



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale des mécanismes d'échanges thermiques dans une conduite contenant un écoulement diphasique d'hélium superfluide

Emmanuelle Di Muoio

► **To cite this version:**

Emmanuelle Di Muoio. Etude expérimentale des mécanismes d'échanges thermiques dans une conduite contenant un écoulement diphasique d'hélium superfluide. Physique [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT: . tel-00004215v2

**HAL Id: tel-00004215**

**<https://theses.hal.science/tel-00004215v2>**

Submitted on 18 Feb 2004

**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 :

**Emmanuelle Di Muoio**

le 19 Juin 2003

---

**Etude expérimentale des mécanismes d'échanges  
thermiques dans une conduite contenant un  
écoulement diphasique d'hélium superfluide**

---

Composition du jury :

**A. CARTELLIER (Examineur)**  
**C. MEURIS (Rapporteur)**  
**A. RAVEX (Président)**  
**E. ROLLEY (Rapporteur)**  
**B. ROUSSET (Co-directeur)**  
**R. van WEELDEREN (Examineur)**  
**P.-E. WOLF (Directeur)**

Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures  
CNRS - GRENOBLE  
et au Service des Basses Températures  
CEA - GRENOBLE



A cette femme courageuse qu'est ma mère.

A mes frères et soeur dont je suis  
la plus fidèle admiratrice.

A Jacques et Solène  
mes deux amours.



---

---

## REMERCIEMENTS

---

---

Ce travail de thèse est le fruit d'efforts collectifs. Chaque personne ayant participé de près ou de loin à ce projet est pour beaucoup dans sa réussite. J'espère n'oublier personne lors de ces remerciements. Si toutefois j'avais cette indélicatesse... mille excuses par avance.

Je remercie B.Hébral et B.Jagger pour m'avoir accueilli respectivement au CRTBT et au SBT.

Je remercie le CERN de Genève et plus particulièrement Rob van Weelderen, sans qui l'hélium liquide n'aurait pas pu couler à flot.

Je remercie B.Rousset mon co-directeur de thèse qui fut surtout présent pour la partie expérimentale dédiée à Cryoloop II. Je le remercie pour ses conseils et multiples compétences dont j'ai pu bénéficier.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse P.-E. Wolf avec qui j'ai eu une interaction plus importante au cours de ce travail de thèse. Principalement du fait de l'orientation expérimentale, un peu plus axée sur l'optique, et également dans le cadre de la rédaction de ce mémoire. Un mémoire qui ne serait pas ce qu'il est sans les nombreuses discussions scientifiques que nous avons eues et la rigueur dont il sait faire preuve. A juste titre, j'estime avoir fait partie des personnes privilégiées qui ont la chance de travailler à ses côtés. Je le remercie pour sa disponibilité malgré ses nombreuses responsabilités, son engagement, ses conseils, son honnêteté scientifique et intellectuelle, sa bonne humeur... et de ce fait, pour avoir rendu ce travail de rédaction très agréable. Je tiens également à saluer son inégalable sens pédagogique (et je n'exagère pas Françoise) qu'il est capable de déployer.

P.-Etienne m'a beaucoup appris et je garde pour lui une grande admiration scientifique et humaine.

Je remercie L. Puech pour ses interventions ponctuelles mais néanmoins d'une efficacité redoutable. Je regrette d'ailleurs de ne pas avoir eu plus l'occasion de travailler avec lui.

Je remercie également, P. Thibault, R. Vallcorba, J. Cancade et T. Fournier pour leur contribution plus qu'active.

J'applaudis le travail et le savoir-faire des techniciens du SBT, A. Coynel, P. Nivelon, M. Bonmardion, G. Marzo et ceux du CRTBT qui ont contribué à la réussite de l'expérience Cryoloop. A travers eux c'est toute une profession que je salue.

Je voudrais remercier E. Hervieu du DEN/DTP/STEX/LTAC qui nous a aimablement prêté ce bel appareil de mesure qu'est le PDPA. Nos mesures ont été grandement enrichies par cette instrument.

Je remercie les membres du jury d'avoir consacré une partie de leur temps à examiner ce travail de thèse, et plus particulièrement les rapporteurs C. Meuris et E. Rolley pour l'intérêt particulier qu'ils ont montré lors de l'étude minutieuse du manuscrit.

Plusieurs personnes ont également rendu mon travail plus agréable et efficace : je remercie D. Devillers pour son aide précieuse sous OzTex. J.B. Robert pour ses discussions plus qu'intéressantes. T. Lambert pour m'avoir permis d'utiliser sa salle d'expérience et pour les "dépannages" téléphoniques au sujet de Manip ;-).

Il y a ceux qui ont rendu ce travail de thèse possible par leurs actions proches et ceux par leurs actions lointaines. Je pense ainsi à ceux qui m'ont donné l'envie de savoir et finalement permis d'arriver jusqu'en thèse :

Je remercie la famille Le Bris pour avoir "accueilli l'oiseau tombé de son nid".

J'ai été également marquée par un enseignant que j'ai eu en première année de D.E.U.G A, J.-L.Porteseil. Il fait partie de cette petite poignée d'enseignants qui ne transmettent pas seulement un savoir, mais aussi leur amour pour la discipline qu'ils enseignent. C'est une personne très respectueuse envers ses étudiants et avec assez d'humilité pour mettre son savoir à la portée de tous. Pour les étudiants passés, présents et futurs, je le remercie chaleureusement.

Enfin, je ne peux pas finir sans remercier celui qui m'a fait rêver pendant les cours d'option de cryophysique en License, H. Godfrin. Je me souviens d'un homme qui parlait avec passion d'une science où l'on effleure du doigt l'éternité... le zéro absolu...

---

---

# TABLE DES MATIÈRES

---

---

REMERCIEMENTS	i
INDEX DES SYMBOLES	vii
<b>1 INTRODUCTION GÉNÉRALE</b>	<b>1</b>
<b>2 CONTEXTE EXPÉRIMENTAL</b>	<b>5</b>
2.1 Des aimants supraconducteurs pour traquer le “boson de Higgs”	5
2.2 Cahier des charges	7
2.3 Refroidissement par un écoulement d’hélium superfluide diphasique	8
2.4 Modélisation de l’écoulement d’hélium superfluide diphasique	10
2.5 Les premières boucles Cryoloop	11
<b>3 LA LIGNE DE MESURE CRYOLOOP II</b>	<b>17</b>
3.1 La ligne Cryoloop II	17
3.1.1 Eléments d’insertion	17
3.1.1.1 Boîte à résistance de Kapitza (B.A.R.K.)	18
3.1.1.2 Sonde Capacitive	19
3.1.2 Détecteurs optiques	19
3.1.2.1 Nappe de lumière blanche	19
3.1.2.2 Phase Doppler Particle Analyser (PDPA)	19
3.1.2.3 Diffusion laser	20
3.1.3 Mise au point des capteurs	20
3.2 Cycle de réfrigération	20
3.2.1 Les différentes étapes du cycle de refroidissement hélium	23
3.2.2 Détermination des pertes thermiques de la ligne	24
3.2.2.1 Méthode d’estimation des pertes	24
3.3 Particularités de la conduite Cryoloop II par rapport au tube échangeur du CERN	25
<b>4 LES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS D’INSERTION</b>	<b>27</b>
4.1 Boîte à résistance de Kapitza	27
4.1.1 Dispositif	27
4.1.1.1 Mode opératoire	28
4.1.2 Différents facteurs influant sur le transfert thermique	31
4.1.2.1 Contribution du superfluide	31
4.1.2.2 Contribution des résistances thermiques	32
4.1.2.3 Détermination des différentes contributions thermiques	33
4.1.2.4 Contribution de l’échange thermique avec la vapeur	35
4.1.3 Modélisation du transfert thermique lors d’un écoulement stratifié	38
4.1.3.1 Calcul approché	38
4.1.3.2 Calcul numérique de l’échange thermique	41
4.1.3.3 Rôle de la capillarité	43
4.1.3.4 Film de Rollin	44
4.1.3.5 Conclusions	45
4.2 Sonde capacitive	45

4.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	46
4.2.2	Ordre de grandeur des effets . . . . .	47
4.2.3	Fabrication . . . . .	48
4.2.4	Etalonnage de la sonde capacitive . . . . .	49
4.2.4.1	Linéarité des capteurs . . . . .	51
4.2.4.2	Etalonnage dans l'hélium . . . . .	52
4.2.4.3	Répartition des lignes de champ . . . . .	53
4.2.5	Modélisation numérique de la sonde capacitive et régime de film . . . . .	55
<b>5</b>	<b>DÉTECTION OPTIQUE</b>	<b>59</b>
5.1	Introduction . . . . .	59
5.2	Diffusion de la lumière par un brouillard . . . . .	59
5.2.1	Généralités . . . . .	59
5.2.2	Particularités de l'hélium . . . . .	61
5.2.3	Les différents régimes optiques . . . . .	62
5.2.3.1	Régime de Rayleigh . . . . .	62
5.2.3.2	Régime de Rayleigh-Gans . . . . .	63
5.2.3.3	Régime d'optique géométrique . . . . .	64
5.2.3.4	Récapitulatif des régimes optiques suivant les critères de taille de goutte . . . . .	66
5.3	Sensibilité attendue de l'optique . . . . .	68
5.3.1	Taille des gouttes attendue . . . . .	68
5.3.2	Diffusion simple ou multiple ? . . . . .	69
5.3.3	Configuration des rayons diffusés . . . . .	70
5.4	Agencement du dispositif optique . . . . .	71
5.4.1	Tube en verre Pyrex . . . . .	71
5.4.2	Corps optique . . . . .	72
5.4.3	Implantation autour du cryostat . . . . .	74
5.4.4	Conclusion . . . . .	76
<b>6</b>	<b>MESURES EXPÉRIMENTALES</b>	<b>77</b>
6.1	Mode opératoire de Cryoloop II . . . . .	77
6.1.1	Contrôler la vitesse du gaz . . . . .	77
6.2	Boîte à résistance de Kapitza (B.A.R.K.) . . . . .	78
6.2.1	Retrouve-t-on l'amélioration de l'échange thermique ? . . . . .	79
6.2.2	Etude quantitative de l'amélioration de l'échange thermique . . . . .	81
6.2.3	Est-on vraiment sensible à la surface mouillée ? . . . . .	82
6.2.4	Conclusion . . . . .	83
6.3	Variation du niveau liquide avec la puissance . . . . .	84
6.3.1	Mesures optiques . . . . .	84
6.3.2	Mesures capacitives . . . . .	87
6.3.2.1	Configuration de la sonde capacitive dans la ligne . . . . .	87
6.3.2.2	Résultats . . . . .	88
6.3.3	Comparaison du niveau liquide aux modèles . . . . .	91
6.4	Mise en évidence du film liquide . . . . .	92
6.4.1	Conclusion sur les mesures capacitives . . . . .	95
6.5	Mesures d'optique-laser . . . . .	97
6.5.1	Diffusion simple ou multiple ? . . . . .	97
6.5.2	Mesure qualitative de l'intensité diffusée . . . . .	98
6.5.3	Mesure quantitative de l'intensité diffusée . . . . .	100

6.5.3.1	Etalonnage du système de saisie des images-écran . . . . .	101
6.5.3.2	Analyse des courbes de diffusion . . . . .	101
6.5.3.3	Conclusion sur les mesures d'optique laser . . . . .	105
6.5.3.4	Quantification du flux de gouttes . . . . .	106
<b>7</b>	<b>VÉLOCIMÉTRIE ET GRANULOMÉTRIE LASER</b>	<b>107</b>
7.1	Principe de mesure du PDPA . . . . .	107
7.1.1	Mesure des vitesses . . . . .	107
7.1.2	Mesure des tailles . . . . .	109
7.1.3	Conditions de mesure . . . . .	113
7.1.3.1	Configuration du PDPA utilisé . . . . .	113
7.1.3.2	Gamme de tailles mesurées . . . . .	113
7.1.3.3	Événements validés . . . . .	113
7.2	Analyse des données PDPA . . . . .	115
7.2.1	Etude de la forme des histogrammes de taille et de vitesse . . . . .	115
7.2.2	Gradients horizontaux et verticaux . . . . .	118
7.2.3	Effet de la puissance $W_{\text{ligne}}$ . . . . .	122
7.2.4	Comparaison à d'autres systèmes . . . . .	124
7.2.5	Evaluation de la densité d'interface . . . . .	125
7.2.6	Existence de gouttes de gros diamètre . . . . .	126
7.2.6.1	Artefacts de mesure . . . . .	126
7.2.6.2	Autres méthodes . . . . .	127
7.3	Evaluation du flux . . . . .	131
<b>8</b>	<b>BROUILLARD ET ÉCHANGE THERMIQUE</b>	<b>133</b>
8.1	Détermination du profil de densité par l'optique . . . . .	133
8.2	La stratification du brouillard . . . . .	136
8.3	Lien entre le brouillard et le transfert thermique . . . . .	138
8.3.1	Observations qualitatives . . . . .	138
8.3.2	Analyse des non linéarités . . . . .	141
8.3.3	Un scénario pour l'effet du brouillard . . . . .	142
8.3.4	Comportement global aux forts transferts thermiques . . . . .	146
8.3.5	Comparaison de la vitesse d'impact à la littérature . . . . .	147
8.3.6	Conclusion . . . . .	148
<b>9</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	<b>149</b>
	<b>ANNEXE</b>	<b>153</b>
A.1	Propriétés de l'hélium . . . . .	153
A.1.1	Discontinuité des constantes physiques . . . . .	153
A.1.2	L'hélium superfluide . . . . .	154
A.1.2.1	Le film de Rollin . . . . .	154
A.2	Les Fermions et Bosons . . . . .	156
	<b>RÉFÉRENCES</b>	<b>159</b>

---



---

## LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

---



---

### FIGURES

2.1	Protons et gluons . . . . .	5
2.2	Choix du supraconducteur suivant la densité de courant critique . . . . .	6
2.3	Aimant dipolaire supraconducteur . . . . .	7
2.4	8 dipôles refroidis par de l'HeII diphasique . . . . .	9
2.5	Code de calcul pour deux inclinaisons dans les conditions d'Hanratty. . . . .	10
2.6	Schéma simplifié de Cryoloop . . . . .	12
2.7	Amélioration de l'échange thermique à haute vitesse . . . . .	13
2.8	Ligne de mesure et ses éléments d'insertion . . . . .	15
3.1	Annulaire, lunule et brouillard . . . . .	18
3.2	Cycle de réfrigération . . . . .	22
4.1	Vue en coupe Kapitza pleine . . . . .	28
4.2	Mode de fonctionnement . . . . .	29
4.3	Résistance de Kapitza à l'interface He II /Cu . . . . .	33
4.4	Etalonnage de $h_{tot} \times S_{tot}$ en fonction de la température . . . . .	34
4.5	Pourcentage de périmètre mouillé par le liquide calculé avec $\dot{m}=7$ g/s et $T=1,79$ K . . . . .	36
4.6	Comparaison échange vapeur/liquide . . . . .	37
4.7	Effet d'ailette . . . . .	38
4.8	Vue en coupe . . . . .	39
4.9	Résistance effective calculée . . . . .	41
4.10	Profil de température . . . . .	42
4.11	Profil de température pour les deux modèles . . . . .	43
4.12	Résistance effective . . . . .	43
4.13	Correction due à la capillarité . . . . .	44
4.14	Lithographie d'un condensateur . . . . .	46
4.15	Schémas de la sonde capacitive . . . . .	47
4.16	Procédure de fabrication des condensateurs . . . . .	49
4.17	Définition des pistes . . . . .	50
4.18	Photo de la sonde capacitive . . . . .	50
4.19	Etalonnage des capacités . . . . .	51
4.20	Cryostat optique . . . . .	52
4.21	Etalonnage des capacités . . . . .	53
4.22	Pont capacitif . . . . .	55
4.23	Epaisseur de liquide détectable sans biais . . . . .	56
4.24	Mouillage équivalent . . . . .	56
4.25	Comportement exponentiel des capacités . . . . .	57
5.1	Interaction particules/lumière . . . . .	60
5.2	Diffusion simple et multiple . . . . .	61
5.3	Dipole électrostatique . . . . .	63
5.4	Poids de la réfraction par rapport à la réflexion pour l'hélium . . . . .	65

5.5	Pic de diffraction selon la taille de la particule . . . . .	65
5.6	Régime optique appliqué à l'hélium suivant les critères de taille des gouttes . . .	66
5.7	Régime de diffusion suivant la taille de goutte . . . . .	67
5.8	Diffusion par une distribution de taille de goutte . . . . .	68
5.9	$l_{pm}$ en fonction de $a$ suivant la fraction volumique de goutte, $f$ . . . . .	70
5.10	Tube en verre Pyrex . . . . .	71
5.11	Faisceau de lumière blanche . . . . .	72
5.12	Détail du corps optique . . . . .	73
5.13	Schéma du laser traversant les différents hublots . . . . .	73
5.14	Photo-diode et photo-multiplieur . . . . .	74
5.15	Les deux sites optiques . . . . .	75
6.1	Thermomètres dans la ligne . . . . .	79
6.2	Comparaison de l'échange thermique à $W_{ligne}=119$ W et 84 W . . . . .	80
6.3	Comparaison de l'échange thermique à $W_{ligne}$ et températures différentes . . . . .	80
6.4	Amélioration de l'échange thermique dans Cryoloop II . . . . .	82
6.5	Echange thermique pour différents débits . . . . .	83
6.6	Comparaison capa/code et Capa/Kapitza . . . . .	84
6.7	Vues de coupes . . . . .	85
6.8	Image instantanée à 109 W . . . . .	86
6.9	Configuration de la sonde capacitive dans Cryoloop II . . . . .	87
6.10	Mesures capacitives au cours du temps . . . . .	88
6.11	Configuration réelle de la sonde capacitive dans la ligne . . . . .	89
6.12	Variation de capacité en fonction de la puissance $W_{ligne}$ . . . . .	90
6.13	Comparaison des niveaux obtenues à partir des vues de coupe et de la sonde capacitive . . . . .	90
6.14	Comparaison code de calcul et sonde capacitive . . . . .	91
6.15	Agrandissement des mesures capacitives au cours du temps . . . . .	93
6.16	$\Delta C_{cap}$ en fonction $W_{ligne}$ . . . . .	94
6.17	Modèle d'un film liquide d'épaisseur uniforme et inférieure à $10 \mu m$ en paroi . . . . .	95
6.18	Comparaison mouillage capa et Kapitza en régime de film . . . . .	96
6.19	Comparaison brouillard/capa . . . . .	97
6.20	Intensité transmise en fonction de $W_{ligne}$ . . . . .	98
6.21	"Images-écran" pour différentes puissances . . . . .	99
6.22	Courbes de diffusion . . . . .	101
6.23	Détermination de la densité d'interface à partir des courbes de diffusion . . . . .	104
6.24	Densité d'interface en fonction de $V_{GS}$ . . . . .	105
6.25	Densité d'interface en fonction de $W_{ligne}$ et $\rho_{vap} \times V_{GS}^2$ . . . . .	105
6.26	Distribution exponentielle . . . . .	106
7.1	Faisceau double, volume de mesure . . . . .	108
7.2	PDPA, bouffée Doppler . . . . .	108
7.3	Angle associé au PDPA . . . . .	109
7.4	Rayons diffusés par les particules dans le volume de mesure . . . . .	110
7.5	Angle de diffusion suivant la position de la particule par rapport à un rayon incident	110
7.6	PDPA, trois bouffées Doppler . . . . .	112
7.7	Mesure univoque du diamètre des particules à l'aide de trois PM . . . . .	112
7.8	PDPA, capteurs . . . . .	114
7.9	Deux particules dans le volume de mesure . . . . .	114

7.10	Hauteurs sondées par le PDPA dans la conduite . . . . .	115
7.11	histogramme des tailles de gouttes pour $W_{\text{ligne}}=105 W$ . . . . .	116
7.12	Histogramme de vitesse pour $W_{\text{ligne}}=105 W$ . . . . .	116
7.13	Histogramme des vitesses pour différentes gamme de taille . . . . .	117
7.14	Distribution des vitesses pour différentes gamme de taille de particule . . . . .	117
7.15	Corrélation $\langle V \rangle$ et $\langle d \rangle$ pour $W_{\text{ligne}} = 105 W$ . . . . .	118
7.16	Profil des vitesses en écoulement monophasique . . . . .	119
7.17	Profil horizontale de vitesses dans la conduite . . . . .	120
7.18	Profil verticale de vitesses/tailles . . . . .	121
7.19	Nombre de tentatives selon les différentes conditions expérimentales . . . . .	121
7.20	Histogramme des tailles et des vitesses à $T=1,85 K$ position bas . . . . .	122
7.21	Compare $V_{\text{max}}$ et $V_{\text{GS}}$ pour deux température et hauteurs différentes . . . . .	123
7.22	Histogramme des tailles et des vitesses à $T=1,85 K$ position bas . . . . .	123
7.23	Diamètres moyens $\langle d \rangle$ et $\langle d_0 \rangle$ . . . . .	124
7.24	Comparaison des densités d'interface estimées par le PDPA et les images écran . . . . .	126
7.25	Effet du changement de $\theta_{\text{pda}}$ . . . . .	126
7.26	Comparaison des tailles suivant les paires de PM 1-2 et 1-3 . . . . .	127
7.27	PM à 70 mrad et visualisation du faisceau laser traversant la conduite en fonction de $V_{\text{GS}}$ . . . . .	129
7.28	$f$ en fonction de $W_{\text{ligne}}$ à $T=1,79 K$ et $\dot{m}=7 \text{ g/s}$ . . . . .	131
8.1	Mouillage d'après la B.A.R.K. . . . .	133
8.2	Etalonnage de $\Sigma$ à partir des vues de coupe . . . . .	134
8.3	$\Sigma$ en fonction de la hauteur $h$ dans la conduite . . . . .	135
8.4	Détails des courbes de $\Sigma_{\text{opt}}$ en fonction de la hauteur dans la conduite . . . . .	135
8.5	Variation du mouillage d'après la capap 3 et la B.A.R.K. . . . .	139
8.6	Mouillage déduis de la B.A.R.K. en ayant soustrait le niveau liquide estimé d'après la capa 3. . . . .	140
8.7	Comparaison de $\Sigma_{\text{opt}}$ avec le mouillage estimé à partir de la B.A.R.K. . . . .	140
8.8	Transfert thermique à fort $W_{\text{Kap}}$ . . . . .	141
8.9	Transfert thermique à fort $W_{\text{Kap}}$ . . . . .	142
8.10	Puissance frigorifique $W_{\text{frigo}}$ donnée par le modèle . . . . .	144
8.11	Détermination de $V_{\text{impact}}$ à partir du modèle et des points expérimentaux . . . . .	145
8.12	Comparaison de l'échange thermique au modèle . . . . .	145
8.13	Méthode de détermination de $V_{\text{impact}}$ "par différence". . . . .	146
8.14	Différence de température entre le bain saturé et pressurisé en fonction de $W_{\text{Kap}}$ . . . . .	147
A.1	Diagramme pression en fonction de la température . . . . .	153
A.2	Propriété de l'hélium . . . . .	154
A.3	Proportion d'atome normal et superfluide . . . . .	155
A.4	Tableau des Fermions et des Bosons . . . . .	157

## TABLEAUX

3.1	les principales différences entre les dispositifs expérimentaux, Cryoloop II et la ligne de refroidissement du LHC. . . . .	26
-----	---	----

---



---

## INDEX DES SYMBOLES

---



---

- $a$  rayon d'une goutte (m)  
 $B$  induction magnétique (T)  
 $c$  vitesse de la lumière (km/s)  
 $C$  capacité calorifique (J/K)  
 $C_a$  capacité d'un condensateur (F)  
 $C_{cap1234}$  différents condensateurs formant la jauge capacitive  
 $C_{fluide}$  partie de la capacité  $C_{fluide}$  due uniquement au liquide (F)  
 $C_{Lep}$  capacité d'un condensateur quand seule une hauteur  $L_{ep}$  entre les électrodes est remplie par le liquide (F)  
 $C_0$  Capacité d'un condensateur lorsqu'il y a ni liquide ni vapeur entre les électrodes (F)  
 $C_p$  chaleur spécifique du bain pressurisé (J/K.kg)  
 $C_{pontfluide}$  capacité totale mesurée par le pont de capacité (F)  
 $C_{ref}$  capacité de référence du pont de mesure (F)  
 $C_\infty$  capacité d'un condensateur quand il est recouvert d'un film épais sur toute sa surface (F)  
 $C_1$  Capacité due à la colle et au Kapton (F)  
 $d$  diamètre d'une goutte  
 $d_{min}$  taille du plus petit diamètre de gouttes mesurables avec le PDPA  
 $d_{max}$  taille du plus grand diamètre de gouttes mesurables avec le PDPA  
 $dt$  accroissement temporel (s)  
 $dt_{12}$  temps séparant l'observation d'un signal par les photomultiplicateurs 1 et 2  
 $dI$  intensité diffusée  
 $dT$  accroissement en température (K)  
 $dT_{pres}$  accroissement en température dans la BARK (K)  
 $dV$  accroissement de volume  
 $d\Omega$  accroissement d'angle solide (stéradian)  
 $dS/d\Omega$  section efficace différentielle de diffusion  
 $D$  diamètre de la conduite d'écoulement (m)  
 $e$  épaisseur du tube en cuivre dans la BARK (m)  
 $e_+$  charge du proton  
 $e_0$  distance entre les deux électrodes d'un condensateur (m)  
 $E$  énergie du proton (MeV)  
 $E_0$  champ électrique extérieur (V/m)  
 $E_{Loc}$  champ électrique local (V/m)  
 $f$  fraction volumique des gouttes  
 $f(DT)$  puissance transmise à travers les parois pour un DT donné (W)

$g$  constante gravitationnelle (N/kg)  
 $h_{capa}$  hauteur du liquide dans la conduite déterminée par les mesures capacitives (m)  
 $h_{fluide}, h_{gaz}$  coefficient d'échange thermique du fluide (W/K.m<sup>2</sup>)  
 $h_{optique}$  hauteur du liquide dans la conduite déterminée par les mesures optiques (m)  
 $h_{total}$  coefficient d'échange thermique total (W/K.m<sup>2</sup>)  
 $H(w)$  amortissement de la réponse en température pour une puissance oscillante injectée dans la BARK  
 $i_1, i_2$  angle d'incidence du faisceau laser  
 $I_0$  intensité incidente par unité de surface  
 $I(L)$  fraction de l'intensité incidente n'ayant pas interagit avec les particules  
 $J_c$  densité de courant critique dans des supraconducteurs (kA/mm<sup>2</sup>)  
 $k$  Défini par  $k=2p/l$  (m-1)  
 $k_0$  Défini par  $k_0=2p/l_0$  (m-1)  
 $K_{cu}$  conductivité thermique du cuivre (W/K.m)  
 $l_{pm}$  libre parcours moyen (m)  
 $L$  longueur caractéristique sur laquelle évolue les diffuseurs (m)  
 $L_{cap}$  longueur d'un peigne capacitif (m)  
 $L_{ep1,2,3,4}$  épaisseur du film liquide dans les condensateurs Capa1,2,3,4 (mm)  
 $L'_{ep1,2,3,4}$  épaisseur du film liquide dans les condensateurs Capa1,2,3,4 (mm)  
 $L_f$  longueur dans la BARK (m)  
 $L_m$  demi-longueur mouillée par l'hélium (m)  
 $L_p$  demi-longueur du périmètre mouillé par l'HeII saturé (m)  
 $L_{sat}$  chaleur latente de vaporisation de l'He ()  
 $m$  contraste d'indice de réfraction  
 $\dot{m}$  débit massique total (gaz plus liquide) (kg/s)  
 $\dot{m}_{vap}$  débit massique de la vapeur d'He (kg/s)  
 $M$  masse du fluide pressurisé (kg)  
 $M_o$  masse molaire (kg/mole)  
 $Nu$  nombre de Nusselt  
 $n_p$  densité des diffuseurs  
 $p$  moment dipolaire dans une goutte  
 $P$  demi-longueur du périmètre total du tube échangeur (m)  
 $P_a$  nombre de passage du rayon lumineux dans une goutte  
 $Pr$  nombre de Prandtl  
 $P(r)$  distribution des tailles des gouttes  
flux de chaleur par unité de surface (W/m<sup>2</sup>) puissance (W)  $\langle r_o \rangle$  rayon moyen des gouttes  
 $R$  rayon du tube échangeur (m)  
 $R_{courbe}$  rayon de courbure des protons (m)  
 $R_{eff}$  résistance thermique effective (K/W)  
 $Re$  nombre de Reynolds  
 $R_{kap}$  résistance de Kapitza (K/W.m)

$S$  surface d'échange ( $m^2$ )  
 $S_m$  surface mouillée par le liquide saturé ( $m^2$ )  
 $S_{tot}$  surface totale de la conduite d'écoulement ( $m^2$ )  
 $S_{vap}$  surface réelle occupée par la vapeur d'He dans la conduite  
 $S_n$  surface mouillée par le film sur les condensateurs Capa n ( $n=1.2.3.4$ ) ( $m^2$ )  
 $T$  température (K)  
 $T_{amont}$  ( $T_{aval}$ ) températures données par le thermomètre situé en amont (en aval) dans la ligne de mesure ( $K^\circ$ )  
 $T_{asymext}$   $T_{asymint}$  températures asymptotiques externes et internes  
 $T_{int}$   $T_{ext}$  températures intérieures et extérieures dans le cylindre en cuivre de la BARK (K)  
 $T_{press}$  température dans le bain pressurisé (K)  
 $T_{sat}$  température du bain saturé (K)  
 $T(x)$  température au point x (K)  
 $T_0$  température du bain saturé (K)  
 $T_1$  température du bain pressurisé(K)  
 $T_\lambda$  température de transition vers l'état superfluide (K)  
 $V$  vitesse(m/s)  
 $V_c$  vitesse critique de l'Helium superfluide (m/s)  
 $V_{dif}$  vitesse différentielle (m/s)  
 $V_g$  vitesse du gaz d'Helium (m/s)  
 $V_{GS}$  vitesse superficielle du gaz d'Helium (m/s)  
 $V_0$  volume d'une particule diffusante ( $m^3$ )  
 $V_{transverse}$  vitesse d'impact transverse à la paroi (m/s)  
 $W$  puissance (W)  
 $We$  nombre de Weber  
 $We_c$  nombre de Weber critique  
 $W_{Kap}$  puissance injectée dans la BARK(W)  
 $W_{Kap}(t)$  puissance oscillante injectée dans la BARK(W)  
 $W_{ligne}$  puissance injectée dans la ligne en amont de l'écoulement  
 $W_m$  valeur maximale de  $W_{Kap}(t)$   
 $W_{pertes}$  pertes thermiques estimées dans la ligne de mesure (W)  
 $W_{ref}$  puissance de référence (W)  
 $W_{frigori}$  puissance frigorifique disponible due au flux de gouttes (W)  
 $x$  variable de distance (m)  
 $x_a$  défini par  $X_a = 2\pi a/L$   
 $x_{vap}$  titre massique de la vapeur  
 $\alpha_{ca}$  définit par  $\alpha_{ca} = C_0/(C_0 + C_1)$   
 $\alpha_M$  polarisabilité moléculaire ( $m^3$ /Mole)  
 $\beta$  angle formé par le plan dans lequel se trouvent 2 photomultiplicateurs avec le plan du volume de mesure  
 $\delta T$  différence de température dans la BARK

$\Delta T$  différence de température (=  $T_{pres} - T_{sat}$ )  
 $\Delta T_{ref}$  différence de température de référence entr les bains pressurisé et saturé  
 $\Delta C_a / C_a$  définit par  $(C_{liquide} - C_{vap}) / C_{liquide}$   
 $\Delta V$  fluctuation des vitesses  
 $e$  définit par  $e = m - 1$   
 $\epsilon_0$  permittivité du vide  
 $\epsilon_r, \epsilon_{milieu}, \epsilon_{colle}, \epsilon_{kapton}, \epsilon_{fluide}, \epsilon_{liq}, \epsilon_{vap}$  constantes diélectriques relatives de différents milieux  
 $\varphi$  angle d'observation d'un faisceau lumineux  
 $\theta_{pda}$  angle que forment les deux rayons laser pour former le volume de mesure du PDPA  
 $\theta_{max}$  angle limite de réfraction  
 $\kappa$  conductivité du fluide  
 $\lambda$  longueur d'onde de la radiation laser  
 $\lambda'$  longueur non mouillée sur laquelle se produit l'effet d'ailette  
 $\lambda''$  longueur mouillée sur laquelle se produit l'effet d'ailette (m)  
 $\lambda_0$  longueur représentant la périodicité du potentiel défini par la géométrie d'un condensateur (m)  
 $\xi$  longueur capillaire (mm)  
 $\rho$  densité ( $\text{kg/m}^3$ )  
 $\rho_g, \rho_{liq}, \rho_{vap}$  densité du gaz, du liquide et de la vapeur d'hélium ( $\text{kg/m}^3$ )  
 $\rho_n, \rho_s$  densité des atomes normaux et superfluides dans l'HeII  
 $\sigma_{eff}, \sigma_{int}$  section efficace ( $\text{m}^2$ )  
 $\sigma_{eau}, \sigma_{He}$  tension de surface, tension de surface de l'eau de l'He (N/m)  
 $\sigma_{ethanol}$  tension de surface de l'éthanol (N/m)  
 $\sigma_{tot}$  section efficace totale de diffusion  
 $\tau$  déphasage temporel entre la puissance de chauffage dans la BARK et le  $\Delta T$  en résultant  
 $\phi_{12}, \phi_{13}, \phi_{23}$  déphasages entre les différents photomultiplicateurs 1.2.3  
 $\varphi, \varphi_1, \varphi_2$  angle entre le rayon incident et le rayon réfracté après avoir traversé une goutte  
 $\varphi'$  déphasage, sans dimension, entre la puissance de chauffage dans la BARK et le  $\Delta T$  en résultant  
 $\psi, \psi_{12}$  angle entre deux photomultiplicateurs  
 $\psi'$  déphasage au temps  $t=0$  dans  $W_{Kap}(t)$   
 $\Sigma$  densité d'interface ( $\text{mm}^2 / \text{mm}^3$ )  
 $\nabla T$  gradient de température dans le liquide (K/cm)

---

---

Etude expérimentale des mécanismes d'échanges thermiques dans une conduite  
contenant un écoulement diphasique d'hélium superfluide

---

---



---

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

Les expériences Cryoloop ont pour origine le projet LHC du CERN de Genève, où des protons sont amenés à entrer en collision à de hautes énergies (TeV). Plus l'énergie des protons est importante et plus il devient difficile de courber leur trajectoire. Pour confiner ces protons dans l'anneau existant de périmètre de 27 km, les aimants du LHC doivent engendrer de forts champs magnétiques de l'ordre de 8 tesla. Pour cela les aimants sont constitués de bobinages supraconducteurs. Afin de les maintenir à une température inférieure à leur température critique, ces aimants sont refroidis à 1,9 K par un bain d'hélium superfluide pressurisé, lui-même refroidi par un tube échangeur contenant un écoulement d'hélium superfluide diphasique à saturation. L'échange thermique entre les bains d'hélium superfluide pressurisé et saturé a fait l'objet d'études au CEA/Grenoble dans le Service des Basses Températures. Des premières expériences ont permis de dimensionner et de valider le mode de fonctionnement de la source froide. L'échange thermique mesuré à forte vitesse de vapeur s'est révélé supérieur à celui prédit à partir de la surface théoriquement mouillée par le liquide, dans le cadre d'un écoulement stratifié. Notre travail concerne une seconde génération d'expériences destinées à confirmer ce phénomène et à comprendre son origine.

Ces expériences utilisent un cryostat rectiligne de 12 m de long à pente variable (0% et 1,4%). Nous avons voulu tester trois hypothèses pouvant expliquer l'amélioration de l'échange thermique aux fortes vitesses de vapeur :

- des lunules ou vagues, augmentant la surface mouillée par rapport à un écoulement stratifié,
- une transition de l'écoulement vers un régime annulaire, où le liquide s'écoulerait sur les parois
- un brouillard de gouttelettes arrachées au liquide par la vapeur, qui viendrait se déposer en paroi.

Afin de trancher entre ces différentes hypothèses, nous avons doté le cryostat de nouveaux types de détecteurs, tout en conservant celui utilisé dans les expériences précédentes ("boîte à résistance de Kapitza") qui permet de mesurer l'échange thermique entre des bains d'hélium

superfluide pressurisé et saturé. Les nouveaux détecteurs sont des condensateurs (destinés à mesurer le mouillage du liquide en paroi) et des détecteurs optiques (destinés à détecter et caractériser un brouillard éventuel).

Le deuxième chapitre recitue cette étude dans son *Contexte expérimental* lié à terme à la recherche du boson de Higgs...et, de façon plus terre-à-terre, aux écoulements d'hélium superfluide diphasique. Nous discutons également l'historique des expériences précédemment menées au CEA/Grenoble.

Le troisième chapitre présente *La ligne de mesure Cryoloop II* de 12 m de long et le cycle de réfrigération associé. Nous y discutons brièvement les éléments d'insertion et les détecteurs optiques implantés dans et autour du cryostat.

Nous détaillons au chapitre 4 chaque capteur constituant *Les éléments d'insertion* ("boîte à résistance de Kapitza" et sonde capacitive) et nous exposons leurs spécificités ainsi que leurs modes opératoires.

Le chapitre 5 est entièrement dédié à la *Détection optique* : nous y traitons de la diffusion de la lumière par un brouillard en mettant l'accent sur les particularités de l'hélium de ce point de vue. En couplant les résultats obtenus à une estimation de la taille des gouttes arrachées au liquide par la vapeur, nous montrons comment ces particularités déterminent la géométrie à utiliser pour ces expériences optiques.

Nos différentes *Mesures expérimentales* sont ensuite exposées. Ce chapitre réunit les résultats obtenus à partir des éléments d'insertion et des détecteurs optiques. Nous confirmons le résultat des expériences Cryoloop antérieures, à savoir l'amélioration de l'échange thermique à forte vitesse de vapeur. Les mesures capacitives suggèrent que cette amélioration résulte de la formation d'un film mince en paroi. Parallèlement à cette mesure, nous détectons un brouillard de gouttelettes. Afin de savoir si ce brouillard est à l'origine du film, il nous faut évaluer le flux de gouttes arrivant aux parois. Cette quantification passe par la détermination de la densité du brouillard, la taille des gouttes ainsi que de leurs vitesses. Nous verrons que les méthodes optiques "conventionnelles" rendent possible une bonne mesure de la densité de surface transportée par les gouttes, et une estimation plus grossière de leur taille.

Afin de mesurer plus précisément les tailles de gouttes ainsi que leur vitesse individuelle, nous avons utilisé un détecteur commercial le "Phase Doppler Particles Analyser". Le chapitre 7 présente le principe de ce détecteur, et les résultats qu'il nous a permis d'obtenir.

Grâce à cette étude, nous serons en mesure chapitre 8 de discuter le lien entre le brouillard et le transfert thermique.

Enfin, dans la conclusion, nous décrirons les perspectives qu'ouvre notre travail.



## CONTEXTE EXPÉRIMENTAL

### 2.1 Des aimants supraconducteurs pour traquer le “boson de Higgs”

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur de protons. Il devrait être en fonctionnement dès les années 2005/2006 au CERN [16] de Genève. Ce projet a pour ambition de recréer les conditions qui régnaient dans l’Univers  $10^{-12}$  s après le Big-Bang, alors que la température était de  $10^{16}$  degrés celsius. Pour cela, des protons sont générés et accélérés avant de se percuter, presque frontalement, à des hautes énergies de 14 TeV (ce qui correspond à 7 TeV pour chaque particule intervenant dans la collision). Une des raisons pour produire des collisions à de telles énergies (10 fois supérieures aux énergies actuellement disponibles dans les accélérateurs) est que l’on veut pénétrer plus profondément la matière pour mettre en évidence le(s) boson(s) de “Higgs” (cf. Annexe A.2).

Les protons, tout comme les neutrons, sont formés de particules élémentaires u (“up”) et d (“down”). Ces particules élémentaires sont liées par des gluons (cf. figure 2.1). Les gluons

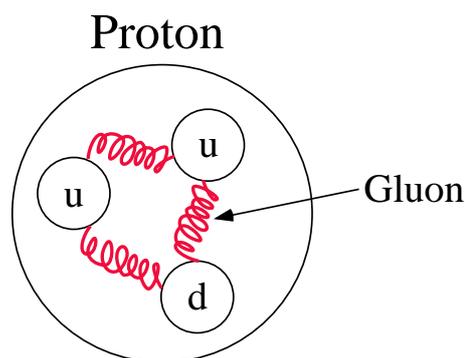


FIG. 2.1: Le proton est un ion lourd (baryon). Il est constitué de trois quarks, deux “up” (u) et un “down” (d). L’interaction forte lie entre eux les quarks par l’intermédiaire du Gluon (boson). On dit que le Gluon est le vecteur de la force forte.

sont des vecteurs de la “force forte”, tout comme les photons sont des vecteurs de la “force électromagnétique”. Dans le modèle standard, les particules acquièrent leur masse par un pro-

cessus auquel on a donné le nom du théoricien qui l'a découvert, Peter Higgs. Selon cette théorie, toutes les particules de matière et les vecteurs de force interagissent avec une autre particule connue sous le nom de "boson de Higgs". C'est l'intensité de cette interaction qui génèrerait ce que nous appelons la masse. Plus l'interaction est forte et plus la masse est importante. Il reste à démontrer que cette théorie est correcte. De façon concrète, c'est ce à quoi doit répondre l'étude des collisions de protons à de hautes énergies.

Maintenant, on peut se demander pourquoi le choix du proton comme particule a été retenu pour le collisionneur LHC. A cela, il y a au moins deux raisons :

- ils sont faciles à produire et à accélérer,
- leur masse étant 1800 fois supérieure à celle des électrons le rayonnement parasite synchrotron est beaucoup moins important pour la même énergie de collision.

