ); les hypothèses sont une répartition homogène de diffuseurs décorrélés. On a montré (cf. annexe B) que la répartition angulaire de l'intensité diffusée se déduit au bout de  $\langle N \rangle$  collisions (pour une distribution de nombre de collisions poissonnienne) de la répartition angulaire de la lumière incidente après une collision. On cherche  $\langle N \rangle$  tel que l'on reproduise au mieux la répartition angulaire du faisceau diffusé par le spray. La FIG. 6.30 répresente le résultats expérimentaux ainsi que l'ajustement associé pour différentes densités de spray, le recouvrement est tout à fait satisfaisant.

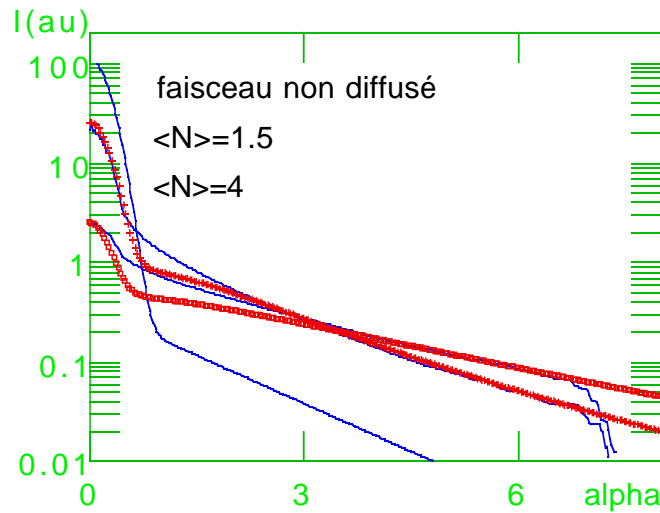


FIG. 6.30 – Intensité diffusée en fonction de l'angle pour de petits angles , pour différentes densités de spray (les résultats expérimentaux correspondent aux symboles). Comparaison avec l'ajustement théorique.

Il est à noter que le nombre moyen de collisions est l'unique paramètre du fit: le profil du laser est mesuré et la section efficace des gouttes d'hélium est calculée connaissant le changement d'indice liquide (4.4 K, 1.2 bar). La FIG. 6.31 permet de comparer le nombre de collisions obtenu par les deux traitements, l'accord est satisfaisant . Le facteur 2 observé entre les résultats des deux traitement est peut être du à une imprécision sur les valeurs théoriques utilisées pour l'étalonnage à  $45^\circ$ : la valeur de la section efficace différentielle pour l'hélium à  $45^\circ$  n'est pas connue avec précision, ce qui peut donner lieu à une erreur systématique.

#### Densité d'interface à une altitude donnée en fonction de la distance

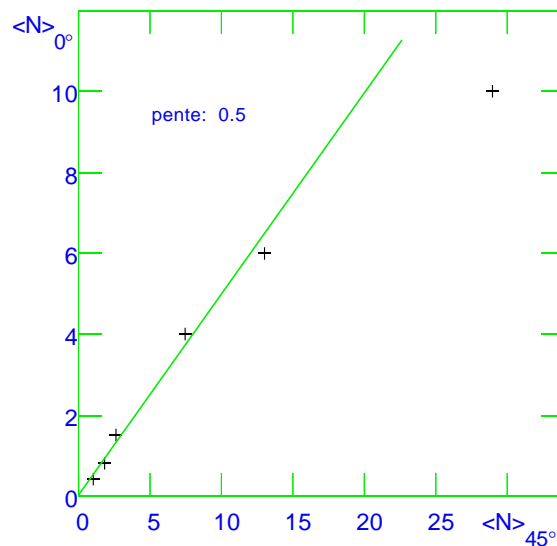


FIG. 6.31 – Comparaison des nombres moyens de collisions obtenus par les mesures à  $0^\circ$  et  $45^\circ$ .

(radiale) à l'axe du spray

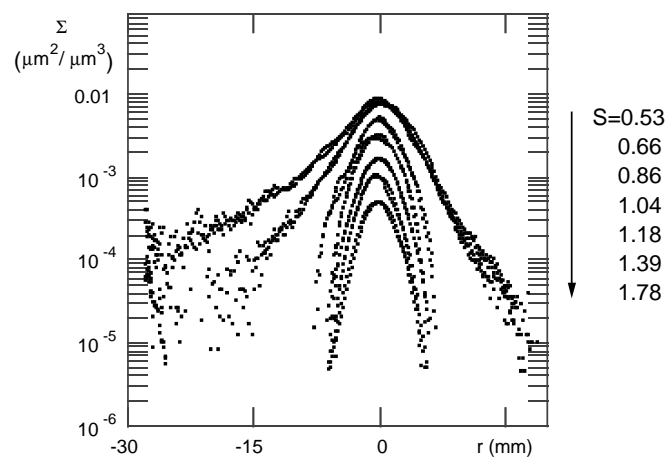


FIG. 6.32 – Évolution des courbes  $\Sigma = f(r)$  avec  $S$ .  $x = 42$  mm

La FIG. 6.32 présente l'évolution des courbes  $\Sigma = f(r)$  avec  $S$ . Pour  $S < 1$ , le courant annulaire n'a pas l'excès d'enthalpie nécessaire pour vaporiser l'intégralité du liquide, ce qui reste de celui-ci retombe sous forme de pluie. Cette pluie a une contribution non négligeable au signal de diffusion, celle-ci est visible côté entrée du laser cf. FIG. 6.32; le spray étant dense pour ces valeurs de  $S$ , l'intensité du faisceau incident décroît au cours de la traversée, une proportion importante de l'énergie ayant été diffusée. Ce phénomène explique la dissymétrie des courbes à faibles  $S$  par rapport

à l'axe du spray, la partie du spray la plus dense étant au niveau de l'axe, l'analyse de la première partie de la traversée n'est pas dramatiquement affectée. A mesure que  $S$  croit,  $\Sigma$  décroît;

Si on s'intéresse à la largeur de ces courbes (de type gaussienne), on s'aperçoit que la diminution de  $\sigma$  ne se traduit pas simplement par un facteur multiplicatif sur  $\Sigma$  entre les courbes pour les différentes valeurs de  $S$ . l'angle d'ouverture du spray diminue avec l'injection d'énergie dans le courant annulaire cf. FIG. 6.33, la vaporisation se fait majoritairement par les bords du spray. Cette observation rejoint les résultats obtenus avec les thermomètres: l'axe du spray correspond à une zone froide, le liquide est certes fractionné (la densité d'interface est importante) mais une couche de vapeurs diminue les échanges thermiques avec le gaz. Sur les bords du spray les gouttes de liquide diffusée par la turbulence ne sont plus protégées par cette couche de gaz froid, la vaporisation est donc plus efficace.

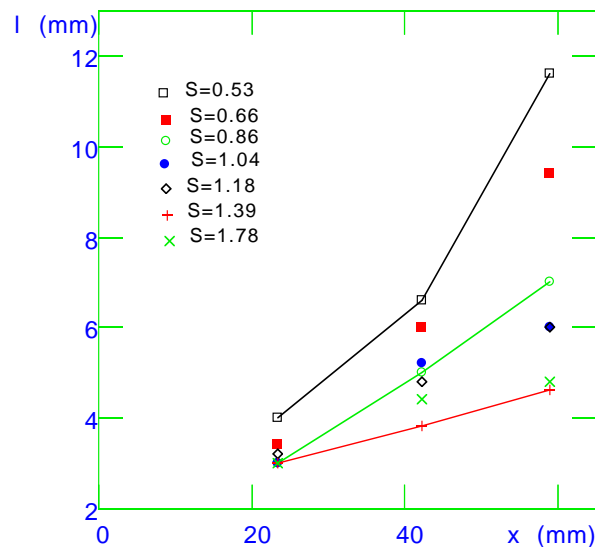


FIG. 6.33 – Évolution de la largeur des courbes (définies à la mi-hauteur)  $\Sigma = f(r)$  avec  $x$  pour différents  $S$

### Surface totale à une altitude donnée

A partir des courbes  $\Sigma=f(r)$  cf. FIG. 6.32, on peut déduire la surface totale de diffuseurs à une altitude donnée (cf.section précédente) et examiner l'influence de la vaporisation sur cette surface. L'avantage de cette quantité est qu'elle prend en compte la dispersion des gouttes par la turbulence vers l'extérieur du spray, de plus

c'est sûrement la quantité qui a le plus de pertinence dans le cadre d'un problème de combustion.

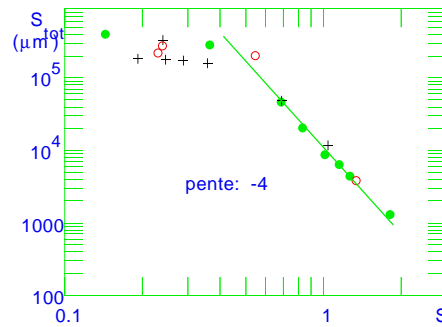


FIG. 6.34 – surface totale de diffuseur pour un tranche horizontale de  $1 \mu\text{m}$  à  $x = 43 \text{ mm}$  versus  $S$ .

On retrouve de nouveau le même scénario: au delà du dard liquide, la surface de diffuseurs décroît très rapidement à mesure que l'on injecte de la chaleur dans le courant annulaire. Ce phénomène est extrêmement brutal: la surface totale est divisée par  $10^3$  entre  $S = 0.5$  et  $S = 2$ . Le fit par une loi de puissance (strictement indicatif étant donnée la dynamique en  $S$ ) donne un exposant de 4.5; toute la chaleur portée par le gaz est utilisée pour évaporer le liquide et ce en moins de 43 mm.