Ces protons, une fois engendrés, sont accélérés et introduits dans un anneau circulaire de 27 km de circonférence. Pour que les protons puissent suivre une trajectoire circulaire, il faut insérer, tout au long de leur parcours, des champs magnétiques de guidage. Pour des protons ultra-relativistes, le champ magnétique  $B$ , nécessaire est  $B = E / (e_+ R_{\text{courbe}} c)$ , où  $E$  est l'énergie du proton,  $R_{\text{courbe}}$  le rayon de courbure de la trajectoire,  $c$  la vitesse de la lumière et  $e_+$  la charge du proton (cf. Annexe A.2). Avec  $R_{\text{courbe}}$  fixé par l'installation déjà existante (le futur projet LHC utilisera l'anneau du Large Electron Positron Collider) et  $E \simeq 7$  TeV,  $B \simeq 8,4$  T. Ce champ élevé impose l'utilisation d'aimants supraconducteurs. D'après la figure 2.2, deux su-

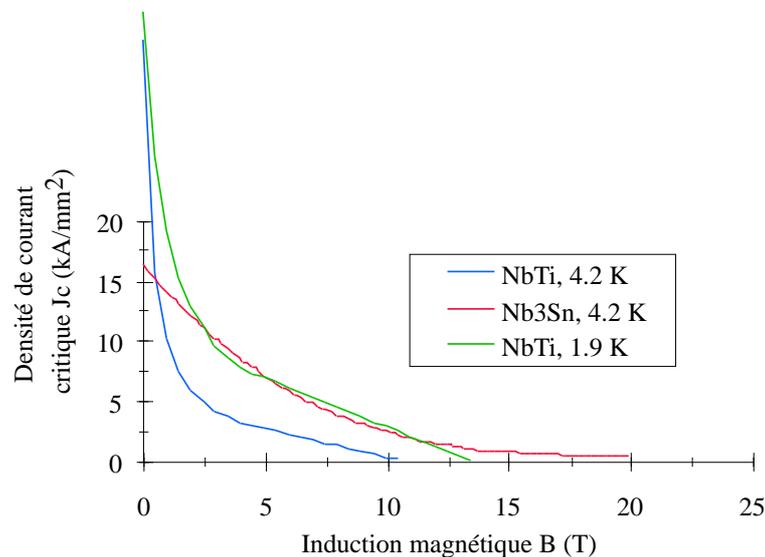


FIG. 2.2: Densité de courant critique en fonction du champ magnétique.

praconducteurs, le NbTi à 1,8 K et le Nb<sub>3</sub>Sn à 4,2 K, ont à peu près les mêmes caractéristiques (même courant critique pour un champ magnétique élevé). Cependant, le fil de Nb<sub>3</sub>Sn se bobine difficilement ; de plus, ses mauvaises performances lorsqu'il est soumis à de fortes contraintes

mécaniques ont amené à choisir le NbTi comme supraconducteur en mode de fonctionnement à 1,9 K. Ceci conduit à envisager le mode de refroidissement des aimants supraconducteurs.

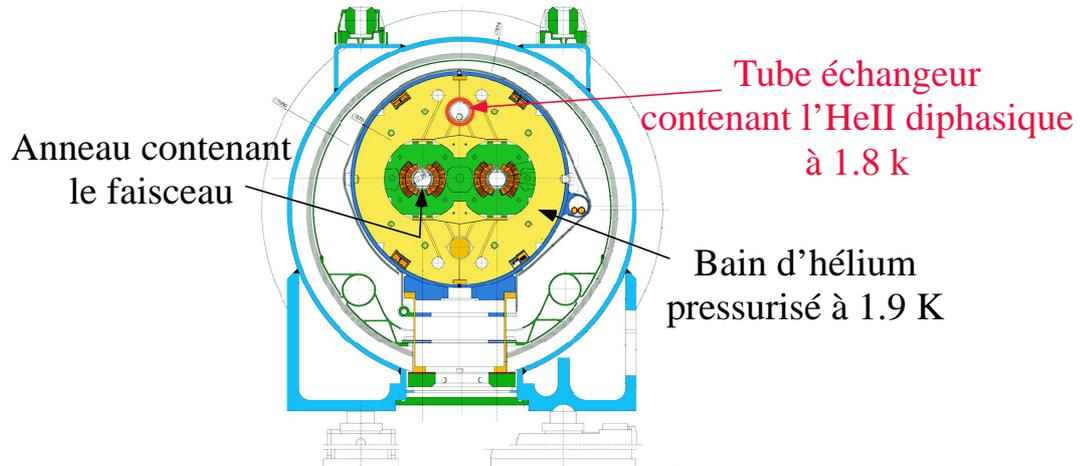


FIG. 2.3: L'aimant représenté est un dipôle. Le tube échangeur ainsi que l'anneau contenant le faisceau de protons sont en doublon et diamétralement opposés à leur double. L'intérêt est de garder une symétrie afin de ne pas perturber les lignes de champ des aimants. Les aimants baignent dans de l'hélium pressurisé à 1,9 K. Pour être à même de réaliser et maintenir en froid ce bain pressurisé d'hélium superfluide, il faut une source froide, i.e. de l'hélium superfluide diphasique.

A de telles températures, le fluide cryogénique demeurant encore liquide est l'hélium superfluide. Cependant, reste à savoir comment utiliser ce fluide pour refroidir au mieux les quelques 8000 aimants disposés tout au long du parcours suivi par le faisceau de protons. L'étude d'un schéma de refroidissement des aimants supraconducteurs a été demandée au Service des Basses Températures du CEA/Grenoble par le CERN dès les années 90.

## 2.2 Cahier des charges

L'anneau de 27 km est divisé en demi tronçons de 53 m. Sur chaque demi tronçon sont insérés différents aimants : trois dipôles qui servent à courber la trajectoire et un quadripôle (ou un sextupôle) qui focalise le faisceau de protons. Le bobinage des aimants ainsi que les câbles d'alimentation baignent dans un bain stagnant d'hélium II monophasique sous une pression de 1 Bar à une température légèrement inférieure à 1,9 K. Cette température permet le maintien des aimants dans l'état supraconducteur, compte tenu de l'échange thermique entre le bain pressurisé et les aimants eux-mêmes, qui a été largement étudié au Service Technique de CryoMagnétisme du CEA/Saclay au cours de la thèse de Bertrand Baudouy [3]. Le bain pressurisé permet le maintien en froid des aimants, mais ne permet pas d'évacuer les pertes thermiques de ces derniers en mode de fonctionnement. Pour cela, il faut utiliser une source froide. Cette source froide passe de part en part dans les aimants et doit avoir les spécificités suivantes :

- elle doit permettre d'évacuer 0,5 W/m, ce qui correspond aux pertes thermiques dues aux jonctions des câblages supraconducteurs, aux défauts d'isolement des cryostats et aux pertes thermiques dues au faisceau,
- la canalisation contenant la source froide étant insérée dans la culasse magnétique des aimants (cf. figure 2.3), sa section ne doit pas excéder 21 cm<sup>2</sup>. Au-delà, les lignes de champ seraient trop perturbées par l'absence de ferrite.

### 2.3 *Refroidissement par un écoulement d'hélium superfluide diphasique*

A ce stade, il reste à déterminer quel type d'écoulement choisir pour la source froide. Plusieurs études ont été menées au CEA/Grenoble, en collaboration avec le CERN [37] [38]. Pour des raisons historiques, les travaux se sont orientés sur un tube échangeur contenant de l'He II pressurisé (monophasique) stagnant, c'est-à-dire le même type de source froide utilisée pour le Tokamak Tore Supra [9] [4]. Très vite, cette solution fut écartée. Le refroidissement par simple conduction à travers de l'He II stagnant suffit pour Tore Supra, mais ne convient pas pour la source froide du LHC, car les flux thermiques et les distances sont bien plus importants pour ce dernier.

Si le fluide ne doit pas stagner, peut-être suffit-il de le faire circuler? Cette fois, il a fallu réaliser l'expérience à petite échelle en utilisant une "pompe froide". Cette pompe doit fonctionner à la température de l'hélium car elle doit drainer le fluide le long du tube échangeur. Thermiquement parlant, cette solution est possible, mais les caractéristiques des "pompes froides" nécessaires dépassent largement celles existantes (débit du LHC trop important). La conception spécifique de telles pompes pour le LHC aurait eu un coût bien trop élevé. La solution de faire circuler un fluide d'He II monophasique a donc été abandonnée.

Une autre façon de faire circuler un fluide est de l'entraîner avec sa vapeur. En utilisant de l'He II diphasique, plus besoin de "pompe froide", mais uniquement de compresseurs disposés aux étages de température les mieux adaptés. Les frigories nécessaires pour refroidir les aimants proviendraient de la chaleur latente d'évaporation lorsque l'hélium superfluide liquide se vaporiserait lors d'échanges thermiques avec les aimants.

Dans le schéma finalement retenu, chaque tronçon de 107 m, comprenant 8 aimants, est refroidi indépendamment par de l'He superfluide diphasique circulant dans un tube échangeur

en cuivre qui traverse successivement les bains pressurisés des 8 aimants supraconducteurs (cf. figure 2.4). L'hélium liquide, prélevé sur une canalisation principale à une extrémité (A)

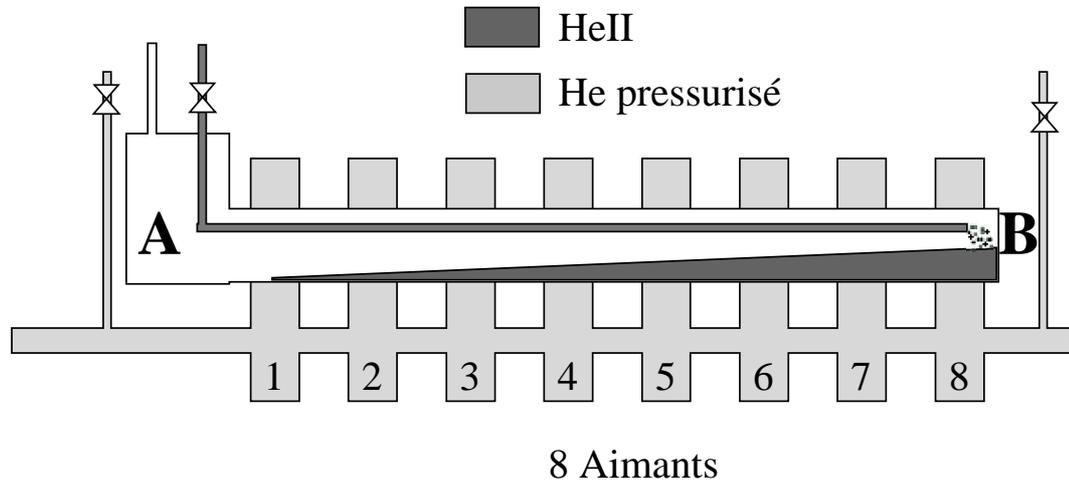


FIG. 2.4: Schéma de refroidissement des aimants supraconducteurs. Le tube d'amenée d'HeII est en fait situé dans le bas du tube échangeur.

du tronçon, est conduit à contre-courant à l'autre extrémité (B) par un tube de petit diamètre, situé dans le bas du tube échangeur (contrairement à ce qui est dessiné figure 2.4). Il est alors injecté dans la conduite, dans laquelle il s'écoule en s'évaporant sous l'action des pertes thermiques pour arriver finalement à l'extrémité (A) sous forme vapeur qui est alors pompée vers le système de récupération. Selon la position du tronçon dans l'anneau, la conduite a une pente descendante (dans le sens de l'écoulement) entre 0 et 1,4 %. Le débit injecté doit être suffisant pour compenser les pertes de 0,5 W/m en utilisation normale, soit environ 50 W/tronçon, ce qui correspond à 2,5 g/s de liquide. Les groupes de pompage sont dimensionnés pour assurer une température de l'hélium saturé de 1,8 K, compte tenu de ce débit, en sortie de ligne. Le maintien du bain pressurisé des aimants à 1,9 K va alors dépendre de plusieurs facteurs :

- les pertes de charge dans la conduite, qui créent un gradient de température croissant vers l'extrémité B,
- l'échange thermique entre la conduite et le bain pressurisé des aimants, qui fait intervenir la surface mouillée par le liquide saturé, l'échange avec la vapeur étant plus faible que par rapport au liquide.

Pour dimensionner la boucle cryogénique, il est alors nécessaire de modéliser l'écoulement diphasique, pour, en particulier, prédire la hauteur du liquide en fonction du titre vapeur.

## 2.4 Modélisation de l'écoulement d'hélium superfluide diphasique

Pour un débit liquide donné (variable le long de la conduite), la section occupée par le liquide est d'autant plus faible que sa vitesse moyenne est élevée. Pour prédire la vitesse, et donc la hauteur du liquide, on modélise alors l'écoulement comme suit :

- l'écoulement gazeux, turbulent,
- l'écoulement liquide, turbulent,
- une surface de séparation plane (écoulement stratifié).

Pour une position donnée de l'interface avec une hypothèse sur cette dernière, la résolution des équations hydrodynamiques, à débits liquide et vapeur fixés, conduit aux gradients de pression dans le liquide et la vapeur. L'interface étant plane, la pression est continue à l'interface, et ces gradients sont égaux, ce qui fixe la position de l'interface. Ce schéma, mis en oeuvre par Laurent Grimaud [15], permet de prédire les pertes de pression et le niveau de liquide, au fur et à mesure qu'on avance dans la conduite et que le titre vapeur augmente. On peut alors calculer l'échange thermique bain pressurisé-bain saturé, et vérifier qu'en principe on est capable de refroidir tous les aimants du tronçon à 1,9 K.

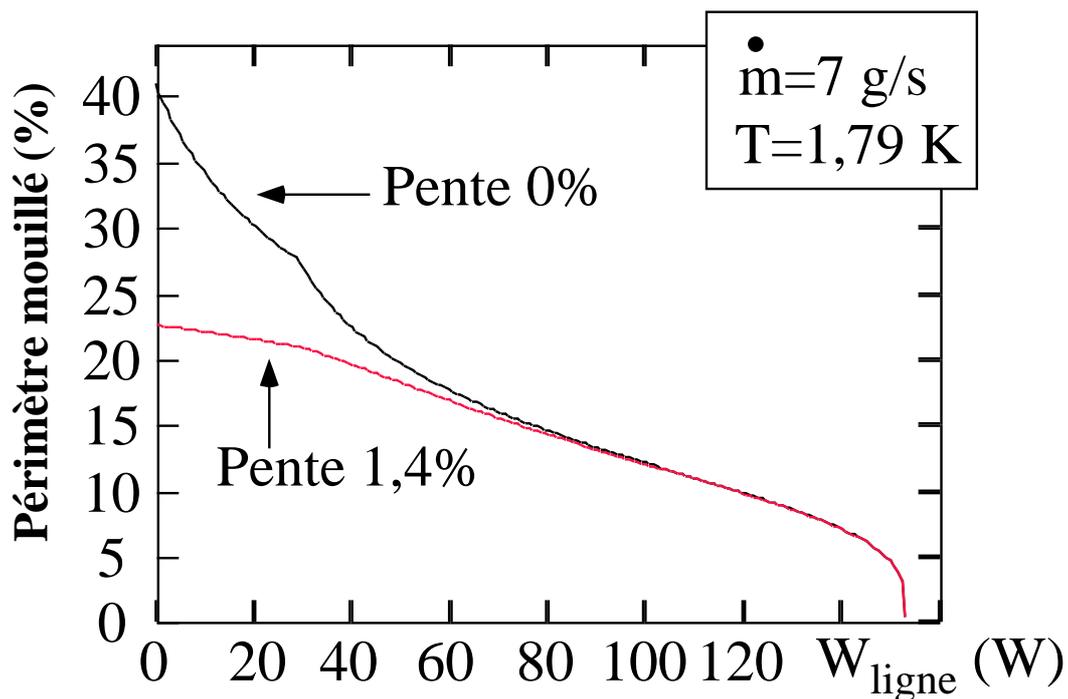


FIG. 2.5: Pour deux inclinaisons de ligne différentes, 0 % et 1,4 %, le pourcentage de périmètre mouillé en fonction de la puissance injectée dans la ligne. Le code de calcul considère qu'à partir d'une certaine puissance injectée, l'écoulement passe de stratifié lisse à stratifié à vagues. Dans ce dernier cas, le coefficient de friction à l'interface du liquide est supérieur au cas stratifié lisse. De ce fait, la vapeur entraîne plus facilement le liquide à l'interface de l'écoulement stratifié à vague. Le liquide étant accéléré par la vapeur, la section occupée par le liquide diminue (par rapport au cas stratifié lisse). Lorsque l'on compare les courbes de mouillage à 0 % et à 1,4 % estimées par le code de calcul, on constate que l'absence de pente dans la ligne provoque un mouillage plus important, et ce jusqu'à environ 80 W.

La figure 2.5 montre comment, en un point de la conduite, la fraction de la surface mouillée par le liquide diminue lorsqu'on augmente la puissance totale dissipée en amont, et ce pour des pentes de 0 % et 1,4 %. On remarque qu'à basse puissance, le niveau liquide est plus haut à pente nulle. Dans ce régime, en effet, la vitesse d'écoulement est contrôlée par la gravité, et est d'autant plus faible que la pente est faible. Au contraire, au-delà de 50 W (pour le débit liquide de 7 g/s choisi), la hauteur dépend peu de la pente. Dans ce régime, le liquide est principalement entraîné par la vapeur. La vapeur occupant l'essentiel de la section de la conduite, sa vitesse est fixée par son débit massique, donc par la puissance injectée en amont. Deux facteurs concourent alors à l'abaissement du niveau quand la puissance augmente, la diminution du débit liquide, et l'augmentation de la vitesse vapeur (donc de la vitesse liquide). On s'attend donc à ce que l'échange thermique se détériore à forte puissance injectée.

## 2.5 Les premières boucles Cryoloop

A l'époque de cette modélisation, il n'y avait pas d'études expérimentales d'écoulements d'He II diphasique aux fortes vitesses de vapeur. Aussi, pour tester la pertinence des calculs sur un cas réel, s'approchant des conditions rencontrées au CERN, deux lignes expérimentales ont été réalisées et étudiées successivement au CEA/Grenoble, antérieurement à ce travail :

- une ligne hélicoïdale de 86,4 m de long et d'un diamètre de 0,04 m, avec une pente de 1,4 %, expérience dite Cryoloop I [39],
- une ligne droite de 22 m et de 40 mm de diamètre, dont on peut varier la pente, expérience dite Cryoloop II.

Dans les deux cas, les mesures effectuées ont porté sur les pertes de pression et sur l'échange thermique (avec une boîte concentrique à la ligne, simulant un aimant supraconducteur). Notons que, simultanément, le cas d'un écoulement d'HeI diphasique vertical a été étudié au CEA/Saclay par Laurence Augyroun [2].

Les deux boucles Cryoloop fonctionnent sur le même schéma (cf. figure 2.6). L'hélium liquide est injecté à la température de travail en bout de ligne, dans un réservoir contenant un chauffage, qui crée un titre vapeur donné. Le mélange diphasique s'écoule alors dans la conduite, à l'extrémité de laquelle le liquide tombe dans un second réservoir, dont le niveau est régulé par un second chauffage, de sorte que tout l'hélium injecté liquide est finalement récupéré sous forme vapeur au niveau du compresseur froid qui fixe la température de la ligne. Le gaz est alors renvoyé vers la récupération. Un débitmètre à effet Venturi situé à température ambiante permet de mesurer le débit total arrivant en bout de ligne, et donc le débit liquide injecté. Dans cette configuration, le débit gaz est constant (à l'effet des pertes thermiques près) le long de la

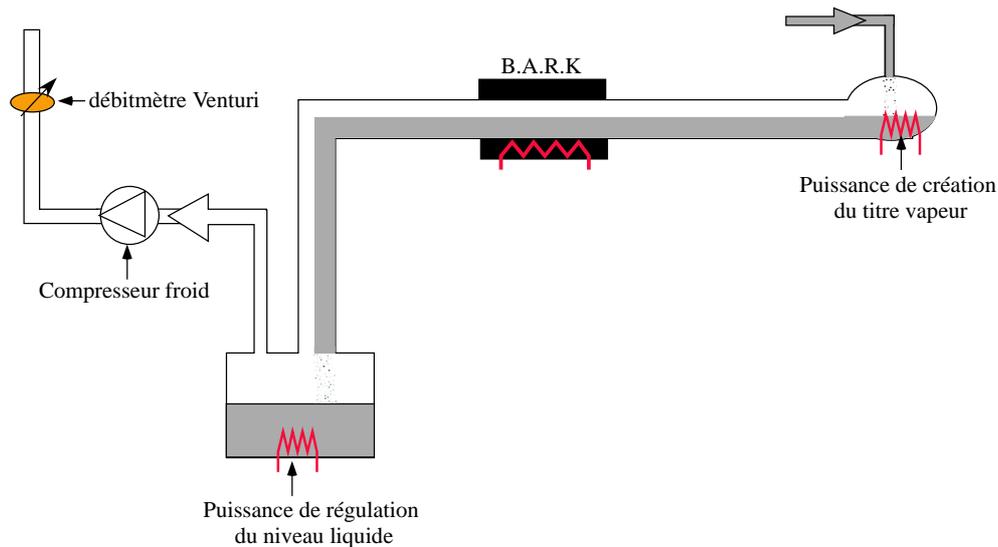


FIG. 2.6: De façon simplifiée, nous avons représenté le schéma de principe des dispositifs Cryoloop I et II.

conduite expérimentale, si bien que la ligne Cryoloop simule la situation d'une portion de la conduite réelle.

Les mesures de l'expérience Cryoloop I ont confirmé qu'un tel schéma de refroidissement permet bien de refroidir efficacement le bain pressurisé dans lequel baignent les aimants supraconducteurs. De façon inattendue, elles ont de plus montré [39] que, pour les hautes vitesses de vapeur ( $>4$  m/s), l'échange thermique entre le bain pressurisé et le bain saturé est en fait plus important que celui prédit à partir du niveau liquide théorique (cf. § 2.4). Pour expliquer l'augmentation constatée de l'échange thermique à forte vitesse de vapeur (cf. figure 2.7), les auteurs de [40] ont émis l'hypothèse d'un brouillard de gouttelettes arrachées au liquide par la vapeur, dont la redéposition en paroi augmenterait la surface mouillée.

La seconde expérience, Cryoloop II, utilise alors un cryostat en ligne droite de 22 m de long. En effet, non seulement cette configuration de cryostat se rapproche plus du projet LHC (tube échangeur rectiligne à pente variable), mais elle permet également d'éliminer le doute sur le fait que l'échange thermique est meilleur que celui prédit théoriquement, à cause de la forme hélicoïdale trop prononcée de Cryoloop I, qui étalerait le liquide sur les parois du tube. Cryoloop II est muni des mêmes dispositifs de mesures d'échange thermique que précédemment avec en plus un dispositif de visualisation à froid. En effet, sur deux petites portions de l'écoulement, le tube échangeur est en verre et permet ainsi à deux caméras CCD de filmer l'écoulement. Les résultats ont confirmé ceux de Cryoloop I : l'échange thermique est meilleur que celui attendu. Donc, ce qui a été constaté sur Cryoloop I n'est pas un artefact dû au tube échangeur torsadé. De plus, grâce aux caméras CCD, il semble que l'on puisse distinguer un brouillard de gouttelettes

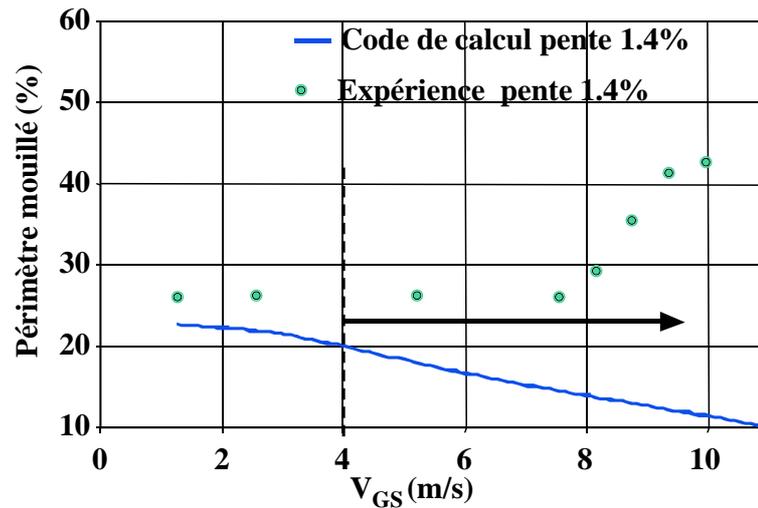


FIG. 2.7: Les expériences Cryoloop précédentes ont montré que l'échange thermique, traduit ici en pourcentage de périmètre mouillé, supérieur à celui prédit théoriquement, augmente à forte vitesse de vapeur.

existant au-dessus du niveau de la phase liquide. Cependant, du fait de la mauvaise définition des caméras, il n'est pas possible d'être catégorique. A ce stade expérimental, plusieurs interrogations demeuraient :

- existe-t-il vraiment un brouillard de gouttelettes ?
- si oui, permet-il d'expliquer l'augmentation de l'échange thermique entre la source froide et le bain pressurisé à haute vitesse de vapeur ?
- si toutefois ce n'est pas le brouillard qui augmente l'échange, quel autre phénomène peut en être responsable ?

Afin de répondre à de telles questions, d'autres expériences impliquant des mesures locales au sein du tube échangeur doivent être réalisées. Pour cela, nous avons utilisé le cryostat Cryoloop II, avec une longueur réduite à 12 m. En effet, au cours des expériences précédentes, il avait été constaté que l'écoulement avait les mêmes caractéristiques à 10 m qu'à 20 m. Par la suite, lorsque nous parlerons de Cryoloop II, nous ferons référence à la dernière configuration utilisée lors de notre étude, c'est-à-dire un cryostat de 12 m de long. C'est sur ce cryostat que j'ai été amenée à effectuer différents types de mesures développées par la suite.

Afin de caractériser les processus d'échange thermique, différents éléments de mesure sont intégrés dans le cryostat Cryoloop II (cf. figure 2.8). Ces dispositifs de mesure ne doivent pas perturber l'écoulement. Comme précédemment, nous utilisons la même "boîte de Kapitza" qui permet d'avoir accès à l'échange thermique, grâce à des mesures de température. Collées sur la surface interne du tube échangeur, nous avons des sondes capacitatives qui permettent d'avoir accès au périmètre mouillé par l'HeII, à condition que l'épaisseur du liquide soit supérieure à  $100 \mu\text{m}$ . Pour finir, nous avons un dispositif optique permettant de mettre en évidence et

caractériser un brouillard éventuel de gouttelettes. Ce dispositif est composé d'une part d'un "Phase Doppler Particule Analyser" (PDPA), d'autre part de mesures de diffusion grâce à un laser *He-Ne* de 10 mW et d'une caméra CCD 8 bits .

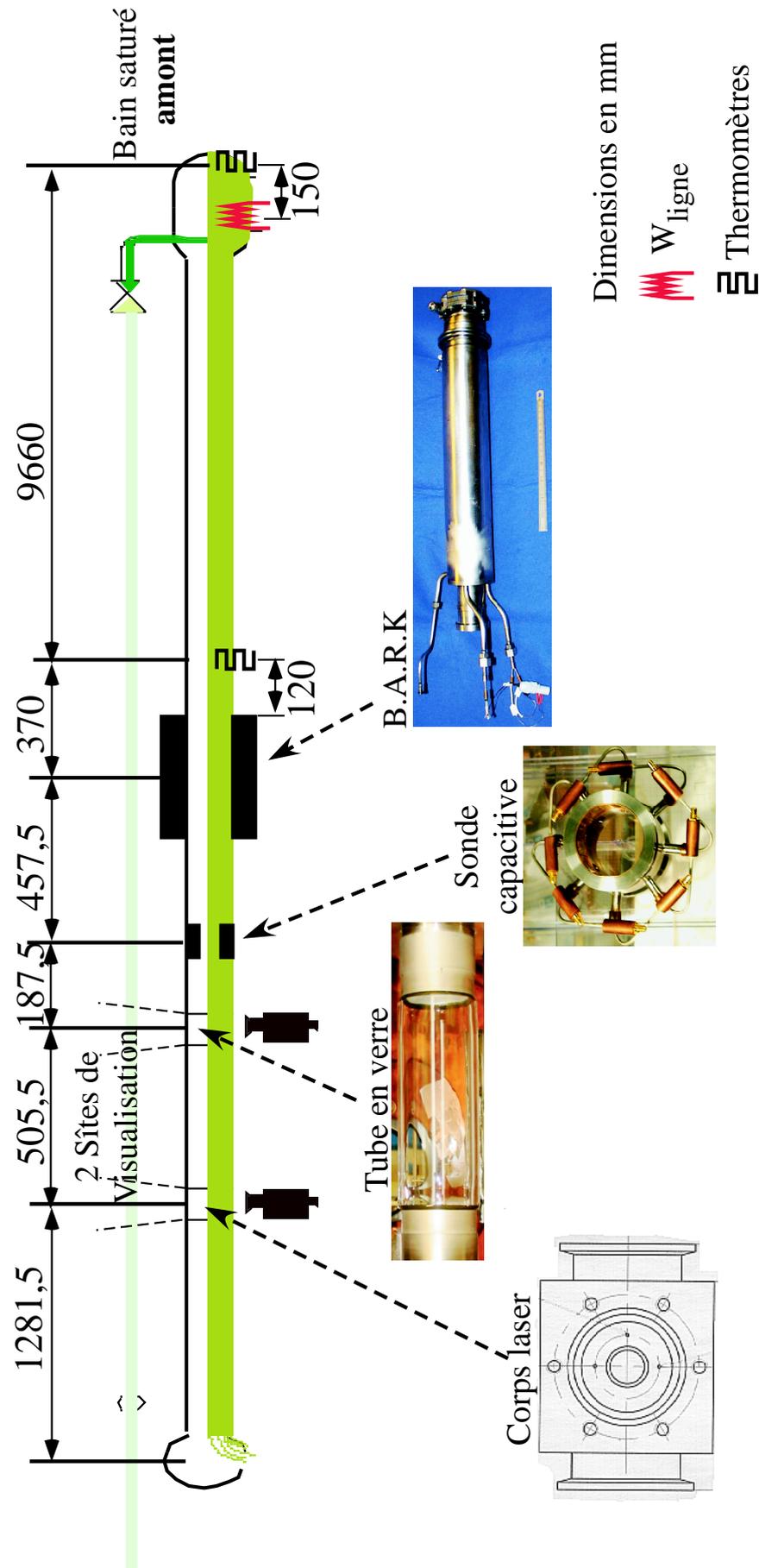


FIG. 2.8: Au sein de la conduite sont disposés depuis l'amont vers aval de l'écoulement : la "boîte à résistance de Kapitza", la sonde capacitive, le tube en verre, et le corps laser qui permet de rendre l'écoulement visible depuis l'extérieur. A l'emplacement du tube en verre, nous pourrions utiliser le PDPA et le faisceau de lumière blanche (cf. 3.1.2.1). L'emplacement dédié au corps laser va permettre à un faisceau laser d'interagir avec un brouillard de gouttelettes éventuelles.



---

## LA LIGNE DE MESURE CRYOLOOP II

---

### 3.1 *La ligne Cryoloop II*

La ligne de mesure Cryoloop II a une longueur d'environ 12 m. L'hélium liquide est amené en amont du cryostat par un tuyau en inox de diamètre interne (externe) 12 mm (14 mm). L'amenée d'hélium est externe au tube échangeur afin de ne pas perturber l'écoulement diphasique. En amont de l'écoulement, l'hélium alimente une réserve. Grâce à une résistance de chauffage  $W_{\text{ligne}}$  se trouvant dans cette réserve, nous avons la possibilité d'évaporer la quantité d'hélium liquide désirée. En effet, les pertes thermiques équivalentes aux aimants du LHC ne sont pas réparties le long de la ligne Cryoloop, mais en un point. Ainsi, une puissance  $W_{\text{ligne}}$  permet de restituer les conditions, en titre massique vapeur, équivalentes à un endroit de la ligne LHC. L'intérêt d'avoir un titre en vapeur établi en entrée de ligne est qu'il reste quasiment identique le long de la ligne de mesure du cryostat. Ainsi, nous pouvons étudier cet écoulement, en régime établi (pression, température, débit, etc...) avec différents éléments de mesure répartis le long de la ligne Cryoloop II.

#### 3.1.1 *Eléments d'insertion*

Plusieurs détecteurs ont été installés dans ou autour de la ligne de mesure Cryoloop II. Ces détecteurs ont comme objectif d'étudier l'échange thermique et son origine au sein d'un écoulement d'hélium superfluide diphasique. L'échange thermique est directement lié au mouillage à la paroi du tube échangeur. Les expériences précédentes ont permis de constater que l'échange thermique à haute vitesse de vapeur est supérieur à celui prédit théoriquement (cf. § 2.5). Sachant que l'échange thermique s'effectue de façon dominante avec la phase liquide et non avec la phase vapeur de l'écoulement diphasique, nous recherchons des phénomènes qui augmenteraient la surface mouillée par le liquide en paroi. Plusieurs hypothèses peuvent être émises. Ainsi l'échange thermique peut être amélioré par (cf. figure 3.1) :

1. un changement de régime d'écoulement stratifié à annulaire,

2. un phénomène de lunule ou vaguelette,
3. enfin un phénomène d'entraînement de gouttelettes qui pourraient être arrachées à la surface du liquide et viendraient se déposer sur les parois du tube échangeur.

Nous avons implanté des capteurs spécifiques, que nous allons présenter ci-dessous, pour mettre en évidence et caractériser ces phénomènes éventuels. L'étude détaillée de ces capteurs se fera dans les deux chapitres suivants.

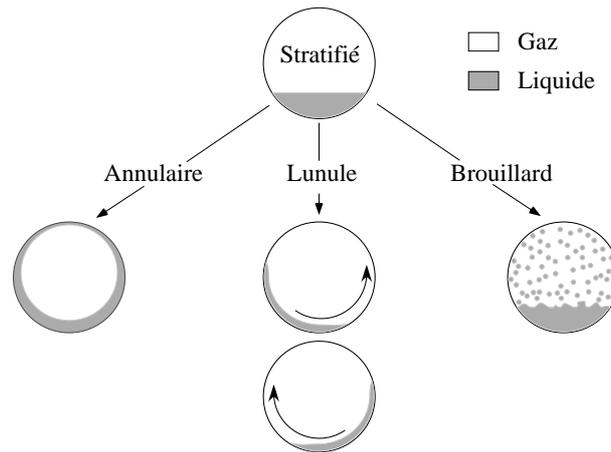


FIG. 3.1: Trois hypothèses sont faites pouvant expliquer l'amélioration de l'échange à forte vitesse de vapeur. Une transition annulaire caractérisée par une épaisseur de liquide variant avec la hauteur et recouvrant les parois du tube contenant l'écoulement. Des vagues ou lunules recouvrant partiellement le périmètre intérieur du tube échangeur et augmentant ainsi la surface mouillée (par l'hélium liquide) en contact avec les parois. Enfin, la dernière hypothèse avancée concerne l'apparition d'un brouillard ; les gouttelettes viendraient heurter la paroi et augmenteraient également la surface mouillée par le liquide (d'où l'échange).

### 3.1.1.1 Boîte à résistance de Kapitza (B.A.R.K.)

La boîte à résistance de Kapitza permet de simuler le transfert thermique entre le bain d'hélium II diphasique et un aimant (remplacé ici par une résistance de chauffage). Connaissant la puissance de chauffage injectée et la différence de température régnant entre les bains saturé et pressurisé (cf. figure 2.6), il est possible d'avoir accès à la surface participant à l'échange thermique. Le calcul de cette surface n'est pas direct et demande la prise en compte de plusieurs phénomènes que nous détaillerons dans le chapitre 4.1.1. Seule la phase liquide participe activement à l'échange thermique. Dans ces conditions, les surfaces estimées correspondent à une surface en contact avec de l'hélium liquide (après quelques corrections). Ce capteur fait partie intégrante du tube échangeur sur une portion de 40 cm. Comme tous les autres éléments de mesure, la boîte à résistance de Kapitza est placée en fin d'écoulement afin que ce dernier soit en régime établi.

### 3.1.1.2 Sonde Capacitive

Grâce à quatre condensateurs plaqués tout autour de la paroi interne de la conduite, il est possible de différencier la phase liquide de la phase vapeur de l'hélium. Ceci provient de la variation de la constante diélectrique de l'hélium entre l'état gazeux et l'état liquide. Ainsi, cette sonde permet de détecter de façon extrêmement précise tout film liquide d'épaisseur supérieure à 100 microns. Ce détecteur devrait donc nous donner la possibilité de mettre en évidence des phénomènes d'écoulement annulaire ou de lunule. A défaut, la sonde capacitive pourra, dans certaines conditions (cf. § 4.2.1), nous indiquer de façon précise le niveau du liquide dans la conduite.

## 3.1.2 Détecteurs optiques

Les différents éléments optiques permettent de détecter et de caractériser un brouillard éventuel. Pour cela nous utilisons des méthodes de diffusion laser, un "Phase Doppler Particles Analyser" (PDPA) et un projecteur produisant une nappe de lumière blanche. L'avantage des détecteurs optiques est qu'ils permettent une observation non intrusive au sein de l'écoulement.

### 3.1.2.1 Nappe de lumière blanche

Une partie de la conduite est constituée d'un tube de verre d'une longueur de 13 cm environ. Ce tube permet d'observer l'écoulement. Grâce à un projecteur dont nous avons au préalable "collimaté" le faisceau, il est possible d'éclairer une tranche du tube en verre. Ainsi, en filmant la tranche éclairée, nous avons la possibilité de faire une étude qualitative des différentes strates de l'écoulement d'He II diphasique.

### 3.1.2.2 Phase Doppler Particle Analyser (PDPA)

Le PDPA est constitué de deux faisceaux lasers qui en se croisant forment une cellule de mesure. Trois photo-multiplieurs recueillent l'information provenant de la cellule de mesure interagissant avec l'écoulement. Le PDPA est un instrument permettant une étude en granulométrie et vélocimétrie laser. Ainsi il est possible, dans certaines conditions, d'avoir accès à la taille et à la vitesse de gouttelettes provenant d'un brouillard. Comme pour le faisceau de lumière blanche, le PDPA est placé au niveau du tube en verre lors des observations. Pour des raisons d'encombrement, l'étude en lumière blanche ne peut pas se faire simultanément avec celle au PDPA.

### 3.1.2.3 Diffusion laser

Cette méthode utilise un laser interagissant avec l'écoulement. Ceci est rendu possible grâce à des hublots permettant un accès visuel à travers le cryostat. Le laser éclaire l'écoulement et la diffusion du faisceau par ce dernier devrait nous renseigner sur la taille des objets diffusants (ici des gouttes éventuellement), ainsi que sur leur densité interfaciale (la surface totale des diffuseurs par unité de volume). Contrairement au cas précédent, seul l'accès à mi-hauteur est possible. Par contre, cette mesure est opérationnelle tout au long de l'expérience.

### 3.1.3 Mise au point des capteurs

La ligne Cryoloop II nous permet d'étudier l'échange thermique d'un écoulement d' $\text{He II}$  diphasique dans des conditions se rapprochant de celles du projet LHC. L'un des inconvénients de cette expérience est son coût. Un tel cryostat nécessite une importante quantité de fluide cryogénique pour fonctionner. Ce coût de fonctionnement nous impose de minimiser le nombre de campagnes de mesures. Il nous a donc fallu mettre au point les protocoles expérimentaux hors campagnes de mesures.

## 3.2 Cycle de réfrigération

Avant tout refroidissement à l'hélium, nous effectuons un prérefroidissement avec de l'azote liquide à 77 K. A titre indicatif, signalons que la consommation d'azote liquide est de 6000 l par jour lors de la mise en froid du cryostat, et de 1500 l par jour en mode de fonctionnement.

Notre cryostat est connecté à un dispositif chargé de le refroidir et de l'approvisionner en hélium superfluide. Le système de réfrigération nécessaire à Cryoloop II est à l'image de ce dernier : long. Long de par le temps de mise en froid (1 semaine) et le nombre d'éléments constituant le cycle de réfrigération.

Une fois le cryostat refroidi, il faut le maintenir en froid en permanence pendant environ une semaine (période approximative d'une campagne de mesures). En dehors des périodes de mesure, le débit nécessaire pour maintenir le système à 4,2 K est d'environ 1 g/s, soit une consommation de 29 l/h. Pendant la durée des expériences, où des températures inférieures à  $T_\lambda$  doivent être obtenues, le débit maximal pouvait aller jusqu'à 250 l/h. L'ampleur d'une telle consommation montre bien que Cryoloop II doit être alimenté à partir d'une réserve d'hélium liquide de

grande capacité. Celle utilisée est de 10 000 l. Cette réserve est elle-même directement reliée au liquéfacteur dont le débit peut atteindre 100 l/h.

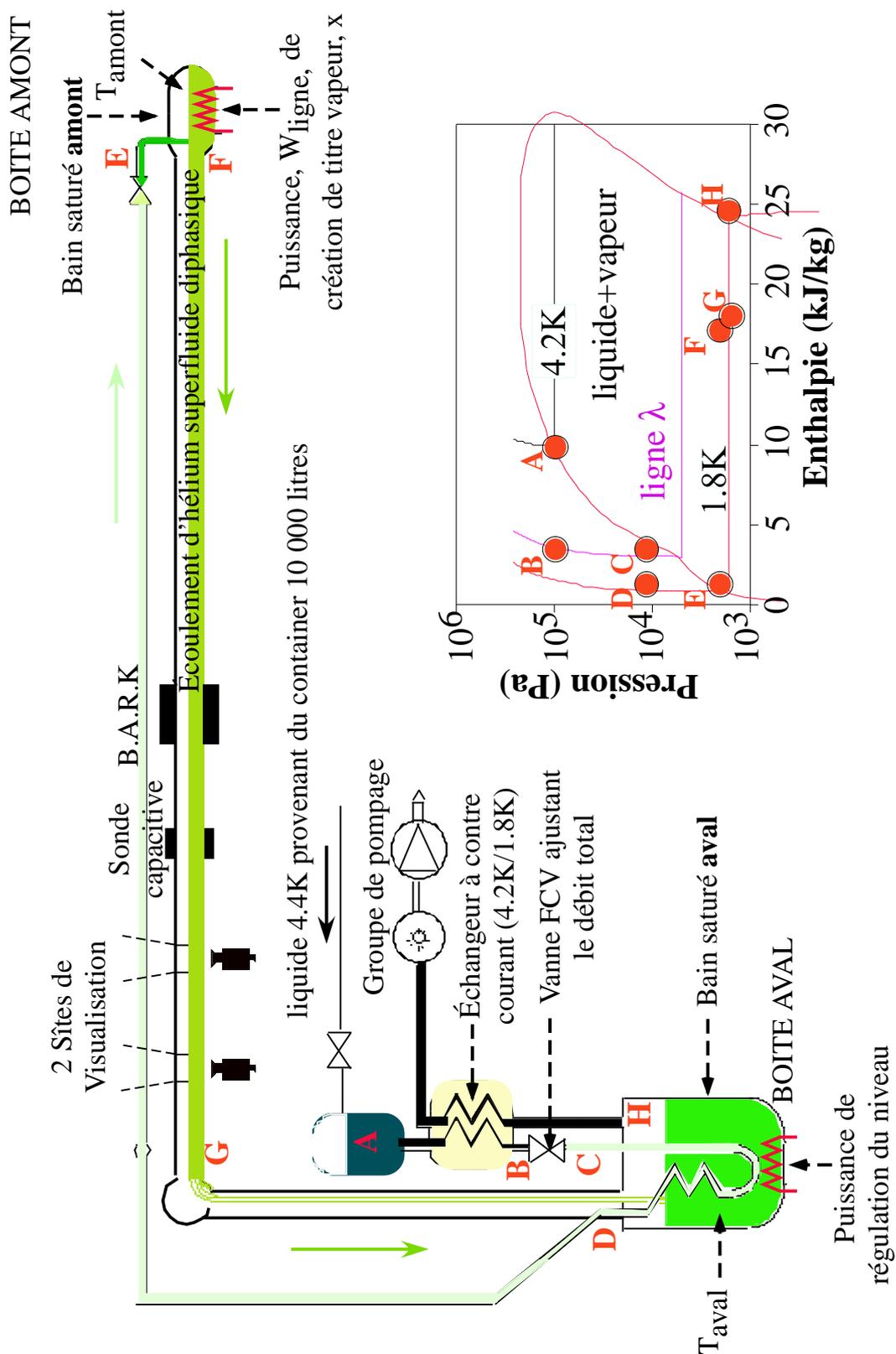


FIG. 3.2: Cycle de réfrigération et diagramme de Mollier (pression en fonction de l'enthalpie) associé.