#### 6.3.4.2 Influence de la distance à l'injecteur sur l'évolution de la quantité de diffuseurs avec $S$ .

Le nombre sans dimension  $S$  exprime un bilan entre l'énergie nécessaire à vaporiser le liquide et celle que transporte de courant annulaire, ce paramètre ne contient pas a priori d'indication sur la cinétique de l'évaporation; au cours de la section précédente, nous avons établi qu'à 43 mm de l'injecteur, cette évaporation était très efficace même pour des valeurs de  $S$  de l'ordre de 1. Nous allons maintenant nous intéresser à la dépendance de cette efficacité avec la distance à l'injecteur. Nous présenterons les mesures avec le laser afin d'obtenir des mesures absolues de quantités de diffuseurs et avec un éclairage en lumière blanche pour cartographier plus complètement le spray.

Le spot laser est scindé en deux faisceaux parallèles à l'aide d'un beam splitter cf. FIG. 6.35 afin de faire une mesure à deux altitudes simultanément; deux butées permettent de repérer aisément deux positions pour ce beam splitter, l'étude consiste

alors à mesurer l'évolution de la quantité de diffuseurs avec  $S$  pour quatre hauteurs de la traversée du laser dans le spray.

*Remarque: les intensités respectives en sortie du beam splitter ont été mesurées à l'aide d'une photodiode afin de corriger la valeur de l'intensité incidente dans les formules de conversion intensité diffusée/surface de diffuseurs..*

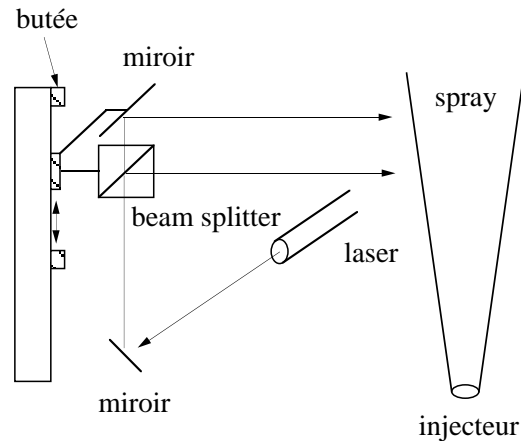


FIG. 6.35 – Montage pour l'étude de l'efficacité de la vaporisation en fonction de la distance à l'injecteur

### Traversée du laser à différentes altitudes, au delà du cône potentiel:

Les FIG. 6.37, FIG. 6.36, FIG. 6.38 présentent les évolutions de la densité d'interface sur l'axe, le nombre moyen de collisions et la surface totale de diffuseurs en fonction de  $S$  pour trois altitude différentes. Ces trois quantités, calculées à partir des mêmes photos, portent plus ou moins la même information; nous présentons l'évolution de ces trois quantités afin de faciliter la confrontation avec d'éventuelles simulations numériques, de plus chacune de ces grandeurs permettent d'isoler un aspect particulier de l'effet de la vaporisation sur la quantité d'interface dans le spray.

Le nombre moyen de collisions varie typiquement de 50 à 0.1, nous sommes donc toujours dans le cas  $\langle N \rangle < \frac{l^*}{l}$ , l'intensité diffusée à  $45^\circ$  sera donc bien proportionnelle à la surface de diffuseur (cf section précédente). L'évolution de  $\langle N \rangle$  avec l'altitude pour  $S$  faible n'est pas triviale: d'une part le diamètre du spray augmente ce qui fait chuter la densité de diffuseurs et donc  $\langle N \rangle$ , d'autre part le fractionnement du liquide puis des gouttes augmente le nombre de diffuseurs donc augmente  $\langle N \rangle$ . D'après nos mesures, à  $S$  faible  $\langle N \rangle$  décroît faiblement avec l'altitude:  $\langle N \rangle$  est

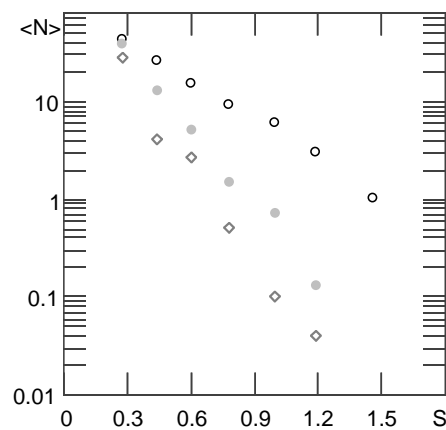


FIG. 6.36 – Évolution du nombre moyen de collisions  $\langle N \rangle$  en fonction de  $S$  pour trois altitudes différentes. Cercles:17 mm, ronds pleins:42 mm, losanges:56 mm

divisé par un facteur 2 entre 17 mm et 56 mm.

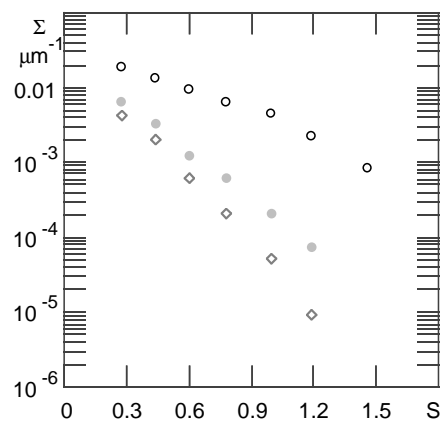


FIG. 6.37 – Évolution de la densité d'interface sur l'axe  $\Sigma$  en fonction de  $S$  pour trois altitude différentes. Cercles:17 mm, ronds pleins:42 mm, losanges:56 mm

La densité d'interface sur l'axe du spray décroît avec l'altitude même lorsque la vaporisation est peu efficace ( $S$  faible): pour  $S = 0.2$ ,  $\Sigma$  diminue d'un facteur 5 entre 17 mm et 56 mm; cette décroissance est la manifestation de la diffusion des gouttes depuis l'axe du spray vers les bords du spray par la turbulence.

La surface totale de diffuseurs à une altitude donnée dans une tranche de hauteur 3 mm présente deux comportements suivant la valeur de  $S$ : pour  $S < 0.4$  le fractionnement crée plus de surface que l'évaporation n'en détruit, la surface totale croît donc avec la distance à l'injecteur; pour  $S > 4$ , l'évaporation détruit plus de surface que le le fractionnement n'en crée, la surface totale diminue donc avec l'altitude. Cette valeur

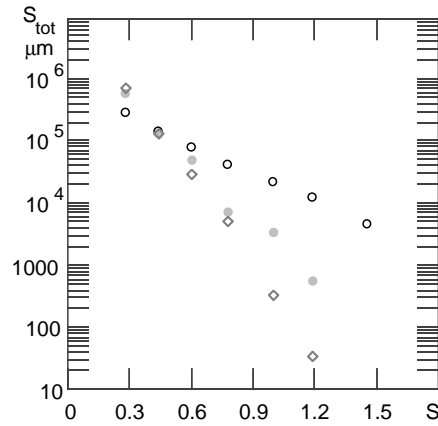


FIG. 6.38 – Évolution de la surface totale de diffuseurs dans une tranche de hauteur  $1 \mu\text{m}$   $S_{\text{tot}}$  en fonction de  $S$  pour trois altitude différentes. Cercles:  $17 \text{ mm}$ , ronds pleins:  $42 \text{ mm}$ , losanges:  $56 \text{ mm}$  (les deux même symboles pour chaque altitude matérialisent la barre d'erreur).

de  $S$  à laquelle les effets de l'atomisation et de l'évaporation se compense n'est pas une constante. D'après d'autres mesures, il serait même hasardeux de prétendre qu'il existe une valeur de  $S$  pour laquelle la surface totale est constante sur toute la hauteur du spray.

Les trois quantités présentent qualitativement le même comportement, à une altitude fixée elles décroissent très rapidement avec  $S$ . Cette décroissance se représente bien avec une loi exponentielle (le choix de cette représentation n'a pas d'autre motivation) dont l'argument croît avec la distance à l'injecteur, l'évaporation est donc plus efficace loin de l'injecteur. Ceci montre que l'évaporation du spray bien que très efficace nécessite un certain temps. Ces arguments sont grands: de l'ordre de 3 si le laser croise le spray à  $x = 17 \text{ mm}$ . La quantité de diffuseurs diminue donc extrêmement rapidement lorsque l'on injecte de la chaleur dans le gaz annulaire. L'utilisation de l'excès d'enthalpie transporté par le gaz est donc très efficace, on observe une forte vaporisation pour des valeurs de  $S$  modestes: pour  $S = 1$ , une partie substantielle de la surface de diffuseurs a été évaporée (la surface de diffuseurs à  $x = 56 \text{ mm}$  est diminuée d'un facteur  $10^4$  entre  $S = 0.3$  et  $S = 1$ ).

### Observation en lumière blanche

Le laser permet d'obtenir des mesures absolues de quantité de diffuseurs à différentes altitudes, néanmoins le nombre d'altitudes de mesure est limité. Il est donc intéressant

de comparer ces résultats à ceux obtenus en lumière blanche.

la FIG. 6.39 présente l'évolution du spray observé grâce à l'éclairage par une nappe avec notre paramètre  $S$ . Qualitativement on retrouve sans grande surprise la disparition du brouillard issu de l'atomisation du jet liquide central à mesure que l'on injecte de la puissance dans le courant annulaire. Pour  $S = 3$ , la température du gaz est de 13 K. On peut calculer la taille maximum d'une goutte qui serait arrachée au niveau de l'injecteur, telle qu'elle soit évaporée au bout de 2 cm (c'est la longueur au bout de laquelle on ne distingue plus d'interface sur FIG. 6.39). Si on fait l'hypothèse que les gouttes se déplacent à la vitesse du liquide ( $V_{liq} = 0.7 \text{ m/s}$ , ce qui est une borne inférieure), ceci correspond à un temps d'évaporation de 30 ms. On considère une évaporation de type quasi stationnaire:

$$d^2(t) = d_0^2 - \beta t$$

avec:

$$\beta = \frac{8\rho_{gaz}D_{gaz}}{\rho_{liq}} \ln\left(1 + c_p \frac{T_{gaz} - T_{saturation}}{L}\right)$$

Le diamètre maximal de goutte est de  $48 \mu\text{m}$ . Cette estimation est de l'ordre de grandeur du diamètre minimal que peut fournir l'atomisation primaire dans nos conditions environ  $20 \mu\text{m}$ .