### 3.2.1 Les différentes étapes du cycle de refroidissement hélium

L'alimentation en hélium superfluide diphasique de notre cryostat de 12 m de long nécessite un cycle de refroidissement bien spécifique. C'est ce cycle que nous allons expliciter ci-dessous en nous aidant de la figure 3.2 et du diagramme de Mollier [5] associé.

Le point de départ se situe au niveau de la réserve de 10 000 l où l'hélium est à une température de 4,4 K et à une pression de 1,2 Bar. Cette surpression permet un transfert d'hélium à travers une vanne de détente abaissant la température de l'hélium à 4,2 K et la pression à 1 Bar, nous arrivons ainsi au point *A*. Lors de cette détente adiabatique, une partie du gaz s'échappe vers la récupération où il est retraité. Le liquide, lui, s'accumule dans la réserve de 60 litres, puis circule dans un échangeur alimenté à contre-courant par du gaz refroidi à 1,8 K provenant du bain saturé aval. Grâce à cet échangeur, le liquide provenant du point *A* arrive au point *B* à une température légèrement inférieure à  $T_\lambda$ . Ensuite, le fluide traverse une vanne de détente Joule Thomson (vanne JT) avec laquelle nous pouvons imposer le débit. En sortie de vanne (point *C*), la pression est plus faible et la température quasiment inchangée car l'hélium reste liquide. Entre les points *C* et *D*, l'hélium échange de la chaleur avec le bain saturé aval à 1,8 K, ce qui permet d'abaisser la température de l'hélium à  $\simeq 1,85$  K. L'hélium s'écoule ensuite du point *D* au point *E* à travers un capillaire qui n'est pas parfaitement isolé, ce qui a pour conséquence d'élever légèrement la température au point *E*. L'hélium, arrivé au point *E*, traverse une dernière vanne JT qui abaisse sa température au-dessus de  $T = 1,8$  K ; il s'accumule dans une réserve qui forme le bain saturé amont. Une résistance placée dans ce bain nous permet de "vaporiser" la quantité d'hélium désiré pour qu'en début de ligne, en *F*, nous ayons la proportion d'hélium liquide et de gaz voulue (le titre massique désiré). L'hélium diphasique arrive ensuite directement dans la boîte aval, le liquide remplissant cette boîte et la vapeur s'échappant en *H*. Dans la boîte aval, une résistance de chauffage *W* nous permet de vaporiser la quantité d'hélium voulue afin de réguler le niveau de liquide. La vapeur d'hélium qui s'échappe en *H* passe dans l'échangeur à contre-courant pour arriver en amont du compresseur froid à une température de 3,5 K et une pression de l'ordre de 15 mbar (pour une température de la boîte aval de 1,8 K). Elle passe ensuite à travers le compresseur froid, puis à travers la Pompe à Anneau Liquide qui a pour but de remonter la pression jusqu'à la pression de récupération (pression atmosphérique). Le gaz ainsi récupéré est dirigé vers le liquéfacteur pour être de nouveau liquéfié. En ce qui concerne les mesures de débit, nous avons la possibilité d'avoir accès au débit total (gaz plus liquide) grâce à deux débitmètres qui travaillent dans des gammes de mesure différentes. Nous avons ainsi un débitmètre Venturi pour des débits entre 3 et 8 g/s et un compteur à gaz pour des débits plus faibles.

### 3.2.2 Détermination des pertes thermiques de la ligne

Le titre en vapeur de la ligne Cryoloop dépend des pertes thermiques et de la puissance utilisée dans la boîte amont pour évaporer l'hélium liquide. D'après cette puissance de chauffage, on connaît ce qui est évaporé et nous pouvons estimer la vitesse de vapeur en entrée de ligne. Les mesures étant effectuées en sortie de ligne, nous devons tenir compte de pertes thermiques le long de la ligne. Ceci permet de calculer la vitesse superficielle de la vapeur qui correspond à la vitesse calculée du gaz en supposant qu'il occupe toute la section de la conduite  $S_{tot}$  ; on la note  $V_{GS}$  qui s'exprime ainsi :  $V_{GS} = \dot{m}_{vap}/(\rho_{vap}S_{tot})$ , avec  $\rho_{vap}$  la densité de l'hélium vapeur et  $\dot{m}_{vap}$  son débit massique. Lors de nos essais, la vitesse superficielle de la vapeur  $V_{GS}$  reste peu différente de la vitesse de la vapeur  $V_g$  qui occupe la véritable section  $S_{vap}$  et qui vaut  $V_g = \dot{m}_{vap}/(\rho_{vap}S_{vap})$ .

#### 3.2.2.1 Méthode d'estimation des pertes

Pour l'estimation des pertes, nous avons besoin d'utiliser les vannes, thermomètres, sonde de niveau et autres, dans des configurations bien précises et suivant les étapes ci-dessous :

1. La vanne FCV qui ajuste le débit total doit être bloquée dans une position déterminée. De ce fait, le débit total arrivant dans la boîte amont est maintenu constant.
2. Dans la boîte aval, le niveau mesuré par une sonde supraconductrice est régulé dans un premier temps.
3. En régime permanent, avec les conditions 1) et 2) réunies simultanément, on mesure le débit massique total, noté  $\dot{m}$ , grâce au débitmètre Venturi qui se trouve en fin de circuit de réfrigération (avant la récupération d'hélium).
4. Ayant mesuré le débit, la puissance injectée au niveau de la boîte amont, notée  $W_{ligne}$ , est augmentée progressivement jusqu'à obtenir des conditions d'assèchement en sortie de ligne (la température relevée en fin de ligne "décolle" car le thermomètre ne se trouve plus dans le liquide).

Le calcul des pertes thermiques se fait de la façon suivante avec les valeurs relevées précédemment, en supposant qu'au point E l'hélium est injecté complètement liquide :

$$\dot{m} L_{sat} = W_{ligne} + \text{Pertes} \quad (3.1)$$

avec

$L_{sat}$ , la chaleur latente de vaporisation de l'hélium 4,

$\dot{m}$ , le débit total (gaz + liquide),

$W_{\text{ligne}}$ , la puissance correspondant à l'assèchement en sortie de ligne,  
soit :

$$\text{Pertes} = \dot{m} L_{\text{sat}} - W_{\text{ligne}} \quad (3.2)$$

L'incertitude sur les Pertes estimées dépend bien entendu de la précision de mesure du débit  $\dot{m}$  par le débitmètre Venturi et de  $W_{\text{ligne}}$ . Les incréments de  $W_{\text{ligne}}$  ont été faits par pas de 2 watts et on obtient finalement :  $\text{Pertes} = 10 \pm 2 \text{ W}$ .

### 3.3 Particularités de la conduite Cryoloop II par rapport au tube échangeur du CERN

Notre expérience est significative d'un écoulement diphasique co-courant d'hélium superfluide à faible pente, tel qu'il existera au LHC. Il existe cependant quelques différences entre Cryoloop II et le LHC, que le tableau 3.1 récapitule. Une différence notable est que, dans notre expérience, pour ne pas perturber l'écoulement, le tube d'amenée liquide de diamètre 10\*12 mm ne baigne pas dans l'hélium superfluide saturé, mais est dans le vide à l'intérieur d'un écran à la température de l'azote liquide. De ce fait, ce tube est exposé à des pertes thermiques plus importantes qu'au LHC, dues au rayonnement et à la conduction des supports. De plus, la conduite échangeur diamètre 40 mm est elle aussi dans le vide à l'intérieur de l'écran 80 K à l'exception de la petite portion de ligne notée B.A.R.K. L'effet des pertes thermique va dépendre de la portion considérée de la conduite :

- sur l'essentiel de sa longueur, en particulier au niveau de la sonde capacitive, la conduite de Cryoloop II est en acier inoxydable, si bien que sa partie haute pourra éventuellement être plus chaude que sa partie basse (où s'écoule le liquide),
- le même effet peut exister au niveau du tube en verre et du corps optique utilisés pour la visualisation, et ce d'autant plus que les pertes par rayonnement sont plus importantes à cause de la présence de hublots sur l'écran azote,
- au niveau de la boîte à résistance de Kapitza, qui mesure l'échange thermique, la conduite est par contre en cuivre, comme au LHC, ce qui rend négligeable l'effet des pertes thermiques. Ce tube échangeur est néanmoins plus mince et moins bon conducteur que celui du LHC, ce qui pourra avoir une incidence sur l'efficacité comparée du transfert thermique dans les deux cas.

Il faudra garder à l'esprit ces particularités lorsque l'on comparera les différents capteurs entre eux et également notre expérience à celle du LHC.

TAB. 3.1: les principales différences entre les dispositifs expérimentaux, Cryoloop II et la ligne de refroidissement du LHC.

	LHC	Cryoloop II
conduite et tube échangeur	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Cuivre</li> <li>- Diamètre interne/externe 54*58 mm</li> <li>- Longueur de la ligne 106 m</li> <li>- Baigne dans l'hélium pressurisé</li> </ul>	Inox : <ul style="list-style-type: none"> <li>- Diamètre interne/externe 40*43 mm</li> <li>- Longueur de la ligne <math>\simeq 12</math> m</li> <li>- Baigne dans le vide</li> </ul> Cuivre : <ul style="list-style-type: none"> <li>- Diamètre interne/externe 40*42 mm</li> <li>- 40 cm</li> <li>- Baigne dans l'hélium pressurisé</li> </ul>
Tube d'amenée d'hélium	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Diamètre interne/externe 10*12 mm</li> <li>- Interne au tube échangeur.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Diamètre interne/externe 12*14 mm</li> <li>- Externe au tube échangeur.</li> </ul>
Pertes thermiques	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Aimants supraconducteurs</li> <li>- Câblages électriques des aimants</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Mauvaise isolation de la ligne</li> <li>- Puissance imposée <math>W_{\text{ligne}}</math></li> </ul>
Débit de vapeur d'hélium	Entre 1 g/s et 4 g/s	Entre 1 g/s et 7 g/s .

---

## LES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS D'INSERTION

---

### 4.1 Boîte à résistance de Kapitza

Les aimants supraconducteurs du LHC baignent dans de l'hélium superfluide pressurisé à 1 bar, lui-même refroidi par un écoulement diphasique d'hélium superfluide à 1,8 K. Les pertes thermiques sur le bain pressurisé sont estimées à 0,5 W par mètre de ligne. Un échange thermique de bonne qualité entre la conduite de diphasique et le bain pressurisé est alors indispensable au maintien des aimants à leur température de fonctionnement (1,9 K). Dans l'expérience Cryoloop, cet échange est simulé et quantifié au moyen d'un dispositif spécifique, la boîte à résistance de Kapitza (B.A.R.K.).

Nous allons tout d'abord décrire ce dispositif et le mode opératoire associé, puis nous verrons comment y modéliser le transfert thermique. Nous montrerons en particulier que, pour un écoulement stratifié, ce transfert est approximativement proportionnel à la surface mouillée par la phase liquide de l'écoulement diphasique.

#### 4.1.1 Dispositif

La B.A.R.K. est insérée dans une section du tube où circule l'écoulement d'He II diphasique. Elle consiste en deux tubes concentriques (figure 4.1). Le tube intérieur en cuivre, de diamètre 40 mm et d'épaisseur 1 mm, est en continuité avec le tube porteur de l'écoulement. Le volume compris entre le tube intérieur et le tube extérieur (en inox, de diamètre 76 mm) est rempli par de l'hélium pressurisé superfluide sur une longueur de 40 cm. Pour chauffer ce volume, nous utilisons une résistance "méandre MINCO 5422", collée sur l'extérieur d'une portion de tube en cuivre de diamètre 60 mm et de longueur 20 cm, placé au milieu du bain pressurisé. Deux thermomètres permettent de mesurer la température du bain pressurisé : l'un,  $T_{\text{press1}}$ , est collé à la résine Stycast sur la face intérieure du tube supportant le chauffage, et l'autre,  $T_{\text{press2}}$ , sur le même rayon, près de l'extrémité de la boîte de Kapitza. La température du bain saturé est me-

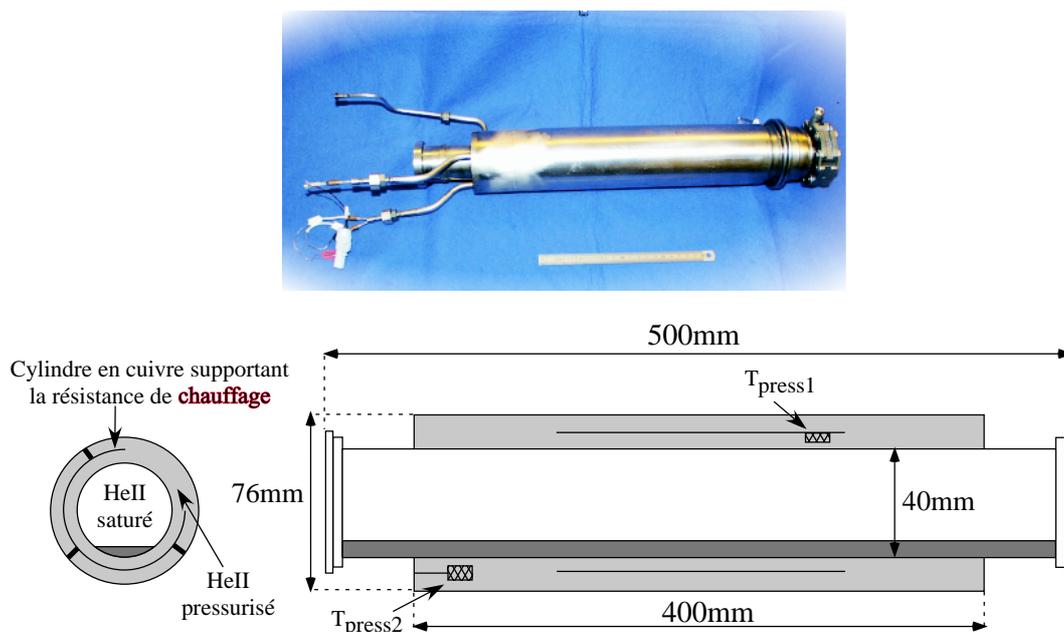


FIG. 4.1: Vue en coupe et de profil de la boîte à résistance de Kapitza. Les bains d'hélium pressurisé et saturé sont séparés par une paroi de cuivre d'épaisseur 1 mm.

surée juste en amont et en aval de la boîte à résistance de Kapitza par deux autres thermomètres, situés dans la partie basse de la conduite.

#### 4.1.1.1 Mode opératoire

Deux modes de fonctionnement ont été utilisés pour caractériser le transfert thermique (cf. figure 4.2) : chauffage par palier ou chauffage sinusoïdal. Dans le premier cas, on applique une puissance de chauffage constante (figure 4.2 a), et on mesure l'écart de température entre le bain pressurisé et le bain saturé à l'équilibre en fonction de la puissance injectée (le bain saturé, lui, reste approximativement à la même température, fixée par la pression de la ligne). La constante de temps pour atteindre l'équilibre, fixée par la chaleur spécifique, la masse du bain pressurisé et par le coefficient d'échange, est cependant élevée, de l'ordre de 20 s. Il faut alors 20 mn pour faire une dizaine de points. Une technique plus rapide consiste à faire osciller sinusoïdalement la puissance, avec une période de l'ordre de dix minutes, et à mesurer simultanément la différence de température  $\Delta T$  entre les bains pressurisé et saturé (figure 4.2 b). A cause du temps de réponse  $\tau$  du bain pressurisé,  $\Delta T$  est en retard par rapport à la puissance injectée  $W_{\text{Kap}}$ , si bien que l'on obtient un cycle en traçant  $\Delta T$  en fonction de  $W_{\text{Kap}}$  (figure 4.2 c). Afin d'obtenir une réponse unique (pour un  $\Delta T$  donné, la puissance transférée à l'équilibre), il nous faut déterminer le déphasage qui existe entre la puissance  $W_{\text{Kap}}$  et la réponse en température dans le bain saturé (dans l'écoulement). Pour cela, nous utilisons les équations bilan de la chaleur :

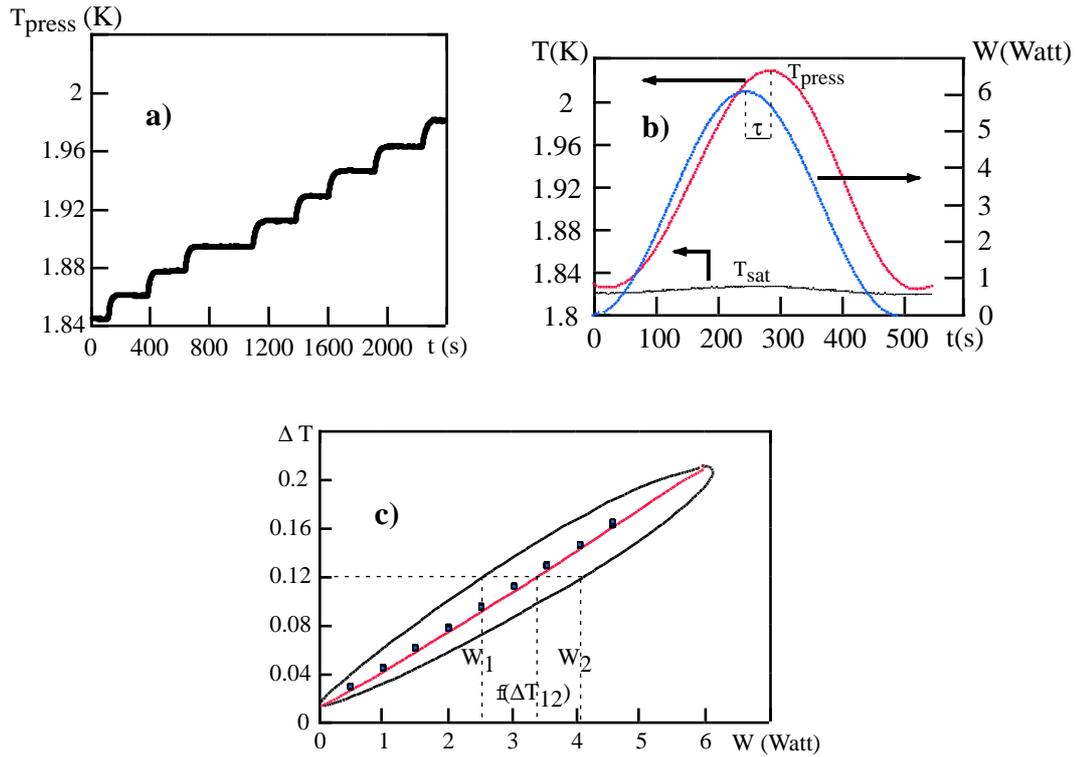


FIG. 4.2: Il existe deux modes de fonctionnement pour la B.A.R.K. : a) la puissance est injectée par paliers. b) La puissance est injectée sinusoïdalement au cours du temps, et du fait de l'inertie thermique, la réponse en température est déphasée d'un temps  $\tau$  qui dépend de la température et du périmètre mouillé. On obtient alors un cycle pour la réponse en température en fonction de la puissance  $W_{\text{Kap}}$ . c) La courbe continue représente ce même cycle après traitement (voir texte). Les points sont la réponse en température avec la méthode par paliers. Ces derniers sont quasiment superposés à la courbe continue ; on a donc bien équivalence des deux méthodes.

on appelle  $T_{\text{press}}$  la température régnant dans la boîte à résistance de Kapitza. L'énergie injectée dans cette boîte durant  $dt$  est :  $W_{\text{Kap}}dt$ .

La variation de l'énergie de la boîte est :  $M C_p dT_{\text{press}}$ , avec  $M$  la masse du fluide pressurisé dans la B.A.R.K. (la capacité calorifique totale du côté pressurisé est dominée par celle de l'He II dans notre gamme de températures (1,8 K-2,1 K)), et  $dT_{\text{press}}$  la variation de température dans cette boîte.

L'énergie cédée par la B.A.R.K. à l'écoulement diphasique est :  $\tilde{h} (T_{\text{press}} - T_{\text{sat}})dt$ , où  $\tilde{h}$  est une conductance thermique global. Nous avons donc :

$$W_{\text{Kap}}dt = M C_p dT_{\text{press}} + \tilde{h} (T_{\text{press}} - T_{\text{sat}}) dt \quad (4.1)$$

En posant  $\Delta T = T_{\text{press}} - T_{\text{sat}}$  nous obtenons :

$$\Delta T + \frac{M C_p}{\tilde{h}} \frac{d\Delta T}{dt} = \frac{1}{\tilde{h}} W_{\text{Kap}}, \quad (4.2)$$

soit une équation différentielle de type :  $\Delta T + \tau \frac{d\Delta T}{dt} = \frac{W_{\text{Kap}}}{\tilde{h}}$

avec  $\tau = M C_p / \tilde{h}$ .

Pour obtenir l'amplitude de la réponse à une variation sinusoïdale de puissance, on peut dans un premier temps considérer que les coefficients  $\tau$  et  $1/\tilde{h}$  sont constants. Lorsque la puissance  $W_{\text{Kap}}$  est introduite dans la boîte d'échange thermique sous une forme sinusoïdale  $W_{\text{Kap}}(t) = \bar{W} \cos(\omega t + \psi')$ , la réponse en température est alors :

$$\Delta T(t) = \frac{H(\omega) \cdot \bar{W} \cos(\omega t + \psi' - \varphi')}{\tilde{h}} \quad \text{avec} \quad H(\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (4.3)$$

telle que  $H(\omega)$  représente le coefficient d'amortissement et  $\varphi'$  le déphasage donné par  $\tan(\varphi') = \omega\tau$

Nous pouvons réaliser une application numérique pour une température dans la ligne comprise dans nos gammes de mesures, par exemple  $T=1,85$  K, et un mouillage typique correspondant à 20 % du périmètre du tube échangeur :

- le volume de la B.A.R.K. contenant l'hélium pressurisé est de 1,05 l,
- la densité de l'hélium liquide à 1,85 K et 1 Bar est de 145,5 kg/m<sup>3</sup>,
- la chaleur spécifique  $C_p$  de l'hélium à 1,85 K 1 Bar vaut 3411 J/K/kg,
- enfin le coefficient d'échange  $\tilde{h}$  est de  $0,2 \times 110$  W/K pour un périmètre mouillé de 20 % (cf. figure 4.4).

On trouve  $\tau$  de l'ordre de 22 s. Pour une période d'excitation de 500 s,  $\omega\tau$  vaut 0,28 et  $H(\omega)=0,96$ . Le rapport de l'amplitude d'excitation à l'amplitude de la réponse en température donnera donc une mesure du coefficient d'échange à 4% près.

La réalité peut différer de ce cas idéal pour deux raisons :

- d'une part, pour des amplitudes d'oscillation suffisamment élevées (0,2 K) les variations thermiques de  $\tilde{h}$  et  $\tau$  ne peuvent plus être négligées,
- d'autre part, si la surface mouillée change avec la puissance injectée  $W_{\text{Kap}}$ ,  $\tilde{h}$  n'est également plus constant.

Dans ces cas nous devons utiliser une approche plus complexe. On utilise alors l'équation qui décrit l'évolution de la température en régime transitoire :

$$f(\Delta T) + M C_p \frac{dT}{dt} = W_{\text{Kap}} \quad (4.4)$$

$f(\Delta T)$  en watt est la puissance transmise à travers les parois pour un  $\Delta T$  donné.

$W_{\text{Kap}}$  en watt est la puissance injectée dans le bain pressurisé de façon sinusoïdale.

L'objectif est ici de déterminer la fonction  $f(\Delta T)$ . Pour chaque  $\Delta T$ , on note  $W_1$  la puissance produisant ce  $\Delta T$  à puissance injectée croissante et  $W_2$  la puissance produisant ce même  $\Delta T$ , mais à puissance injectée décroissante (cf figure 4.2 c). En utilisant l'équation 4.4 pour ces deux temps, on obtient un système de deux équations à deux inconnues, dont la résolution donne  $C$

et  $f(\Delta T)$  :

$$f(\Delta T) = \frac{\frac{\partial T}{\partial t_2} \cdot W_1 - \frac{\partial T}{\partial t_1} \cdot W_2}{\frac{\partial T}{\partial t_2} - \frac{\partial T}{\partial t_1}} \quad \text{et} \quad C = \frac{W_1 - W_2}{\frac{\partial T}{\partial t_1} - \frac{\partial T}{\partial t_2}}. \quad (4.5)$$

Les dérivées de la température aux temps  $t_1$  et  $t_2$ , sont calculées numériquement.

La courbe continue de  $f(\Delta T)$  est tracée figure 4.2 c). Elle est en bon accord avec les points obtenus par chauffage par palier.

La puissance admissible maximale est fixée par la condition que le bain pressurisé reste superfluide (en dessous de 2,17 K). Pour un bain saturé à 1,8 K et des conditions typiques de débits liquide et vapeur, cette puissance est de l'ordre de 6 W, soit 15 W/m. En tenant compte du fait que le diamètre du tube échangeur au C.E.R.N. est de 54 mm au lieu de 40 mm pour Cryoloop, les puissances linéiques échangées dans notre expérience peuvent être quarante fois plus importantes qu'au LHC. En pratique, nous avons utilisé toute cette gamme de puissance pour tester le rôle du brouillard dans le transfert thermique.

#### 4.1.2 Différents facteurs influant sur le transfert thermique

Pour une différence de température fixée entre les deux bains, le transfert thermique dépend de plusieurs facteurs :

1. la résistance thermique du superfluide dans les deux bains,
2. les résistances de contact entre l'hélium pressurisé et le tube en cuivre, et entre le tube et l'hélium saturé, qui sont les véritables résistances de Kapitza,
3. la résistance thermique du cuivre.

##### 4.1.2.1 Contribution du superfluide

Dans l'HeII, le transfert de chaleur se fait par contre-écoulement des composantes normale et superfluide, la composante normale transportant seule l'entropie. A faible flux (faible vitesse du contre-écoulement), la résistance thermique est due au frottement de la composante normale sur les parois. Pour nos dimensions, ce frottement, donc la résistance associée, est très faible. Au-delà d'un flux critique, typiquement 1 mW/cm<sup>2</sup> [47], le fluide normal frotte également sur des vortex créés par le contre-écoulement. Dans ce régime, dit de Görtler-Mellink, le gradient de température augmente rapidement, comme le cube du flux de chaleur (la densité de vortex étant proportionnelle au carré du flux de chaleur) :

$$\nabla T = f(T) \dot{q}^3, \quad (4.6)$$

avec

$\nabla T$ , le gradient de température en K/cm,

$\dot{q}$ , le flux de chaleur en W/cm<sup>2</sup>,

$1/f(T)$  une fonction de dimension W<sup>3</sup>/cm<sup>5</sup>K.

En pratique, nous appliquons au maximum 6 watts répartis dans les directions suivantes :

- la moitié de cette puissance se propage radialement du cuivre chauffé par la résistance MINCO vers le bain saturé, ce qui correspond à une distance inférieure au centimètre,
- les deux quarts restants se propagent transversalement du cuivre chauffé vers les deux extrémités de la boîte, sur une distance  $L_f=10$  cm.

La situation la plus critique en matière de gradient est le deuxième cas. D'après l'équation 4.6, nous avons, pour une température comprise entre 1,85 K et 1,95 K à 1 bar, et en considérant  $1/f(T)$  constant avec pour valeur 1200 W<sup>3</sup>/cm<sup>5</sup>K [47] :

$$\delta T = \frac{L_f \dot{q}^3}{1200}, \quad (4.7)$$

$\delta T$  étant la différence de température entre le point chaud (i.e. l'extrémité du tube chauffé) et l'extrémité de la boîte.

Pour une puissance dégagée de 1,5 watts (i.e. 1/4 de la puissance maximale) sur une surface<sup>2</sup> de 33 cm<sup>2</sup>, i.e. 45 mW/cm<sup>2</sup>, nous obtenons un gradient de 10  $\mu$ K/m (soit  $\Delta T \sim 1 \mu$ K). Cette valeur est une borne supérieure du gradient existant dans l'He II pressurisé (en effet, la puissance par unité de surface n'est pas constante sur la longueur  $L_f$  car elle s'échappe par la paroi du tube échangeur).

Une telle différence de température est négligeable par rapport à celle entre les bains pressurisé et saturé, mais aussi par rapport à la résolution de nos thermomètres (0,5 mK). De ce fait, lors des expériences, nous vérifions bien que les deux thermomètres du bain pressurisé donnent la même valeur. Nous pouvons donc considérer que le transport de flux de chaleur dans l'enceinte pressurisée s'effectue à température uniforme.

#### 4.1.2.2 Contribution des résistances thermiques

Lorsque l'on applique un flux de chaleur entre deux milieux séparés par une interface, par exemple solide, on observe une différence de température entre ces deux milieux, notée  $\Delta T$ , qui résulte des résistances thermiques rencontrées par le flux de chaleur. Schématisons notre cas

---

<sup>2</sup>Cette surface est obtenue en faisant la différence de l'aire entre le cylindre en inox de 76 mm de diamètre interne et le tube échangeur en cuivre de 42 mm de diamètre externe.

par deux bains d'hélium liquide superfluide séparés par une paroi de cuivre. Il existe différentes résistances entre ces deux bains : la première est la résistance de Kapitza. C'est une résistance thermique qui existe à l'interface de deux milieux physiques. Elle se traduit par un saut en température,  $\delta T$ , à l'interface des deux milieux lorsqu'une puissance  $\delta W$  les traverse (cf. figure 4.3). La résistance de Kapitza est généralement définie de la façon suivante :

$$R_{\text{Kap}} = \lim_{\delta W \rightarrow 0} \frac{S \delta T}{\delta W}, \quad (4.8)$$

où  $S$  est la surface de l'interface considérée. Ce phénomène est important à basse température.

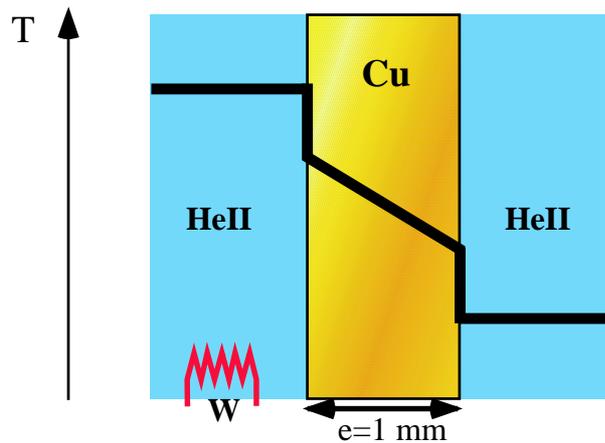


FIG. 4.3: Profil de température lors d'un échange de chaleur entre deux bains d'He II séparés par un solide (par exemple du cuivre). A chaque interface liquide/solide, il existe une résistance de Kapitza mise en évidence par un saut en température aux parois lors d'un transfert de chaleur.

En effet, la résistance de Kapitza est inversement proportionnelle au cube de la température.

La deuxième résistance thermique rencontrée par le flux de chaleur est celle du cuivre. Cela se traduit par un gradient de température constant dans le cuivre (faible gamme de  $T$ ).

Globalement, une mesure du  $\delta T$  fait intervenir la somme de ces résistances thermiques mises en série.

#### 4.1.2.3 Détermination des différentes contributions thermiques

##### **Le cuivre :**

Le cuivre de la paroi de séparation a été préalablement étudié afin de déterminer sa résistance thermique grâce à un banc de conduction thermique<sup>3</sup>. Pour des températures comprises entre

<sup>3</sup>Sur un échantillon prélevé sur le tube de diamètre 40 mm, qui sera ultérieurement utilisé pour fabriquer la boîte à résistance de Kapitza, on applique un chauffage et on mesure la différence de température entre deux points le long de l'échantillon.

1,5 K et 4,2 K (recouvrant largement notre gamme d'étude), la conductivité thermique du tube de cuivre est :

$$K_{Cu} = 6,22 T \quad [\text{W/K.m}] \quad (T \text{ en kelvin}) \quad (4.9)$$

Notre cuivre peut être considéré comme un "mauvais" cuivre : à titre indicatif, pour un cuivre standard (type Elec.T.P), à 1,8 K, la conductivité thermique est de 144 W/K/m, alors que le cuivre utilisé pour la B.A.R.K est de 11,2 W/K/m.

### La résistance de Kapitza :

La résistance de Kapitza a été déduite d'un étalonnage dans un cryostat séparé. La partie centrale est remplie par de l'hélium liquide saturé de façon à mouiller la surface totale interne  $S_{tot}$ . Dans ces conditions, la différence de température  $\Delta T_{ref}$  mesurée entre le bain pressurisé et le bain saturé lors d'un transfert de chaleur  $W_{ref}$  s'écrit :

$$\Delta T_{ref} = \frac{W_{ref}}{h_{tot}(T) S_{tot}}, \quad (4.10)$$

$h_{tot}(T)$ , le coefficient d'échange total prenant en compte les deux résistances de Kapitza (pour chaque interface) et la résistance due au cuivre est donné par

$$\frac{1}{h_{tot}(T)} = 2 R_{Kap}(T) + \frac{e}{K_{Cu}(T)} \quad [\text{K.m}^2/\text{W}], \quad (4.11)$$

où  $e$  est l'épaisseur du tube de cuivre.

Connaissant  $h_{tot}$  (cf. figure 4.4) et  $K_{Cu}$ , cette équation nous permet d'extraire  $R_{Kap}$  :

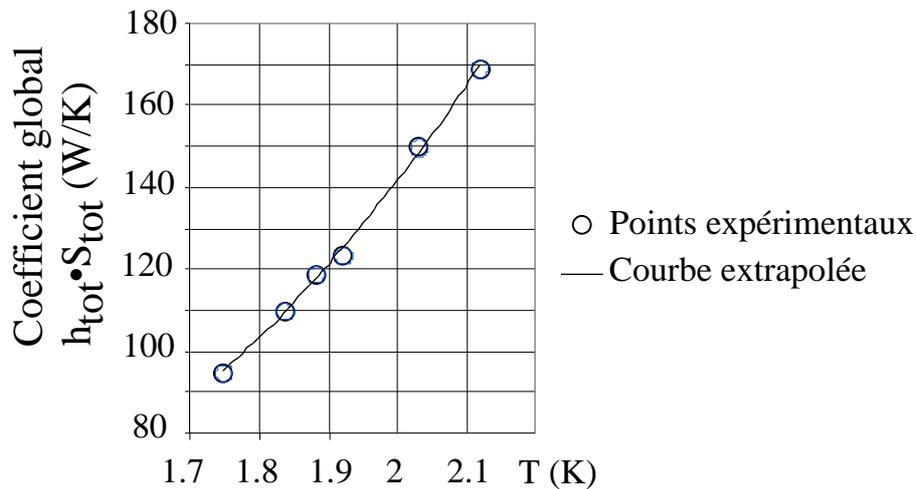


FIG. 4.4: Dans un cryostat séparé, le coefficient d'échange total  $h_{tot}$  a été déterminé pour différentes températures en gardant la surface interne (lieu de l'écoulement) totalement mouillée. On voit que  $h_{tot} \times S_{tot}$  augmente avec la température et vaut environ 102 W/K à  $T=1,8$  K.

$$R_{Kap} = \frac{1}{882 \cdot T^3}. \quad (4.12)$$

Dans l'expérience Cryoloop II, le bain saturé n'occupe qu'une partie du tube central. Si l'on considère que les lignes de flux sont radiales dans le cuivre, le coefficient d'échange reste égal à  $h_{\text{tot}}(T)$ , et le transfert thermique est proportionnel à la surface mouillée par le liquide saturé,  $S_m$  :

$$W = \Delta T \cdot S_m \cdot h_{\text{tot}}, \quad (4.13)$$

$W$  et  $\Delta T$  étant respectivement la puissance de chauffage dans le bain pressurisé et la différence de température mesurée entre les bains pressurisé et saturé.

La validité de l'hypothèse de flux radial va dépendre de la conductivité du cuivre. En effet, si la conduction dans le cuivre est infinie (ou très grande), toute la face externe du cuivre participe à l'échange. De ce fait, les lignes de flux ne sont pas purement radiales. Cet effet augmente le flux thermique par rapport à l'équation 4.13 (d'un facteur 2 si  $K_{\text{Cu}} \rightarrow \infty$  et  $S_m \ll S_{\text{Tot}}$ ). Pour quantifier la correction dans le cas général, il nous faudra modéliser le transfert thermique (cf. § 4.1.3).

#### 4.1.2.4 Contribution de l'échange thermique avec la vapeur

Nous allons montrer ici que la contribution de la vapeur au phénomène d'échange thermique est faible par rapport à celle de l'hélium liquide (modélisation sans considérer le brouillard).

La vapeur d'hélium dans notre conduite participe à l'échange thermique par convection forcée (le mouvement du fluide s'effectue grâce à des forces externes). Le problème de la convection est en fait de déterminer le coefficient d'échange en fonction des conditions d'écoulement du fluide, des caractéristiques géométriques et des parois. De façon expérimentale, il a été montré que ce coefficient d'échange convectif dépend essentiellement des nombres adimensionnés de Nusselt  $Nu$ , Prandtl  $Pr$  et Reynolds  $Re$ . Ces derniers caractérisent respectivement l'échange thermique, les propriétés thermo-physique, et le régime d'écoulement du fluide.

Dans notre expérience, nous sommes en régime turbulent. En effet, le nombre de Reynolds varie de 68 000 à 880 000 environ. Ces valeurs élevées sont dues à la faible viscosité dynamique de l'hélium superfluide. Dans une conduite pour un régime turbulent, on peut utiliser la *formule de Colburn* [48] pour caractériser l'échange thermique du gaz avec les parois de la conduite :

$$Nu = \frac{h_{\text{gaz}} D}{\kappa} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}, \quad (4.14)$$

avec

$h_{\text{gaz}}$ , le coefficient d'échange thermique, ici du gaz,

$D$ , le diamètre de la conduite,

$\kappa$ , la conductivité du gaz.

Pour appliquer cette formule, il faut que le rapport entre la longueur de la conduite et son diamètre  $D$  soit supérieur à 60, ce qui est notre cas ( $10/0,04=250$ ). En revanche, cette formule a été établie expérimentalement pour des Reynolds compris entre 10 000 et 120 000. Nos Reynolds peuvent être un peu plus élevés, ce qui signifie que nous pourrions commettre une erreur pour l'échange thermique par la vapeur calculée aux plus fortes vitesses de vapeur (où à forte puissance  $W_{\text{ligne}}$  injectée). Néanmoins nous estimons au plus à 10 % cette erreur.

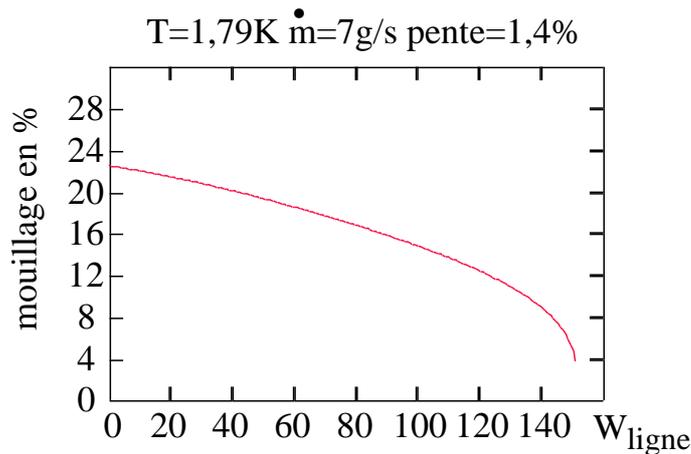


FIG. 4.5: Pourcentage de périmètre mouillé par le liquide avec  $\dot{m}=7$  g/s et  $T=1,79$  K calculé à partir d'un code de calcul dans les conditions d'écoulement stratifié lisse (conditions de Taitel et Dukler).

Afin de déterminer la contribution de la vapeur à l'échange thermique à partir de l'équation 4.14, nous devons estimer l'occupation du liquide et de la vapeur dans la conduite. Pour cela, nous nous aidons du code de calcul déterminé par Laurent Grimaud [15] pour un écoulement stratifié lisse, dont le coefficient de frottement à l'interface liquide/vapeur est supposé identique à celui utilisé pour le frottement pariétal avec la vapeur (conditions de Taitel et Dukler). Les paramètres d'entrée sont :

- la température du bain saturé = 1,79 K,
- la longueur de la ligne = 12 m,
- l'inclinaison du cryostat = 1,4 %,
- le diamètre de la conduite = 0,04 m,
- les pertes thermiques inhérentes au cryostat = 10 W,
- le débit massique total  $m$  en entrée de ligne = 7 g/s.

Ainsi, nous pouvons obtenir le pourcentage de périmètre mouillé par le liquide en paroi, et de ce fait la section occupée par le gaz dans de telles conditions d'écoulement, à partir de la figure 4.5. Les conditions que nous avons choisies favorisent l'échange thermique par la vapeur car la vitesse vapeur est plus importante quand la température est faible ( $T=1,79$  K). Ayant estimé la

section occupée par chaque phase, nous pouvons comparer l'échange thermique par la vapeur et par le liquide dans la figure 4.6. Sur cette figure est reporté le rapport de la puissance que

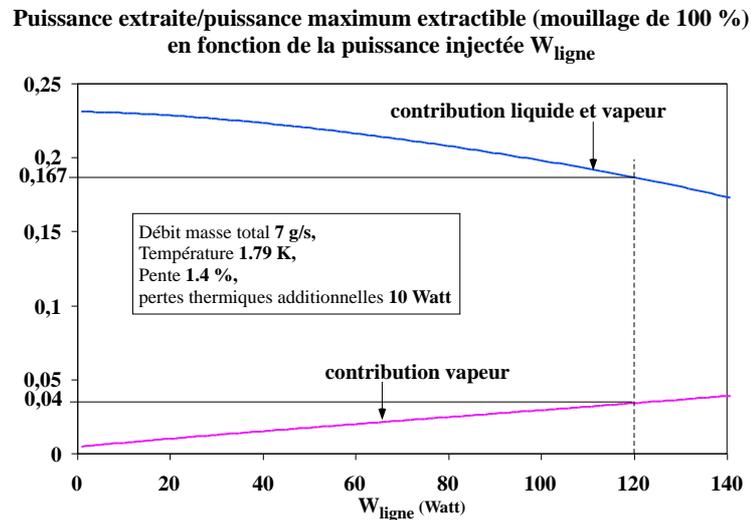


FIG. 4.6: Rapport de la puissance extraite par la vapeur (ou le liquide + la vapeur) sur la puissance maximale extractible qui revient à mouiller complètement les parois du tube par le liquide, et cela en fonction de  $W_{\text{ligne}}$ . Nous voyons que l'échange thermique avec la vapeur augmente avec la puissance  $W_{\text{ligne}}$ . Cependant l'échange global, prenant en compte l'échange avec la vapeur + le liquide diminue lorsque  $W_{\text{ligne}}$  augmente.

peut extraire la vapeur (ou le liquide + la vapeur) à la puissance maximale extractible, c'est-à-dire quand la conduite est complètement mouillée par le liquide, et cela en fonction de  $W_{\text{ligne}}$ . Ce "rapport de puissance extraite" RPE pour la vapeur est estimé à partir de la relation de "Colborn" pour une occupation de section à partir du niveau de liquide calculé (cf. figure 4.5). Dans le cas du liquide, le RPE est calculé également à partir de la figure 4.5, connaissant la relation entre  $h_{\text{total}}$  et la température (cf. figure 4.4). Nous observons figure 4.6 que la contribution de la vapeur à l'échange augmente avec  $W_{\text{ligne}}$ . Aux plus fortes puissances  $W_{\text{ligne}}$  que nous ayons utilisées au cours de notre expérience, i.e. 120 W à  $T=1,79$  K, la contribution de la vapeur à l'échange thermique est 30 % de celle du liquide dans l'hypothèse d'un écoulement stratifié.