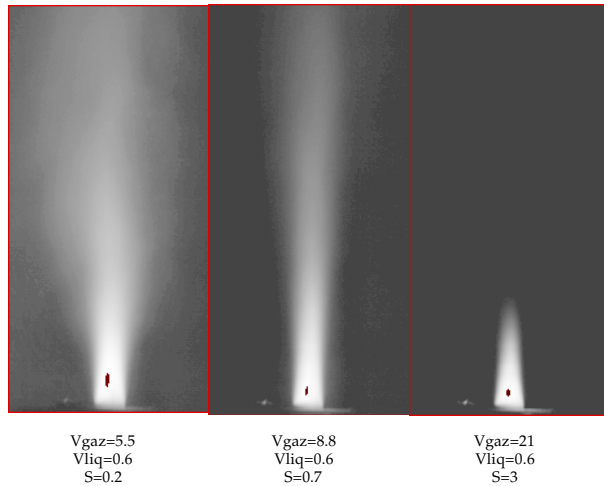


FIG. 6.39 – Visualisations à  $45^\circ$  du spray éclairé par un nappe de lumière blanche. Les images présentées résultent de la moyenne effectuée sur 16 images.

Pour  $S > 1$ , la nappe étant large de 4 mm, l'ensemble du spray est éclairé, la



situation est donc la même qu'avec le premier éclairage. La FIG. 6.40 permet de vérifier que l'évolution avec l'altitude de l'intensité diffusée intégrée dans une tranche horizontale de 1 pixel de hauteur pour deux spray de même  $S$ , éclairés l'un par une nappe l'autre par un faisceau, les mesures faites avec le laser (à  $S$  et altitude identiques) sont elles aussi en accord. Les différentes mesures n'ayant pas été faites le même jour c'est aussi un bon test de la reproductibilité du phénomène.

*Remarque: la première partie (jusqu'à  $x=3$  mm) de la courbe ne porte pas d'information, la croissance de l'intensité diffusée est due à des ombres au ras de l'injecteur.*

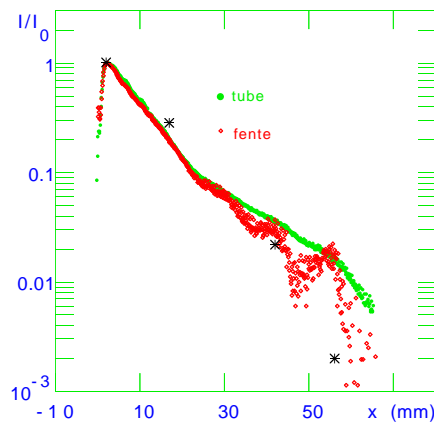


FIG. 6.40 – Évolution de l'intensité intégrée dans des tranches de 1 pixel de hauteur avec l'altitude pour des sprays de même  $S = 1.1$  éclairés l'un avec une nappe, l'autre avec un faisceau de lumière blanche. Les croix correspondent aux mesures avec le laser.

### 6.3.4.3 Influence du rapport des débits massiques de gaz et de liquide sur l'évolution de la quantité de diffuseurs avec $S$ .

Le paramètre  $S$  peut se mettre sous la forme du produit de deux nombres sans dimension:

$$S = \frac{S_{gaz} \rho_{gaz} V_{gaz} \Delta H}{S_{liq} \rho_{liq} V_{liq} L}$$

d'une part le rapport des débits massiques de gaz et de liquide, d'autre part le rapport de l'excès d'enthalpie du gaz et de la chaleur latente du liquide (l'unité de  $H$  et  $L$  est: J/g). On peut donc obtenir la même valeur de  $S$  avec différentes combinaisons différentes: à débit liquide fixe on peut, soit injecter un important débit de gaz à faible température, soit injecter moins de gaz mais à une température plus élevée; dans le premier cas l'effet de l'atomisation est augmenté (par rapport au deuxième cas):

$We$  et  $M$  sont augmentés, dans le deuxième cas c'est l'effet strictement thermique qui est amélioré. La FIG. 6.41 présente les différentes évolutions de la surface totale de diffuseurs  $S_{tot}$  avec  $S$  à  $x = 17 \text{ mm}$ , pour trois rapport de débits massiques (ce qui a nécessité de changer le diaphragme à l'entrée de la canne de transfert de gaz) :  $r = \frac{\dot{m}_{liq}}{\dot{m}_{gaz}} = 0.7, 0.9, 2.1$

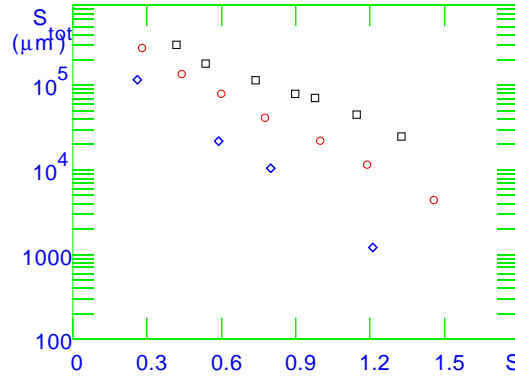


FIG. 6.41 – Évolutions de la surface totale de diffuseurs  $S_{tot}$  avec  $S$  à  $x = 17 \text{ mm}$ , pour trois rapports de débits massiques. carrés:  $r = 0.7$ , cercles:  $r = 0.9$ , losanges:  $r = 2.1$ .  $r = 0.7, 0.9, 2.1$ .

Les valeurs absolues des surfaces totales pour les différentes valeurs de  $r$  sont difficilement comparables, elles dépendent de plusieurs facteurs: la quantité totale de liquide, le degré de fractionnement, la vitesse des fluides; nous intéresserons donc plutôt à la valeur de l'argument du fit exponentiel:

$$S_{tot} = \alpha e^{-\text{arg} \cdot S}$$

calculé pour la surface totale, pour les différents  $r$  et à trois altitude cf. FIG. 6.42.

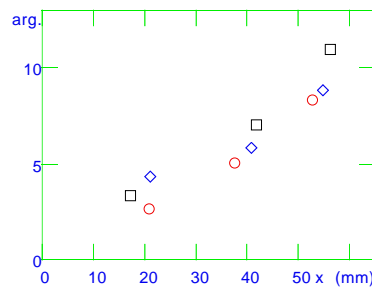


FIG. 6.42 – argument du fit exponentiel calculé pour différents  $r$ . carrés:  $r = 0.7$ , cercles:  $r = 0.9$ , losanges:  $r = 2.1$ .

Dans nos conditions expérimentales c'est à dire à grand nombre de  $We$  ( $We \approx 10^3$ ), et  $M$  variant de 10 à 85, il n'apparaît pas clairement de changement dans l'efficacité de l'évaporation en fonction de  $r$ ,  $S$  semble le bon paramètre pour décrire le phénomène.

## 6.4 Conclusion

Tout au long de ce chapitre, nous nous sommes attachés à quantifier l'influence de l'évaporation sur le développement du spray. En parallèle à une étude qualitative avec des visualisations en lumière blanche, une étude quantitative de diffusion d'un faisceau laser par le spray a permis de caractériser la dépendance de la surface de diffuseurs avec le paramètre  $S$ . A altitude fixée, la surface de diffuseurs décroît extrêmement rapidement avec  $S$ , une loi exponentielle est compatible avec nos résultats; L'argument de cette exponentielle est d'autant plus grand que la distance à l'injecteur. Cette vitesse d'évaporation est limitée: à très basse altitude ( $x=5$  mm), l'augmentation de la température du courant annulaire modifie peu la quantité de diffuseurs. Une même valeur du paramètre  $S$  peut obtenu avec plusieurs couples températures d'injection/débit de gaz, dans nos conditions expérimentales c'est à dire  $We \approx 10^3$ ,  $M$  variant de 10 à 85, l'argument ne semble pas dépendre critiquelement du rapport des débits liquides et gazeux à  $S$  fixé.

## 7

## CONCLUSION

Ce travail comportant un important développement instrumental est une contribution à l'étude du fractionnement et de l'évaporation d'un jet liquide par un cocourant gazeux rapide, pour des écoulements fortement turbulents ( $Re \approx 10^5$  et à très hauts nombres de Weber ( $We \approx 10^3$ ). L'exploitation des propriétés thermodynamiques de l'hélium à basse température, en particulier la faible chaleur latente (20 J/g à 4.2 K 1 bar, pour comparaison, pour l'eau:  $2.10^3$  J.g à 373 K 1 bar) nous a permis de varier l'importance du phénomène de vaporisation du liquide dans de larges proportions.

Cette importance du rôle de l'évaporation est repérée par le paramètre  $S = \frac{\dot{m}_{gaz} \Delta H}{\dot{m}_{liq} L}$ . Pour  $S \ll 1$ , l'évaporation est négligeable, le liquide atomisé forme un brouillard de gouttelettes. Pour  $S > 1$ , l'évaporation est extrêmement efficace, le brouillard de gouttelettes est totalement évaporé à quelques millimètres du dard liquide (région où le taux de présence du liquide est supérieur à 10%, donc où celui-ci n'est pas dispersé). Les mesures à l'aide de micros thermomètres ont mis en évidence que l'évaporation débute très près de l'injecteur (quelques millimètres), donnant lieu à la formation d'une couche de vapeurs froides le long du dard liquide. Les rôles respectifs du fractionnement et de l'évaporation sur l'axe du spray ont été précisés: dans nos sprays à forts nombre de Weber ( $We \approx 10^3$ ), le fractionnement du jet liquide est très efficace (la fréquence de fractionnement est estimée à quelques KHz) et fournit donc l'accroissement de surface d'échange nécessaire à l'évaporation rapide.

Les propriétés optiques exceptionnelles de l'hélium, qui a elle seule justifie la complexité du dispositif expérimental, autorisent une étude quantitative de la quantité d'interface présente dans le spray, même dans la région dense du spray ( $\langle N_{collisions} \rangle < 200$ ). Pour des distances à l'injecteur supérieures à la longueur de dard liquide, la surface totale de diffuseurs dans une coupe du spray à altitude fixe d'épaisseur  $1 \mu\text{m}$

décroit exponentiellement avec  $S$ ; pour  $S=1$ , dans notre régime de fort fractionnement, le spray est totalement évaporé à quelques millimètres du dard liquide. Par contre pour des distances à l'injecteur inférieures à la longueur de dard liquide l'aspect du spray n'est pas modifié même pour  $S \gg 1$ , la vitesse d'évaporation atteint une limite. Nous avons d'ailleurs montré que malgré cette forte évaporation, la dépendance de la longueur de cône potentiel avec le rapport de flux de quantité de mouvement  $M$  reste compatible avec le modèle de Villermaux et al (cf. [69])

L'analogie de notre système avec le moteur de fusée qui a motivé cette étude n'est pas directe dans la mesure où l'hydrogène n'est pas, en principe, injecté à une température supérieure à celle de l'oxygène (ce point n'étant pas contrôlé). Néanmoins, des recirculations de gaz brûlés ( $3000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) ont été détectées sur le banc d'essai Mascotte (cf. [31]), et sont susceptibles d'apporter la chaleur nécessaire à l'évaporation. Notre étude met en évidence que ce point pourrait être important pour la description du mélange.

Enfin, l'accessibilité du point critique de l'hélium a peu été exploitée au cours de cette thèse; le dispositif permettant de dépasser la pression critique de l'hélium est installé, cette étude va donc se poursuivre par la caractérisation du mélange en condition super critique; l'effet de la disparition de la tension de surface est notamment un point qui intéresse la communauté des motoristes de fusées.

## 8

## APPENDICES

8.1 *Modélisation de la réponse du thermomètre*

Le comportement dynamique des micros-thermomètres est un point clef de la première partie de notre étude, de longs mois ont été consacrés à sa caractérisation expérimentale; nous présentons ici une modélisation de ce comportement. Le capteur est assimilé à une sphère de rayon  $R$ , le point sensible (dépôt AuGe) correspond à la surface de cette sphère, le volume étant constitué de verre. On appellera:  $T_g$  la température du gaz près du capteur,  $T_\infty$  la modulation de température du gaz loin du capteur,  $T_v$  la température du verre,  $T_S$  la température de la surface de la sphère, qui est la température que mesure notre dispositif.

8.1.1 *Réponse du capteur à une modulation de température dans le gaz*8.1.1.1 *Équations de diffusions de la chaleur dans le gaz et dans le verre*

On écrit l'équation de diffusion de la chaleur depuis le gaz loin du capteur jusqu'à la surface du capteur (il s'agit d'une situation idéale, on ne considère pas le cas d'un gaz qui convecte vers le capteur):

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = D_g \Delta T_g + \frac{\partial T_\infty}{\partial t}$$

On écrit aussi l'équation de diffusion de la chaleur dans le capteur:

$$\frac{\partial T_v}{\partial t} = D_v \Delta T_v$$

**Solution coté gaz:**

On suppose une modulation sinusoïdale de la température de pulsation  $\omega$  loin du capteur, en coordonnées sphériques:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = D_g \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r T_g) + \frac{\partial T_\infty}{\partial t}$$

que l'on peut réécrire:

$$-i\omega r (T_g - T_\infty) = D_g \frac{\partial^2 [r (T_g - T_\infty)]}{\partial r^2}$$

la solution est donc de la forme:

$$T_g = T_\infty + a \frac{r_g}{r} e^{-S_g r}$$

avec:  $S_g = \frac{1-i}{\sqrt{2}r_g}$  et  $r_g^2 = \frac{D_g}{\omega}$

**Solution coté verre:** on suppose une réponse sinusoïdale à la modulation de température loin du capteur:

$$\frac{\partial T_v}{\partial t} = \frac{D_v}{r} \frac{\partial^2 T_v}{\partial r^2}$$

On peut réécrire cette équation:

$$\frac{-i\omega}{D_v} (r T_v) = \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r T_v)$$

En tenant compte de ce que la température en  $r = 0$  doit être finie:

$$T_v = b \frac{r_v}{r} (e^{s_v r} - e^{-s_v r})$$

avec  $S_v = \frac{1-i}{\sqrt{2}r_v}$  et  $r_v^2 = \frac{D_v}{\omega}$

### 8.1.1.2 Raccordement des solutions sur la surface.

On réécrit les solutions précédemment trouvées sous une forme plus pratique pour leur raccordement en  $r = R$ :

$$T_g = T_\infty + A \frac{R}{r} e^{-S_g(r-R)}$$

$$T_v = B \frac{R}{r} \frac{e^{s_v r} - e^{-s_v r}}{e^{s_v R} - e^{-s_v R}}$$

On peut alors écrire l'égalité des températures sur la surface:

$$B = T_\infty + A$$

On écrit aussi la continuité des flux de chaleur à la surface:

$$K_g \left( \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_{r=R} = K_v \left( \frac{\partial T_v}{\partial r} \right)_{r=R}$$

on obtient:

$$\frac{T_\infty}{T_v(r=R)} = 1 + \frac{K_v}{K_g} \left[ \frac{RS_v \frac{e^{S_v R} + e^{-S_v R}}{e^{S_v R} - e^{-S_v R}} - 1}{RS_g + 1} \right]$$

On notera  $f(RS_v) = \frac{e^{S_v R} + e^{-S_v R}}{e^{S_v R} - e^{-S_v R}}$

$\omega \rightarrow 0$ :  $S_v = \frac{1-i}{\sqrt{2}r_v} \rightarrow 0$ , donc  $RS_v f(RS_v) \rightarrow 1$

on a alors  $\frac{T_\infty}{T_{surf}} \rightarrow 1$  à fréquence infiniment basse l'amplitude de variation de température sur la surface est exactement égale à celle de la température du gaz loin du capteur.

$\omega \rightarrow \infty$ : Cette fois,  $S_v \rightarrow \infty$ ,  $RS_v f(RS_v) \rightarrow RS_v$ . on a donc:

$$\frac{T_\infty}{T_{surf}} = 1 + \frac{K_v S_v}{K_g S_g} = 1 + \sqrt{\frac{K_v C p_v}{K_g C p_g}}$$

à haute fréquence, le rapport entre l'amplitude de variation de température du gaz et la variation de température de la surface du détecteur tend vers une constante ( $> 1$ ).

**Développement limité pour  $\omega$  petit:** Pour  $x \rightarrow 0$ ,  $x \cot(x) \rightarrow 1 + \frac{x^2}{3} + O(x^3)$  on obtient alors:

$$\frac{T_\infty}{T_{surf}} \approx 1 + \frac{-i K_v R^2}{3 K_g D_v} \omega$$

L'atténuation de l'amplitude de variation de température sur la surface est proportionnel à la fréquence de modulation.

### 8.1.2 Modélisation de la procédure de test temps de réponse

La procédure de test du temps de réponse du capteur consiste à moduler la température de celui ci par effet Joule grâce à un courant alternatif. Le schéma thermique n'est alors plus le même que celui modélisé précédemment: la chaleur est apportée sur la surface puis diffusée dans le verre et le gaz au lieu d'être apportée par le gaz, il n'y donc plus de terme source dans le gaz loin du capteur. Les solutions des équations de diffusion de chaleur dans le gaz et dans le verre sont:

$$T_g = A \frac{R}{r} e^{-S_g(r-R)}$$



$$T_v = B \frac{R}{r} \frac{e^{S_g r} - e^{-S_g r}}{e^{S_g R} - e^{-S_g R}}$$

les conditions sur la surface sont:

$$A = B = T_{Surf}$$

$$\dot{Q} = 4\pi R^2 \left\{ -K_g \frac{\partial T_g}{\partial r} + K_v \frac{\partial T_v}{\partial r} \right\}_{r=R} T_{surf}$$

On trouve donc:

$$\frac{T_{Surf}(\omega = 0)}{T_{Surf}(\omega)} = 1 + \frac{AK_g R}{\sqrt{2D_g}} \sqrt{\omega} + B\omega$$

cette forme de réponse ajuste convenablement les résultats des expériences (cf. chapitre 2). On remarquera que la réponse du capteur par cette technique de chauffage par un courant alternatif donne lieu à une atténuation en  $\omega^{\frac{1}{2}}$ , alors que le calcul pour une fluctuation de température portée par le gaz (ce qui est le cas de l'expérience) donne lieu à une atténuation en  $\omega$ ; le temps de réponse mesuré lors de test est donc surestimé.

## 8.2 Diffusion multiple dans un spray d'hélium

La diffusion de la lumière les gouttes au sein d'un spray est un moyen classique d'obtenir des informations sur la taille, la vitesse de ces gouttes (vélocimétrie, granulométrie laser); dans la région dense du spray, la diffusion multiple détériore considérablement ces diagnostics. Dans cette annexe nous allons démontrer que dans le cas d'interfaces à faible saut d'indice de réfraction et plus particulièrement dans le cas de gouttes d'hélium ( $n_{liq,4.2K} = 1.02$ ), des mesures quantitatives sont encore possible malgré une forte diffusion multiple vers l'avant.

### 8.2.1 Factorisation du problème de diffusion multiple

#### 8.2.1.1 Notations

Soient deux rayons lumineux: le rayon incident de vecteur  $\vec{n}$  et le rayon diffusé de vecteur  $\vec{n}'$ ,  $\theta, \theta'$  leurs angles avec l'axe polaire; on notera  $u = \cos(\theta)$ ,  $u' = \sin(\theta)$  et  $v = \cos(\theta')$ ,  $v' = \sin(\theta')$ . l'angle entre ces deux vecteurs est:  $\cos(\alpha) = uv + u'v'\cos(\phi' - \phi)$ .