Malgré cette amélioration, due à la vapeur, l'échange global (liquide+vapeur) diminue lorsque  $W_{\text{ligne}}$  augmente, ce qui reste contradictoire avec les résultats de Cryoloop I (cf. figure 2.7) qui montraient une amélioration de l'échange thermique. L'échange par la vapeur ne peut donc expliquer ces mesures. Nous retiendrons cependant que la vapeur peut contribuer pour quelques pour-cents au RPE.

### 4.1.3 Modélisation du transfert thermique lors d'un écoulement stratifié

Nous cherchons à modéliser le transfert thermique dans les conditions expérimentales liées à Cryoloop II. Les températures sont situées autour de 1,8 K et l'écoulement est supposé stratifié. Nous avons effectué deux modélisations : l'une par un calcul simplifié et l'autre numérique, considérant les équations exactes d'échange thermique. Dans les deux cas, nous avons négligé la vapeur dont nous venons de voir que la contribution est faible (équivalent à 4 % de périmètre mouillé au maximum).

#### 4.1.3.1 Calcul approché

L'idée du calcul approché est de rendre compte, de façon simplifiée, du phénomène d'échange thermique au sein de la B.A.R.K. Le transfert de chaleur du bain d'He II pressurisé au bain d'He II saturé s'effectue à travers la paroi de cuivre de 1 mm d'épaisseur. Seules les surfaces mouillées par le liquide participent à l'échange. La phase gazeuse est considérée comme n'intervenant pas dans l'échange thermique.

Sur la face interne du tube de cuivre, nous distinguons deux régions : celle *mouillée* par l'hélium liquide et la région *non mouillée* (i.e. en contact avec le gaz seul).

La face externe du tube de cuivre est complètement mouillée par l'He II pressurisé.

La conductivité thermique du cuivre de notre B.A.R.K. étant non nulle, les lignes de flux dans le cuivre ne sont pas uniquement radiales et subissent, au voisinage de la surface libre du bain saturé, une "perturbation" schématiquement représentée sur la figure 4.7, dont l'effet est d'extraire de la chaleur sur une plus grande surface de la paroi externe ; on parle "d'effet d'ailette" (par référence aux ailettes d'un radiateur). Nous allons ici chercher à déterminer une longueur

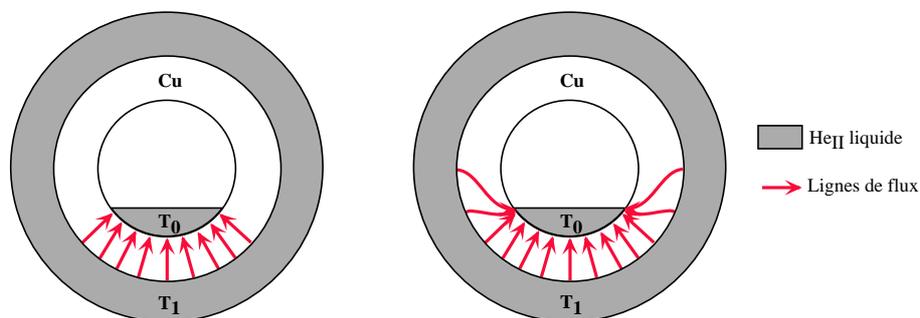


FIG. 4.7: Ligne de flux de chaleur radial (à gauche) et en considérant l'effet d'ailette (à droite).

caractéristique  $\lambda''$  quantifiant la longueur sur laquelle l'effet d'ailette intervient. Pour cela, nous étudions une version linéaire de la figure 4.7 représentée figure 4.8.

Dans cette figure :

- $T_0$  : température du bain d'He II saturé,
- $T_1$  : température du bain d'He II pressurisé,
- $e$  : épaisseur du cuivre ,
- $L_m$  : demi-longueur du périmètre mouillé par l'He II liquide saturé,
- $P$  : demi-périmètre total du tube échangeur,
- L'épaisseur du cuivre étant fine (1 mm), nous ferons l'approximation que la température du cuivre ne varie que selon  $x$  (le long de la paroi) et pas selon l'épaisseur  $y$ . Nous traitons le problème de façon unidimensionnelle.

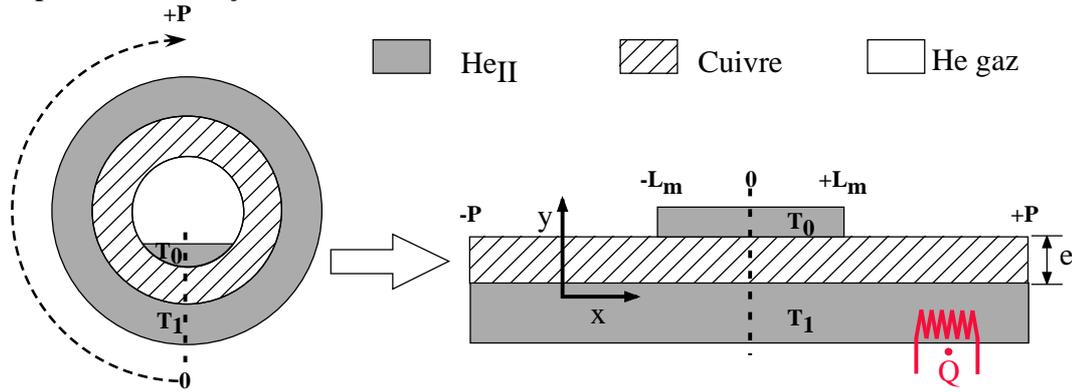


FIG. 4.8: Vue en coupe et déroulée de la boîte à résistance de Kapitza contenant l'écoulement d'hélium diphasique

En principe, on a  $T(P) = T(-P)$  (continuité de la température dans le tube). Pour simplifier, nous considérons le problème comme infini ( $P \rightarrow \infty$ ), ce qui sera justifié pour  $L \ll P$  dès lors que  $\lambda'' \ll P$  ( $\lambda''$  est défini dans l'équation 4.17).

Le flux de chaleur dans la plaque est  $-K_{Cu} \nabla T$ . Il varie le long de la plaque à cause de l'échange avec le liquide. On a :

$$\forall |x| \leq L_m, \text{ région mouillée} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} = \frac{2}{K_{Cu} \cdot e \cdot R_{Kap}} \left( T(x) - \frac{T_1 + T_0}{2} \right), \quad (4.15)$$

$$\forall |x| \geq L_m, \text{ région non mouillée} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} = \frac{1}{K_{Cu} \cdot e \cdot R_{Kap}} (T(x) - T_1). \quad (4.16)$$

A partir de ces équations, il est possible d'extraire une longueur caractéristique pour chaque région :

$$\text{Dans la région mouillée} \quad \lambda'' = \sqrt{\frac{K_{Cu} \cdot e \cdot R_{Kap}}{2}} \quad (4.17)$$

$$\text{Dans la région non mouillée} \quad \lambda' = \sqrt{K_{Cu} \cdot e \cdot R_{Kap}} \quad (4.18)$$

La résolution des équations 4.15 et 4.16 se fait en considérant les conditions aux limites suivantes pour les deux régions :

- Continuité de la température et de son gradient en  $x = \pm L_m$ .
- Gradient de température nul en  $x = 0$ .
- $T$  fini pour  $|x| \rightarrow \infty$ .

$T$  est alors de la forme :

$$\forall x \leq L_m \quad T(x) = \frac{T_0 + T_1}{2} + A \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{|x|}{\lambda''}\right),$$

$$\forall x \geq L_m \quad T(x) = T_1 + C \cdot \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda''}\right),$$

où  $A$  et  $C$  sont déterminés en écrivant la continuité de  $T$  et  $dT/dx$  en  $L_m$ .

En intégrant le flux entrant (ou sortant) sur la face externe (ou interne) du cuivre, on obtient la puissance transférée par unité de longueur du tube  $W_L$  :

$$W_L = \frac{(T_1 - T_0)}{R_{\text{eff}}}. \quad (4.19)$$

$R_{\text{eff}}$  la résistance effective totale est donnée par :

$$R_{\text{eff}} = \frac{R_{\text{Kap}}/L_m}{1 + \frac{1}{\frac{L_m}{\lambda''}(\sqrt{2} + \operatorname{coth} \frac{L_m}{\lambda''})}}. \quad (4.20)$$

$R_{\text{Kap}}$  est la résistance de Kapitza à une des interfaces He II liquide/cuivre.

- Pour un cuivre mauvais conducteur ( $\lambda'' \ll L_m$ ), on retrouve  $R_{\text{eff}} = R_{\text{Kap}}/L_m$ , i.e. l'équation 4.11 (dans la limite où on néglige la résistance transverse du cuivre).
- Pour un cuivre conducteur parfait,  $\lambda'' \gg L_m$  et  $R_{\text{eff}} = R_{\text{Kap}}/2L_m$  car seule la surface extérieure intervient (pour  $P \gg L_m$ ).
- Pour les valeurs expérimentales données par 4.9 et 4.12, on calcule  $\lambda'' \simeq 0,9$  mm à 1,85 K, nettement inférieur aux périmètres rencontrés dans nos expériences ( $L_m > 10$  mm). On peut alors développer l'équation 4.20 comme :  $R_{\text{eff}} \approx \frac{R_{\text{Kap}}}{L_m + \frac{\lambda''}{1 + \sqrt{2}}}$ . L'effet d'ailette revient donc à augmenter le périmètre mouillé ( $2L_m$ ) de  $2\lambda''/(1 + \sqrt{2})$ . Pour  $L_m > 10$  mm, on a  $\lambda''/L_m < 0,1$  et la correction relative est inférieure à 5 %.

Le rapport de  $R_{\text{eff}}$  à  $R_{\text{Kap}}/L_m$  représenté figure 4.9 en fonction de  $\lambda''/L_m$  diminue lorsque  $\lambda''/L_m$  augmente, ce qui traduit l'amélioration relative de l'échange thermique .

Cependant, toute cette étude néglige le gradient de température dans l'épaisseur du cuivre. Pour valider ces conclusions il faut considérer le problème bidimensionnel complet. La résolution est alors numérique.

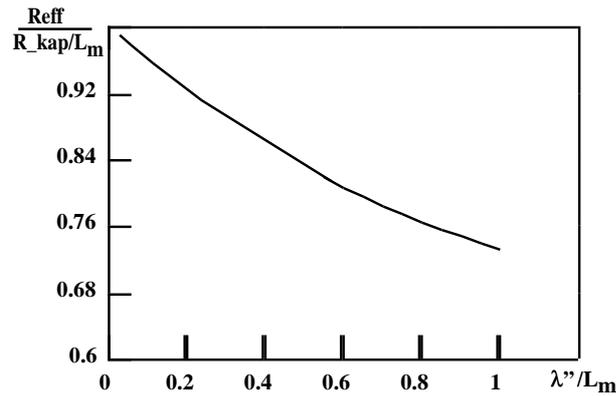


FIG. 4.9: Résistance effective normalisée par  $R_{\text{Kap}}/L_m$  en fonction de  $\lambda'' / L_m$ , d'après la formule de l'équation 4.20. Pour  $\lambda'' = 0$ ,  $R_{\text{eff}}$  et  $R_{\text{Kap}}/L_m$  sont égaux.

#### 4.1.3.2 Calcul numérique de l'échange thermique

L'échange thermique entre de l'hélium superfluide diphasique et les parois en cuivre du tube échangeur a été modélisé par Roser VALCORBA [45]. Le logiciel utilisé est le module thermique d'ANSYS par éléments finis. La modélisation prend en compte tous les phénomènes de conduction dans le cuivre (aussi bien transverse que longitudinale), ainsi que les échanges entre l'He II liquide et les parois du cuivre. Le système physique est maillé et la résolution des équations s'effectue de proche en proche, pour déterminer finalement  $T(x, y)$ . La modélisation prend en compte les hypothèses suivantes :

- Le tube en cuivre est supposé infiniment long.
- Les températures des périmètres mouillés extérieurs et intérieurs sont supposées uniformes (conditions aux limites).
- L'échange thermique entre l'hélium superfluide, pressurisé ou saturé, et le cuivre est régi par un coefficient connu (loi de Kapitza), évalué à la température des périmètres mouillés.
- L'échange thermique entre le cuivre et la vapeur d'hélium est négligé.
- La température de la vapeur est supposée uniforme et égale à celle de l'hélium superfluide saturé.
- Le transfert thermique au travers de l'épaisseur de cuivre est régi par un coefficient connu (loi de conduction du cuivre) évalué à la température correspondante.

La figure 4.10 représente les profils de température sur les faces intérieure et extérieure du cuivre, pour un remplissage à 50 % du tube, et des températures du saturé et du pressurisé respectivement de 1,8 K et 1,82 K. Loin de l'interface, dans la région mouillée, les températures

intérieures et extérieures diffèrent entre elles à cause de la résistance du cuivre, des températures du saturé et du pressurisé et de la résistance de Kapitza. La transition entre les régions mouillée et non mouillée ne se fait pas brutalement, mais sur une longueur finie, à cause de l'effet d'ailette.

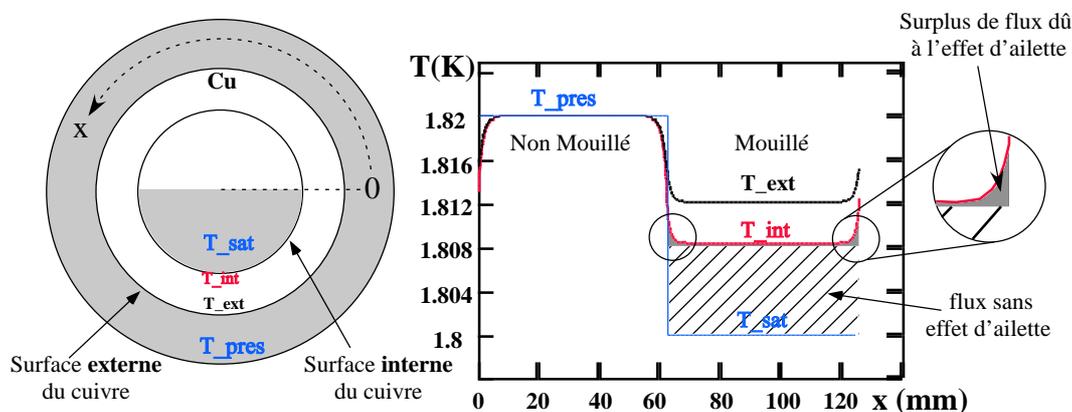


FIG. 4.10: A gauche, le schéma de la boîte à résistance de Kapitza; le fluide mouille le tube de cuivre sur la moitié du périmètre. A droite, le profil de température dans le cuivre de la boîte à résistance de Kapitza lorsque le périmètre mouillé (par le liquide) interne est de 50 %. La surface hachurée donne le flux de chaleur qui passe à travers la surface interne du cuivre vers le liquide en saturation, dans le cas sans effet d'ailette. La surface grisée représente le surplus de flux de chaleur lorsque l'on considère l'effet d'ailette.

La figure 4.11 compare (en valeur absolue) l'écart des températures intérieure et extérieure, de part et d'autre de l'interface liquide-vapeur, à leurs valeurs asymptotiques respectives. La représentation semi-logarithmique fait apparaître le comportement exponentiel de la perturbation. Sur la même figure, on a tracé le comportement attendu par la température (unique) du cuivre dans le cas 1D précédemment traité. Ce modèle approximatif rend compte à la fois de l'échelle de longueur sur laquelle la température est perturbée et de l'amplitude de la perturbation.

On peut également évaluer le flux de chaleur (donc  $1/R_{\text{eff}}$ ) dans le cas 2D en intégrant la différence ( $T_{\text{int}} - T_{\text{sat}}$ ) dans la région mouillée.

La figure 4.10 fait clairement apparaître que ce flux est plus grand que sans effet d'ailette<sup>4</sup>. En répétant ce calcul pour diverses valeurs de  $L_m$ , on obtient  $R_{\text{eff}}$  en fonction de  $\lambda''/L_m$  (figure 4.12) (ici  $\lambda''=0,9$  mm, i.e. la valeur du calcul 1D). Là encore, les résultats se comparent bien à ceux du modèle 1D, l'écart entre les deux prédictions étant de l'ordre de 20 %.

<sup>4</sup>Ce surplus de flux de chaleur est apparent lorsque l'on intègre la température le long de la face interne mouillée par le liquide en saturation.

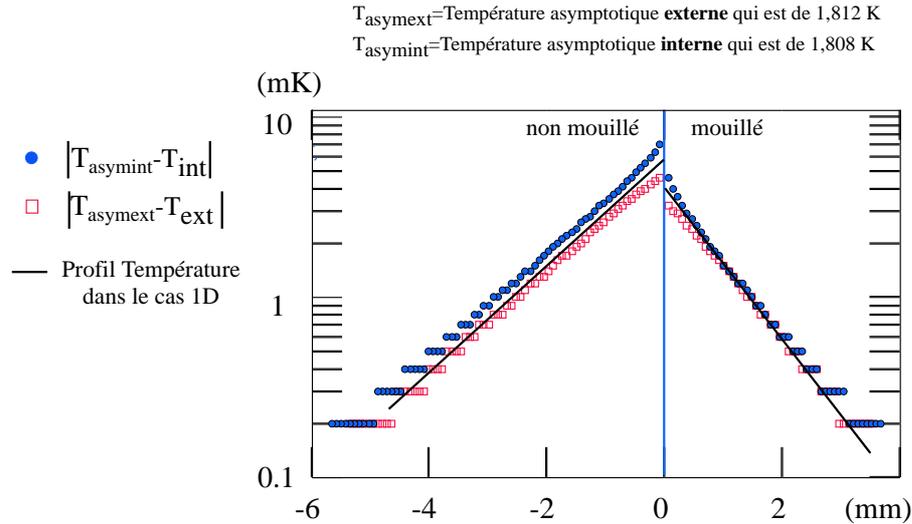


FIG. 4.11: Profil de température dans le cuivre, le long du périmètre du tube au niveau de la triple interface (0 mm). ● : variation de température sur sa face interne ( $T_{\text{int}}$ ). Carré : idem sur la face externe ( $T_{\text{ext}}$ ). Droite : Idem pour le modèle 1D (il n'y a alors qu'une température du cuivre).

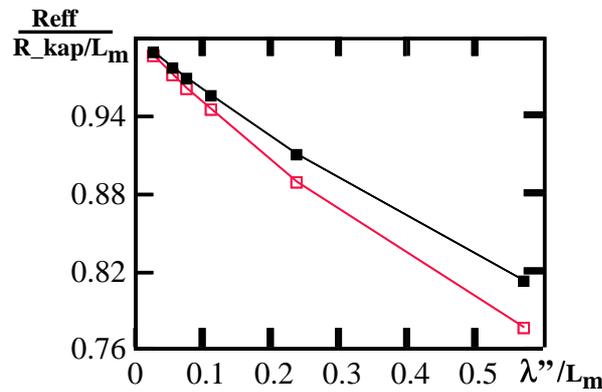


FIG. 4.12: Résistance effective normalisée par  $R_{\text{Kap}}/L_m$  en fonction de  $\lambda''/L_m$ . Les carrés vides représentent les données numériques. Les carrés pleins représentent les données obtenues à partir du calcul approché (cf. l'équation 4.20).

#### 4.1.3.3 Rôle de la capillarité

Si on s'intéresse au transfert thermique en fonction de la hauteur de liquide dans la conduite, plutôt que du périmètre mouillé, il faut tenir compte de la capillarité qui fait remonter le liquide au voisinage des parois du tube. Ce phénomène est quantifié par la longueur capillaire  $\xi = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{He}}}{\rho_{\text{He}}g}} \simeq 0,5$  mm, où  $\sigma_{\text{He}}$  est la tension de surface,  $g$  la gravité et  $\rho_{\text{He}}$  la densité du liquide, aux températures où nous travaillons. Le problème a été considéré par Julien Cancade [6]. La figure 4.13 nous donne la différence de périmètre<sup>5</sup>, entre le périmètre avec et sans effet de capillarité, rapportée à la longueur capillaire,  $\xi$ , en fonction du % de périmètre mouillé. Pour notre

<sup>5</sup>Sans capillarité, le périmètre mouillé est  $P_{\text{périmètre mouillé}} = 2R \cdot \arccos\left(1 - \frac{h}{R}\right)$ , avec  $h$  la hauteur de liquide dans la conduite et  $R$  le rayon. En présence de capillarité, et pour  $h > \xi^2/R \simeq 20$   $\mu\text{m}$ , il suffit de remplacer

gamme d'étude, le pourcentage de périmètre mouillé est compris entre 10 % et 30 %. Cela correspond à une correction sur tout le périmètre, de l'ordre de 2 fois la longueur capillaire  $\xi$ . Donc

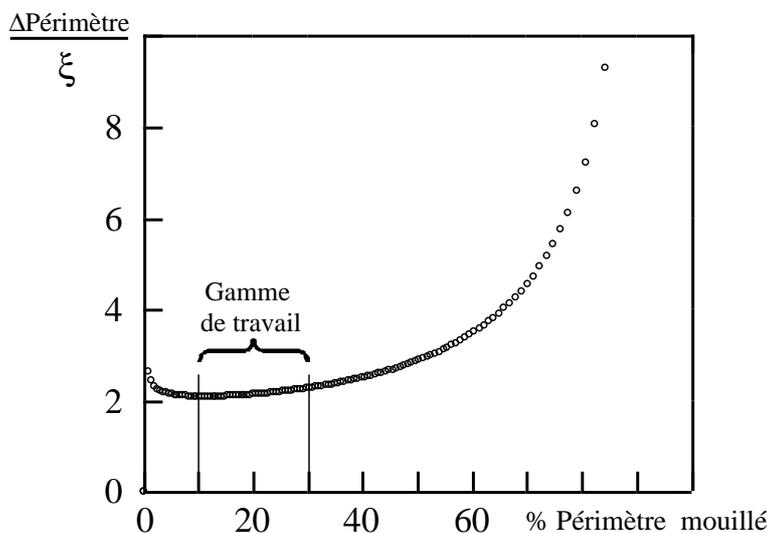


FIG. 4.13: Dans notre gamme d'étude, la correction entre le périmètre mouillé avec et sans effet de capillarité est de l'ordre de  $2\xi$ .  $\xi$  dépend uniquement des propriétés du fluide et vaut 0,5 mm aux températures considérées.

l'effet dû à la capillarité, de  $2\xi=1$  mm, est du même ordre de grandeur que la correction due à l'effet d'ailette.

#### 4.1.3.4 Film de Rollin

Dans ce qui précède, nous n'avons pas tenu compte d'une des particularités de l'hélium superfluide, le film de Rollin. Dû à l'attraction de van der Waals, ce dernier recouvre toute paroi au-dessus de la surface libre d'hélium [17]. Son épaisseur varie avec la hauteur, mais est de l'ordre de 100 à 300 Å pour une cellule de dimension centimétrique. Dans ce film, seule la composante superfluide est mobile, la composante normale de l'He II étant bloquée par la viscosité. A priori, on pourrait penser que ce film participe à la surface mouillée, donc à l'échange thermique. Cependant, la composante superfluide n'ayant pas d'entropie, le film ne peut évacuer la chaleur injectée qu'en s'évaporant, l'hélium évaporé étant remplacé par celui amené par l'écoulement dans le film. La vitesse, au sein du film, ne pouvant excéder une vitesse critique  $V_c$  ( $\simeq 0,2$  m/s pour un film de 300 Å [49]), le débit volumique apporté par le film, donc la puissance transportable, est limité. Par centimètre de conduite et pour chaque côté du tube, on peut évacuer 0,02 W par mètre de tube. Cette puissance est négligeable par rapport aux pertes thermiques par rayonnement qui tombent sur le tube et celle utilisée dans la B.A.R.K. (de 1,25 W/m à 15 W/m).

$$h/R \text{ dans la formule du calcul par } \left( \frac{\xi}{R} + \sqrt{\left( \frac{\xi}{R} \right)^2 + \frac{2h}{R}} \right)^2 / 2$$

Par conséquent, le film de Rollin n'intervient pas dans la mesure de l'échange thermique, entre les bains pressurisé et saturé.

#### 4.1.3.5 Conclusions

La boîte à résistance de Kapitza est un instrument permettant de mesurer un transfert de chaleur. Cependant, grâce à une modélisation, il nous est possible de transcrire la différence de température au cours d'un transfert de chaleur en surface d'échange. Pour un écoulement stratifié, nous avons montré que cette surface d'échange est supérieure à la surface directement déduite de la hauteur du liquide à cause de trois effets :

1. l'effet de la vapeur,
2. l'effet d'ailette,
3. l'effet de la capillarité.

Dans nos conditions expérimentales, les deux dernières corrections se trouvent être du même ordre de grandeur. Par unité de longueur du tube, la correction est d'environ  $\lambda''$  ( $\simeq 1$  mm) pour l'effet d'ailette, et de  $2\xi$  ( $\simeq 1$  mm) pour la capillarité. La vapeur contribue entre 0 et 4 % selon sa vitesse.

## 4.2 Sonde capacitive

Dans les expériences Cryoloop I et II de 20 m, la boîte à résistance de Kapitza que nous venons de décrire avait permis de mettre en évidence, à forte vitesse de vapeur, une amélioration de l'échange thermique, comparé à celui attendu dans l'hypothèse d'un écoulement stratifié (cf § 2.5). Deux idées avaient alors été émises pour expliquer ce phénomène : soit la formation d'un brouillard, soit une transition partielle ou totale vers un écoulement annulaire, qui augmenterait la surface mouillée par le liquide. Pour tester la seconde hypothèse, il existe des méthodes résistives adapté au écoulement diphasique eau-air [13] [41] mais pour un écoulement d'hélium diphasique il était plus adapté de développer une sonde capacitive détectant le mouillage aux parois. Le cahier des charges associé à la sonde capacitive est :

- être sensible à la phase liquide de l'écoulement,
- ne pas perturber l'écoulement.

De façon générale, suivant l'application que l'on veut faire des sondes capacitatives, leurs géométries diffèrent. Cependant, elles sont bien souvent à faces parallèles, par exemple pour des mesures de taux de vide dans des mélangeurs de poudre [34], ou bien des mesures de niveau liquide

appliquées à l'hélium [24] [20] [8]. Également appliquées à l'hélium, des mesures de taux de vide dans un écoulement diphasique ont été réalisées grâce à des électrodes à faces parallèles [2]. D'autres géométries plus originales sont nécessaires pour des mesures de pression [12] (une des électrodes est déposée sur une membrane souple). Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser des capteurs similaires à ceux employés au C.E.A. Saclay, dans le groupe de F.I.B. Williams, pour engendrer et détecter des ondes capillaires à la surface de l'hélium liquide [35] [33]. En grande partie, notre sonde capacitive a été réalisée par P. Thibault [44].

#### 4.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de la sonde repose sur le fait que la capacité électrique d'un condensateur formé de deux électrodes est fonction de la géométrie des électrodes et de la constante diélectrique du milieu les séparant. La géométrie retenue ici est celle détaillée figure 4.14. Deux peignes entrelacés constituent les deux armatures d'un condensateur. La capacité entre ces deux électrodes est augmentée si les peignes sont recouverts d'hélium liquide (par rapport à l'hélium gazeux). Le champ électrique entre les deux armatures étant localisé au voisinage du plan des électrodes (nous verrons que sa portée perpendiculairement à ce plan est de l'ordre du pas de la structure divisé par  $2\pi$ ), ce capteur constitue bien une sonde de "surface". Pour obtenir une sonde de paroi, il faut pouvoir plaquer ce capteur sur les parois du tube. Ceci nous impose de le lithographier (cf procédé de fabrication § 4.2.3) sur un support souple plutôt que, par exemple, sur du silicium [33]. Le substrat utilisé est du kapton HN de  $50\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, sur lequel nous avons pu réaliser des électrodes de  $200\ \mu\text{m}$  de large, espacées de  $100\ \mu\text{m}$ . La période du motif est donc de  $600\ \mu\text{m}$ , et la portée résultante du champ électrique de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$ . La longueur totale des pistes en regard est  $L_{\text{cap}}=1,4\ \text{m}$ . Et enfin la surface sensible est de  $14,9 \times 29,4\ \text{mm}^2$ .

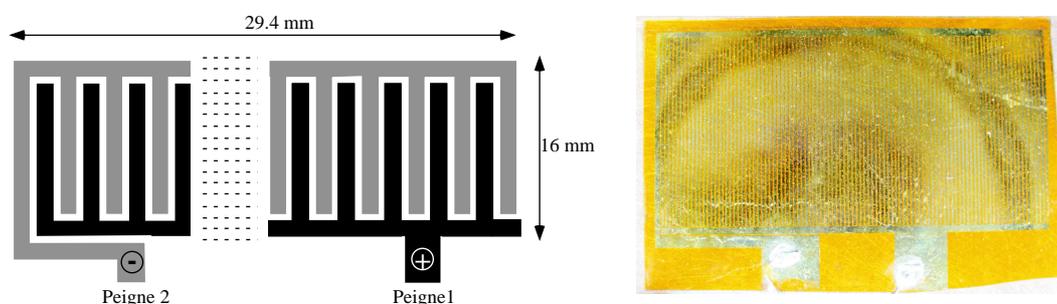


FIG. 4.14: Schéma des pistes constituant un condensateur. Les deux peignes sont entrelacés et espacés l'un de l'autre de  $100\ \mu\text{m}$ . Chaque peigne est constitué de 49 brins d'une largeur de  $200\ \mu\text{m}$ . A droite, la photo d'un condensateur sur son support de kapton.

Chaque capteur est collé à la colle époxy, sur un fin clinquant en cuivre-béryllium (choisi pour son élasticité à basse température). Le clinquant de CuBe a une fonction de tenue mécanique et remplit également la fonction de plan de masse électrique. Il vient se plaquer, dans une gorge, sur la paroi interne d'une section du tube accueillant l'écoulement diphasique, de sorte qu'une fois montés, les capteurs reconstituent le diamètre interne de la conduite. Les 4 condensateurs décrivent quasiment tout le périmètre du tube contenant l'écoulement (ils sont espacés de 1 mm à 2 mm entre eux). Les capteurs ainsi insérés ne perturbent pas l'écoulement d'un point de vue hydrodynamique.

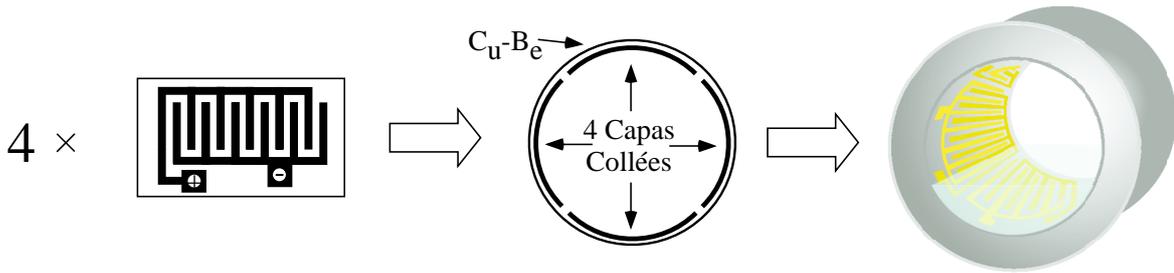


FIG. 4.15: Les 4 condensateurs sont collés sur la surface interne du clinquant CuBe qui est lui-même inséré dans une section du tube accueillant l'écoulement d'He II diphasique.

### 4.2.2 Ordre de grandeur des effets

On peut obtenir l'ordre de grandeur de la capacité  $C_a$  comme  $\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{\text{milieu}} \cdot S/e_0$ , où  $S$  est la surface d'un peigne et  $e_0$  la distance entre les centres des électrodes + et -. Si l'espace entre les pistes est négligeable par rapport à leur largeur, on a donc :

$$C_a \propto \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{\text{milieu}} \cdot L_{\text{cap}} \quad (4.21)$$

où  $L_{\text{cap}}$  est la longueur (des peignes en regard),  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique dans le vide et  $\varepsilon_{\text{milieu}}$  la constante diélectrique du milieu dans lequel est plongé le condensateur (nous supposons ici que les deux faces du capteur sont immergées dans l'hélium). D'après la formule de Clausius-Mossotti [23], la constante diélectrique dépend des différentes caractéristiques du milieu telles que la densité  $\rho$ , la masse molaire  $M_0$  et la polarisabilité moléculaire  $\alpha_M$  :

$$\frac{\varepsilon_{\text{milieu}} - 1}{\varepsilon_{\text{milieu}} + 2} = \frac{4\pi}{3} \alpha_M \frac{\rho}{M_0} \quad (4.22)$$

Valeurs numériques pour l'hélium,  $\alpha_M = 0,123296 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{Mol}$  et  $M_0 = 4,0026 \cdot 10^{-3} \text{ kg/Mol}$ .

Nous voyons que la constante diélectrique varie selon la phase (gazeuse ou liquide) du matériau et indirectement selon la température.

La sensibilité de notre détecteur à la phase liquide par rapport à la phase gazeuse de l'He II peut se calculer, car, d'après l'équation 4.21,  $\Delta C_a/C_a = \Delta \varepsilon_{\text{milieu}}/\varepsilon_{\text{milieu}}$ .

Pour l'hélium à 1,8 K, les densités du liquide et du gaz à saturation valent [29] respectivement  $\rho_{\text{liq}}=145,4 \text{ kg/m}^3$  et  $\rho_{\text{vap}}=0,4547 \text{ kg/m}^3$ . D'après l'équation 4.22,  $\varepsilon_{\text{liq}}=1,05735$  et  $\varepsilon_{\text{vap}}=1,00018$ . Par conséquent  $\Delta C_a/C_a = 5,4\%$ .

Ces 5,4% correspondent à la variation relative maximale de la capacité entre les phase liquide et gazeuse. Cette faible variation nécessite une très bonne résolution sur la mesure des capacités, ce qui est d'autant plus facile que la capacité est élevée. La capacité étant proportionnelle à la longueur en regard des peignes, cela justifie d'utiliser une grande longueur  $L_{\text{cap}}=1,4 \text{ m}$  donnant  $C_a \approx 10 \text{ pF}$ . Cette longueur de 1,4 m est l'une des difficultés rencontrées lors de la fabrication des pistes des condensateurs.

### 4.2.3 Fabrication

Les quatre condensateurs ont été fabriqués par des techniques classiques de lithographie, dépôt et gravure chimique. La réalisation par cette méthode du motif des peignes est facilitée par ses dimensions relativement grandes (200  $\mu\text{m}$  espacés de 100  $\mu\text{m}$ ). Cependant, la difficulté restante est la grande longueur de chaque peigne. Sur une longueur de 1,4 m, le motif doit persister sans défaut.

Sur un substrat souple (feuille de kapton), on fabrique les peignes capacitifs selon le procédé suivant (cf figure 4.16) :

- nettoyage du kapton (type HN, épaisseur 50  $\mu\text{m}$ ) au plasma  $\text{O}_2$ ,
- dépôt du Ti (100 Å) + Au (1000 Å) par évaporation thermique,
- lithographie d'un masque :
  1. étalement de la résine Shipley 1818.
  2. insolation U.V. (460 nm).
  3. développement.
- gravure de l'or (KI) et du Ti (HF/ $\text{HNO}_3$ ).

Les difficultés rencontrées lors de la réalisation de ces capteurs ont été essentiellement liées d'une part à des problèmes d'adhérence sur le substrat, d'autre part à des problèmes de courts-circuits entre les électrodes, dus à la très grande surface du circuit.

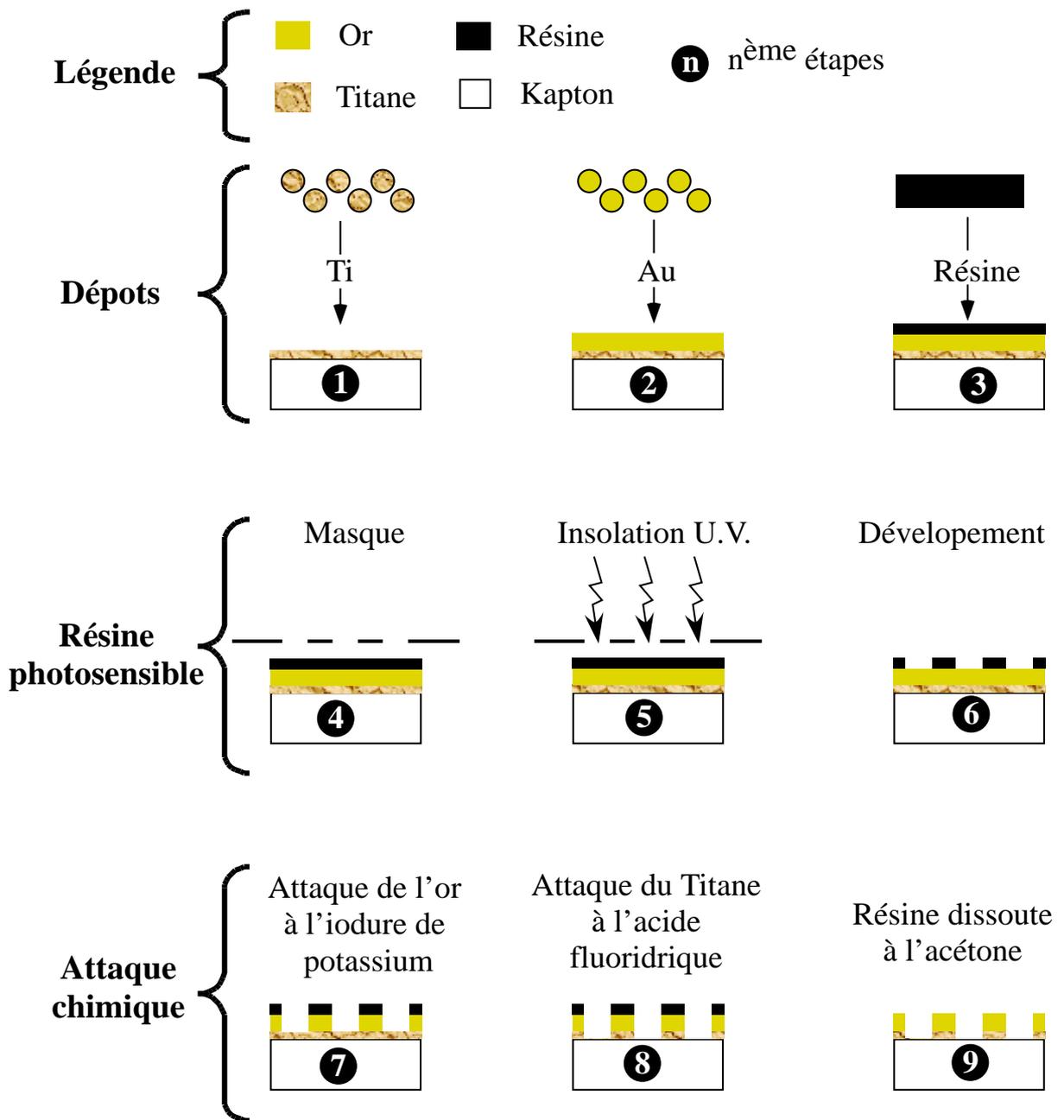


FIG. 4.16: Procédure de fabrication des pistes constituant les condensateurs. Trois phases sont nécessaires : les dépôts (d'or et de titane), l'insolation de la résine photo-sensible, et enfin l'attaque chimique qui permet d'obtenir les deux peignes d'or entrelacés.

#### 4.2.4 Etalonnage de la sonde capacitive

En étalonnant la sonde capacitive, notre objectif est dans un premier temps de vérifier le bon fonctionnement linéaire du capteur dans le régime de film liquide épais. Dans un second temps, de déterminer la sensibilité du capteur dans l'hélium liquide (par rapport à la vapeur). Pour rappel, la variation relative théorique entre la mesure de la capacité dans l'hélium liquide

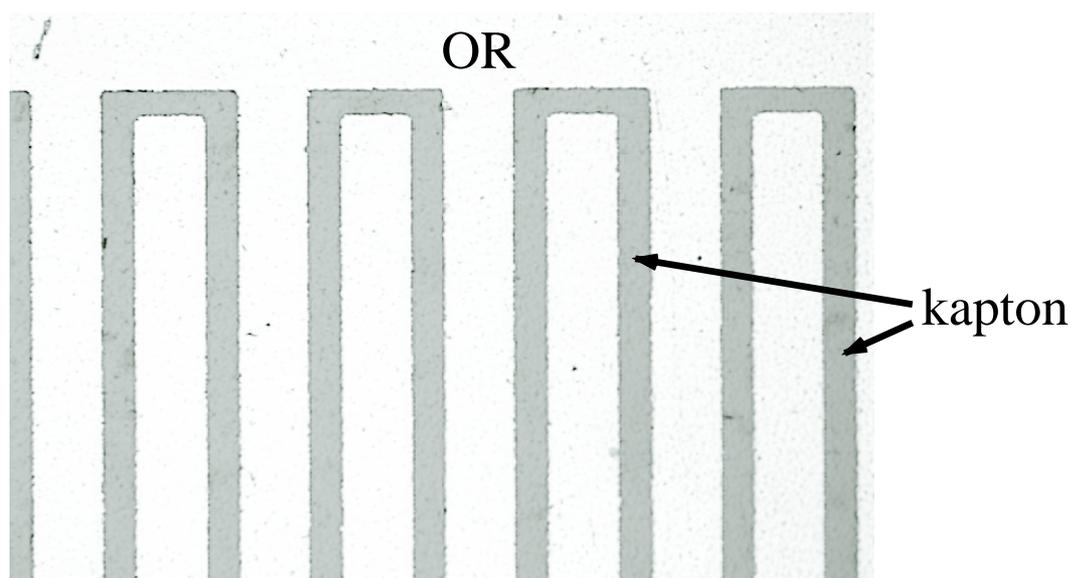


FIG. 4.17: Photo obtenue au microscope et montrant un secteur de la capacité.

et dans l'hélium gazeux est de 5,4% (cf. § 4.2.2) .

La procédure expérimentale est la suivante :

Chaque condensateur est relié électriquement à des fils de cuivre non pas soudés (procédé risquant d'altérer le dépôt et son substrat), mais collés à la laque d'argent. Ces fils passent à travers des passages étanches connectés à des embases coaxiales (cf figure 4.18). Les mesures des capacités sont réalisées avec un pont capacitif numérique de haute résolution, le pont Andeen-Hagerling, ou un pont capacitif CRTBT. Le pont capacitif va donc permettre de mesurer avec précision chaque capacité (cf § 4.2.5 figure 4.22) lorsque la sonde sera progressivement plongée dans un liquide.

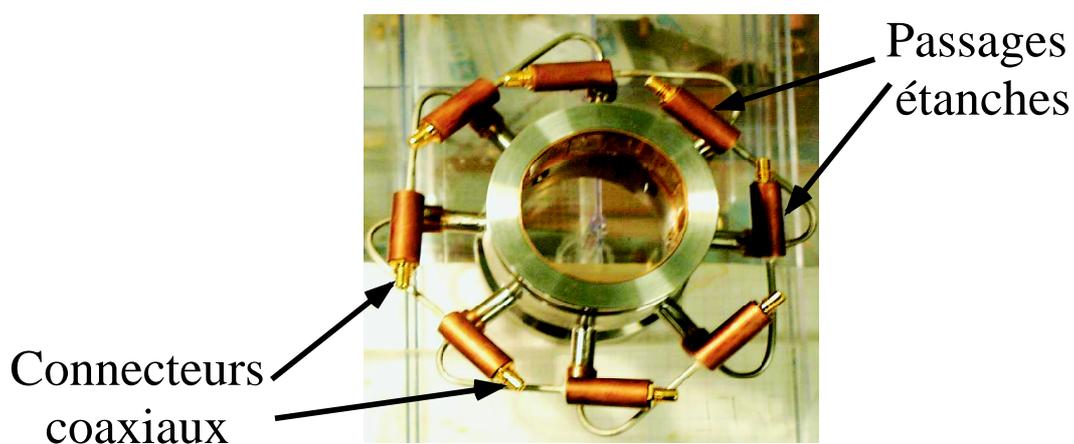


FIG. 4.18: Photos de la sonde capacitive. Huit passages étanches à travers lesquels passent les connexions électriques de chaque condensateur. Au bout de chaque passage étanche nous avons des connecteurs de type coaxiaux.

## 4.2.4.1 Linéarité des capteurs

La linéarité du capteur peut se déterminer avec un liquide non cryogénique (ce qui permet de simplifier l'expérience en évitant les nombreuses étapes de la mise en froid). Le choix s'est porté sur le toluène qui a de surcroît une constante diélectrique proche de 3, cela permettant d'obtenir une meilleure sensibilité. Grâce à une vis micrométrique, on plonge progressivement la sonde capacitive dans le liquide. Cette vis permet de déterminer avec précision la hauteur  $h$  dans laquelle trempe la sonde <sup>6</sup> et donc la surface mouillée. Ce premier étalonnage permet de vérifier que la capacité est bien proportionnelle à la surface mouillée. On reporte pour chaque hauteur  $h$  la capacité mesurée afin d'obtenir la réponse des capacités (cf. figure 4.19 pour la capacité numéro 1 dans la configuration géométrique représentée sur le graphique). Cette étude

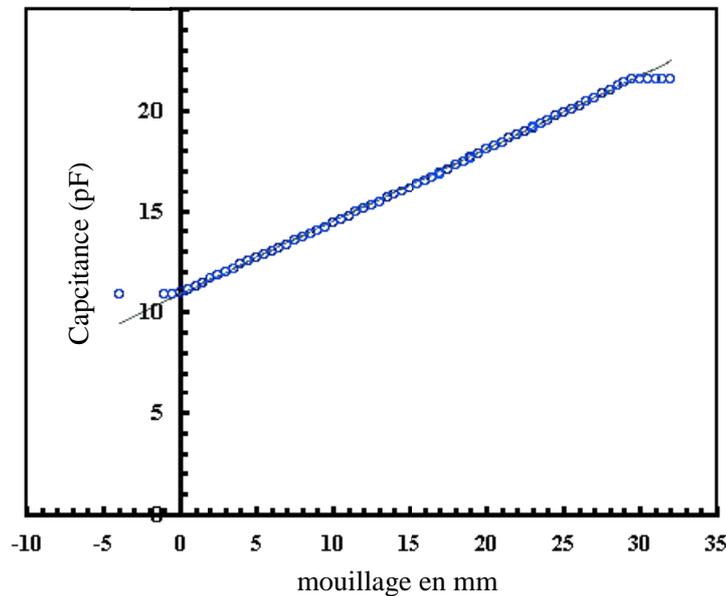


FIG. 4.19: Etalonnage des capacités dans le toluène.

a été menée pour chaque condensateur, et il a été constaté que tous avaient une réponse quasi-linéaire ; de cela nous tirons plusieurs renseignements :

1. les capteurs sont quasi identiques,
2. nous avons une bonne périodicité du motif des électrodes,
3. la non linéarité sur une petite portion des électrodes nous indique éventuellement que quelques pistes sont abîmées,
4. la capacité est bien proportionnelle à la surface mouillée.

<sup>6</sup>Rappelons que la hauteur est directement reliée au périmètre mouillé par la relation  $Périmètre\ mouillé = 2R \cdot \arccos\left(1 - \frac{h}{R}\right)$  avec  $h$  la hauteur de liquide dans la conduite et  $R$  le rayon, dans le cas où on ne considère pas les effets de capillarité.

#### 4.2.4.2 Etalonnage dans l'hélium

Afin d'être dans des conditions similaires à l'expérience Cryoloop II, il est important de réaliser un étalonnage dans l'hélium normal dans un premier temps, puis dans l'He II dans un second temps, afin d'observer le comportement de notre capteur dans ce liquide.

Dans un cryostat, aux parois en verre, on plonge progressivement la sonde capacitive dans le liquide en saturation avec la vapeur (cf. figure 4.20). Les parois du cryostat étant transparentes, il est possible de mesurer avec précision le niveau de liquide où est plongée la sonde grâce à un cathétomètre. En tenant compte de la géométrie et de la capillarité, on peut calculer la surface mouillée et tracer des courbes de mouillage en fonction des valeurs de capacités mesurées (cf. figure 4.21).

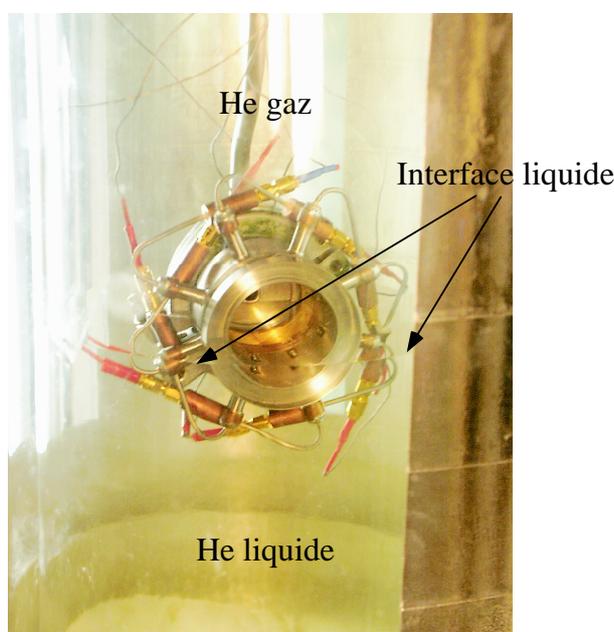


FIG. 4.20: La sonde capacitive est plongée progressivement dans l'hélium. Un cathétomètre externe permet de mesurer le niveau du liquide.

La figure 4.21 montre ainsi la réponse de la capacité numéro 1 dans la configuration géométrique de la sonde. Lorsque la sonde est complètement immergée dans le liquide (le périmètre sec=0), la valeur de la capacité 1 atteint sa valeur maximale. Petit à petit, la sonde est sortie du liquide grâce au dispositif contrôlé par une vis micrométrique (le périmètre sec augmente). On constate que de 2,6 mm à environ 8 mm de périmètre sec (dans le cadre de cette mesure nous avons un décallage du zéro de 2,6 mm), la valeur de la capacité 1 garde sa valeur maximale. Ce phénomène provient des effets de capillarité (qui sont plus prononcés dans cette configuration que dans celle utilisée au cours de nos expériences). Bien que le niveau de liquide diminue, les forces de capillarité permettent de retenir le liquide aux parois dans la cellule. A partir de

8 mm de périmètre sec, il y a un décrochement dans la valeur de la capacité qui décroît brusquement : les effets de capillarité sont insuffisants pour retenir le liquide, entraînant une brutale diminution du mouillage aux parois. Pour un périmètre sec qui augmente de 8 mm à 32 mm, la décroissance de la valeur de la capacité est linéaire. Au-delà de 32 mm, la valeur de la capacité 1 reste constante car cette dernière, bien que le niveau de liquide continue à diminuer, n'est plus en contact avec le liquide.

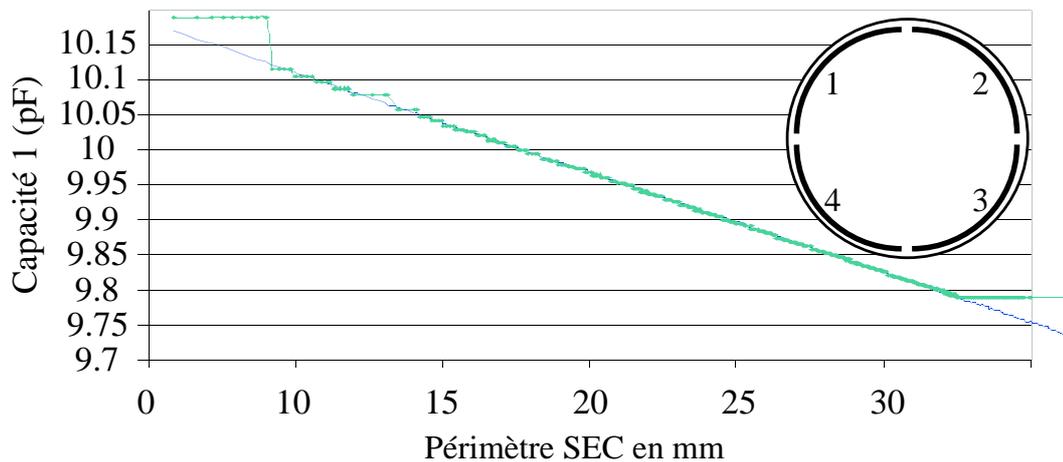


FIG. 4.21: Courbe d'étalonnage de la capacité numéro 1 dans l'hélium et positionnement des sondes lors du test.

Grâce à l'étalonnage de la sonde capacitive dans l'hélium, nous avons pu constater que notre détecteur est moins sensible qu'idéalement. La sensibilité entre les phases liquide et vapeur ( $\Delta C_a/C_a$ , par rapport à la phase liquide) se situe entre 3,9% et 3,4% (à comparer avec les 5,4% théoriques). Cette perte de sensibilité provient de deux phénomènes :

- quelques pistes des condensateurs sont abîmées. Ces pistes n'étant pas abîmées de la même façon sur les quatre condensateurs, ceci explique la différence de sensibilité de chacun d'eux. Au regard de la sensibilité des capteurs, nous en déduisons que les mesures des capacités doivent avoir une précision supérieure à  $10^{-4}$  pour obtenir 1 % sur la mesure du périmètre mouillé.
- L'autre phénomène diminuant la sensibilité de notre capteur est le problème de la répartition des lignes de champ.

#### 4.2.4.3 Répartition des lignes de champ

La capacité mesurée fait intervenir plusieurs matériaux traversés par les lignes de champ reliant entre elles les électrodes. En effet, seule une partie des lignes de champ sonde le liquide. Les autres traversent aussi le kapton et la colle avec laquelle le substrat est fixé à la plaque de CuBe. Afin de déterminer la contribution des lignes de champ qui se rebouclent dans la colle et

le kapton, il a été fait l'hypothèse suivante (vérifiée par la suite). Ces lignes de champ ont une contribution constante. Ainsi, la capacité mesurée par le pont,  $C_{\text{pontfluide}}$  est la somme de deux capacités en parallèle,  $C_{\text{fluide}}$ , la capacité liée au fluide et  $C_1$ , la capacité liée à la contribution du kapton et de la colle. D'où :

$$C_{\text{pontfluide}} = C_{\text{fluide}} + C_1. \quad (4.23)$$

Par définition, si  $\varepsilon_{\text{fluide}}$  est la constante diélectrique relative au fluide

$$C_{\text{fluide}} = \varepsilon_{\text{fluide}} \cdot C_0, \quad (4.24)$$

avec  $C_0$  la valeur de la capacité du vide.

Au cours de l'étalonnage, on effectue une mesure dans le vide,  $C_{\text{pontvide}}$  qui, d'après 4.23, vaut :

$$C_{\text{pontvide}} = C_0 + C_1. \quad (4.25)$$

La combinaison des équations 4.23 et 4.25 donne pour  $C_0$  et  $C_1$  :

$$C_0 = \frac{C_{\text{pontvide}} - C_{\text{pontfluide}}}{1 - \varepsilon_{\text{fluide}}} \quad \text{et} \quad C_1 = \frac{C_{\text{pontfluide}} + \varepsilon_{\text{fluide}} \cdot C_{\text{pontvide}}}{1 - \varepsilon_{\text{fluide}}}, \quad (4.26)$$

ce qui nous permet d'obtenir le rapport suivant :

$$\frac{C_{\text{pontvide}} - C_{\text{pontfluide}}}{(1 - \varepsilon_{\text{fluide}}) \cdot C_{\text{pontvide}}} = \frac{C_0}{C_0 + C_1}. \quad (4.27)$$

Si l'on pose  $\alpha_{ca} = \frac{C_0}{C_0 + C_1}$ , nous arrivons finalement à :

$$C_{\text{pontfluide}} = C_{\text{pontvide}} (1 + \alpha_{ca} (\varepsilon_{\text{fluide}} - 1)) \quad (4.28)$$

Si on applique cette équation (4.28) pour la phase vapeur (indice vap) et la phase liquide (indice liq), le rapport des capacités dans le liquide et dans la vapeur mesuré par le pont est :

$$\frac{C_{\text{pontliq}}}{C_{\text{pontvap}}} = \frac{1 + \alpha_{ca} (\varepsilon_{\text{liq}} - 1)}{1 + \alpha_{ca} (\varepsilon_{\text{vap}} - 1)} \quad (4.29)$$

Lors des différents étalonnages effectués en immergeant la sonde dans différents fluides (toluène, hélium gazeux, hélium liquide, hélium superfluide), la valeur  $\alpha_{ca}$  a été trouvée quasi constante ( $\alpha_{ca}=0,71 \pm 0,02$ ). De ce fait, l'hypothèse de deux capacités en parallèle est validée. On peut ainsi recalculer  $\Delta C/C_{\text{liq}}$  théorique d'après l'équation 4.29, en utilisant la valeur de  $\alpha_{ca}=0,71$  et pour l'hélium les valeurs de  $\varepsilon_{\text{liq}}$  et  $\varepsilon_{\text{vap}}$  à 1,8 K. On trouve,  $\Delta C/C_{\text{liq}}=0,039$ , qui est en bon accord avec les valeurs expérimentales.

En conclusion, 29 % des lignes de champ ne sondent pas le liquide. Cette proportion aurait été beaucoup plus importante si le plan de masse (en cuivre-béryllium) avait été plus éloigné des électrodes (cas où l'épaisseur de kapton et de colle aurait été plus importante). Par ailleurs, cette proportion est indépendante du fluide dans lequel est plongée la sonde capacitive.

### 4.2.5 Modélisation numérique de la sonde capacitive et régime de film

Afin d'établir précisément la réponse de la sonde capacitive à l'épaisseur de liquide, une modélisation numérique a été réalisée. Précisons tout d'abord que les ponts de capacité utilisés (Andeen Hagerling 2500 A et Pont CRTBT) utilisent un schéma trois terminaux représenté figure 4.22. L'équilibre sur le détecteur est obtenu soit en déplaçant le point  $M$  sur le transfor-

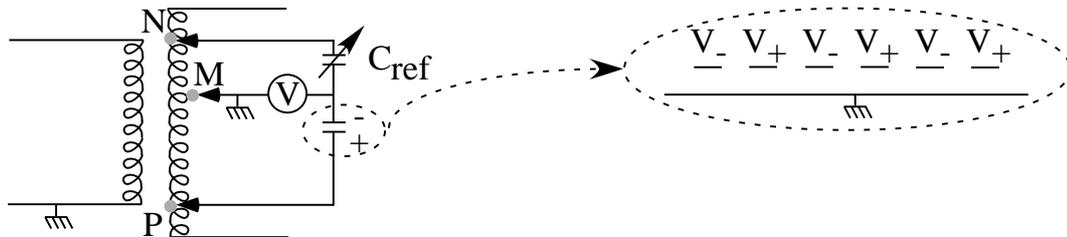


FIG. 4.22: Technique de mesure par un pont capacitif. Mesure trois terminaux.

mateur de rapport (pont CRTBT), soit en déplaçant les points  $N$  et  $P$ , et en variant  $C_{ref}$  (pont Andeen Hagerling). A l'équilibre, le potentiel  $V_- = 0$  et les ponts mesurent la capacité mutuelle  $C_{12}$  entre les électrodes  $V_+$  et  $V_-$ , telle que la charge portée par l'électrode - est  $Q_- = C_{12} V_+$  (on est insensible à la capacité entre l'électrode - et la masse grâce au schéma trois terminaux). Pour obtenir théoriquement  $C_{12}$ , il faut calculer la charge portée par l'électrode - lorsque  $V_- = 0$ . Pour cela, il faut résoudre les équations de l'électrostatique dans l'espace avec les conditions aux limites appropriées, puis en déduire le champ normal, donc la densité de charge sur l'électrode -. Cette tâche a été accomplie par R. Vallcorba en utilisant le module électrostatique du logiciel ANSYS. En faisant l'approximation d'un peigne infini périodique, divers paramètres sont nécessaires à cette modélisation, comme par exemple :

- la géométrie précise des pistes constituant les peignes capacitifs. Le pas séparant deux électrodes joue un rôle dans l'épaisseur détectable par les condensateurs ;
- les épaisseurs du diélectrique qui séparent les électrodes du plan de masse. Dans notre dispositif, il s'agit de  $50 \mu\text{m}$  de Kapton et de  $20 \mu\text{m}$  (estimé) de colle. Dans le calcul, on utilise  $70 \mu\text{m}$  de diélectrique  $\epsilon_r = 4$ . Les constantes diélectriques de la colle et du kapton sont considérées comme identiques ( $\epsilon_{colle} = \epsilon_{kapton} = 4$ ) ;
- le fluide sondé pour la modélisation est l'hélium à 1,8 K, et a une épaisseur variable.

De ce calcul numérique, on a pu déduire la sensibilité de la capacité mesurée à l'épaisseur de liquide. Nous constatons figure 4.23 que la réponse du capteur est presque complète (90%) dès  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Inversement, le film de Rollin (de  $100 \text{ \AA}$ ) n'est pas détectable par la sonde. Lorsqu'un film ne recouvre que partiellement le capteur, la capacité est proportionnelle à la surface mouillée, à condition que ce film soit suffisamment épais ( $\geq 100 \mu\text{m}$ ). On peut alors convertir la capacité lue en pourcentage de surface mouillée. Dans le cas contraire, la capacité

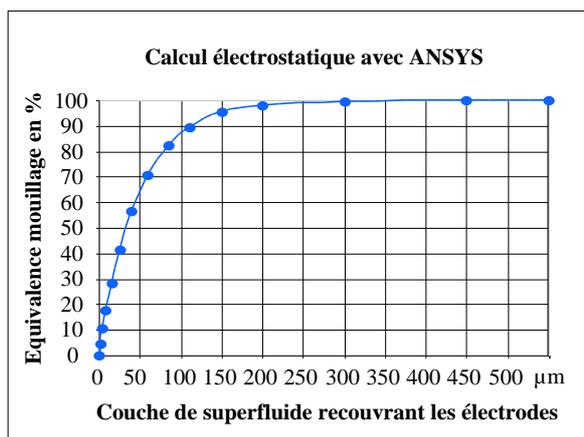


FIG. 4.23: Schéma de fonctionnement de la sonde capacitive établi via une modélisation numérique ANSYS. Lorsque l'épaisseur de liquide recouvrant totalement les électrodes est supérieure à  $100 \mu\text{m}$ , la valeur de la capacité associée à ce mouillage correspond à un mouillage équivalent, supérieur à 90 %.

dépendra à la fois de la surface couverte et de l'épaisseur ; de ce fait, la conversion n'est pas possible. Notre capteur est donc ambigu. En l'absence de toute autre information, on ne pourrait pas distinguer entre un film de  $40 \mu\text{m}$  recouvrant complètement le capteur, et un film épais ne recouvrant que la moitié de la surface (cf figure 4.24). Il faudra garder ce point en mémoire lors de l'analyse des résultats. Afin de réduire l'ambiguïté, et également pour faciliter la réalisation, rappelons que nous avons disposé quatre condensateurs séparés sur le pourtour de la conduite (cf figure 4.15).



FIG. 4.24: Dans le cas où un seul condensateur serait plaqué sur la totalité du périmètre, la sonde capacitive ne distinguerait pas un mouillage par le liquide de 50% du périmètre par un film épais d'un mouillage total du périmètre par un film de  $40 \mu\text{m}$ .

La figure 4.25 représente les mêmes données que figure 4.23 sous une forme différente, qui fait apparaître l'échelle d'épaisseur sur laquelle la capacité atteint sa valeur limite.  $C_\infty$  est la valeur de la capacité pour de grandes épaisseurs de liquide,  $C_{L_{ep}}$  la valeur de la capacité pour une hauteur de liquide  $L_{ep}$  et enfin  $C_0$ , la valeur de la capacité lorsqu'il n'y a pas de liquide en contact avec les électrodes. Le comportement exponentiel constaté peut être retrouvé en résolvant le problème à deux dimensions d'électrodes plongées dans un milieu de constante diélectrique  $\varepsilon_r$  et d'épaisseur  $L_{ep}$ . Un calcul détaillé est fait Annexe ??, dans lequel on détermine

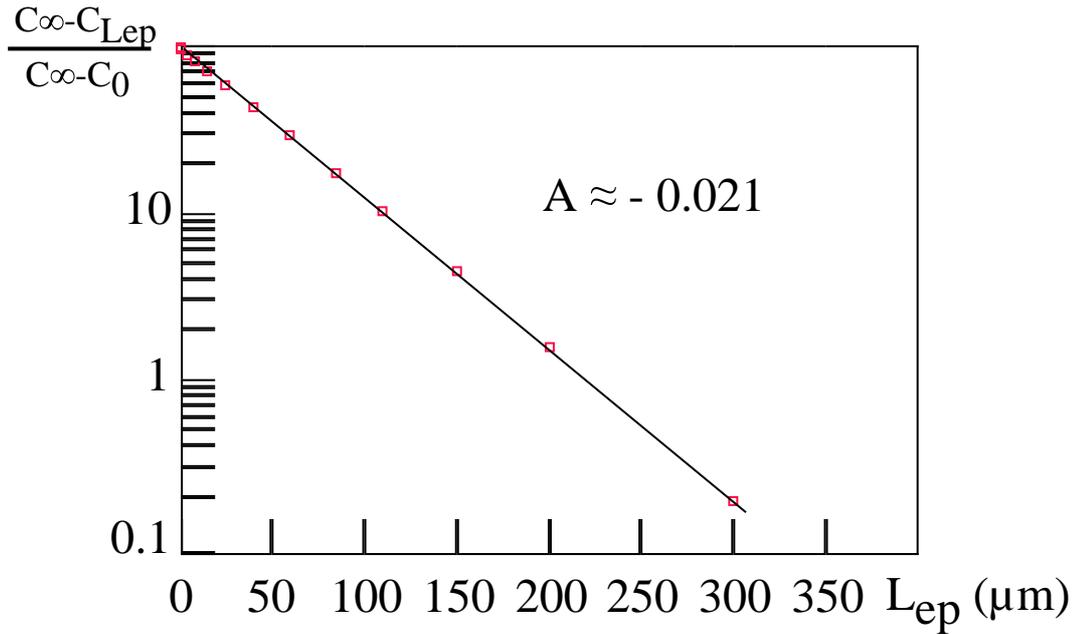


FIG. 4.25: Cette courbe montre le comportement exponentiel des capacités en fonction de la hauteur de liquide recouvrant les condensateurs. La pente estimée est environ de -0,021.

la dépendance exponentielle entre  $C_\infty$  et  $C_{L_{ep}}$  :

$$C_\infty - C_{L_{ep}} \propto e^{-2k_0 L_{ep}} \quad (4.30)$$

Avec  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  où  $\lambda_0$  est la périodicité du potentiel défini par la géométrie des condensateurs (ici  $\lambda_0=600\mu\text{m}$ ). Une application numérique nous montre que  $4\pi/\lambda_0 \simeq 0,021$ , ce qui est en bon accord avec les valeurs déterminées grâce au calcul numérique d'ANSYS (cf. figure 4.25).

En plus des détecteurs précédemment étudiés, nous avons installé et mis au point des détecteurs optiques qui ont un rôle important dans l'expérience Cryoloop II. A cela, j'ajouterai avoir eu une part plus active sur la détection optique. L'ensemble de ces raisons m'a amenée à détailler plus particulièrement le chapitre sur la détection optique.



---

---

## DÉTECTION OPTIQUE

---

---

### 5.1 Introduction

Au cours de l'expérience Cryoloop I [15] et Cryoloop II de 22 m [36], des caméras placées à froid avaient filmé l'écoulement à travers un tube en verre. A forte vitesse de vapeur ( $V_g > 5$  m/s), une zone floue semblait visible au-dessus du niveau de liquide, ce qui suggérait l'existence d'un brouillard. A la suite de l'expérience Cryoloop I, deux questions ressortaient :

- Un brouillard de gouttelettes existe-t-il bien à forte vitesse de vapeur ?
- Dans ce cas, peut-il expliquer à lui seul l'amélioration de l'échange thermique (détecté à partir de la boîte Kapitza) par un processus de dépôt de film liquide aux parois ? Pour répondre, il faut se poser la question de la puissance frigorifique associée à un brouillard. Cette puissance frigorifique fait intervenir le flux de masse transporté par les gouttes vers la paroi.

La détermination du flux passe par l'estimation de la taille, la vitesse et la densité des gouttes constituant le brouillard. Des expériences réalisées précédemment au CRTBT sur l'atomisation d'un jet d'hélium liquide en fines gouttelettes avaient montré l'intérêt de l'optique pour détecter et caractériser le brouillard formé [25]. Il était donc naturel de transférer l'expérience acquise à l'étude Cryoloop II.

Dans ce chapitre, nous allons exposer les principes de la diffusion.

### 5.2 Diffusion de la lumière par un brouillard

#### 5.2.1 Généralités

Un brouillard est formé de gouttelettes microscopiques de liquide évoluant dans une phase gazeuse. Lorsqu'un faisceau de lumière traverse un brouillard, il interagit avec les gouttelettes le constituant. La lumière incidente est diffusée (cf. figure 5.1) au contact des particules.

Le pouvoir diffusant d'une goutte d'hélium est caractérisé par sa section efficace différentielle

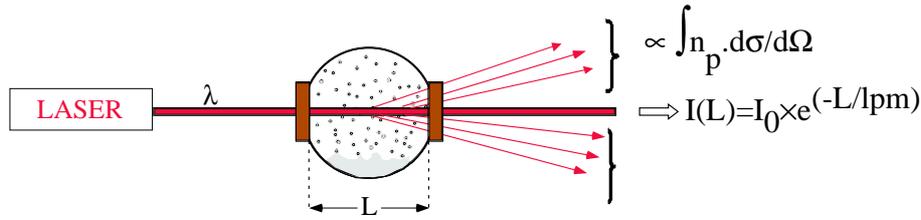


FIG. 5.1: Lorsqu'un faisceau de lumière (ici un laser de longueur d'onde  $\lambda$ ) interagit avec un brouillard de gouttelettes, on peut assister à des phénomènes de diffusion. En diffusion simple, la lumière diffusée est proportionnelle au produit du nombre de particules par la section différentielle de diffusion. L'intensité restante dans le faisceau (n'ayant pas interagi avec les gouttes) décroît exponentiellement avec le rapport de l'épaisseur du brouillard au libre parcours moyen, que ce soit en diffusion simple ou multiple.

de diffusion  $d\sigma/d\Omega$  qui dépend de la direction de diffusion. L'intensité diffusée  $dI$  dans un angle solide  $d\Omega$  est telle que :

$$dI = d\Omega \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot I_0 \quad (5.1)$$

où  $I_0$  est l'intensité incidente par unité de surface.

L'intégrale de  $d\sigma/d\Omega$  sur tous les angles solides est la section efficace totale de diffusion  $\sigma_{\text{tot}}$  :

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (5.2)$$

La section efficace totale intervient directement dans la détermination du libre parcours moyen de la lumière  $\ell_{\text{pm}}$ . Cette notion n'a de sens que si l'on considère une population de diffuseurs. Pour un brouillard monodisperse (une seule taille de goutte) où la densité de diffuseurs est  $n_p$ , l'expression du libre parcours moyen est :

$$\ell_{\text{pm}} = \frac{1}{n_p \sigma_{\text{tot}}} \quad (5.3)$$

Le libre parcours moyen doit être comparé à la longueur caractéristique  $L$  où évoluent les diffuseurs. Si  $\ell_{\text{pm}} > L$ , la probabilité qu'un rayon lumineux interagisse avec au plus une seule particule est grande. Par conséquent, un rayon diffusé traduit l'interaction avec une seule particule. Ce régime est appelé *diffusion simple*. Par contre, si  $\ell_{\text{pm}} < L$ , un même rayon diffusé a une forte probabilité d'avoir interagi avec plusieurs particules. C'est le régime de *diffusion multiple*. Bien souvent, si le milieu est très dense en particules, le régime de diffusion est multiple (cf. figure 5.2), et dans le cas contraire où le milieu est peu dense, nous sommes en régime de diffusion simple. Dans le premier cas, il est plus difficile de "remonter" aux caractéristiques individuelles des particules diffusantes. De façon simple, le libre parcours moyen peut s'obtenir si l'on a accès à la fraction de l'intensité incidente n'ayant pas interagi avec les particules. En effet, d'après la loi de Lambert-Beer, cette fraction s'écrit en fonction du libre parcours moyen :

$$I(L) = I_0 \cdot \exp\left(-L/\ell_{\text{pm}}\right) \quad (5.4)$$



FIG. 5.2: A gauche, phénomène de diffusion simple. Le milieu étant peu dense, un rayon lumineux a une forte probabilité de n'être diffusé que par une seule particule. Ce rayon diffusé transporte donc les caractéristiques de la seule particule diffusante. A droite, phénomène de diffusion multiple. Le milieu très dense en particules fait qu'un faisceau de lumière a une forte probabilité d'être diffusé par plusieurs particules. Dans ces conditions, il est plus difficile d'avoir accès aux caractéristiques des particules.

avec  $I_0$ , l'intensité du faisceau incident. L'intensité diffusée, elle, s'exprime en fonction de la section efficace différentielle :

$$\frac{dI}{d\Omega} = I_0 \int_{\text{vol. de dif.}} \left( n_p \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot dV \right) \quad (5.5)$$

$d\sigma/d\Omega$  et  $\sigma_{\text{tot}}$  dépendent de la géométrie des particules diffusantes (forme et taille), de l'indice optique, de la longueur d'onde  $\lambda$  du faisceau incident et, pour  $d\sigma/d\Omega$  seulement, de l'angle d'observation  $\theta$ . Pour des diffuseurs sphériques (de taille et d'indice de réfraction quelconque), on peut les calculer grâce à la théorie de Mie. Cette méthode rigoureuse prend en compte les équations exactes de Maxwell. Un chapitre complet est dédié à la théorie de Mie dans le livre de van de Hulst [46] (pages 114 à 130).

Cependant, nous avons deux limites simples dans lesquelles des approximations sont possibles : la diffusion de Rayleigh où le rayon de la goutte,  $a$ , est tel que  $a \ll \lambda$  et l'optique géométrique où  $a \gg \lambda$ . Il existe un régime intermédiaire appelé Rayleigh-Gans.

Par la suite, nous allons voir de façon plus détaillée la particularité de ces régimes optiques, ainsi qu'estimer leur domaine de validité en comparant leurs résultats à ceux du calcul exact de Mie.

### 5.2.2 Particularités de l'hélium

Une des particularités de l'hélium est que les rayons lumineux de longueur d'onde  $\lambda$ , comprise dans le visible (entre 400 nm et 700 nm), ne sont quasiment pas absorbés par les atomes d'hélium. Par souci de simplicité, nous avons choisi d'utiliser un laser He-Ne de longueur d'onde  $\lambda = 632$  nm (lumière rouge). Autre particularité de l'hélium, les phases gazeuse et liquide de l'hélium ont un indice de réfraction très proche l'un de l'autre. En effet, leur rapport d'indice

de réfraction à 2 K est<sup>2</sup>  $m_{\text{He}}=m_{\text{liq}}/m_{\text{gaz}}=1,025$ . Un rapport d'indice proche de 1 entraîne certaines caractéristiques que nous allons voir à travers les différents régimes optiques de Rayleigh, Rayleigh-Gans et d'optique géométrique.

### 5.2.3 Les différents régimes optiques

Schématiquement, on peut distinguer plusieurs régimes de diffusion selon la taille de la particule comparée à  $\lambda$ , la longueur d'onde du faisceau incident, que l'on paramétrisera par la variable  $x_a = 2\pi a/\lambda$ .

#### 5.2.3.1 Régime de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh s'applique pour des particules très petites devant la longueur d'onde, i.e. telles que  $x_a \ll 1$ . Considérons une goutte plongée dans un champ électrique. Cette goutte constitue un milieu homogène d'atomes, dans notre cas d'hélium. Du fait que cette goutte soit petite devant  $\lambda$ , le champ extérieur  $E_0$  dans lequel elle est plongée peut être considéré uniforme. Il induit un moment dipolaire,  $p$ , dans la goutte. Le champ rayonné par ce dipôle oscillant permet de calculer la section efficace totale de diffusion :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{8\pi}{3} \cdot k^4 \cdot |\alpha|^2, \quad (5.6)$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$  et  $\alpha = p/(4\pi\epsilon_0 E_0)$

Le calcul de  $\alpha$  nécessite de connaître la relation entre  $E_0$  et le champ local,  $E_{\text{loc}}$ . Pour des particules sphériques,  $\alpha$  est relié au contraste d'indice,  $m$ , par [21] :

$$\alpha = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \cdot V \quad (5.7)$$

avec  $V$  le volume de la particule. Pour notre cas, d'un indice proche de 1,  $\alpha$  se réduit à :

$$\alpha = \frac{2}{4\pi} \cdot (m - 1) \cdot V \quad (5.8)$$

Ce résultat s'applique également au cas d'une particule de forme arbitraire. En effet, dans la limite où  $m$  tend vers 1,  $E_{\text{loc}} = E_0$ , et le problème de la forme n'intervient pas.

D'après les équations 5.6 et 5.8, nous avons donc pour l'hélium :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{32}{27} \cdot x_a^4 \cdot (m - 1)^2 \cdot \pi a^2 \quad (5.9)$$

---

<sup>2</sup>Par la suite, lorsque nous parlons de *contraste d'indice de réfraction* nous faisons référence au rapport d'indice de réfraction, entre l'indice de la particule diffusante et l'indice de réfraction du milieu dans lequel évolue cette particule. Pour l'hélium à 2 K, ce contraste d'indice est très proche de l'indice du liquide.

Dans ce régime optique, nous voyons que  $\sigma_{\text{tot}} \propto a^6$  (ou  $\sigma_{\text{tot}}/(\pi \cdot a^2) \propto a^4$ ). De plus, lorsque  $(m - 1) \ll 1$ , la section efficace de diffusion est faible comparée à celle d'un milieu tel que l'eau ( $m=1,33$ ). La dépendance angulaire de  $d\sigma/d\Omega$  est celle du diagramme de rayonnement du dipôle oscillant, donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4}{9}(m - 1)^2 k^4 a^6 \left\{ \cos^2(\theta) \right\} \quad (5.10)$$

les facteurs 1 ou  $\cos^2(\theta)$  dépendant de l'orientation de la polarisation incidente par rapport au plan de diffusion (respectivement perpendiculaire ou parallèle). D'après le diagramme figure 5.3, il n'y a pas de différence entre les rayons diffusés vers l'avant et ceux diffusés vers l'arrière. Ce profil est, de plus, indépendant de la taille de la particule diffusante (dans la mesure où  $a \ll \lambda$ ). A partir de l'intensité diffusée ou du libre parcours moyen, on peut extraire la taille de la particule  $a$ , à condition de connaître le nombre des diffuseurs.

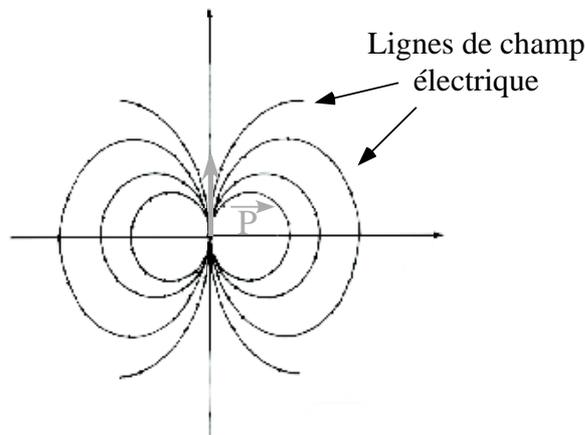


FIG. 5.3: Lignes de champ électrique d'un dipôle.

### 5.2.3.2 Régime de Rayleigh-Gans

Le domaine de validité de ce régime est caractérisé par deux conditions :

1. l'indice de réfraction doit être proche de 1, i.e.  $|m - 1| \ll 1$ ,
2. le déphasage d'un rayon traversant la goutte est petit, i.e.  $2ka|m - 1| \ll 1$ .

D'après la deuxième condition, on voit que ce régime de diffusion s'applique pour une plus large gamme de tailles de gouttes que pour le régime de Rayleigh.

Dans ce régime, on calcule le champ diffusé comme la somme des champs diffusés par des petits volumes élémentaires : on multiplie alors le résultat Rayleigh par le facteur  $\frac{1}{V} \int e^{i\delta} dV$  où  $\delta = \vec{q} \cdot \vec{r}$ ,  $\vec{q}$  étant la différence entre le vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde diffusé. En fonction de  $u = 2x_a \sin(\theta/2)$ , où  $\theta$  est l'angle entre le faisceau incident et le faisceau diffusé,

ce facteur est  $G(u) = \frac{3}{u^3} \cdot (\sin u - u \cos u)$ . La section efficace différentielle est égale au produit de  $\sigma_{\text{Rayleigh}}$  par ce facteur au carré :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = G^2(u) \times \frac{4(m-1)^2}{9} \times k^4 a^6 \left\{ \cos^2(\theta) \right\} \quad (5.11)$$

On obtient donc maintenant une dépendance angulaire non triviale de la section efficace différentielle. Le diagramme de diffusion présente des lobes dont la largeur caractéristique est de l'ordre<sup>3</sup> de  $\lambda/a$ . Notons que la dépendance angulaire ne dépend pas de l'indice de réfraction, qui n'intervient qu'au niveau de la section efficace totale de diffusion,  $\sigma_{\text{tot}}$ . Lorsque  $x \gg 1$ ,  $G(u)$  n'est important que pour  $\theta \leq 1/x_a$ .  $\sigma_{\text{tot}}/a^2$  va donc varier comme  $x^4/x^2$  i.e.  $\propto x^2$  dans ce régime.

Dans ce régime de diffusion, on va pouvoir déterminer la taille des gouttes à partir de la dépendance angulaire et le produit  $n_p \sigma$  à partir de l'intensité diffusée.

### 5.2.3.3 Régime d'optique géométrique

Dans ce régime, on décrit la diffusion en terme de réfraction et de réflexion des rayons incidents. On peut donc s'attendre à ce que ce régime soit valable pour des gouttes suffisamment grandes devant la longueur d'onde  $\lambda$ .

Les phénomènes de réfraction et réflexion sont dépendants de la composition et des conditions de surface de la particule diffusante. La proportion de l'un par rapport à l'autre varie suivant l'angle. Si l'on note  $P_a$  le nombre de passages effectués par un rayon lumineux dans la goutte, alors, d'après la figure de diffusion pour une goutte d'hélium (cf. figure 5.4), la réfraction  $P_a = 1$  est prépondérante aux petits angles ( $\theta \leq 15^\circ$ ) par rapport à la réflexion  $P_a = 0$ . Par contre, aux grands angles ( $\theta > 26^\circ$ ),  $P_a = 2$  (responsable de l'arc en ciel) est prépondérant par rapport à  $P_a = 1$ . En effet, il existe un angle limite de réfraction (correspondant à un rayon incident tangent à la goutte)  $\theta_{\text{max}}$ . L'angle maximal de réfraction dépend de l'indice de réfraction. Dans notre cas particulier de l'hélium, cet indice,  $m$ , est proche de 1 et vaut 1,025. Dans ces conditions  $\theta_{\text{max}}$ , est donné par :

$$\theta_{\text{max}} = 2\sqrt{2\epsilon}, \quad (5.12)$$

avec  $\epsilon = m - 1$ . Ici,  $\epsilon = 0,025$  d'où  $\theta_{\text{max}} = 26^\circ$ .

La diffusion par réfraction est donc limitée aux petits angles. On peut montrer que la section efficace différentielle correspondante rapportée à la section de la goutte vaut :

$$\frac{1}{\pi a^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1/\epsilon^2}{(1 + \theta^2/4\epsilon^2)^2}. \quad (5.13)$$

Cette formule est valable lorsque la tangente de l'angle d'incidence  $i$  (par rapport à la normale à la goutte) est inférieure à l'inverse de  $\epsilon$  (i.e.  $\text{tg}(i) < 1/\epsilon$ ).

<sup>3</sup>Le premier "0" de la fonction décrivant les phénomènes de diffraction s'annule pour  $2\pi a \sin(\theta)/\lambda = 3,83$ .