Après une seule collision, la section efficace est répartie dans la sphère unité suivant une loi de probabilité:  $\Phi(\cos \alpha)$  Cette loi est caractéristique du diffuseur, de son indice de réfraction, de sa forme..

La répartition angulaire après  $n$  collisions est notée  $J_n(u, \phi)$ , dans la suite on supposera une symétrie autour de l'axe polaire. la répartition après  $n + 1$  collisions s'écrit alors:

$$J_{n+1}(u, \phi) = \int \frac{dv d\phi'}{4\pi} \Phi(\cos \alpha) J_n(v, \phi')$$

Si on suppose le problème indépendant de  $\phi$ :

$$J_{n+1}(u) = \int \frac{dv}{2} J_n(v) \int \frac{d\phi'}{2\pi} \Phi(\cos \alpha)$$

#### 8.2.1.2 Développement sur les polynômes de Legendre

On peut réécrire la fonction de phase ("phase function") des diffuseurs  $\Phi(\cos \alpha)$  dans la base des polynômes de Legendre  $P_l(u)$ :

$$\Phi(\cos \alpha) = \sum_l \nu_l (2l + 1) P_l(u)$$

avec:

$$\nu_l = \frac{1}{4\pi} \iint dud\phi \Phi(u) P_l(u)$$

On a alors:

$$J_{n+1}(u) = \int \frac{du'}{2} J_n(u') \int \frac{d\phi'}{2\pi} \sum_l \nu_l (2l+1) P_l(\cos \alpha)$$

l'intégrale sur  $\phi'$ , après application des règles de sélection pour la somme des harmoniques sphériques (cf. [10]), conduit à:

$$\int \frac{d\phi'}{2\pi} P_l(\cos \alpha) = \sum P_l(u) P_l(u')$$

donc:

$$J_{n+1}(u) = \sum_l \nu_l (2l+1) P_l(u) J_{n,l}$$

d'autre part on peut écrire:

$$J_{n+1}(u) = \sum_l J_{n+1,l} (2l+1) P_l(u)$$

En identifiant les deux expressions de  $J_{n+1}(u)$  on obtient:

$$J_{n+1,l} = \nu_l J_{n,l}$$

et donc:

$$J_{n,l} = \nu_l^n J_{0,l}$$

Le développement en série de polynômes de Legendre a donc permis de "factoriser" le problème de diffusion multiple, à partir des coefficients  $\nu_l$  de la fonction de phase il est possible de connaître la répartition angulaire de la section efficace au bout de  $n$  collisions.

### 8.2.1.3 Application au cas de diffuseurs non corrélés

Si le faisceau incident traverse un milieu homogène de diffuseurs non corrélés, alors la distribution de nombre de collisions subies par le faisceau peut être assimilée à une distribution poissonnienne de moyenne  $\langle n \rangle$ :

$$J_{\langle n \rangle}(u) = \sum_n \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} J_n(u)$$

*remarque:* cette hypothèse n'est valable que si la lumière se propage essentiellement vers l'avant, si la lumière explore des régions fortement décalées de l'axe incident, alors

la répartition angulaire de la lumière dans ces régions est fortement différente de celle sur l'axe, le calcul devient alors beaucoup plus compliqué (cf. [40])

On projette sur les polynômes de Legendre:

$$J_{\langle n \rangle, l}(u) = \sum_n \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} \nu_l^n J_{0, l}$$

d'où

$$J_{\langle n \rangle, l}(u) = e^{-\langle n \rangle(1-\nu_l)}$$

Pour  $l = 1$ ,  $\nu_l = \langle \cos \theta \rangle$ , on trouve une expression pour le temps de relaxation ou libre parcours moyen de transport  $l^*$  nécessaire pour que le faisceau incident ait totalement perdu sa focalisation initiale:

$$\frac{l^*}{l} = \frac{1}{1 - \langle \cos \theta \rangle}$$

Dans le cas d'interface à faible saut d'indice optique, la diffusion se fait essentiellement vers l'avant, soit  $\theta$  l'angle de diffusion,  $\langle \cos \theta \rangle$  est très proche de 1: dans le cas de l'hélium  $\langle \cos \theta \rangle = 0.995$  (cf. section suivante) il faut donc environ 200 collisions pour que l'intensité incidente soit répartie dans toute la sphère.

## 8.2.2 Application au cas d'un spray d'hélium

Nous avons montré que la distribution angulaire de l'intensité diffusée après  $N$  collisions pouvait se déduire relativement facilement de la fonction de phase d'une seule collision moyennant une projection du problème dans la base des polynômes de Legendre. Pour appliquer cette technique au cas d'un spray d'hélium il nous faut déterminer la fonction de phase d'une collision avec une interface hélium liquide ( $n_{liq} = 1.02$  à 4.2 K) hélium gazeux ( $n_{gaz} = 1$ ).

### 8.2.2.1 Diffuseur sphérique

On se limitera au calcul d'optique géométrique; on considère trois cas possibles FIG. 8.1:

- une réflexion
- deux réfractions
- une réfraction , une réflexion, une réfraction, les ordres supérieurs sont négligés.

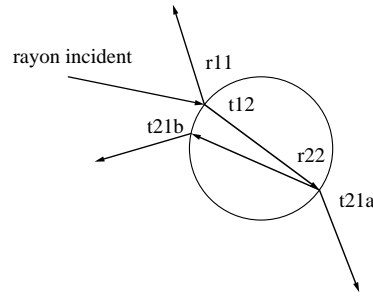


FIG. 8.1 – différents cas de figure pris en compte dans le calcul de diffusion de la lumière par une sphère d'hélium liquide

Les coefficients de réflexions et de transmission sont calculés en fonction de l'angle d'incidence sur l'interface et moyennés sur les deux polarisations.

on veut évaluer:

$$\nu_l = \frac{1}{4\pi} \iint dud\phi \Phi(u) P_l(u)$$

Le calcul des coefficients  $\nu_l$  revient en fait à calculer la moyenne des  $P_l(u)$  pondérés par la fonction de phase  $\Phi(u)$  et ceci pour tous les angles de sortie  $\alpha$  ( $u = \cos(\alpha)$ ). Du point de vue informatique la méthode retenue est la méthode "Monte Carlo". Pour ce type de méthode il est préférable de tirer au hasard une quantité équirépartie en ce qui concerne le problème étudié afin de faciliter la convergence du calcul. La probabilité pour un rayon de croiser l'interface sous un angle d'incidence donné n'est pas équirépartie: la probabilité d'incidence rasante est faible comparée à celle d'incidence normale. La quantité équirépartie (pour un éclairage uniforme) est la projection de l'élément de surface où le rayon croise l'interface sur le plan équatorial normal à la direction de l'éclairage, on a:

$$dP = \frac{1}{\pi R^2} R \sin \beta d\phi R \cos \beta d\beta$$

si on admet l'indépendance en  $\phi$ :

$$dP = \frac{d(\cos 2\beta)}{2}$$

la procédure suivie est donc la suivante:

- on tire au hasard (équiprobable) un  $\cos 2\beta$  entre -1 et 1, on en déduit un  $\beta$
- à partir de cet angle on calcule l'angle de sortie  $\alpha$  ainsi que les coefficients de réflexion et transmission qui interviennent dans la traversée de la sphère, ceci pour

les trois processus envisagés. On calcule alors:

$$A_l(\cos \alpha_1) = P_l(\cos \alpha_1)r_{11}$$

$$A_l(\cos \alpha_2) = P_l(\cos \alpha_2)t_{12}t_{21}$$

$$A_l(\cos \alpha_3) = P_l(\cos \alpha_3)t_{12}r_{22}t_{21}$$

- par itération de l'opération précédente on calcule les coefficients  $\nu_l$ :

$$\nu_l = \frac{1}{N} \sum_{\text{tirages}} \sum_{i=1}^3 A_l(\cos \alpha_i)$$

L'intensité diffusée en fonction de l'angle (de sortie)  $\alpha$  (cf. FIG. 8.2) présente une divergence autour de  $40^\circ$ , ceci correspond à l'arc en ciel pour l'hélium. Ce phénomène n'apparaît que pour des diffuseurs parfaitement sphériques, on peut raisonnablement penser que les déformations exercées par le gaz rapide suffisent à annuler cet effet tout en conservant statistiquement l'isotropie des interfaces.

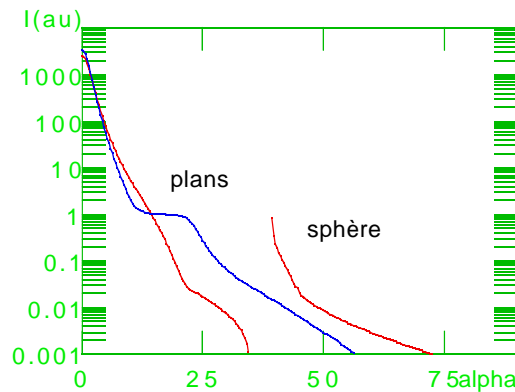


FIG. 8.2 – Intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, calcul dans le cas d'un diffuseur sphérique et dans le cas de plans d'orientations aléatoires.

### 8.2.2.2 Diffusion par des plans d'orientation aléatoire

Afin de s'affranchir du problème de l'arc en ciel, on refait ce même type de calcul mais cette fois pour des diffusions (réflexion, réfraction) par des plans d'orientation aléatoires délimitant les entrées et sortie du liquide FIG. 8.3. La différence fondamentale avec le cas des sphères est que les angles d'entrée et de sortie du liquide ne sont plus corrélés.

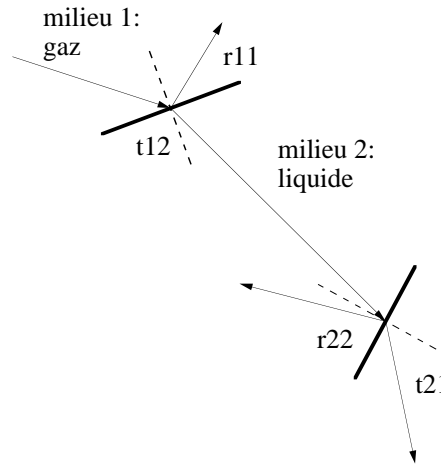


FIG. 8.3 – Diffusion de la lumière par un volume dont les faces d'entrée et sortie sont des plans d'orientation aléatoire

Les interfaces d'entrée et de sortie du liquide étant décorréliées, on peut directement calculer les projections des coefficients de transmission et réflexion sur les polynômes de Legendre. Comme précédemment la probabilité de croiser un plan sous une certaine incidence dépend de cette incidence, la méthode est donc analogue à celle exposée dans la section précédente:

- on tire au hasard (équiprobable) un  $\cos 2\beta$  entre -1 et 1, on en déduit un  $\beta$
- pour le cas de la transmission dans le liquide: on déduit l'angle de sorti (rayon réfracté)  $\alpha$  et donc la valeur de  $P_l(\cos \alpha)$ , le coefficient  $t_{12}(\beta)$ .
- par itération de l'opération précédente on calcule les coefficients  $t_{12,l}$ :

$$t_{12,l} = \frac{1}{N} \sum_{\text{tirages}} t_{12}(\beta) P_l(\cos \alpha)$$

Cette fois, on autorise un nombre arbitraire de réflexions à l'intérieur du liquide. Si on s'intéresse à la lumière dans le volume de liquide:

la contribution du faisceau réfracté est:

$$J_{l,1} = J_{l,\text{incident}} t_{12,l}$$

la contribution du faisceau réfracté une fois puis réfléchi une fois est:

$$J_{l,1} = J_{l,\text{incident}} t_{12,l} (1 + r_{22,l})$$

la contribution du faisceau réfracté une fois puis réfléchi deux fois est:

$$J_{l,1} = J_{l,\text{incident}} t_{12,l} (1 + r_{22,l} + r_{22,l}^2)$$

si on somme toutes ces contributions on obtient:

$$J_{l,f} = J_{l,incident} t_{12,l} \frac{1}{1 - r_{22,l}}$$

on en déduit facilement les coefficients pour la lumière sortant du diffuseur:

$$J_{l,out} = J_{l,incident} \left( r_{11,l} + t_{21,l} t_{12,l} \frac{1}{1 - r_{22,l}} \right)$$

et donc

$$\nu_l = r_{11,l} + t_{21,l} t_{12,l} \frac{1}{1 - r_{22,l}}$$

L'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion est porté sur la FIG. 8.2, la différence avec le cas de la sphère est notable au niveau de l'arc en ciel, sinon, les deux calculs mènent approximativement au même résultat.

### 8.2.2.3 Intensité diffusée à différents angles en fonction du nombre moyen de collisions

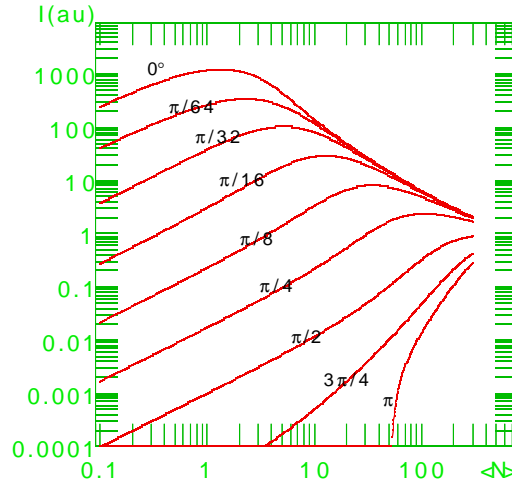


FIG. 8.4 – Intensité diffusée à différents angles en fonction du nombre moyen de collisions

Les fonctions de phase  $\Phi(\cos \alpha)$  calculées lors des sections précédentes sont difficiles à manipuler, leur projection numérique sur les polynômes de Legendre entraîne du bruit pour les faibles amplitudes, aussi il est commode d'ajuster les coefficients  $\nu_l$  de cette décomposition par une forme analytique. La fonction utilisée dans ces problèmes de diffusion multiple est la fonction de Henyey-Greenstein:

$$\Phi(u) = \frac{1 - \langle u \rangle^2}{(1 + \langle u \rangle^2 - 2 \langle u \rangle u)^{\frac{3}{2}}}$$



Cette fonction a la propriété intéressante de se décomposer sous la forme:  $\nu_l = \langle u \rangle^l$ , néanmoins elle est mal adaptée à l'hélium, pour  $\langle u \rangle$  donné elle est trop concentrée aux petits angles. On utilisera donc la fonction:  $\nu_l = \langle u \rangle^{lb}$  avec  $\langle u \rangle = .995928$  et  $b = 1.44$ .

La lumière incidente étant supposée traverser un spray homogène de diffuseurs décorrélés (cf. section précédente), la FIG. 8.4 présente la variation de l'intensité diffusée à certains angles en fonction du nombre moyen de collisions. On constate que si la spray est observé à  $45^\circ$ , l'intensité diffusée croit quasi linéairement avec le nombre moyen de collisions pour des nombres moyens de collisions inférieurs à 100, dans ce régime le signal recueilli par la caméra CCD peut être interprété comme un signal de diffusion simple.

## 8.3 Caractérisation de la CCD

L'intensité diffusée à grand angle est proportionnelle à la quantité de surface de diffuseurs. Le signal que renvoie la CCD est fonction des paramètres de l'objectif: ouverture zoom.. Pour pouvoir comparer plusieurs photos prises avec des jeux de paramètres différents il nous faut caractériser le fonctionnement de la caméra CCD, c'est à dire l'influence des différents paramètres, ouverture du diaphragme, zoom.. sur l'intensité mesurée.

La CCD que nous utilisons est une *Cohu* 8 bits, nous disposons d'un zoom 45-80 mm, de temps de pose (shutter) de 1/125 s à 1/10000 s et d'un diaphragme variable. Le diaphragme et le zoom sont commandés depuis un ordinateur. Le principe est le même que pour le contrôle du déplacement du thermomètre (chap1): le moteurs sont initialement en butée (position fermée pour le diaphragme, zoom minimal..), puis l'ordinateur commande l'alimentation du moteur pendant un temps de consigne. Il faut donc étalonner le grossissement ou cette ouverture de diaphragme obtenus en fonction de ce temps d'alimentation du moteur.

### 8.3.1 Le grossissement

le dispositif de mesure de l'intensité diffusée à 45° est le suivant: une lentille de focale 400 mm est intercalée entre le spray et la caméra. Le spray est placé à la focale de cette lentille, ainsi la mise au point est obtenue avec la caméra visant à l'infini; ce montage permet de ne pas modifier la mise au point de la caméra ce qui élimine un paramètre qu'il aurait fallu caractériser. Le grossissement est étalonné dans cette configuration: un objet d'extension connue est placé dans le plan focal de la lentille, on porte sa taille apparente (en pixels) en fonction du temps de mise sous tension du moteur.

*Remarque.* L'objectif de cette caméra fonctionne sur le principe suivant: pour une certaine intensité collectée, le niveau par pixels est constant quelque soit le zoom. Il faut donc être vigilant lorsque l'on veut comparer un objet photographié avec des zoom différents. Il y a deux cas de figure: soit l'objet remplit toute la photo ou la portion de photo que l'on veut étudier, soit cet objet ne couvre pas toute cette zone. Soit l'exemple représenté FIG. 8.5, les pixels ( carrés élémentaires) sont soit éclairés

à un niveau 1 soit à 0, la taille de la boîte, en pixel, est constante.

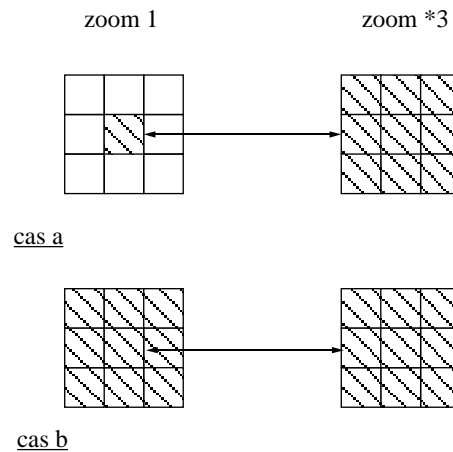


FIG. 8.5 – Particularité de fonctionnement du zoom, cas de deux configurations typiques.

Nous allons comparer les intensités retournées par la CCD pour deux configurations lorsque l'on zoom sur le pixel central. Dans le cas a, pour le zoom=1, l'intensité sommée dans toute la boîte  $I = 1$ ; si l'on grossit trois fois, la nouvelle intensité est  $I = 9$ , en effet il y a 9 fois plus de pixels et l'intensité par pixel a été conservée. Il faut donc diviser l'intensité collectée par le carré du grossissement pour obtenir un chiffre indépendant du zoom.

Par contre dans le cas b, l'intensité dans les deux cas est  $I = 9$ . il faudra se souvenir de cette subtilité lors de l'interprétation des données recueillies.

### 8.3.2 Bruit propre et linéarité de la CCD

L'objectif de la caméra étant obturé, le signal renvoyé par la CCD est de 25 niveaux/pixels avec une ondulation inférieure à 1 niveau. Le premier chiffre est simplement un offset de la caméra dont on se débarrasse en le soustrayant systématiquement aux photos enregistrées; le bruit propre de la caméra est, lui, inférieur à 1 niveau. La linéarité du signal retourné par la caméra a été testée en utilisant comme étalon une photopile. On éclaire simultanément la CCD et la photopile avec une diode électroluminescente dont on varie la tension d'alimentation. La courbe signal du CCD versus celui de la photopile lorsque fait apparaître une saturation au delà de 200 niveaux/pixels cf. FIG. 8.6 et FIG. 8.7.