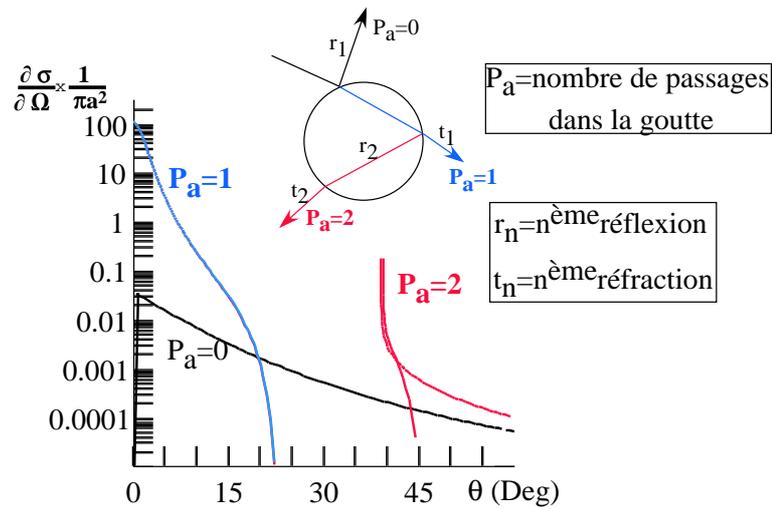


FIG. 5.4: Nous reportons la section efficace différentielle normalisée par la section géométrique d'une goutte en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$ . Les phénomènes de réflexion et de réfraction (d'ordre 0, 1, 2, etc) ont un poids différent selon l'angle d'observation  $\theta$ . On constate que, pour l'hélium, la diffusion  $P_a = 1$  est prépondérante aux petits angles. Pour  $\theta > \theta_{\max}$ , l'intensité n'est diffusée que par réflexion, et est d'autant plus faible que  $m$  est proche de 1. Dans l'hélium, le phénomène d'arc en ciel se produit vers l'avant ( $\theta \simeq 40^\circ$ ).

L'équation 5.13 montre que la répartition angulaire des faisceaux diffusés par réfraction ne dépend pas de la taille de la particule diffusante. Il en est de même pour la lumière diffusée par réflexion. Plus l'indice est proche de 1 et plus la réflexion est faible ( $\propto (m - 1)^2$  en incidence normale)). La section efficace totale due à la réflexion et la réfraction vaut  $\pi a^2$  puisque tout rayon incident sur une particule est dévié soit par l'un soit par l'autre de ces phénomènes. Cependant, pour notre cas d'indice proche de 1 et pour des angles de diffusion faibles (inférieurs à  $15^\circ$ ), l'essentiel de la section efficace correspond à la réfraction.

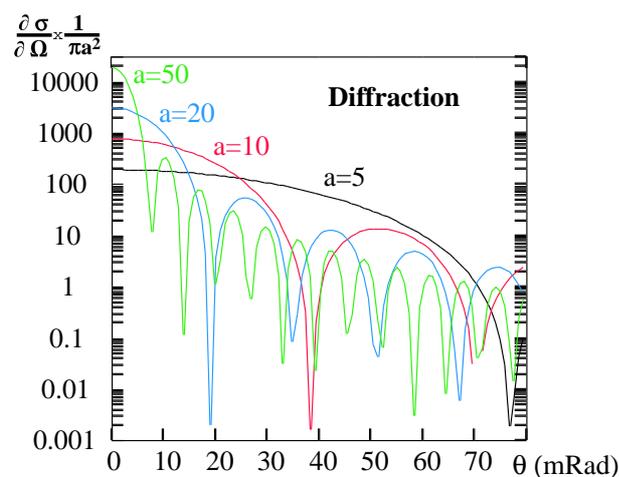


FIG. 5.5: Nous reportons la section efficace différentielle normalisée par la section géométrique d'une goutte en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$ . En régime d'optique géométrique, la largeur du pic de diffraction centré en  $\theta=0$  est inversement proportionnelle à la taille de la particule.

A ces phénomènes d'optique géométrique, il faut encore ajouter la contribution de la diffraction par les bords de la goutte : l'intensité diffusée correspondante, qui contribue également à la section efficace totale de diffusion pour un poids<sup>4</sup>  $\pi a^2$  (la section efficace totale de diffusion est donc proportionnelle à la section géométrique et vaut  $\sigma_{\text{tot}} = 2 \cdot \pi \cdot a^2$ ), est concentrée dans un cône d'angle de largeur de l'ordre de  $\lambda/a$ . Typiquement, sur la figure 5.5, cela se traduit par un pic d'intensité centré en  $\theta = 0$ , de largeur  $\lambda/a$  et de hauteur proportionnelle à  $a^4$ . Au-delà du pic de diffraction et pour tout angle, l'intensité diffusée par une seule goutte est proportionnelle à la surface de cette goutte. Dans le cas d'un ensemble de gouttes, le signal sera alors proportionnel à la surface totale portée par ces gouttes. Comme dans le cas du régime de Rayleigh et à la différence du cas Rayleigh-Gans, la dépendance angulaire de l'intensité diffusée,  $I(\theta)$  (due à la réfraction) n'apporte aucune information sur la taille des diffuseurs. Pour avoir une telle information, il faut mesurer la largeur du pic de diffraction.

#### 5.2.3.4 Récapitulatif des régimes optiques suivant les critères de taille de goutte

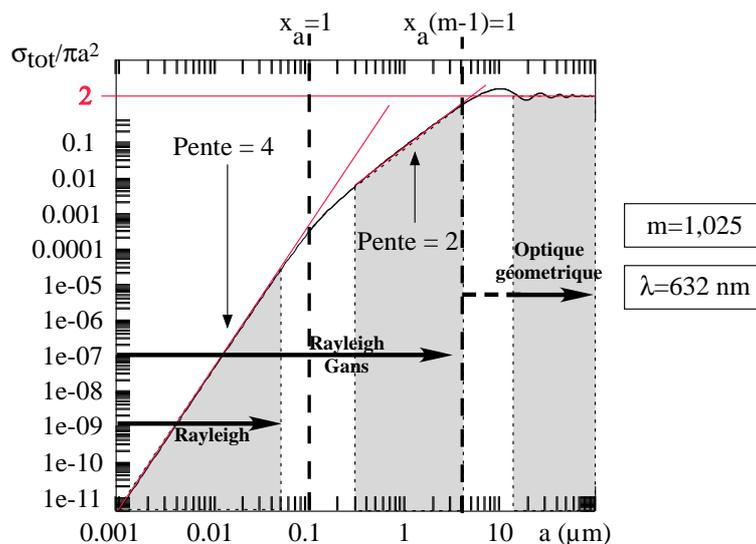


FIG. 5.6: Section efficace totale de diffusion normalisée par la section de la goutte en fonction du rayon  $a$  de la goutte. Ce schéma est un récapitulatif des différents régimes optiques appliqués à l'hélium (rapport d'indice de 1,025) avec une longueur d'onde incidente de 632 nm.

Comme le montre la figure 5.6 et comme nous l'avons vu précédemment, la section efficace totale de diffusion s'exprime différemment selon des critères de taille de particule (de rapport d'indice, de longueur d'onde...). On voit clairement trois domaines : le premier où la section efficace normalisée par  $\pi a^2$  est proportionnelle à la puissance 4 du rayon (pente 4), le deuxième où elle en dépend à la puissance 2 et enfin à la puissance 0 dans le cadre de l'optique géométrique.

<sup>4</sup>La diffraction par une particule de section géométrique  $S$  est équivalente à la diffraction à travers un trou de surface  $S$ .

Les frontières ne sont pas aussi nettes que nous l'avons dessiné, mais elles donnent une bonne approximation des domaines de validité.

### Validité du régime d'optique géométrique :

La théorie de Mie permet de calculer exactement  $I(\theta)$  pour tout rayon  $a$  (par rapport à la longueur d'onde du faisceau incident,  $\lambda$ ) et donc de voir à partir de quelle taille de goutte la description de l'optique géométrique est valable. La figure 5.7 montre deux tailles de gouttes différentes,  $a=3 \mu\text{m}$  et  $a=10 \mu\text{m}$ . L'optique géométrique donne une bonne description pour une

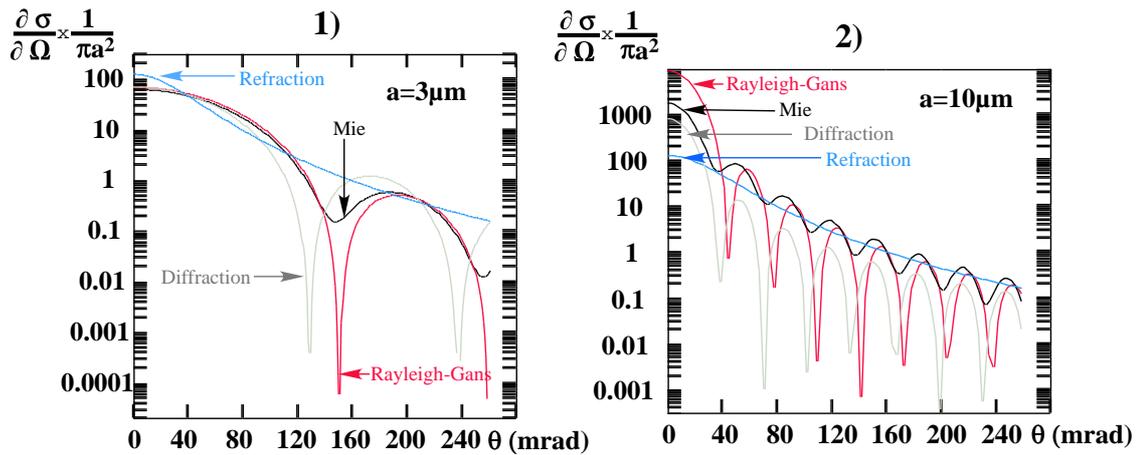


FIG. 5.7: Les figures 1) et 2) montrent un diagramme de diffusion pour une goutte de diamètre, respectivement, de  $6 \mu\text{m}$  et  $20 \mu\text{m}$ . Pour une goutte de diamètre  $6 \mu\text{m}$ , l'approximation de Rayleigh-Gans permet une bonne description des phénomènes de diffusion, alors que pour un diamètre de  $20 \mu\text{m}$ , l'optique "géométrique" (carré de la somme des amplitudes des intensités diffractée + réfractée) donne un meilleur accord.

particule de rayon  $a=10 \mu\text{m}$  à condition d'ajouter de façon cohérente la diffraction et la réfraction (i.e. les amplitudes et non les intensités). Cette addition crée des oscillations qui persistent, même pour de grands diamètres (cf. figure 5.5). Ces oscillations entraînent un écart à la réfraction, pour une taille fixée de particules. Cependant, dans le cas d'une distribution polydispense (plusieurs tailles) de gouttes, les oscillations se moyennent et la distribution aux grands angles se calque sur la courbe de réfraction. Afin d'illustrer ce point, nous avons calculé la somme des sections efficaces différentielles divisée par la somme des sections de chaque goutte  $(\sum_i d\sigma_i/d\Omega / \sum_i \pi a_i^2)$  pour une distribution de taille du type exponentiel,  $P(r) = \frac{1}{r_0} \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)$ . La figure 5.8 compare l'intensité ainsi calculée par la théorie de Mie pour deux distributions exponentielles de tailles de gouttes à la diffusion par réfraction. Cette comparaison nous apprend que, même pour une distribution de tailles de gouttes telle que  $\langle r_0 \rangle \approx 10 \mu\text{m}$ , la théorie de l'optique géométrique reste valable au-delà de  $30 \text{ mrad}$ . Aux angles plus faibles, il subsiste un pic d'intensité dû à la diffraction, dont la largeur dépend de la forme exacte de  $P(r)$ , ce qui rend délicate son interprétation. On peut également calculer l'intensité totale diffusée (incluant la diffraction) par ces distributions. La section efficace totale correspondante est très proche

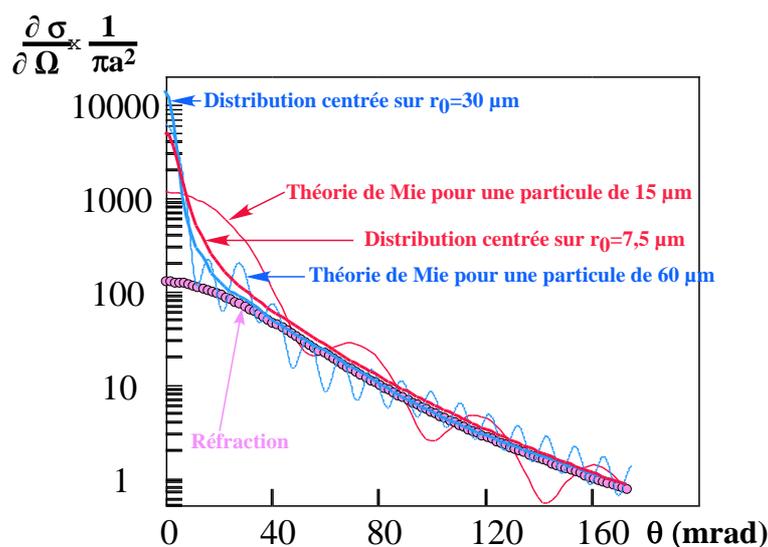


FIG. 5.8: Dans ce graphique sont représentées 5 courbes : deux courbes sont calculées par la théorie de Mie pour une particule de  $15 \mu\text{m}$  (pic de diffraction plus étroit) et  $60 \mu\text{m}$ . Ces deux courbes ont leur intensité qui oscille. Une autre courbe représente la réfraction. Et enfin, les deux dernières sont calculées à partir de la théorie de Mie en considérant que la distribution de tailles de gouttes est exponentielle avec un rayon moyen  $r_0$  de  $7,5 \mu\text{m}$  et de  $30 \mu\text{m}$ . Contrairement aux courbes déterminées pour une seule taille de gouttes, ces deux dernières ont un pic de diffraction moins marqué et sont lissées du fait de la distribution de taille. Malgré cela, on voit qu'à de plus grands angles, ces deux courbes sont très proches de celle de la réfraction, ce qui valide le régime d'optique géométrique.

de  $2\pi < a^2 >$ , multipliée par le nombre total de gouttes. Ainsi, pour ces distributions polydisperses, l'optique "géométrique" donne bien des résultats corrects et l'intensité diffusée est proportionnelle à l'aire interfaciale des gouttes.

### 5.3 Sensibilité attendue de l'optique

Il est important d'avoir une idée des conditions expérimentales dans lesquelles s'effectuera la détection optique. Par exemple, il est important d'adapter la configuration géométrique du cryostat en fonction de type de diffusion attendue (nombre et position des hublots). Plusieurs études préalables sont susceptibles d'être menées afin d'estimer :

1. la taille des gouttes,
2. la densité du brouillard,
3. les principales directions dans lesquelles seront diffusées les rayons lumineux.

#### 5.3.1 Taille des gouttes attendue

Dans l'hypothèse où un brouillard existe, les gouttes évoluent au sein du gaz d'hélium. Les gouttes sont donc soumises à des forces qui rentrent en compétition : la force d'inertie (due à

l'entraînement par le gaz) et la force de tension de surface qui maintient la cohésion physique d'une goutte (empêche le cisaillement de la goutte). On définit alors un nombre sans dimension appelé *nombre de Weber*, noté  $W_e$ , qui rend compte de cette compétition entre forces d'inertie et de tension interfaciale,  $\sigma_{\text{int}}$  :

$$W_e = \frac{\rho_{\text{gaz}} v_{\text{dif}}^2 d}{\sigma_{\text{int}}}. \quad (5.14)$$

Lorsqu'une goutte de diamètre  $d$  est soudainement exposée à une vitesse différentielle,  $v_{\text{dif}}$  (correspondant à la différence entre la vitesse du gaz et la vitesse du liquide), la goutte se fractionne en gouttes plus petites, donc plus stables. Ce phénomène a lieu tant que le nombre de Weber est supérieur à un nombre de Weber critique,  $W_{e_c}$ . La valeur usuelle du Weber critique prise pour des gouttes d'eau dans l'air est de l'ordre de 10 [27].

Il est donc possible, connaissant la vitesse différentielle des gouttes, d'estimer un diamètre stable. Dans notre expérience, pour  $W_{\text{ligne}}=120$  W (et 10 W de pertes dans la ligne) avec une longueur mouillée représentant 15 % du périmètre total on peut estimer une vitesse de liquide à 0,4 m/s ; ce qui, avec une vitesse de vapeur de 12 m/s, nous donne  $v_{\text{dif}}=11,6$  m/s. Pour des gouttes d'hélium, la tension de surface [11] à 1,8 K est  $\sigma_{\text{int}}=3,1 \cdot 10^{-4}$  N/m, et en prenant l'équation 5.14 égale à 10, nous obtenons un diamètre de goutte minimale de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ . D'après la figure 5.7, le régime optique pour des gouttes d'hélium de 50  $\mu\text{m}$  correspond à celui de l'optique géométrique.

### 5.3.2 Diffusion simple ou multiple ?

Comme nous l'avons vu précédemment (§ 5.2.1), le libre parcours moyen est un indicateur du mode de diffusion, simple ou multiple. Le libre parcours moyen  $\ell_{\text{pm}}$  dépend du rayon mais aussi de la fraction volumique des gouttes,  $f$  :

$$f = n_p \times \frac{4}{3} \pi a^3$$

Si l'on représente (figure 5.9)  $\ell_{\text{pm}}$  en fonction du rayon des particules pour deux fractions volumiques,  $f=0,01$  et  $f=0.0001$ , on constate que le libre parcours moyen décroît jusqu'à atteindre un minimum pour  $a \approx 7 \mu\text{m}$ . Puis, au-delà, la tendance s'inverse, le libre parcours moyen augmente avec le rayon de la particule. Cette croissance/décroissance est liée à la dépendance de  $\sigma$  en fonction du rayon. Cette dépendance varie en fonction du régime optique (cf. figure 5.6). Au-delà de 7  $\mu\text{m}$ ,  $\sigma \propto a^2$  (optique géométrique) et  $\ell_{\text{pm}} \propto a/f$ , ce qui explique la monotonie des courbes au delà de 7  $\mu\text{m}$ . Le fait d'augmenter la fraction volumique de gouttes diminue le libre parcours en fonction du rayon. En effet, plus la densité du milieu augmente et plus les phénomènes de diffusion sont importants. Dans notre cas, nous avons estimé des diamètres de gouttes de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  (cf. § 5.3.1, ce qui correspond approximativement au minimum de

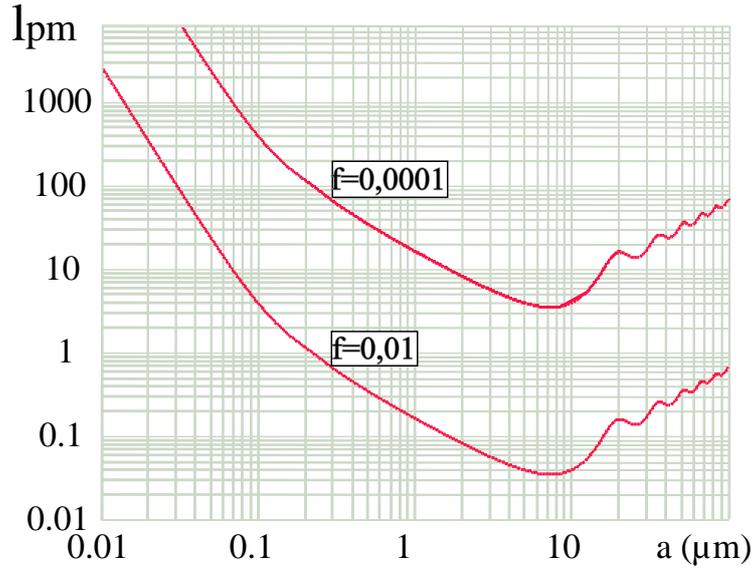


FIG. 5.9: Le libre parcours moyen en fonction du rayon de la goutte pour deux fractions volumiques différentes. Plus la fraction volumique de goutte,  $f$  est élevée, plus le libre parcours moyen correspondant à une taille de goutte est faible.

la courbe). Nous voyons donc que si la fraction volumique du brouillard est de 0,01, le libre parcours moyen est inférieur à 0,1 cm et le mode de diffusion sera multiple (le diamètre de la conduite étant de 40 mm). Par contre, dans le cas où  $f=0,001$ ,  $\ell_{pm} > 3$  cm, et on se rapproche d'un mode de diffusion simple. Ce dernier cas semble a priori plus réaliste. Il est aussi qualitativement consistant avec les visualisations dans Cryoloop I, qui montrent qu'on peut voir à travers l'éventuel brouillard, donc que ce dernier ne peut pas être dense.

### 5.3.3 Configuration des rayons diffusés

Nous venons d'estimer que le régime attendu de diffusion est celui d'optique géométrique en diffusion simple. Ce régime nous rend confiant sur la possibilité de caractériser un brouillard de gouttelettes éventuel. Cependant, il faut aussi prévoir la direction des faisceaux diffusés. Comme nous l'avons vu, en régime d'optique géométrique, la diffusion de la lumière va se faire principalement vers l'avant, i.e. pour des angles  $\theta$  faibles. Ceci détermine notre choix de visualiser essentiellement la lumière diffusée autour du faisceau incident. En effet, d'après la figure 5.4, les rayons diffusés par diffraction permettant d'accéder à la taille de la particule sont mesurés à des angles  $\theta$ , inférieurs à 40 mrad (i.e. moins de  $2,3^\circ$ ) pour des tailles de gouttes  $\geq 20 \mu\text{m}$ . En ce qui concerne les rayons diffusés par réfraction d'ordre  $P_a = 1$ , permettant d'accéder à la densité interfaciale,  $n_p \times \sigma_{tot}$ , une ouverture angulaire limitée permet de recueillir l'essentiel de cette information, i.e.  $\theta \leq 260$  mrad (ou  $15^\circ$ ). Nous avons donc opté pour une géométrie "alignée", où les hublots sont perpendiculaires au faisceau incident, et où leurs dimensions permettent de

détecter la lumière diffusée jusqu'à un angle de  $\pm 15^\circ$ .

## 5.4 Agencement du dispositif optique

Les dispositifs optiques (ainsi que les autres capteurs) sont installés en fin de ligne pour que les mesures se fassent lorsque l'écoulement est en régime établi. On trouve donc au sein de l'écoulement un tube en verre (pyrex de 40 mm de diamètre, cf. figure 5.10) destiné à observer l'écoulement depuis l'extérieur et le corps optique (cf. figure 5.12) qui va permettre à un faisceau laser de traverser la conduite de part en part, à mi-hauteur. L'emplacement des deux sites de mesures optiques est représenté figure 5.15.

### 5.4.1 Tube en verre Pyrex

Le tube en verre nous permet de visualiser l'écoulement. La première possibilité est, bien entendu, de filmer directement la partie du tube en verre accessible depuis l'extérieur. Typiquement, on obtient le type d'image visible figure 5.10. Une autre visualisation possible est

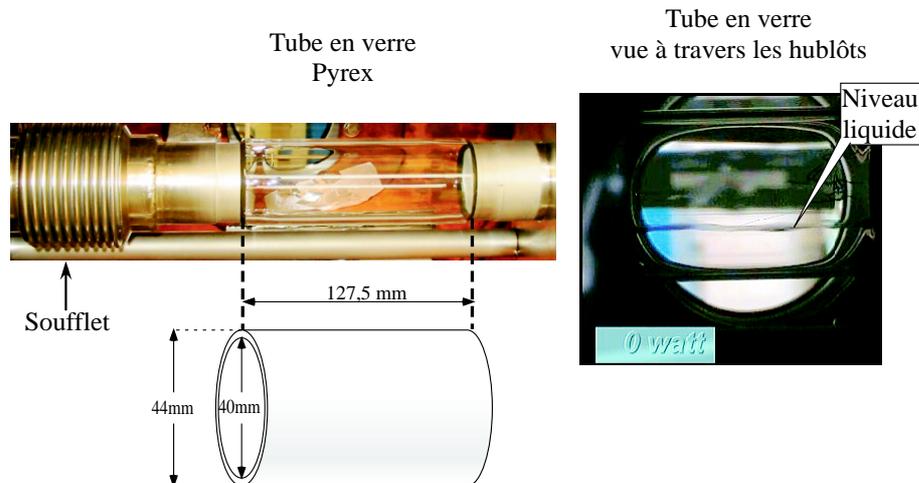


FIG. 5.10: A gauche, une photo du tube en verre inséré dans la conduite et un schéma du tube en verre de 2 mm d'épaisseur. le soufflet visible sur la photo permet au tube en verre de subir les contractions différentielles sans dommage au cours de la mise en froid et du réchauffement du cryostat. A droite, une photo du tube en verre contenant l'écoulement, vu à travers les hublots.

d'éclairer la section du tube sur une tranche de faible épaisseur. Un éclairage sur toute la hauteur de la section et une faible épaisseur permet une meilleure sensibilité de détection et aussi d'accéder à l'occupation de la conduite sur toute sa hauteur. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.11, cette détection utilise un ancien projecteur de diapositives Zeiss 500 W pour fournir une nappe de lumière blanche. Pour cela, nous plaçons une fente au foyer objet de l'objectif de

sortie ( $f=200$  mm), que nous imageons au niveau de la conduite (à environ 1,20 m du projecteur). On obtient ainsi un éclairage uniforme quasi collimaté, pour une largeur de 3 mm environ et sur toute la hauteur de la conduite. Une caméra CCD, inclinée d'un dizaine de degrés d'angle

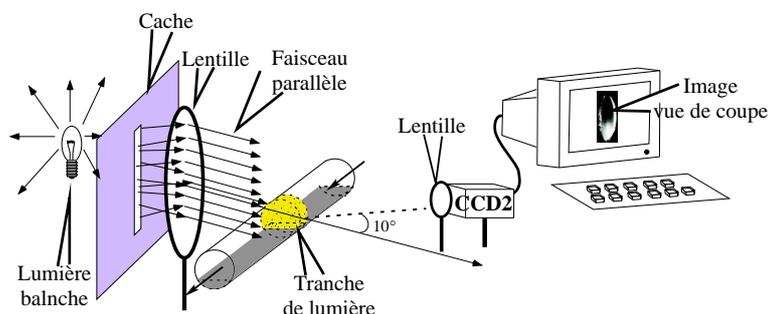


FIG. 5.11: Dispositif permettant d'obtenir des vues de coupes de la section du tube en verre contenant l'écoulement.

par rapport à la normale au tube, filme les vues de coupes délimitées par l'éclairage du tube en verre. Une lentille, de distance focale adéquate (15 à 40 cm), placée devant la caméra, permet de faire une image du tube à l'infini. La caméra CCD (cohu 4990 RS-170) avec un objectif (Optilas) piloté est connectée à une carte de capture d'image (Averaging Frame Grabber PCI version AG5-Scion 8 bits) avec deux entrées vidéo. Cette carte vidéo est insérée dans un ordinateur Macintosh, ce qui nous permet de stocker et traiter (logiciel Manip, co-écrit par L. Puech et A. Benoît du CRTBT/CNRS) les images de ces vues de coupes. Les temps d'exposition possibles de la caméra sont compris entre 1/50 et 1/10000 de seconde.

Enfin, la dernière technique de mesure que nous avons utilisée au niveau du tube en verre est le Phase Doppler Particule Analyser (P.D.P.A.) qui doit permettre la caractérisation d'un brouillard éventuel (cf. chapitre 7). Cet appareil est visible sur le site 1 de la figure 5.15. La caméra CCD 2 permet aussi de filmer le tube en verre lorsque le PDPA est mis en place.

#### 5.4.2 Corps optique

Le corps optique est lui aussi inséré dans la conduite de l'écoulement. Cette pièce est constituée d'inox. Latéralement, comme le montre la figure 5.12, deux orifices et une série de lamelles et hublots permettent d'accéder à l'écoulement se situant à mi-hauteur de la conduite. Les deux lamelles de microscope n'ont pas pour but d'assurer l'étanchéité (rôle rempli par les hublots à 2 K), mais de minimiser les perturbations de l'écoulement en obturant les interstices entre la conduite et les hublots. L'intérêt du corps optique, contrairement au tube en verre, est d'avoir des hublots et des lamelles à faces planes pour ne pas déformer le faisceau laser incident. Le corps optique et les hublots associés permettent à un faisceau laser de "traverser" la conduite sur son diamètre. Lors du passage du faisceau à travers un brouillard, l'interaction particules/faisceau

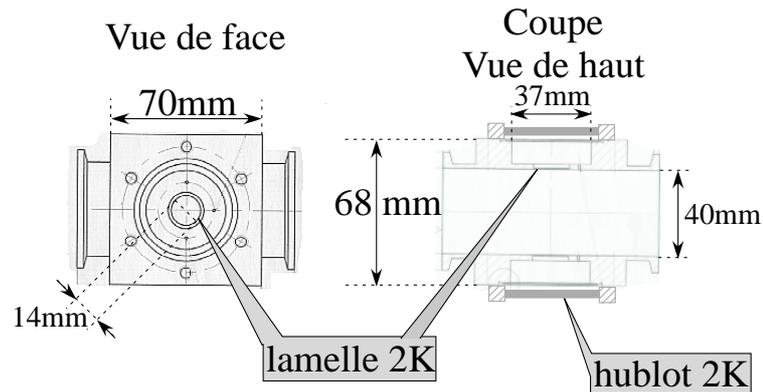


FIG. 5.12: Le corps optique est directement intégré dans le tube de l'écoulement. Deux orifices latéraux à mi-hauteur, obstrués par deux lamelles de verres, permettent de rendre visible une partie de l'écoulement diphasique. Grâce à ces deux ouvertures, un faisceau laser peut traverser de part en part le tube contenant l'écoulement.

donne naissance à de la lumière diffusée. Cette lumière diffusée est observable sur un écran disposé à 80 cm du milieu de la conduite (cf. figure 5.13). Il est important d'avoir à l'esprit que la diffusion de la lumière, dans ce cas là, est le résultat de l'interaction particules/faisceau sur la totalité du diamètre de la conduite (40 mm). Cette méthode intègre donc la densité des parti-

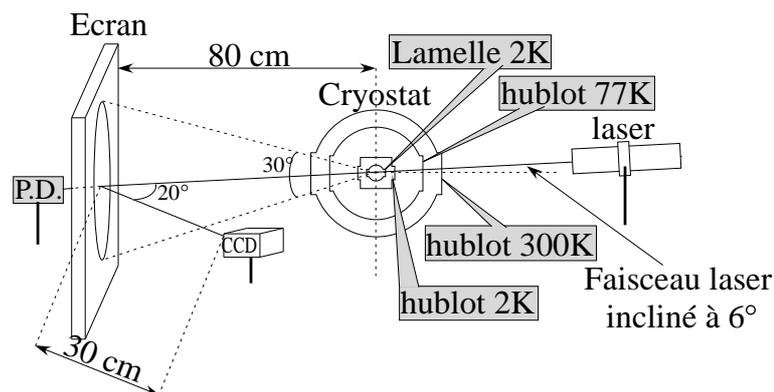


FIG. 5.13: Le faisceau laser traverse les différents hublots ayant une température allant de 300 K à 2 K. L'ouverture accessible grâce aux hublots est de  $30^\circ$  d'angle. Vers l'avant, à 80 cm du centre de la conduite, est placé un écran sur lequel la lumière diffusée peut être recueillie. La caméra CCD1 n'est pas face à l'écran (dans le cas contraire, l'ombre de la caméra aurait été gênante), mais décalée d'un angle de  $20^\circ$ . Une lentille de focale 30 cm est placée devant l'objectif de la caméra CCD pour obtenir une image nette de l'écran filmé à l'infini.

cules sur 40 mm de conduite, ce qui, nous le verrons plus tard, est très différent de la méthode du PDPA qui, elle, donne une mesure ponctuelle et même une analyse particule par particule.

La figure 5.13 montre la disposition du corps optique par rapport aux hublots. Cette disposition permet de recueillir la lumière diffusée dans un cône de lumière de  $30^\circ$  maximum d'ouverture (ou environ 520 mrad). Cette ouverture est, dans le cas de l'hélium, supérieure au cône de lumière diffusée attendu. Cependant, le cône symétrique de diffusion accessible (autour du faisceau incident) est un peu plus faible car nous avons dû incliner légèrement le faisceau

laser (d'un angle de  $6^\circ$ ). Ceci nous permet de limiter les réflexions multiples du faisceau sur les hublots visibles sur l'écran (ces derniers n'étant pas rigoureusement parallèles entre eux).

La caméra CCD 1 filme l'écran sur lequel les rayons diffusés sont récoltés. Là aussi, la caméra ne filme pas face à l'écran, mais est légèrement en biais d'un angle de  $20^\circ$  (cet angle a varié de  $\pm 2^\circ$  au cours des différentes expériences). Placée devant l'objectif de la caméra, une lentille de focale 300 mm permet d'obtenir des images nettes de l'écran. Les images des écrans sont, tout comme les vues de coupe archivées grâce à la deuxième entrée vidéo, du "Frame Grabber".

La photo-diode (Thorlabs Silicon PIN de section  $13 \text{ mm}^2$  ( $3,6 \times 3,6$ ) et de sensibilité de  $0,45 \text{ A/W}$  à  $632 \text{ nm}$ ) que l'on aperçoit derrière l'écran (cf. figure 5.14) nous permet de recueillir



FIG. 5.14: Derrière l'écran sont placés un photo-multiplieur et une photo-diode. Un trou laisse passer le faisceau laser n'ayant pas interagi avec les gouttes, et permet ainsi à une photo-diode de mesurer l'intensité restante dans le faisceau. De la même façon, un trou dans l'écran à un angle de  $70 \text{ mrad}$  par rapport au point d'impact du faisceau permet de récolter l'intensité diffusée par le biais du Photo-multiplieur (PM).

l'intensité du faisceau qui n'a pas interagi avec les gouttes. Cette méthode simple nous permet de connaître le mode de diffusion, simple ou multiple, par le biais du libre parcours moyen calculé à partir de l'équation 5.4.

### 5.4.3 Implantation autour du cryostat

Le tube en verre et le corps optique permettent donc d'utiliser les différentes techniques précédemment citées et détaillées (cf. § 5.1). De façon concrète, la figure 5.15 nous montre la configuration et l'encombrement de chaque dispositif. Pour nos expériences, les deux sites sont chapeautés pour des raisons d'obscurité (améliorer la sensibilité) et de sécurité (les lasers utilisés ont une puissance supérieure à  $10 \text{ mW}$ ). Sur le site 1, nous pouvons donc obtenir des vues de

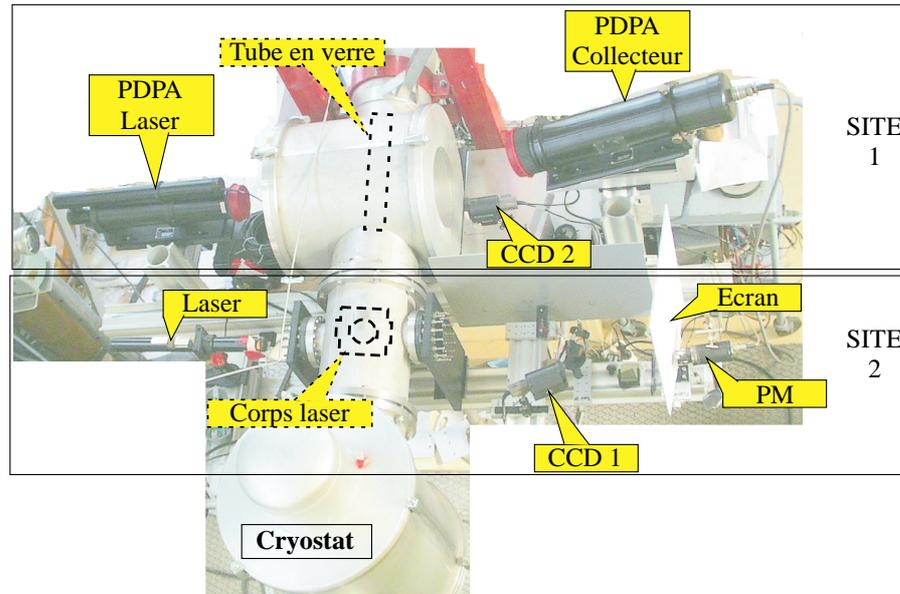


FIG. 5.15: Sur le site 1, il est possible d'étudier les caractéristiques de l'écoulement grâce à deux techniques différentes. La première est d'éclairer la section du tube en verre sur une épaisseur (d'environ 3 mm) grâce à une nappe de lumière blanche ; la section ainsi éclairée est filmée par la caméra CCD 2. La deuxième technique consiste à placer le PDPA (nous verrons en détail ce capteur dans un prochain chapitre) comprenant le laser (à gauche) et le collecteur (à droite). Ces deux techniques ne peuvent pas être utilisées simultanément. Sur le site 2, un faisceau laser traverse la conduite, et dans le cas d'interaction avec un brouillard, la lumière diffusée impacte sur un écran qui est lui même filmé par la caméra CCD 1.

coupe et utiliser le PDPA, mais pas simultanément. En effet, le dispositif nécessaire pour les vues de coupe demande de déplacer le PDPA pour laisser place au projecteur de lumière blanche (et vice-versa). Cependant, nous pourrions tout de même corréler les résultats de ces deux dispositifs différents pour des conditions d'écoulement similaire. En effet, l'expérience cryoloop II permet de maintenir des conditions d'écoulement pendant plusieurs heures si nécessaire.

Le site 2 est l'emplacement du corps optique permettant une étude de diffusion de la lumière par un brouillard de gouttelettes. Les images des écrans ont été faites à une vitesse d'obturation de  $1/125^e$  de seconde afin d'avoir suffisamment de signal (d'intensité sur chaque image). A de telles vitesses de saisie d'image, les effets sont moyennés. Cette méthode ne permet pas de récolter des informations sur les particules indépendantes. Afin d'y remédier, nous avons placé derrière l'écran (cf. figure 5.14) un photo-multiplicateur (PM, module Hamamatsu H5783). Le PM est placé derrière un trou qui se situe à 5,6 cm du point d'impact du faisceau (ce qui correspond à un angle d'observation de 70 mrad). Ce PM a une grande sensibilité, et grâce à sa réponse rapide, devrait nous permettre de mesurer la taille de particules individuelles, dans des conditions optimales.

#### 5.4.4 Conclusion

Comme nous venons de le voir, les dispositifs optiques sont nombreux. De plus, l'acquisition des photos, par l'intermédiaire des caméras, n'est pas entièrement automatisée car elle nécessite le réglage manuel des diaphragmes, vitesses d'obturation, etc... Bien que nous ayons tenté de rendre le plus automatique possible les dispositifs expérimentaux, chaque site de mesure demande une attention particulière. La difficulté réside finalement dans l'acquisition simultanée des données (quand la configuration des capteurs le permet) et dans le temps imparti à cette expérience.

---

---

## MESURES EXPÉRIMENTALES

---

---

Les expériences réalisées pour Cryoloop II se résument à trois campagnes : deux fois trois jours et une fois cinq jours. Pour la première campagne de mesures, nous avons eu des problèmes de stabilité des conditions d'écoulement (pour des raisons de mauvais transfert de l'hélium du liquéfacteur au cryostat). Cependant, cette première campagne nous a permis de tester nos différents capteurs et valider leur mode de fonctionnement.

Le nombre de jours ouvert aux mesures expérimentales peut sembler faible. Cependant, il faut avoir à l'esprit que cette expérience est très "gourmande" en fluide cryogénique et plus particulièrement en hélium ; elle est donc relativement coûteuse ( $\simeq 7$  kE/jour à 7 g/s). Chaque expérience nécessite une longue période de préparation afin d'être prêt les jours de fonctionnement. Pour cela il faut apprendre à utiliser chaque capteur hors créneau expérimental (limitant ainsi le coût budgétaire). Tous les éléments de mesures ont donc été utilisés et adaptés soit dans des cryostats séparés (pour les boîtes à résistance de Kapitza, sonde capacitive), soit sur des bancs de mesures (optique laser, PDPA, caméra CCD...).

Dans ce chapitre, nous allons voir les différentes mesures expérimentales. L'ordre dans lequel sont exposés les résultats ne respecte pas forcément l'ordre chronologique des différentes campagnes de mesures. Cependant, l'expérience a été faite dans l'esprit de pouvoir comparer les campagnes de mesures entre elles. Cela a été rendu possible en contrôlant le mieux possible le mode opératoire de Cryoloop II (paramètres de l'écoulement connus et stables au cours du temps).

### *6.1 Mode opératoire de Cryoloop II*

#### *6.1.1 Contrôler la vitesse du gaz*

L'expérience Cryoloop II doit permettre de fonctionner en régime stable : les conditions d'écoulement doivent être maintenues sur une période de plusieurs heures pour réaliser toutes les mesures nécessaires avec les différents capteurs, toutes les mesures ne se font pas forcément

simultanément et de façon automatique. Pour ce faire et à une température donnée, le débit total  $\dot{m}$ , comprenant le débit liquide  $\dot{m}_{\text{liq}}$  et gazeux  $\dot{m}_{\text{gaz}}$  est maintenu constant au cours du temps. Dans ces conditions nous faisons varier la vitesse de la vapeur en brûlant, grâce à une résistance de chauffage en amont de l'écoulement, de l'hélium liquide. Nous avons donc la vitesse superficielle <sup>2</sup> de la vapeur en sortie de ligne qui varie suivant la puissance injectée  $W_{\text{ligne}}$  dans la ligne Cryoloop II :

$$V_{\text{GS}} = \frac{W_{\text{ligne}} + W_{\text{pertes}}}{L_{\text{sat}} \cdot \rho_{\text{vap}} \cdot S_{\text{tot}}} \quad (6.1)$$

Avec

$W_{\text{pertes}}$  : pertes thermiques estimées dans la ligne de mesure ( $\simeq 10$  W),

$L_{\text{sat}}$  : chaleur latente de vaporisation de l'hélium (J/kg),

$\rho_{\text{vap}}$  : densité de la vapeur d'hélium ( $\text{kg/m}^3$ ), qui croît avec la température,

$S_{\text{tot}}$  : section totale de la conduite contenant l'hélium diphasique ( $\text{m}^2$ ).

Afin d'obtenir de fortes vitesses de vapeur, il est évident qu'il faut un débit total d'hélium suffisant et une densité de la vapeur, donc une température, aussi faible que possible. En effet, plus le débit est important et plus nous pouvons "brûler" d'hélium (jusqu'à 150 watts de puissance injectée en amont de la ligne pour un débit de 7 g/s) et ainsi atteindre de fortes vitesses de vapeur (jusqu'à 12 m/s pour 1,8 K).

D'après les expériences précédentes, c'est à forte vitesse de vapeur que les phénomènes améliorant l'échange thermique se sont produits ( $V_{\text{GS}} > 5$  m/s). La première étape est de vérifier que ce phénomène est bien présent dans notre expérience. Pour ce faire, nous étudions les données obtenues à partir de la boîte à résistance de Kapitza.

## 6.2 Boîte à résistance de Kapitza (B.A.R.K.)

Pour différentes puissances injectées en amont de la ligne Cryoloop II et différentes températures (et donc pour différentes vitesses de vapeur), nous mesurons l'échange thermique par le biais de la boîte à résistance de Kapitza (cf. chapitre 5 § 4.1).