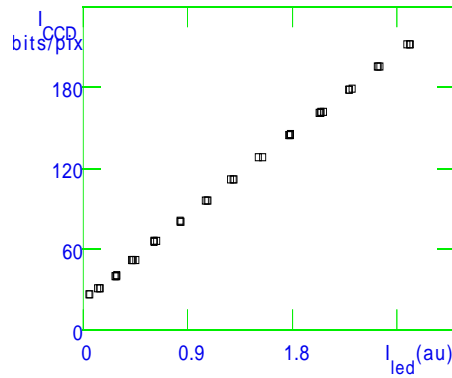


FIG. 8.6 – Test de la linéarité de la CCD

### 8.3.3 Temps de pose et diaphragme

La quantité de lumière qui atteint la CCD dépend du temps de pose ou shutter et de l'ouverture du diaphragme. Les shutters sont préselectionnés, encore faut il vérifier que le rapport des intensités collectées pour deux shutters différents soit bien celui indiqué. L'ouverture du diaphragme est commandée par le temps de mise sous tension du moteur, la FIG. 8.7 regroupe les mesures à différents shutters, pour différentes ouvertures du diaphragme (en unités de temps de mise sous tension du moteur); la source de lumière est la même dans tous les cas.

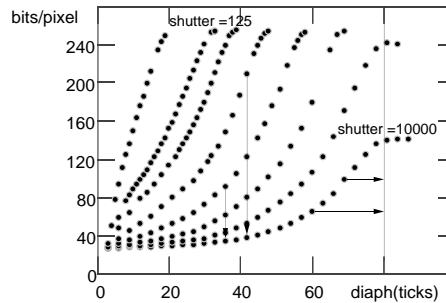


FIG. 8.7 – caractérisation des diaphragme et shutters

A ouverture de diaphragme constante le rapport des intensités collectées ne correspond pas aux indications du constructeur, tous les shutters ont donc été repérés par rapport au shutter 1/10000 s (flèches verticales). A shutter constant, les ouvertures sont repérées par rapport à l'ouverture maximale: 80 ticks (1 ticks=1/60 s) (flèches horizontales).

On remarque deux types de saturation: d'une part, pour des ouvertures supérieures à 80 ticks le diaphragme arrive en butée, d'autre part pour une intensité supérieure à

200 niveaux/pixels la CCD n'est plus linéaire; Ces deux types de saturation donnent les limites de la dynamique propre de la caméra. Le jeu de paramètres shutter et diaphragme permet néanmoins de couvrir correctement une gamme d'intensité beaucoup plus large.

A partir des données obtenues précédemment, on peut construire une fonction des paramètres diaphragme et shutter telle que tous les points de FIG. 8.7 collapent sur une courbe unique cf. FIG. 8.8

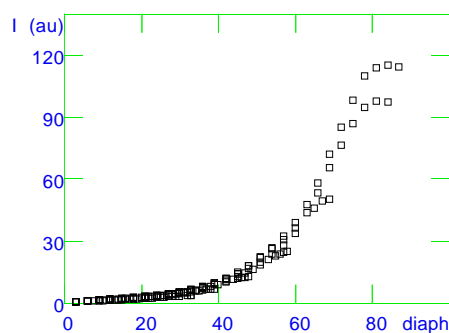


FIG. 8.8 – *Collapse des différents shutters*

On a donc réalisé un étalonnage relatif de l'intensité collectée en fonction des paramètres de la CCD. La dynamique qui nous est accessible excède donc largement les huit bits initiaux; pour avoir un étalonnage absolu il faut encore fournir à la CCD une source de lumière connue, le laser de 10 mW par exemple. Nous utilisons toujours le même laser, l'étalonnage absolu n'est donc pas nécessaire pour l'interprétation de nos résultats.

---

---

## Bibliographie

---

---

- [1] Akira J. I., Masaaki I., Masaru S., "Surface tension of liquid 4He and 3He", *Canadian Journal of Physics* **65** (1987) 1505-1509 .
- [2] "Propriétés des solides et des fluides utilisés en cryogénie", *Ecole d'automne d'Aussois* (1991) 50.
- [3] Bachalo W.D., Houser M.J., "Phase Doppler spray analyser for simultaneous measurement of drop size and velocity distributions", *Optical Engineering* **23** (5) (1984) 583-590.
- [4] O. Béthoux and R. Brussetti and J.C. Lasjaunias and S. Sahling, "AuGe film thermometer for turbulence measurement", *Cryogenics* **95** (1995) 447.
- [5] Beushausen V., Muller T., Kornmesser C., "Laser diagnostic characterisation of different oil spray systems with regard to their applicability for modulating low power domestic oil burners", *13th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1997) 484-504.
- [6] Boguslawski L., Popiel Cz. O., "Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region", *J. Fluid Mech.* **90** (1979) 531-539.
- [7] Borghi R., Burluka A., "Vers un nouveau modèle eulérien pour la combustion H<sub>2</sub>-LOx", *6ème colloque du GDR "combustion dans les moteurs fusées"* (1997) .
- [8] Brenn g., Damaschke N., Tropea C., "New developments in Phase-Doppler anemometry for measurements in dense sprays", *3rd French-German colloquium "research on liquid rocket propulsion"* (1997) .
- [9] Brown G.L., Roshko A., "On density effects and large scale structures in turbulent mixing layers", *J. Fluid Mech.* **64** (4) (1974) 775-815.
- [10] Burgoyne J.H., Cohen L., *Proc. Roy. Soc. London A* **225** (1954) 375-392.
- [11] Carreau J.L., Porcheron E., Prevost L., Roger F., "Atomisation coaxiale d'un jet liquide cryogénique ou non: effet de la masse volumique du gaz et de la géométrie de l'injecteur", *Actes du 6ème Colloque du GDR "combustion dans les moteurs fusées"* (1998) .
- [12] Carreau J.L., Porcheron E., Le Visage D., Prevost L., Roger R., "Liquid core characterization of an assisted injector", *ICLASS 97* (1997) 561-568.
- [13] Chabaud B., Naert A., Peinke J., Chillà F., Castaing B., Hébral B. "Transition toward developed turbulence", *Physical Review Letters* **73** (1994) 3227-3230.

- [14] Cavaliere A., De Joannon M., Ragucci R., "Autoignition of tetradecane sprays in transcritical and super critical conditions", *13th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1997) 243-249.
- [15] Champagne, F.H., Wygnanski I.J., "An experimental investigation of coaxial turbulent jets", *J. Heat Mass transfert* **4** (1971) 1445-1464.
- [16] Chanal O., Baguenard B., Béthoux P., Chabaud B., "Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements", *Review of scientific instruments scientific Instruments* **68** (6) (1997) 2442-2446.
- [17] Chanal O., "Vers les échelles dissipatives dans un jet d'hélium gazeux à basse température", *Thèse de doctorat, Grenoble* (1998) .
- [18] Chandrasekhar S., "Hydrodynamic and hydromagnetic stability", *Dover Pub. Inc* (1961) .
- [19] Chehroudi B., "Anatomical changes of a cryogenic jet in transition to the thermodynamic super critical condition", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) .
- [20] Farago Z., Chigier N., "Morphological classification of disintegration of round liquids jets in a coaxial air stream", *Atomization and Sprays* **2** (1992) 137-153.
- [21] Chiu H.H., Liu T.M., "Group combustion of liquid droplets", *Combustion Sci. and Technol.* **17** (1977) 127-142.
- [22] Conte R.R., "Eléments de cryogénie", *Masson Cie, Editeurs* (1970) .
- [23] Corssin S., "On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in isotropic turbulence", *J. Appl. Phys.* **22** (469) (1951) .
- [24] Crow S.C., Champagne F.H., "Orderly structure in jet turbulence", *J. Fluid Mech.* **48** (1971) 547-591.
- [25] Davis H.T., "A theory of tension at a miscible displacement front", *Volumes in Mathematics and its Applications* (1988) 105-110.
- [26] Dimotakis P.E., "titre", *Two dimensional shear layer entrainment* **24** (11) (1986) 1791-1796.
- [27] Douglas G., Talley D.G., Woodward R.D., "Experimental studies of transcritical cryogenic droplets and jets", *13th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1997) 189-191.
- [28] Faeth G.M., "Evaporation and combustion of sprays", *Prog. Energy Combust. Sci.* **9** (1983) 1-76.
- [29] Faeth G. M., Hsiang L.P., Wu P.K., "Structure and breakup properties of sprays", *int. J. Multiphase Flow* **21** (1995) 66-127.
- [30] Faure J.P., "Appareillage de mesure et de régulation à très basse température", *Thèse de doctorat, Grenoble* (1974) .

- [31] Gicquel P., Vingert L., "Experimental investigations of cryogenic sprays in combustion", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) .
- [32] Gladnick P. G. and Enotiadis A.C. and Larue J.C. and Samuelsen G.S., "Near field characteristics of a turbulent coflowing jets", *AIAA Journal* **28** (8) (1990) 1405-1414.
- [33] Guerre S., Bazile R., Stepowski D., "Conditioned dissipation and average consumption maps in a Turbulent non premixed flame using planar laser induced ", *26th Symposium on combustion* (1996) .
- [34] Hanson A.R., Domich A.R., Adam H.S., "Shock tube investigation of the breakup of drops by air blast", *Phys. Fluids* **6** (1963) 1070-1080.
- [35] Helmholtz H., "On discontinuous movements of fluids", *Philos. Mag.* **42** (1868) 362.
- [36] Hill B.J., "Measurement of local entrainment rate in the initial region of plane turbulent mixing layer", *J. Fluid Mech.* **51** (1972) 773-779.
- [37] Hinze J.O., "Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes", *AIChE J.* **1** (1955) 289-295.
- [38] Ho C., Huerre P., "Perturbed free shear layers", *Ann. Rev. Fluid Mech.* **16** (1984) 365-424.
- [39] Horowitz P., Hill W., "The art of electronics", *Cambridge University Press* (1995) 1031 IBSN 0521370957.
- [40] Van de Hulst H.C., "Light scattering by small particles", *Dover Publications* (1981) .
- [41] Innocenti C., "Mélange turbulent à partir d'une source isolée: géométrie, cinétique et rôle de la diffusion", *Thèse de doctorat, Grenoble* (1997) .
- [42] Kelvin, "Hydrokinetic solutions and observations", *Philos. Mag.* **42** (1871) 362.
- [43] Kendrick D., Herding G., Scouffaire P., Rolon C., Candel S., "Analysis of cryogenic flame stabilization: effects of operating parameters and LOX tube recess", *3rd French-German Colloquium "research on liquid rocket propulsion"* (1997) .
- [44] Kleitz A., Smigielski P., "Holography techniques in spray characterisation", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) 29-42.
- [45] Kolmogorov A.N., "On the disintegration of drops by turbulent flows", *dokl. Akad. Nauk. SSSR* **66** (49) 825-828.
- [46] Kolmogorov A.N., "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds number", *Dolk. Akad. Nauk. SSSR* **30** (301) (1941) .
- [47] Kraichnan R.H., "Convection of a passive scalar by a quasi-uniform random straining field", *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 737.