Rappelons que la méthode de mesure consiste à transférer un flux de chaleur du bain d'hélium pressurisé (contenu dans la boîte à résistance de Kapitza) à l'écoulement saturé, et à mesurer la différence de température entre les deux bains (de part et d'autre de la paroi de cuivre). La façon dont on injecte la puissance de chauffage dans la boîte à résistance de Kapitza a évolué au cours

<sup>2</sup>La vitesse superficielle du gaz  $V_{\text{GS}}$  correspond à la vitesse qu'aurait la phase gazeuse si elle occupait toute la section de la conduite. La vitesse superficielle du gaz est proche de la vitesse moyenne du gaz, lorsque le niveau liquide est bas, c'est-à-dire à haute  $V_{\text{GS}}$  (i.e.  $> 5$  m/s).

des trois campagnes expérimentales (novembre, février et mars). D'une injection par palier (pour la première campagne), nous sommes arrivés à générer une puissance sinusoïdale (cf. § 4.1.1.1).

### 6.2.1 Retrouve-t-on l'amélioration de l'échange thermique ?

L'observation la plus simple (sans aucune transformation) consiste à regarder les variations des températures mesurées, dans le bain pressurisé ( $T_{\text{press}}$ ) et dans le bain saturé ( $T_{\text{amont}}$  et  $T_{\text{aval}}$ , cf. figure 6.1) lorsque l'on opère un transfert de chaleur de la boîte à résistance de Kapitza au bain saturé, à forte vitesse de vapeur (à fort  $W_{\text{ligne}}$ ).

Dans la figure 6.2, pour un débit constant de 7 g/s et deux puissances  $W_{\text{ligne}}$  différentes, nous observons la réponse en température des différents thermomètres :  $T_{\text{amont}}$  qui se trouve à 12 cm en amont de la B.A.R.K. (cf. figure 6.1) ,  $T_{\text{aval}}$  dans le bain aval, et enfin  $T_{\text{press}}$  qui se trouve dans la boîte à résistance de Kapitza.

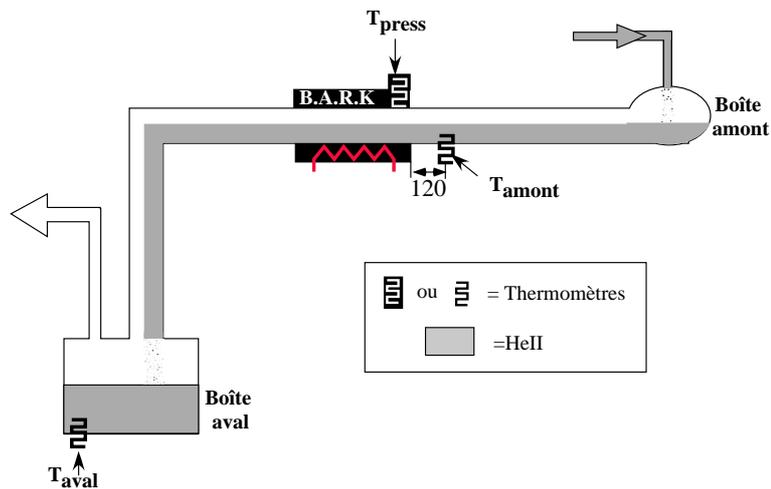


FIG. 6.1: Configuration des thermomètres indiquant les températures  $T_{\text{amont}}$  ,  $T_{\text{aval}}$  et  $T_{\text{press}}$  respectivement dans le bain saturé, la boîte aval et dans le bain pressurisé de la B.A.R.K.

Sur la partie gauche du graphique, les températures sont prises dans des conditions où  $W_{\text{ligne}} = 119$  W et sur la partie droite, pour  $W_{\text{ligne}} = 84$  W. En premier lieu nous observons que  $T_{\text{amont}} > T_{\text{aval}}$  (pour les deux puissances). La différence entre ces deux thermomètres provient des pertes de charge dans la ligne. De plus, lorsque l'on change de puissance  $W_{\text{ligne}} = 119$  W à 84 W,  $T_{\text{amont}}$  diminue alors que  $T_{\text{aval}}$  reste quasi constant. Cela s'explique par le fait que ce dernier thermomètre a sa température imposée par le compresseur froid (physiquement  $T_{\text{aval}}$  est proche du compresseur) alors que  $T_{\text{amont}}$  augmente avec les pertes de pression, donc avec la puissance injectée dans la ligne. Maintenant, nous pouvons comparer la température du bain

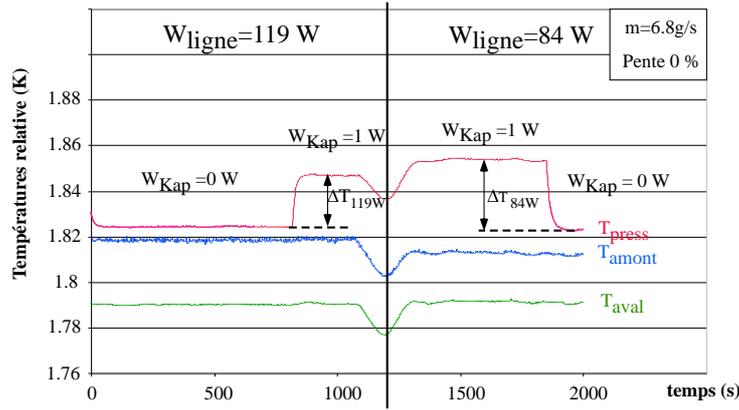


FIG. 6.2: Sur ce graphique est représentée la variation de température vue par 3 thermomètres au cours du temps lorsque l'on injecte  $W_{\text{Kap}} = 1 \text{ W}$  dans la boîte à résistance de Kapitza, à deux puissances  $W_{\text{ligne}}$  différentes (119 W et 84 W). Il est à noter que le trait vertical séparant les deux puissances ne se situe pas à la transition entre les deux puissances, mais au milieu de la zone représentant l'adaptation de la ligne.  $T_{\text{amont}}$  représente la température en amont du bain saturé,  $T_{\text{aval}}$  la température dans le bain aval,  $T_{\text{press}}$  la température dans le bain pressurisé (dans la boîte à résistance de Kapitza). Ces données démontrent que l'échange thermique est meilleur à 119 W qu'à 84 W ( $\Delta T_{84} > \Delta T_{119}$ ).

pressurisé lorsque l'on injecte  $W_{\text{Kap}} = 1 \text{ W}$  (méthode par palier, cf. § 4.1.1.1) pour les deux puissances  $W_{\text{ligne}}$  différentes. Nous avons matérialisé par une double flèche  $\Delta T_{119}$  (resp.  $\Delta T_{84}$ ) la différence de température mesurée dans le pressurisé lorsque l'on passe de 0 W à  $W_{\text{Kap}} = 1 \text{ W}$ , pour  $W_{\text{ligne}} = 119 \text{ W}$  (resp. 84 W). On voit que  $\Delta T_{84} > \Delta T_{119}$ , ce qui montre que l'échange thermique est meilleur à 119 W qu'à 84 W. Ce même phénomène est observé en comparant des

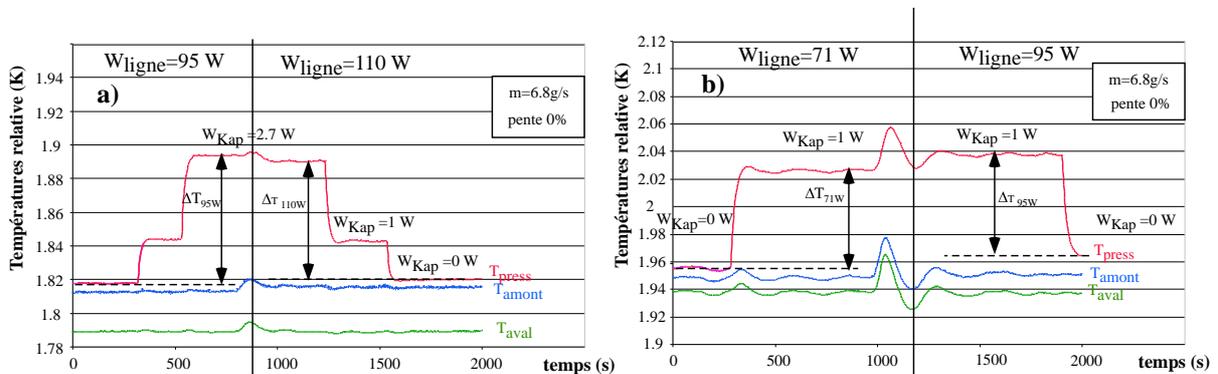


FIG. 6.3: Sur le graphique a), nous passons de 95 W à 110 W en maintenant constant  $W_{\text{Kap}} = 2.7 \text{ W}$  et l'on constate que  $\Delta T_{95} > \Delta T_{110}$ . Cela traduit donc que l'échange entre le bain pressurisé et saturé est meilleur à 110 W qu'à 95 W. Par contre sur le graphique b), on ne constate pas une telle amélioration entre 70 W et 95 W et pour une température plus haute que précédemment (environ 1,95 K au lieu de 1,79 K).

puissances,  $W_{\text{ligne}}$ , de 95 W et 110 W (cf. figure 6.3). Par contre, lorsque l'on fait cette même comparaison à plus faible puissance et de surcroît à plus haute température dans la ligne, ce qui correspond à des vitesses de vapeur plus faibles, on voit que cette amélioration disparaît (cf. figure 6.3, b)).

Avant de passer à une étude plus quantitative de l'amélioration de l'échange thermique à forte vitesse de vapeur, nous pouvons faire une remarque supplémentaire : on s'attend à ce que le thermomètre dans la boîte à résistance de Kapitza réagisse de la même façon que  $T_{\text{amont}}$  lorsque l'on change de puissance  $W_{\text{ligne}}$  et que  $W_{\text{Kap}}$  est nul. Or, dans ces conditions, lorsque l'on diminue la puissance de ligne de 119 W à 84 W,  $T_{\text{amont}}$  diminue mais pas  $T_{\text{press}}$ . Nous en déduisons qu'indépendamment de la puissance que l'on injecte dans la boîte à Kapitza, il arrive des pertes thermiques sur cette dernière, qui la surchauffent par rapport à  $T_{\text{amont}}$ . La diminution de l'échange entre 119 W et 84 W compense alors la diminution de  $T_{\text{amont}}$ , ce qui explique que  $T_{\text{press}}$  reste à peu près constant.

### 6.2.2 Etude quantitative de l'amélioration de l'échange thermique

Dans la figure 6.4, nous avons quantifié l'amélioration de l'échange en reportant  $(T_{\text{press}}(W_{\text{Kap}}) - T_{\text{press}}(0))/W_{\text{Kap}}$  en fonction de la puissance,  $W_{\text{ligne}}$  pour différentes températures et  $W_{\text{Kap}}$  injectées dans la B.A.R.K.

*Stricto sensu*, il faudrait plutôt tracer  $(\Delta T(W_{\text{Kap}}) - \Delta T(0))/W_{\text{Kap}}$  où  $\Delta T = T_{\text{press}} - T_{\text{amont}}$  (cf. figure 6.4). En effet, comme  $W_{\text{Kap}}$  augmente le débit vapeur en aval de la B.A.R.K, il doit légèrement influencer sur la température du bain saturé. Comme le montrent les figures 6.2 et 6.4, cet effet est néanmoins très faible et nous l'avons négligé.

Dans cette représentation, une amélioration de l'échange lorsqu'on augmente  $W_{\text{ligne}}$  se traduit par une diminution de  $(T_{\text{press}}(W_{\text{Kap}}) - T_{\text{press}}(0))/W_{\text{Kap}}$ . Nous voyons donc que pour les points mesurés à  $T=1,95$  K, l'échange se détériore avec l'augmentation de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  et ce jusqu'à 125 W. Par contre, il n'en est pas de même avec les points à 1,79 K. Si l'échange se détériore de 20 W jusqu'à 60 W, la tendance s'inverse aux plus fortes puissances.

La diminution initiale de l'échange (à basse puissance) est conforme à ce que l'on attend compte tenu de la baisse du niveau liquide lorsque la puissance  $W_{\text{ligne}}$  augmente. L'amélioration de l'échange aux puissances  $W_{\text{ligne}}$  plus élevées a déjà été constatée sur la figure 6.2. Le point nouveau que montre la figure 6.4 est la sensibilité de cet effet à la puissance  $W_{\text{Kap}}$ . On peut donc en conclure que  $W_{\text{Kap}}$  peut "brûler", au moins en partie, le phénomène responsable de l'amélioration de l'échange thermique.

Toute cette analyse suppose évidemment que, même à bas niveau liquide, la B.A.R.K mesure effectivement des surfaces mouillées et non des artefacts expérimentaux.

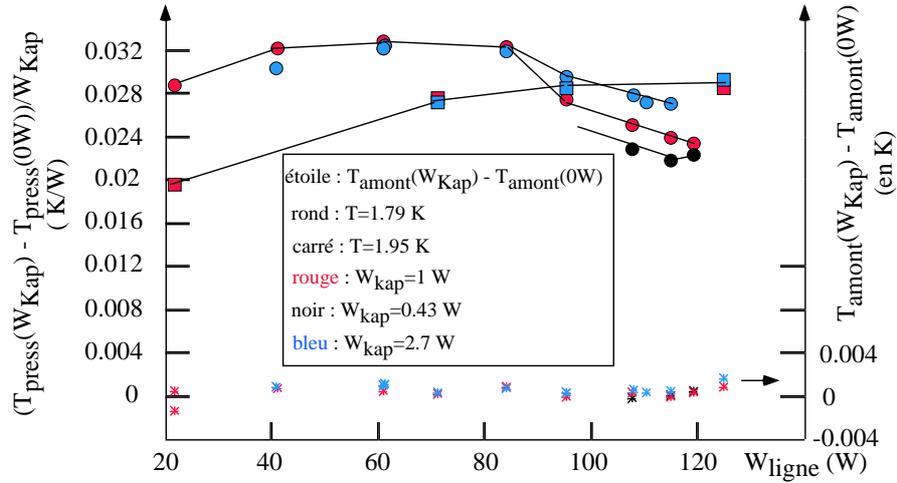


FIG. 6.4: Amélioration de l'échange thermique dans Cryoloop II.  $(T_{\text{press}}(W_{\text{Kap}}) - T_{\text{press}}(0))/W_{\text{Kap}}$  et  $(T_{\text{amont}}(W_{\text{Kap}}) - T_{\text{amont}}(0))$  (\*) pour différentes puissances  $W_{\text{Kap}}$  en fonction de  $W_{\text{ligne}}$ . Pour ces données, la ligne est horizontale et le débit total  $\dot{m}=7$  g/s. On remarque que l'amélioration de l'échange diminue à fort transfert de puissance  $W_{\text{Kap}}$ .

### 6.2.3 Est-on vraiment sensible à la surface mouillée ?

Pour nous assurer de ce point, nous avons fait varier le niveau liquide en travaillant à trois débits totaux différents : 1,25 g/s, 2,7 g/s et 6,8 g/s pour  $W_{\text{ligne}}=0$  W injectée en amont de la conduite, inclinée à 1,4 %. La quantité de liquide dans la conduite croît avec le débit d'hélium en entrée de ligne. Le code de calcul nous donne respectivement un pourcentage de mouillage équivalent de 13,6 %, 17,4 % et 22,5 %. Pour ces trois débits croissants, nous reportons la puissance injectée dans l'hélium pressurisé en fonction de la variation de température entre les bains d'hélium saturé et pressurisé (cf. graphique 6.5). Le coefficient d'échange surfacique  $h_{\text{tot}}$  (cf. § 4.1.2.3 équation 4.11) étant le même pour les trois débits (puisque les conditions de température sont identiques), seule la surface mouillée par l'hélium liquide varie. Il est donc visible, figure 6.5, que la boîte à résistance de Kapitza est réellement sensible au niveau liquide dans la ligne. Dès lors, nous pouvons convertir, connaissant  $h_{\text{tot}}$  en fonction de la température (cf. figure 4.4), les pentes de ces courbes en surface mouillée par le liquide (non corrigée de l'effet d'ailette) et les comparer aux surfaces estimées par le code de calcul dans les conditions de Taitel-Dukler (cf. figure 6.6) et déduites des mesures capacitives. Mesures capacitives dont, nous le verrons plus loin, nous avons extrait le mouillage en paroi. Nous constatons que les mesures à partir de la B.A.R.K. sont systématiquement supérieures à celles obtenues par le code de calcul (d'environ 5 %). L'effet d'ailette rend compte de 1 %, nous n'avons pas d'interprétation pour les 4 % restants.

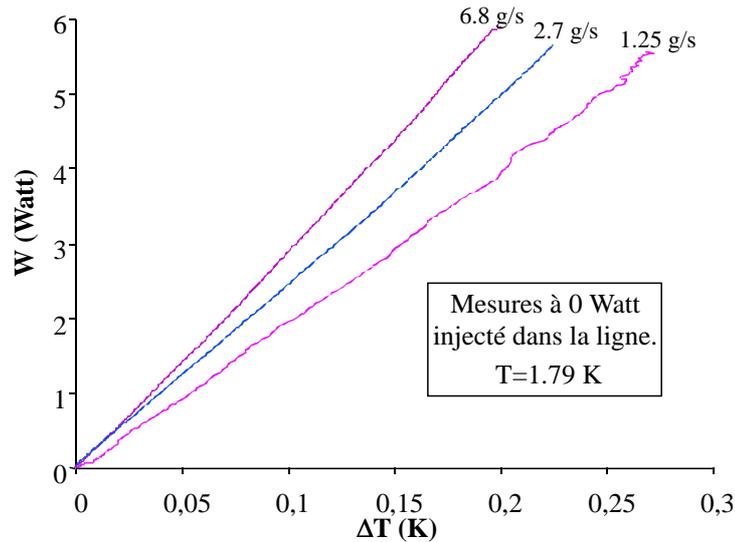


FIG. 6.5: Pour trois différents débits d'hélium,  $\dot{m}$ , 1,25 g/s, 2,7 g/s et 6,8 g/s, nous avons reporté la puissance injectée dans la boîte à résistance de Kapitza (en mode sinusoïdal) en fonction de la variation de température entre le bain d'hélium saturé et pressurisé. La pente de ces droites nous donne accès à la surface mouillée par l'hélium liquide dans le bain saturé. Clairement, les pentes augmentent avec le débit, ce qui est le signe que la boîte à résistance de Kapitza est sensible au niveau liquide dans la ligne ; niveau liquide qui augmente quand le débit croît (pour une température donnée).

## 6.2.4 Conclusion

Dans notre expérience Cryoloop II, nous retrouvons le phénomène d'amélioration de l'échange thermique déjà observé dans les expériences Cryoloop précédentes, à forte vitesse de vapeur ( $V_g > 5$  m/s). Nous avons également vérifié que la boîte à résistance de Kapitza est effectivement sensible au mouillage dans la conduite contenant l'hélium superfluide.

Nous avons également remarqué que le phénomène responsable de l'amélioration de l'échange thermique pouvait être "brûlé", mais partiellement, par la puissance injectée dans la boîte à résistance de Kapitza,  $W_{Kap}$ . Cette remarque nous porte à croire que le phénomène améliorant l'échange (ou au moins une partie de ce phénomène) n'est pas massif car il peut partiellement disparaître avec des puissances modérées (1 W).

Par la suite, connaissant le coefficient d'échange total, nous allons déduire des mesures de Kapitza des surfaces d'échange, i.e., des surfaces mouillées par la phase liquide de l'hélium diphasique. Nous allons corrélérer ces surfaces d'échanges avec celles calculées en utilisant les autres capteurs (sonde capacitive), et également avec les observations de la conduite<sup>3</sup> (vues de coupe).

<sup>3</sup>Nous n'utilisons pas le laser car l'optique n'apprend rien sur le film liquide en paroi.

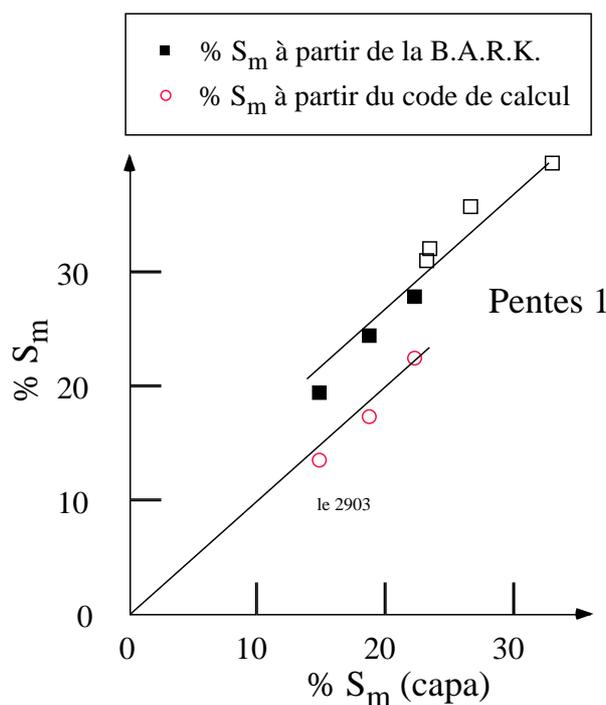


FIG. 6.6: Nous comparons le pourcentage de surface mouillée  $S_m$  estimé par le code de calcul et par la B.A.R.K. en fonction de celui estimé par la sonde capacitive  $S_m$  (capa) et cela pour trois débits différents : 1,25 g/s, 2,7 g/s et 6,8 g/s à 0 W, pente 0%. Nous avons aussi ajouté les points à basse puissance de l'expérience de la figure 6.7 (7 g/s, pente à 1,4 %). Nous constatons qu'il y a un bon accord entre le code de calcul et les sondes capacitatives. Par contre, la comparaison entre la B.A.R.K. et les capacités nous donne bien une relation linéaire de pente 1, mais le périmètre estimé par les mesures thermiques est systématiquement supérieur d'environ 5 %.

## 6.3 Variation du niveau liquide avec la puissance

### 6.3.1 Mesures optiques

Nous avons vu § 6.2 que l'échange thermique s'améliore à forte puissance comme c'était le cas dans les expériences Cryoloop précédentes. Mais, contrairement à ces expériences, nous sommes en mesure de déterminer directement le niveau liquide dans la ligne, et de vérifier qu'il diminue effectivement avec la puissance.

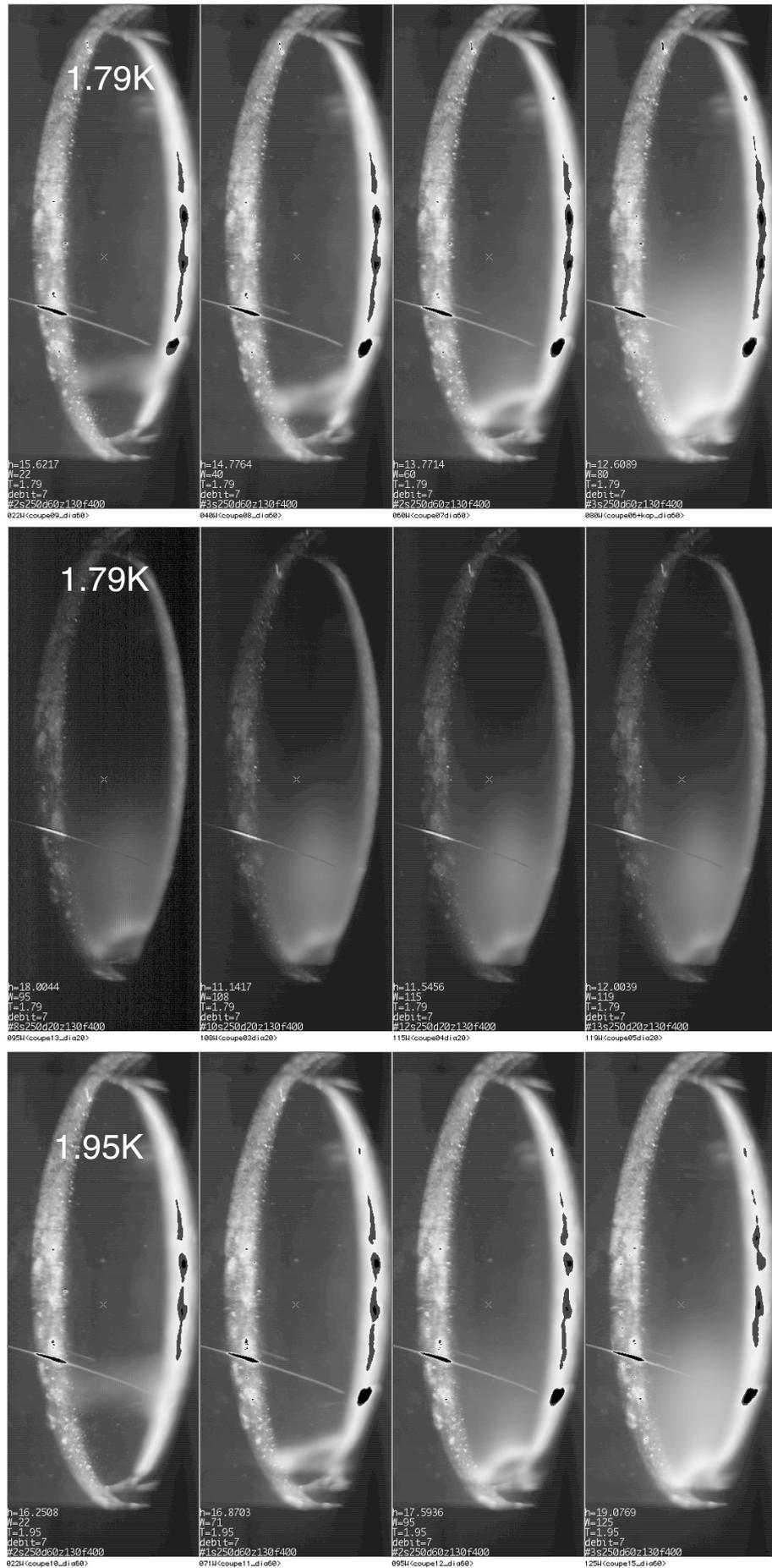


FIG. 6.7: Les vues de coupe.

La figure 6.7 montre les vues de coupe, obtenues en filmant le tube en verre, éclairé par une nappe de lumière blanche (cf. § 5.4.1). Ces vues de coupes sont simultanées aux mesures de Kapitza présentées figure 6.4. En partant du haut et de gauche à droite, les 8 premières photos, chacune moyenne de 128 instantanées, sont prises pour des puissances croissantes à une température dans la ligne de 1,79 K. Pour éviter de saturer la caméra, les photos 5 à 8 sont réalisées avec une ouverture réduite. Les 4 dernières photos sont à une température de 1,95 K. Pour une température donnée, les vues de coupe sont classées dans l'ordre croissant des puissances  $W_{\text{ligne}}$ , de 22 W à 119 W pour  $T=1,79$  K et de 22 W à 125 W pour  $T=1,95$  K. Si l'on s'intéresse au niveau liquide visible sur ces vues de coupe, en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  et pour une même température, on voit distinctement que le niveau liquide diminue lorsque la puissance injectée dans la ligne augmente. Hormis le niveau liquide, on peut également observer un halo lumineux au-dessus de l'interface liquide-vapeur. Cette intensité lumineuse est la manifestation d'un brouillard de gouttelettes arraché au liquide par la vapeur. La structure granulaire de ce brouillard est bien visible sur une image instantanée au  $1/10000^{\text{ème}}$ , figure 6.8. Pour

## coupe instantanée 109W

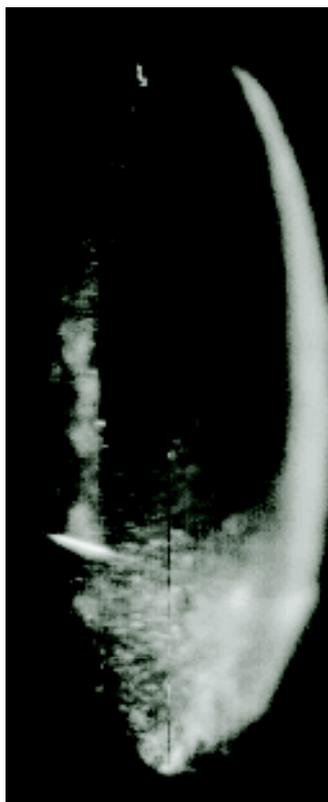


FIG. 6.8: Image instantanée à 109 W prise au  $1/10000^{\text{ème}}$ .

une même ouverture de prise de vue (figure 6.7), on peut comparer le halo lumineux suivant la

température de la ligne et la puissance  $W_{\text{ligne}}$  : on constate que le halo dû au brouillard apparaît à partir d’une certaine puissance (autour de  $W_{\text{ligne}}=95$  W pour  $T=1,95$  K et  $W_{\text{ligne}}=60$  W pour  $T=1,79$  K). De plus, son intensité lumineuse croît avec la puissance injectée dans la ligne. Ainsi, cette simple visualisation démontre directement l’existence d’un brouillard, même si elle laisse entier le problème de son éventuelle connexion à l’amélioration du transfert thermique.

Par ailleurs, les photos ne révèlent aucune vague significative qui pourrait contribuer à l’amélioration de l’échange thermique. Pour être plus précis, il nous faut nous tourner vers l’étude des capacités qui sont plus sensibles.

### 6.3.2 Mesures capacitives

La sonde capacitive itvia la variation de constante diélectrique (cf. § 4.2) permet d’être sensible au niveau de liquide dans la conduite lorsque l’épaisseur du film sur les parois est supérieure à  $100 \mu\text{m}$  (film “épais”). Il est important de connaître précisément la position des condensateurs dans la conduite afin de déduire le niveau de liquide des valeurs des capacités.

#### 6.3.2.1 Configuration de la sonde capacitive dans la ligne

La configuration de la sonde dans la conduite est représentée figure 6.9. Le condensateur numéro 3 (capa 3) couvre le bas de la conduite, le condensateur numéro 1 (capa 1) le haut et enfin les condensateurs numéros 2 et 4 (capa 2 et capa 4) recouvrent les parties latérales. Les condensateurs ne recouvrent pas entièrement le périmètre de la conduite et il reste des zones non sensibles d’environ de 1 à 3 mm entre condensateurs, sauf entre les capas 3 et 2 où la zone aveugle s’étend sur 4 mm (du fait que la capa 2 possède 3 mm de pistes altérées). Chaque condensateur (sauf la capa 2) couvre finalement 23,4 % du périmètre total.

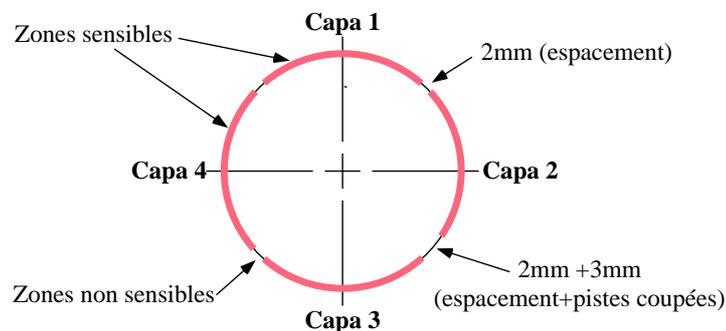


FIG. 6.9: Les zones sensibles, i.e. mesurées par les condensateurs formés de deux électrodes entrelacées, sont représentées en trait épais. Les zones non sensibles, elles, sont en trait fin. Ces zones aveugles sont dues à l’espacement entre deux peignes capacitifs. L’espacement est de l’ordre de 2 mm sauf entre les capas 2 et 3 où il est plus important, 5 mm, du fait des pistes endommagées sur le peigne numéro deux.

Cette configuration est celle que nous pensions avoir dans notre expérience, mais nous verrons, au § 6.3.3, que cette géométrie n'est pas tout à fait exacte et mérite une correction.

### 6.3.2.2 Résultats

La figure 6.10 représente la variation de capacité, en prenant comme référence la valeur de chaque capacité dans l'état vide ou plein selon le condensateur, au cours de la journée correspondant aux images de la figure 6.7 et aux mesures de la figure 6.4 La capacité 1 ne variant

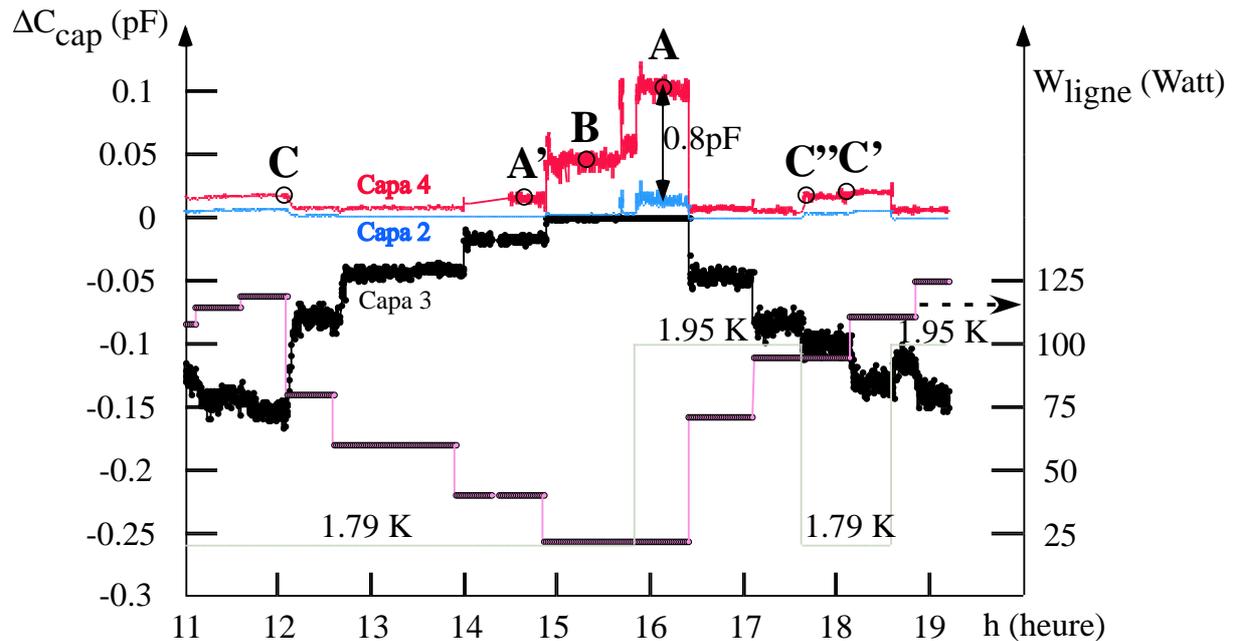


FIG. 6.10: Les trois capacités au cours du temps, suivant la puissance injectée dans la ligne,  $W_{\text{ligne}}$ , et la température. Mêmes conditions que dans la figure 6.4 ( $\dot{m}=7$  g/s, pente= 0 %).

pas à l'échelle de la figure 6.10, elle n'est pas représentée. La référence de la capacité 3 est prise lorsque cette dernière est entièrement immergée. Inversement, pour les capas 2 et 4, la référence est prise lorsque ces deux capacités ont une valeur minimale que nous associons à un état "sec". Sur ce même graphique sont reportées la puissance injectée dans la ligne,  $W_{\text{ligne}}$ , et la température de l'hélium. Le débit d'hélium, lui, est resté constant à 7 g/s. Au cours du temps, nous avons appliqué les puissances suivantes à  $T=1,79$  K : 115 W, 119 W, 80 W, 60 W, 40 W et 22 W. Puis, toujours en restant à 22 W, nous avons changé la température pour atteindre 1,95 K (en variant la vitesse du compresseur aval, cf. § 3.2 figure 3.2). Nous avons ensuite augmenté la puissance  $W_{\text{ligne}}$  à 71 W puis 95 W. A cette même puissance, nous avons ensuite refroidi la ligne à 1,79 K. Ensuite, de 95 W, nous sommes passés à 111 W. Toujours à 111 W, nous avons augmenté la température à 1,95 K, puis la puissance à 125 W.

La figure 6.12 nous montre les mêmes données en fonction de la puissance dans la ligne pour

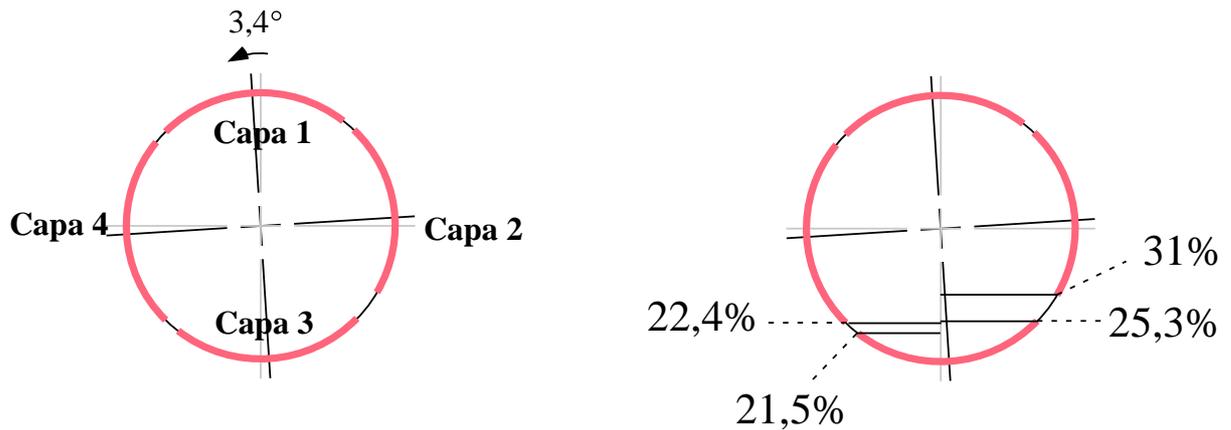


FIG. 6.11: La sonde capacitive est légèrement tournée d'un angle de  $3,4^\circ$ . Ceci entraîne une dissymétrie dans le positionnement des peignes capacitifs les uns par rapport aux autres. Ainsi, la capa 3 est totalement recouverte de liquide quand ce dernier occupe 25,3 % du périmètre intérieur (au lieu de 23,4 % si la sonde était parfaitement symétrique dans la conduite). De 21,5 % à 25,3 % de périmètre mouillé, seule la partie droite (du côté de la capa 2) de la capa 3 est sensible, sa partie gauche (du côté de la capa 4) étant déjà totalement recouverte. De plus, la capa 4 perçoit un signal dès 22,4 % de périmètre mouillée alors que la capa 2 ne détecte le liquide que lorsque ce dernier a recouvert 31 % du périmètre du tube (du fait de la rotation et des pistes endommagées) contenant l'écoulement.

les deux températures. Nous retrouvons bien la baisse du niveau liquide, déjà constatée sur les vues de coupe, lorsque la puissance augmente, ou lorsque la température diminue.

La conversion de ces données en périmètre mouillé nécessite de prendre en compte la configuration exacte des capacités. La figure 6.12 nous montre que pour le plus haut niveau (point A de la figure 6.10 à 22 W et 1,95 K) les capacités 2 et 4 diffèrent de 0,08 pF. Sachant que la sensibilité de la capa 4 est de 0,44 pF pour 29,4 mm de périmètre mouillé<sup>4</sup> et que les pistes abîmées de la capa 2 ne couvrent que 3 mm, on en déduit que la sonde capacitive a subi, lors du montage dans la ligne, une rotation de  $3,4^\circ$  (la sonde a pivoté de 1,2 mm). Cette rotation, représentée figure 6.11, fait que la capa 4 est plus basse que la capa 2. Grâce au point A de la figure 6.10, nous obtenons donc la bonne configuration géométrique de la sonde dans la conduite. Notons que cette rotation se manifeste directement au point A', où, bien que la capa 3 ne soit pas entièrement mouillée, la capa 4 latérale mesure un signal positif. Converti en termes de mouillage, en tenant compte de la géométrie déterminée ci-dessus, les deux capas indiquent cependant le même niveau, ce qui est un test indépendant de la validité de la figure 6.11.

Finalement, cette rotation de  $3,4^\circ$  nous indique que, quel que soit le niveau liquide, il est toujours détecté par au moins un condensateur (ce ne serait pas le cas dans une configuration sans angle de déviation). Lorsque la capa 4 est partiellement mouillée (pour  $W_{\text{ligne}}$  inférieur à 40 W), on obtient alors le mouillage total comme  $22,4\% + 2 \times (\Delta C_{\text{cap4}} / 0,44) \times 23,4\%$ .

C'est ainsi que nous avons déterminé les points correspondants dans la figure 6.13, qui com-

<sup>4</sup>Cette variation a été déterminée lors d'un étalonnage dans un cryostat séparé [6].

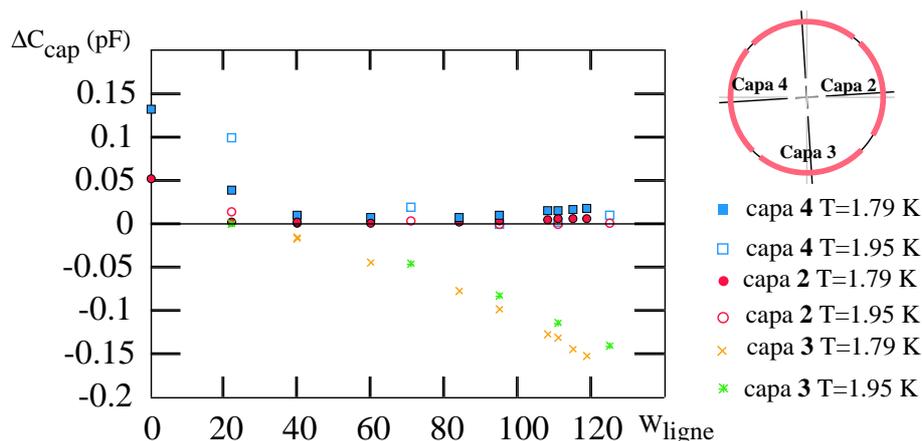


FIG. 6.12: Variation de capacité en fonction de  $W_{\text{ligne}}$ . À l'aide de la figure 6.10  $\Delta C_{\text{cap}}$  pour trois capacités 2, 3 et 4 sont reportés en fonction de la puissance dans la ligne pour les deux températures (1,79 K et 1,95 K).  $\Delta C_{\text{cap}}=0$  pour les capa 2 et 4 signifie que les condensateurs ne “voient” pas de liquide. Par contre,  $\Delta C_{\text{cap}}=0$  pour la capa 3 indique qu'elle est complètement mouillée par le liquide. La variation de capacité du condensateur 3 nous indique que le niveau massif dans la ligne diminue en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$ .

pare le niveau liquide déduit des mesures capacitives à celui déduit des mesures optiques, le zéro

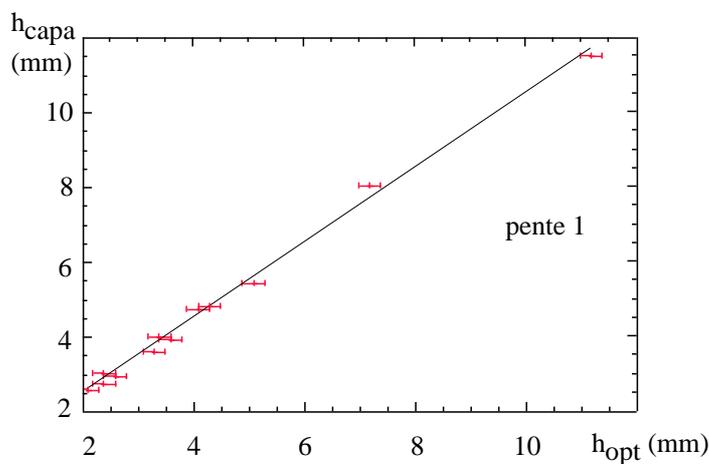


FIG. 6.13: Le graphique représente la hauteur du niveau liquide obtenue à partir de la sonde capacitive,  $h_{\text{capa}}$ , en fonction de celle obtenue à partir des vues de coupe,  $h_{\text{opt}}$ .

pour la hauteur optique étant pris comme indiqué par la flèche sur la figure 6.7. Nous voyons non seulement que nous obtenons une relation linéaire, mais que de plus le coefficient directeur est proche de 1. Ceci nous montre qu'il n'existe pas de film épais de  $100 \mu\text{m}$  ou plus qui pourrait expliquer l'amélioration de l'échange thermique. La possibilité d'un film mince nécessite une analyse plus fine que nous ferons § 6.4.