- [48] Kuo K.K., "Principles of combustion", *wiley Int. Ed.* (1976) IBSN 0471626058.
- [49] Landau L.D., Lifchitz E.M., "Mécanique des fluides", *Ed. Mir*, Moscou (1989) page.
- [50] Lasheras J.C., Choi H., "Three dimensional instability of a plane free shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices", *J. Fluid. Mech.* **189** (1988) 53-86.
- [51] Lasheras J.C., Villermaux E., Hopfinger E.J., "Breakup and atomization of a round water jet by a high speed annular air jet", *J. Fluid Mech.* **357** (1998) 351-379.
- [52] Lasheras J.C., Martinez-Bazan C., Montanez J.L., "Particle turbulent breakup", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) .
- [53] Lazaro B.J., Lasheras J.C., "Particle dispersion in the developing shear layer. Part1. The unforced flow", *J. Fluid Mech.* **235** (1992) 143-178.
- [54] Lazaro B.J., Lasheras J.C., "Particle dispersion in the developing shear layer. Part2. The forced flow", *J. Fluid Mech.* **235** (1992) 179-221.
- [55] Lefebvre A.H., "Atomization and Sprays", *Hemisphere* .
- [56] Mellor R., Chigier N.A., Beer J.M., "Pressure jet spray in air stream", *ASME* (1970) 10-101.
- [57] Marmottant Ph., Villermaux E., Clanet C., "Transient surface tension of an expanding liquid sheet", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) .
- [58] Marmottant Ph., Villermaux E., *to be published in combustion* .
- [59] McCarty R.D., Arp V.P., "A new range equations of state for helium", *Advances in cryogenics Engeeniring* **35** (1990) 1465.
- [60] Mayer W., "High pressure injection studies and simulations", *3rd French-German Colloquium "Research on liquid rocket propulsion* (1997) .
- [61] Onuma Y., Ogasawara M., Inoue T., "Studies of the structure of a spray combustion flamme", *16th Symposium on combustion* (1974) 453-465.
- [62] Petitjeans P., "Une tension de surface pour les fluides miscibles", *C. R. Acad. Sci. Paris, t.322, Série II b* (1996) 673-679.
- [63] Porcheron E., "Atomisation d'un jet liquide par un jet de gaz inerte appliquée à la propulsion cryotechnique", *Thèse de doctorat, Poitiers* (1998) .
- [64] Prevost L., Carreau E., Porcheron E., Roger F., "Coaxial atomization under different ambient pressure", *15th annual conference on liquid atomization and spray systems* (1999) .
- [65] putnam A., *ARS J.* **31** (1961) 1467.

- [66] Rajaratnam N., "Turbulent jets", *Elsevier Scientific Publishing Compagny* (1976) ISBN 0444413723.
- [67] Raynal L., Villermaux E., Hopfinger E., "Instabilité d'une interface de cisaillement liquide-gaz", *6ème colloque du GDR "Combustion dans les moteurs fusées"* (1997) .
- [68] Raynal L., "Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz", *Thèse de doctorat, Grenoble* (1997) .
- [69] Rehab H., "Structure de l'écoulement et mélange dans le champ proche des jets coaxiaux", *thèse de doctorat, Grenoble* (1997) .
- [70] Rensizbulut M., Yuen M.C., "Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air stream", *ASME* **105** (1983) 384-388.
- [71] Savart F., "Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire", *Ann. de chimie* **55** (1833) 66-87.
- [72] Sevik M., Park S.H., "The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flows", *J. trans. ASME Fluids Engng* **95** (1973) 53-60.
- [73] Prakash S., Sirignano W.A., "Theory of convective droplet vaporization with unsteady heat transfert in the circulating liquid phase", *Int. J. Heat Mass transfer* **23** (3) (1980) 253-268.
- [74] Sommerfeld M., "Analysis of isothermal and evaporating turbulent sprays by phase- Doppler anemometry and numerical calculations", *2nd Int. symposium on Turbulence, heat and mass transfert* (1997) 55-68.
- [75] Spalding D.B., *4th International Symposium on Combustion* (1953) 847.
- [76] Styles A.C., Chigier N.A., "Combustion of air blast atomized spray flames", *16th Symposium on combustion* (1976) 619-630.
- [77] Stoukov A., Vandromme D., Silvani X., Hieu H.M., "simulation numérique et modélisation de la phase première d'atomisation" *6ème colloque du GDR "combustion dans les moteurs fusées"* (1997) .
- [78] Tabeling P., Zocchi G., Belin F., Maurer J., Willaime H., "Probability density functions, skewness and flatness in large Reynolds number turbulence", *Physical Rev. E* **53** (2) (1996) 1613-1621.
- [79] Urry W.D., *J. am. Chem. Soc.* **54** (1932) 3887.
- [80] Vielle B., Chauveau C., Gokalp I., "Droplet breakup regimes under high pressure conditions", *13th conference on liquid atomization and spray systems* (1997) 195-201.
- [81] Villermaux E., Innocenti C., Duplat J. "Histogramme de fluctuations scalaires dans le mélange turbulent transitoire", *C. R. Acad. Sci. Paris t. 326, Série II b* (1998) 21-26.
- [82] Villermaux E., Hopfinger E., "Instability mechanisms in liquid/gaz shear layer", *3rd French-German colloquium "research on liquid rocket propulsion"* (1997) .

- [83] Villermaux E., "Mixing and spray formation in coaxial jets", *3rd International symposium on space propulsion* (1997) .
- [84] Villermaux E., Innocenti C. "On the geometry of turbulent mixing", *J. of fluid mechanics* (393) (1999) 123-147.
- [85] Rehab H., Villermaux E., Hopfinger E.J. "Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets", *J. of fluid mechanics* (345) (1997) 357-381.
- [86] Villermaux E., "Mixing and spray formation in coaxial jets", *Journal of propulsion and power* **14** (5) (1998) 807-817.
- [87] Villermaux E., Hopfinger E.J., "Etude expérimentale de l'instabilité et du mélange dans les jets coaxiaux", *Rapport final au contrat SEP 910023, avenant 4* (1995) .
- [88] Villermaux E., "On the role of viscosity in shear instabilities", *Physics of Fluids* **10** (10) (1998) 368-373.
- [89] Villermaux E., "Auto-oscillation et mélange dans les écoulements recirculants", *Thèse de doctorat, Paris VI* (1993).
- [90] Yule A.J., "Large scale structure in the mixing layer of a round jet", *J. Fluid Mech.* **89** (1978) 413-432.

## Résumé

Ce travail expérimental est une contribution à l'étude du fractionnement et évaporation d'un liquide par un gaz en géométrie de jets turbulents coaxiaux. Ce phénomène est notamment rencontré dans les moteurs cryotechniques de fusée. L'utilisation de l'hélium liquide et gazeux permet de réaliser des écoulements à grands nombres de Reynolds  $R_e \approx 10^5$  et grands nombres de Weber  $W_e \approx 10^3$ . De plus la faible chaleur latente de l'hélium liquide (20 J/g) permet de faire varier l'importance du phénomène de vaporisation dans de grandes proportions.

Une première étude à l'aide de micro thermomètres a isolé les rôles respectifs du fractionnement et de l'évaporation du liquide par le cocourant gazeux. Pour des jets à fort nombre de Weber, nous avons montré que le fractionnement du liquide est très efficace et fournit l'accroissement de surface d'échange nécessaire à l'évaporation rapide.

Une seconde étude par diffusion de la lumière dans l'aérosol d'hélium a permis de quantifier la disparition d'interface liquide/gaz par vaporisation. Dans nos conditions expérimentales ( $W_e \approx 10^3$ ), nous avons montré que la quantité d'interface au delà du cône potentiel du jet liquide décroît exponentiellement avec l'excès d'enthalpie transporté par le gaz.

L'utilisation de fluides cryogéniques pour des expériences d'hydrodynamique a donné lieu à un important développement instrumental qui est présenté dans ce mémoire.

## Abstract

This experimental work is a contribution to the study of atomization and evaporation of a liquid by a gaz with a geometry of coaxial turbulent jets. This phenomenon arise in rocket's cryogenic engine. We use liquid and gaseous helium as working fluids, that allows us to reach high Reynolds number ( $R_e \approx 10^5$ ) and high Weber number ( $W_e \approx 10^3$ ). The weak latent heat of liquide helium (20 J/g) makes it possible to vary the influence of vaporization dramatically.

A first study, with micro thermometer, allowed us to distinguish the effects of atomization and vaporization of the liquide by the gaz. With high Weber number jets, the atomization process is found to be very efficient and to provide the exchanging surface enhancement necessary for a fast evaporation.

A second study with optical diagnostic, namely the light scattering by the helium spray, allowed us to quantify the interface liquid gaz disappearing caused by evaporation. In our experimental conditions ( $W_e \approx 10^3$ ), we showed that the quantity of interface beyond the liquid core decreases exponentially with the exces of enthalpy in the gaz.

All this study has been performed in a cryogenic environnemnt, that led us to an important instrumental development wich is presented in this thesis.

## Mots clés

Spray, turbulence, atomisation, évaporation, cryogénie, micro-thermomètre, diffusion de la lumière.