### 6.3.3 Comparaison du niveau liquide aux modèles

La puissance  $W_{\text{ligne}}$  fait baisser le niveau par deux mécanismes : elle diminue le débit liquide en évaporant une partie et elle augmente le débit gazeux, donc sa vitesse. En prenant en compte ces deux effets dans un code de calcul élaboré par Laurent Grimaud [15], on peut déterminer théoriquement le mouillage en parois et le comparer au mouillage déterminé par les condensateurs (cf. figure 6.14). Pour ce code de calcul, les paramètres d'entrée sont : le débit

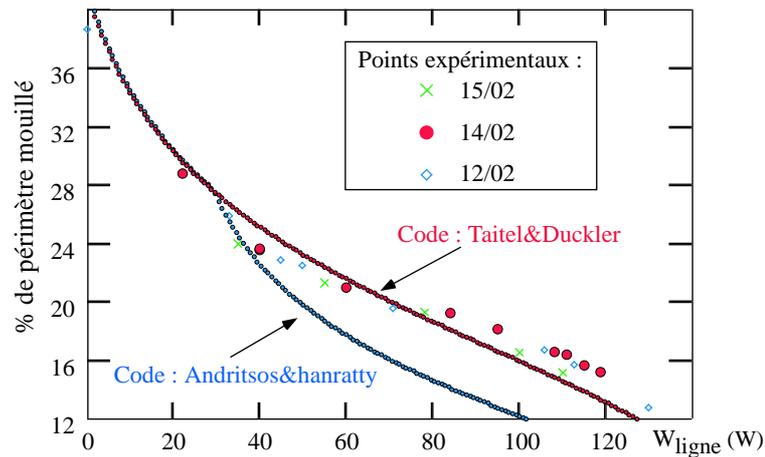


FIG. 6.14: Nous avons reporté le pourcentage de périmètre mouillé dans la conduite en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  pour les points déterminés expérimentalement avec la sonde capacitive (pour trois jours différents, le 12/02, le 14/02, le 15/02) et ceux déterminés par le code de calcul dans les conditions décrites par Taitel et Dukler et celles décrites par Andritsos et Hanratty.

liquide, la température, la longueur de la ligne, les pertes thermiques le long de la ligne (ici, les pertes ont été estimées à 10 W) et enfin le diamètre de la conduite. Ce code prend en compte, entre autres, les différents coefficients de frottements rencontrés par les deux phases, liquide et gazeuse : les coefficients de frottement avec la paroi de la conduite et l'interface liquide-gaz. Les conditions de Taitel-Dukler [43] et Andritsos-Hanratty [1], diffèrent par le coefficient interfacial choisi. Pour Taitel-Dukler, l'écoulement est stratifié-lisse. Pour Andritsos-Hanratty, à partir d'une certaine puissance  $W_{\text{ligne}}$  correspondant à une certaine vitesse superficielle de vapeur, l'écoulement passe de stratifié-lisse à stratifié-vague, ce qui augmente le coefficient de frottement à l'interface. En conséquence, l'entraînement du liquide par le gaz est plus important. Le liquide va plus vite et occupe moins de section de passage, ce qui se traduit par un mouillage aux parois moins important que dans les conditions de Taitel-Dukler, visible sur la figure 6.14.

Si l'on compare ces deux codes aux mesures capacitives, on constate que le code de calcul dans les conditions de Taitel-Dukler correspond mieux aux mouillages mesurés par la capacité 3 que celui de Andritsos-Hanratty. L'effet des vagues sur l'entraînement semble donc négligeable. Cette conclusion mérite un commentaire : dans l'expérience Cryoloop I, les pertes de pression (i.e. le frottement subi par la vapeur) étaient supérieures à ce que prédisent Taitel-Dukler, et

plus en accord avec les conditions de Andritsos-Hanratty [40] [15]. Nos mesures de niveau nous ont conduit à suggérer que cette augmentation de perte de pression par rapport aux conditions de Taitel et Dukler pourrait provenir de l'interaction du gaz avec les gouttelettes plutôt que des vagues à l'interface. Il serait intéressant d'étayer cette conclusion par un calcul.

Pour conclure, on peut remarquer qu'à forte  $W_{\text{ligne}}$  le mouillage mesuré par la capa 3 est légèrement supérieur à celui prédit par le code. Cette différence pourrait résulter de la présence au-dessus du niveau liquide d'un film mince, comme nous allons le voir.

#### 6.4 Mise en évidence du film liquide

Nous nous sommes concentrés jusqu'à présent sur le condensateur 3. Un examen attentif du signal des capacités latérales (les points C, C' et C'' sur la figure 6.10 désignant des zones d'étude à forte puissance  $W_{\text{ligne}}$ ) révèle l'existence d'un signal, alors que le niveau moyen, mesuré par la capacité du bas ou directement observé sur les vues de coupe, ne touche pas ces capacités. Nous allons interpréter ce signal comme étant lié à un film liquide mince sur les parois de la conduite.

Afin de mieux apprécier les effets mesurés par les peignes capacitifs 2, 4 et 1, à forte puissance injectée dans la ligne, nous reprenons les figures 6.10 et 6.12 en dilatant l'échelle de  $\Delta C_{\text{cap}}$  positif (figure 6.15 et figure 6.16). Figure 6.15, nous représentons également  $\Delta C_{\text{cap}}$  pour la capa 1, décalée de 0,03 pF. Nous voyons sur la figure que la variation de la capacité la plus haute (capa 1) dans la conduite n'est pas significative, même à forte vitesse de vapeur (ou à fort  $W_{\text{ligne}}$ ). Ce condensateur ne peut donc pas être totalement recouvert par un film liquide supérieur à 1  $\mu\text{m}$  (film qui donnerait un signal mesurable sur la capa 1 d'après la figure 4.23), à forte vitesse de vapeur. Par contre, à forte vitesse de vapeur (puissance  $W_{\text{ligne}}$  élevée et  $T=1,79$  K), les condensateurs latéraux donnent un signal qui augmente, alors que la capa 3 diminue avec la puissance. Ceci signe la présence d'un film liquide sur ces condensateurs.

Ce film est caractérisé par plusieurs paramètres : la surface globale couverte, son épaisseur, la fraction surfacique qu'il occupe s'il est discontinu, ... Ces deux derniers paramètres pouvant de plus varier avec l'altitude dans la conduite, il est clair que nous ne pouvons prétendre à une description précise de ces caractéristiques à l'aide du seul signal des capacités latérales. Néanmoins, en supposant que ce film est, à une altitude donnée, similaire sur les deux côtés de la conduite, nous allons pouvoir estimer son épaisseur. Dans ce cas, en effet, la différence de signal entre Capa 2 et Capa 4 provient de la différence entre les zones sensibles de ces deux capacités. En d'autres termes, cette différence est le signal que mesurerait une capacité dont l'extension verticale serait limitée à la partie de la capa 4 qui n'a pas de vis-à-vis sur la capa 2 (cf. figure 6.11). Le défaut d'alignement des deux capacités réalise ainsi un capteur "local".

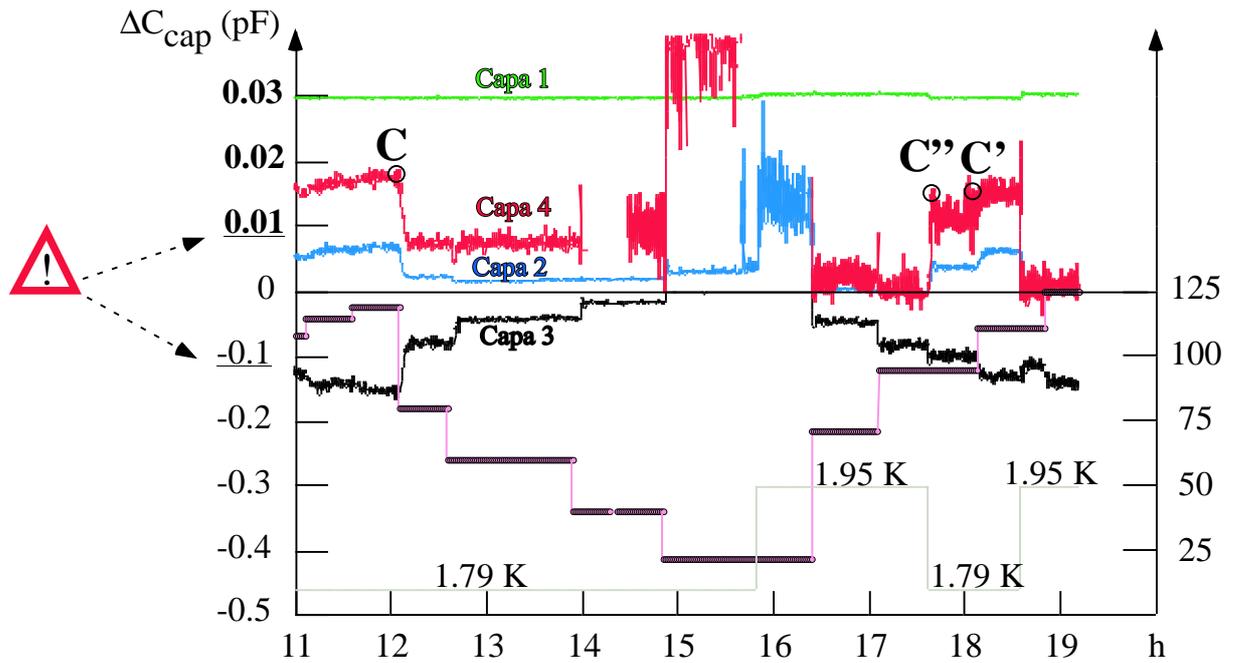


FIG. 6.15: Un gain de 10 dans l'échelle des  $\Delta C_{\text{cap}}$  positifs permet une étude plus fine des trois capacités 1, 2 et 4 au cours du temps. Tout comme dans la figure 6.10, la puissance injectée dans la ligne  $W_{\text{ligne}}$  et la température sont représentées.

En se plaçant dans l'hypothèse d'un film continu, nous pouvons alors, pour chaque puissance, déterminer l'épaisseur du film à partir de la différence entre les capacités 2 et 4 (cf. figure 6.16). Par exemple, à 95 W, la différence de variation capacitive entre 2 et 4 est 10 fois plus faible qu'à 0 W, lorsque la même surface est couverte par du liquide massif. D'après la figure 4.23, l'épaisseur du film est de l'ordre de 5 microns. Si on répète le même calcul pour les puissances allant de 80 à 120 W, on trouve une épaisseur variable entre 3 et 8 microns. Si le film n'occupe qu'une portion de la surface, son épaisseur maximale sera supérieure à ces valeurs. Nous verrons néanmoins que le diamètre des gouttelettes du brouillard est de l'ordre de la dizaine de microns. Dans l'hypothèse où c'est le dépôt de ce brouillard qui forme le film, il est peu vraisemblable que cette épaisseur maximale puisse excéder le diamètre des gouttes, si bien que le taux de couverture du film est certainement élevé.

Pour ce qui est de la surface globale couverte par le film, il nous faut utiliser les signaux de capa 4 (ou de capa 2), et plus seulement leur différence. En supposant l'épaisseur uniforme (à grande échelle) sur toute la surface couverte, on peut alors calculer les surfaces couvertes sur les capas 2 et 4,  $S_2$  et  $S_4$ .

Si les données de la figure 6.16 n'avaient aucun bruit, la proportionnalité des signaux sur capa 4 et capa 2 impliquerait que  $S_2/S_4$  est constant. Puisque la différence  $S_2 - S_4$  est fixée, ceci impliquerait que  $S_2$  et  $S_4$  sont fixés (cf. figure 6.17).

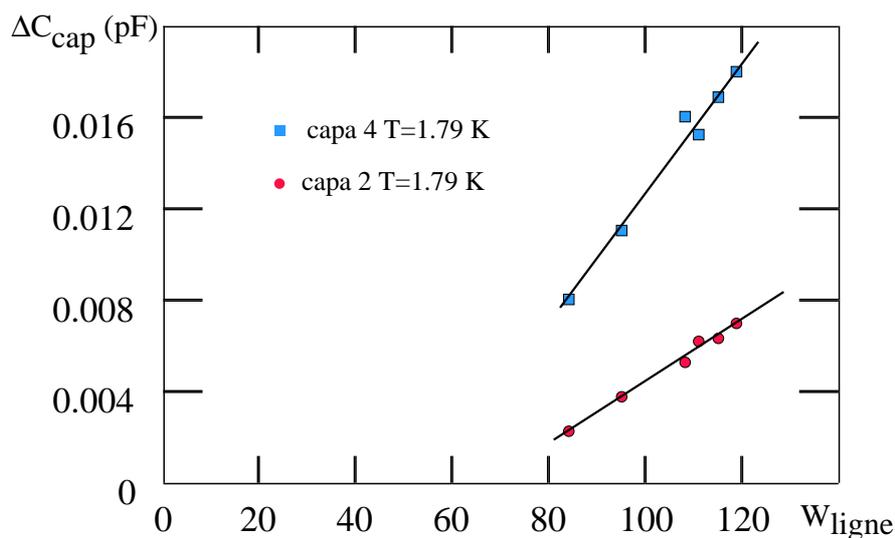


FIG. 6.16: A l'aide de la figure 6.10  $\Delta C_{\text{cap}}$  pour les capacités 2 et 4 sont reportés en fonction de la puissance dans la ligne pour les deux températures (1,79 K et 1,95 K).  $\Delta C_{\text{cap}}=0$  pour les capas 2 et 4 signifie que les condensateurs ne voient pas de liquide.

La variation du signal avec la puissance  $W_{\text{ligne}}$  serait alors liée à une variation de l'épaisseur, ou du taux de couverture. Dans le premier cas, la surface réelle couverte ne dépendrait pas de la puissance, ce qui serait en contradiction avec l'amélioration du transfert thermique quand on augmente cette puissance (ou, en tout cas, avec l'existence d'un lien causal entre le film et le transfert thermique). Il faut cependant réaliser que les signaux mesurés sur capa 2 sont très faibles (on le constate directement sur la figure en fonction du temps), et que la proportionnalité des signaux peut n'être qu'approximative.

A l'opposé, dans le cas où les variations de capa 2 et capa 4 seraient parallèles (cas d'une épaisseur constante), on pourrait déterminer la surface du film à l'aide de la seule capacité 4, en supposant une épaisseur fixe de 5 microns (et un taux de couverture de 100 %). La figure 6.18 représente ainsi la surface mouillée déterminée à partir de la capa 4 (en ajoutant la contribution de 22,4 % correspondant au bas du condensateur 4 (cf. figure 6.11), en fonction de celle déduite de l'échange thermique. Sur cette figure est placée une droite de pente 1 qui correspond à ce qu'on attendrait idéalement (dans le cas où le mouillage estimé par les mesures thermiques a une correction due à l'effet d'ailette (§ 4.1.3.1) de l'ordre de 2 % du périmètre total). On observe alors une corrélation raisonnable entre les surfaces mouillées déterminées par les deux types de mesures, capacitive et thermique. Nous avons également reporté sur la figure 6.18 les données correspondant à  $T=1,95$  K. On constate que le % de périmètre mouillé à 71 W est supérieur à ceux mesurés à plus hautes puissances. Cela provient du fait que le point à 71 W n'est pas encore en régime de film.

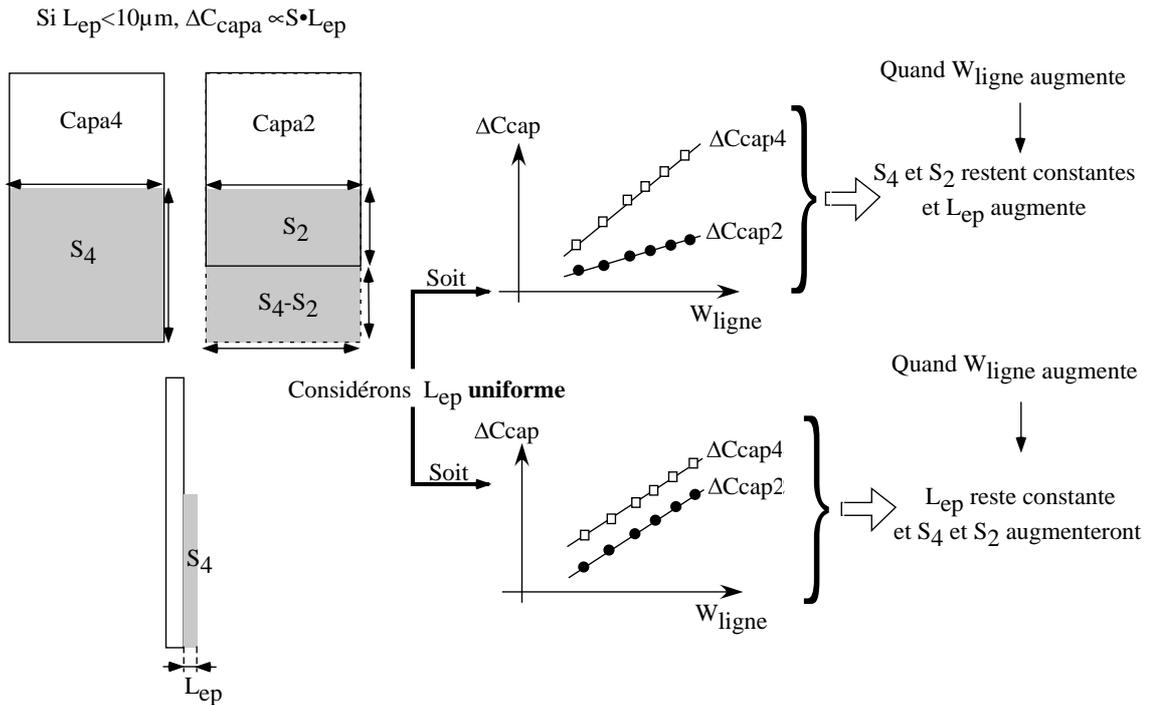


FIG. 6.17: Dans l'hypothèse d'un film liquide d'épaisseur uniforme et inférieure à  $10 \mu\text{m}$  créé par le dépôt des gouttes en paroi, nous arrivons à deux conclusions différentes suivant la variation relative de  $\Delta C_{cap4}$  par rapport à  $\Delta C_{cap2}$ .

#### 6.4.1 Conclusion sur les mesures capacitives

Compte tenu de la sensibilité du résultat aux hypothèses (cf. § 6.4), nos mesures ne peuvent prétendre prouver que l'amélioration du transfert thermique est bien corrélée à la formation d'un film liquide en paroi. Seules de nouvelles mesures systématiques, avec des condensateurs de géométrie optimisée, pourront permettre une conclusion définitive. Néanmoins, l'analyse présentée ci-dessus est encourageante. Il nous semble raisonnable d'en tirer trois conclusions :

- il existe un film liquide au-dessus de la surface libre,
- l'épaisseur de ce film est de quelques microns,
- l'ordre de grandeur de la surface couverte par le film aux plus fortes puissances est suffisant pour expliquer la valeur de l'échange thermique.

A ce stade, la question qui se pose est l'origine du film. On peut en effet envisager plusieurs mécanismes :

1. vagues autour du niveau liquide moyen, déposant un film dans les oscillations positives (vague montante), qui persiste au cours de l'oscillation négative (vague descendante),
2. transition annulaire ou annulaire partielle, où des effets hydrodynamiques conduiraient à l'existence du film,
3. dépôt en parois des gouttelettes arrachées au liquide par la vapeur.

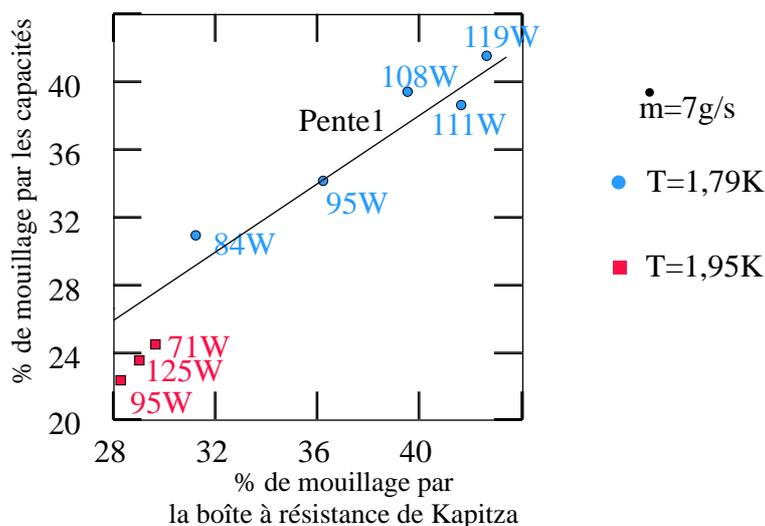


FIG. 6.18: Nous comparons le mouillage estimé par la sonde capacitive et la B.A.R.K. en régime de film. En supposant une épaisseur du film fixe ( $\approx 5 \mu\text{m}$ ) en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  nous trouvons que l'accord entre les mesures thermiques et capacitives est raisonnable.

Concernant le premier mécanisme, l'observation des vues de coupe (avec une résolution temporelle de  $100 \mu\text{s}$ ) ne montre aucune vague d'amplitude suffisante, pas plus que l'analyse du signal temporel du condensateur du bas (résolue à  $10 \text{ms}$ ).

Pour le deuxième mécanisme, l'épaisseur du film n'est que de quelques microns, alors que dans les écoulements diphasiques eau-air [32], les épaisseurs dues à ce mécanisme diminuent avec la hauteur atteignant  $100 \mu\text{m}$  [13] aux plus fortes vitesses de vapeur. On pourrait donc s'attendre, dans notre cas, à trouver des épaisseurs de film plus importantes que les quelques microns estimés.

Enfin, le troisième point nous paraît le plus vraisemblable, puisqu'on observe effectivement un brouillard. De fait, si on trace l'intensité du brouillard diffusée (convertie en aire interfaciale, cf. mesure optique de  $\Sigma(z)$  chapitre 8) en fonction des mesures capacitives, nous obtenons une corrélation (cf. figure 6.19). Maintenant, il reste à savoir si ce brouillard peut générer assez de gouttes arrivant à la paroi du tube échangeur pour expliquer à lui seul l'amélioration de l'échange thermique et la création du film liquide visible sur la sonde capacitive. Dans ce but, nous voyons donc la nécessité de caractériser le brouillard. Pour cela, nous allons utiliser les méthodes de diffusion de la lumière énoncées dans le chapitre 5.

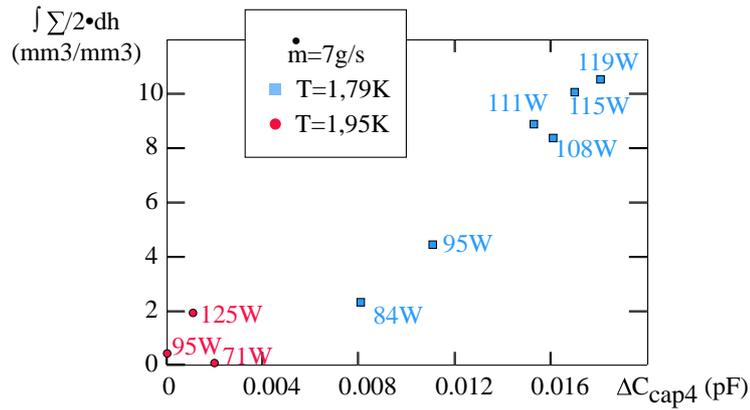


FIG. 6.19: Comparaison entre l'intégrale de la densité d'interface en regard du condensateur 4 en fonction des valeurs de  $\Delta C_{\text{cap}4}$ . Pour les données à  $T=1,79$  K, il apparaît une nette corrélation entre l'apparition du brouillard et le régime de film détecté par le condensateur 4.

## 6.5 Mesures d'optique-laser

Comme constaté à partir des vues de coupe figure 6.7, un brouillard existe. Pour savoir si effectivement ce brouillard est responsable à lui seul du "sur-mouillage" (observé par la boîte à résistance de Kapitza et sur les condensateurs 4 et 2), il faut estimer un flux de gouttes qui impacte à la paroi, dans l'écoulement. Ainsi, à partir du flux, on accède à la puissance frigorifique disponible ( $W_{\text{frigorif}}$ ) via la chaleur latente de vaporisation,  $L_{\text{sat}}$  et la densité du liquide,  $\rho_{\text{liq}}$  :

$$W_{\text{frigorif}} = \text{flux} \cdot L_{\text{sat}} \cdot \rho_{\text{liq}} \quad (6.2)$$

Dans le cas d'un brouillard monodisperse de gouttes sphériques, le flux est proportionnel au produit de la densité d'interface  $\Sigma$  (le produit de la densité de gouttes par leur surface), du diamètre des gouttes et de leur vitesse d'impact  $V_{\text{transverse}}$  à la paroi :

$$\text{flux} = \frac{\Sigma \cdot d \cdot V_{\text{transverse}}}{6} \quad (6.3)$$

Dans le cas d'un brouillard polydisperse, la relation va dépendre de la distribution des tailles. Nous allons donc, dans ce qui suit, nous appliquer à déterminer ces paramètres ( $\Sigma$ , vitesse et distribution de taille de goutte) du flux en nous aidant des méthodes de diffusion de la lumière énoncées au chapitre 5.

### 6.5.1 Diffusion simple ou multiple ?

Dans toute expérience faisant intervenir la diffusion de la lumière, la première étape consiste à connaître le régime de diffusion, simple ou multiple.

Pour cela, nous avons à notre disposition une photodiode (cf. § 5.4.2). Cette dernière, grâce au

trou dans l'écran, recueille la fraction du faisceau incident n'ayant pas été diffusée après passage dans la conduite.

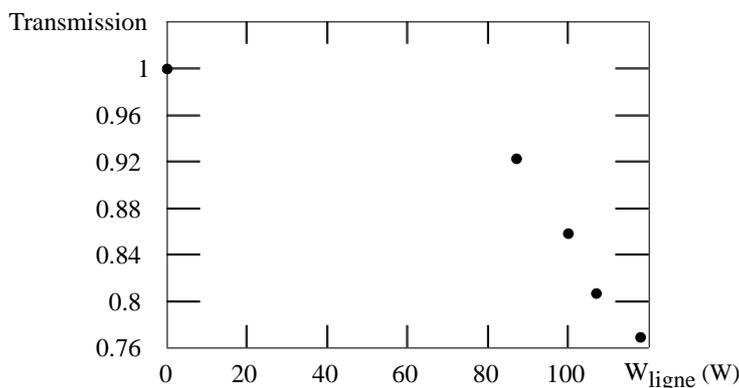


FIG. 6.20: Intensité du faisceau laser transmise après passage à travers le brouillard en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$ . Les conditions expérimentales sont  $T=1,79$  K et  $\dot{m}=6,8$  g/s. Nous voyons qu'aux plus fortes puissances la quantité de lumière diffusée reste inférieure à 25 %. De ce fait, nous pouvons considérer que nous sommes en régime de diffusion simple.

Dans des conditions de débit de 6,8 g/s et à une température de 1,79 K, l'intensité transmise, après avoir traversé la conduite à mi-hauteur, est visible figure 6.20 : aux plus fortes puissances, plus de 75 % de l'intensité n'a pas été diffusée. Ce qui se traduit par un libre parcours moyen (cf. équation 5.4) supérieur à 0,14 m. Le libre parcours moyen  $\ell_{\text{pm}}$  étant supérieur au diamètre de la conduite  $L=0,04$ , nous en déduisons que le mode de diffusion est simple. Dans ces conditions, nous pouvons donc espérer extraire les caractéristiques du brouillard, comprenant taille et densité d'interface  $\Sigma$ , *via* l'étude de la diffusion de la lumière.

### 6.5.2 Mesure qualitative de l'intensité diffusée

Le faisceau laser traverse donc les 4 cm de conduite à mi-hauteur. La lumière diffusée, rendant compte de l'interaction faisceau/brouillard le long de  $L$ , est recueillie sur un écran se situant à 80 cm du milieu de la conduite (cf. figure 5.13 du chapitre précédent), assez loin, pour considérer que nous regardons les rayons diffusés à l'infini, ce qui permet d'associer un angle de diffusion  $\theta$  à un rayon diffusé. Une caméra CCD permet de stocker les images de l'écran sur lequel arrive l'intensité diffusée. Afin de limiter les fluctuations d'intensité, chaque image est une moyenne de 128 instantanés au  $1/125^{\text{ème}}$  dans les mêmes conditions expérimentales. Ces "images-écran" sont montrées dans la figure 6.21.

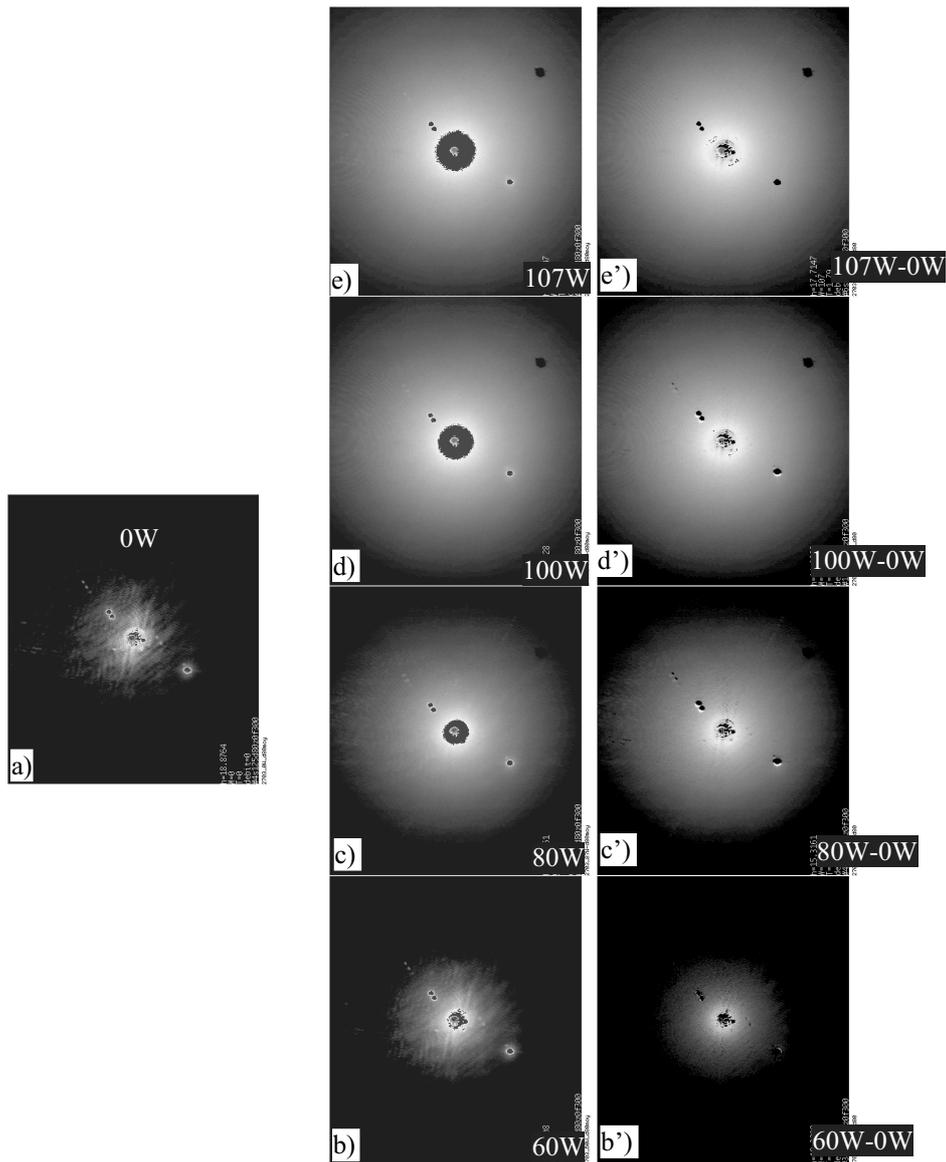


FIG. 6.21: A gauche : une image à  $W_{\text{ligne}}=0$  W. La diffusion “résiduelle”, visible sur l’écran provient des hublots imparfaitement propres. Au centre : la diffusion due au brouillard qui se surajoute à celle “résiduelle”, pour  $W_{\text{ligne}} = 60$  W, 87 W, 100 W et 107 W. A droite : les mêmes images auxquelles on a soustrait la diffusion résiduelle.

Lorsque l'on n'injecte aucune puissance dans la ligne, on observe, photo a), qu'il y a tout de même de l'intensité diffusée. Ce signal provient de la diffusion "résiduelle" engendrée par des traces sur les hublots (poussières, graisse, etc...). Par contre, les différents spots (points lumineux) visibles sur l'écran résultent, des réflexions multiples du faisceau incident sur les hublots qui ne sont pas parfaitement parallèles entre eux. Au centre de chaque image, on observe le trou dans l'écran à travers lequel le faisceau (non diffusé) est recueilli par la photo-diode.

Les images-écrans b), c), d), et e) montrent l'intensité diffusée par le brouillard lorsque  $W_{\text{ligne}}$  vaut respectivement 60 W, 87 W, 100 W et 107 W. Ces images, comme l'image a) à 0 W (que nous appelons "fond résiduel"), contiennent également la diffusion résiduelle et les spots lumineux. Afin d'éliminer cette intensité parasite, nous soustrayons le fond résiduel <sup>5</sup> des autres images effectuées à plus fortes puissances  $W_{\text{ligne}}$ . Le résultat de ce traitement d'image donne les images b'), c'), d') et e').

La première remarque, d'après les images b'), c'), d') et e'), est que quelle que soit la puissance  $W_{\text{ligne}}$ , on observe une symétrie de révolution pour l'intensité diffusée par les gouttes selon  $\theta$ . Cela nous porte à croire que les diffuseurs ont également une symétrie de révolution et sont donc sphériques. Dans le cas contraire des gouttes sous forme de "grain de riz", on s'attendrait à ce que leur orientation dans l'écoulement ne soit pas aléatoire mais imposée par la vitesse de la vapeur selon l'axe de l'écoulement. La figure de diffusion attendue serait alors assymétrique, ce que nous n'observons pas. Par la suite, nous considérons donc que la surface des gouttes est connue à partir de leur seul diamètre.

La seconde remarque porte sur l'intensité des rayons diffusés visibles sur les images b'), c'), d') et e'). Toutes les images étant réalisées à la même ouverture et au même temps d'exposition, plus l'image est "blanche" et plus la puissance lumineuse est grande. Ce que l'on remarque alors, c'est que plus la puissance  $W_{\text{ligne}}$  augmente plus l'intensité diffusée est importante. Les images donnent aussi l'impression qu'à forte puissance  $W_{\text{ligne}}$  la diffusion s'effectue également à des angles  $\theta$  plus importants. Cette impression est fautive, il s'agit en fait d'un effet de "seuillage" comme nous allons le voir par une analyse quantitative des "images-écran".

### 6.5.3 Mesure quantitative de l'intensité diffusée

Cette étude se réalise grâce à un traitement informatique par le logiciel Manip. Ce traitement est rendu possible grâce à un étalonnage global du système (optique, camera CCD, digitalisation...) permettant la quantification des intensités. *In fine*, l'intensité visible sur les images-écran

---

<sup>5</sup>Il est crucial que l'ouverture et le temps d'exposition soient identiques pour l'image du fond résiduel et les images prises à différentes puissances.

est convertie en microwatt par stéradian (puissance par angle solide).

### 6.5.3.1 Etalonnage du système de saisie des images-écran

Pour convertir le niveau de blanc des images-écran en puissance, il faut partir d'une situation où l'on connaît la puissance arrivant sur l'écran et trouver le coefficient de proportionnalité qui existe entre cette puissance et l'image restituée par tout le système de saisie. Pour cela, nous utilisons un faisceau laser de puissance connu (10 mW). Afin de ne pas saturer la caméra CCD 8 bits, une lentille divergente permet d'élargir le faisceau. Ainsi, la puissance se répartit sur une plus grande surface de l'écran. Nous savons donc que la somme des bits sur les pixels éclairés correspond à la puissance totale, ce qui nous permet d'établir le coefficient de proportionnalité existant entre le niveau de blanc sur l'écran et la puissance en microwatt/stéradian. Grâce à cet étalonnage, nous pouvons transcrire le niveau de blanc en un point de l'écran en intensité diffusée par unité d'angle solide  $dI/d\Omega$ , exprimée en microwatt/stéradian en fonction de  $\theta$ .

### 6.5.3.2 Analyse des courbes de diffusion

A partir des images précédentes, nous pouvons tracer, figure 6.22,  $dI/d\Omega$  en fonction de  $\theta$  pour différentes puissances,  $W_{\text{ligne}}$ . Les courbes de ces figures ont été obtenues à partir de

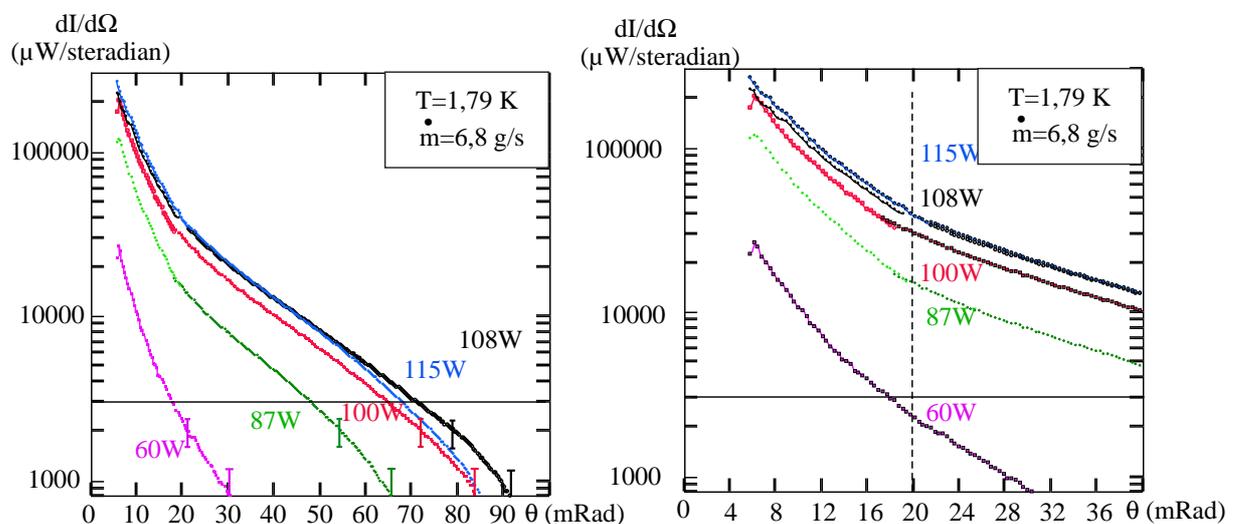


FIG. 6.22: a) : intensité diffusée suivant  $\theta$  à partir des images écrans à 60 W, 87 W, 100 W, 108 W et 115 W dans des conditions de débit de 6,8 g/s et  $T=1,79$  K. Les barres verticales correspondent à 2 bits. b) : agrandissement (aux faibles  $\theta$ ) des courbes de a).

deux ouvertures différentes afin de compenser la faible dynamique de la caméra CCD qui en pratique varie entre le niveau 0 et 212 (au lieu de 0 à 255). La première ouverture choisie, la plus petite, permet de ne pas saturer le signal, là où il est le plus lumineux (pour  $\theta$  autour de 0,  $\theta=0$ , représentant le milieu du point d'impact du faisceau incident, ou encore le milieu du trou

dans l'écran). Les niveaux varient de 212 à 10. La seconde ouverture ( $2\sqrt{2}$  plus importante) nous permet de mesurer le signal là où il est le plus faible, c'est à dire au niveau des ailes des courbes ( $\theta$  "grand"); les niveaux variant de 100 à 2. Ainsi une courbe complète est obtenue en raccordant les deux courbes obtenues avec les deux ouvertures différentes.

En observant les courbes ainsi obtenues, on remarque qu'autour de  $\theta=0$ , pour des angles inférieurs à 5 mrad, l'intensité n'est pas mesurée. Cela correspond au trou dans l'écran. Les courbes montrent qu'à un angle  $\theta$  donné, l'intensité diffusée par le brouillard est croissante avec la puissance  $W_{\text{ligne}}$ . L'allure générale d'une courbe est comme suit :

1. l'intensité diffusée l'est essentiellement à petit angle (diagramme logarithmique),
2. pour  $\theta$  faible (inférieur à 20 mrad), l'intensité décroît fortement avec  $\theta$ ,
3. les courbes sont lisses, c'est-à-dire sans oscillation,
4. pour  $\theta < 20$  mrad, nous observons une diminution marquée de pente, sauf peut-être pour la courbe à 60 W,
5. En dessous de  $3000 \mu\text{W}/\text{stéradian}$ , les courbes ne suivent plus une décroissance linéaire et le signal vient à "mourir".

Le point numéro 1) entraîne que le rayon des gouttes,  $a$ , est largement supérieur à la longueur d'onde du faisceau laser,  $\lambda$  ( $a \gg \lambda$ ). Nous sommes en régime d'optique géométrique. On s'attend donc à ce que les phénomènes de réfraction et de diffraction soient distincts.

Le point numéro 2) provient, comme nous sommes en régime d'optique géométrique, de la diffusion par diffraction. En effet nous retrouvons un pic de diffraction, même s'il est moins marqué que dans le cas idéal de diffuseurs monodisperses.

Le point numéro 3) nous indique que le brouillard n'est pas monodisperse à une hauteur donnée (le laser traverse la conduite à mi-hauteur). Dans le cas contraire, on s'attendrait à observer une intensité oscillante (cf. chapitre 5.2.3.4).

Le point numéro 4) (sauf pour la courbe à 60 W) correspond au passage des effets diffractifs aux effets réfractifs (sachant que la réflexion s'effectue à des angles supérieurs à 400 mrad). Dans ce cas, la "forme" de l'intensité diffusée par réfraction ne dépend pas de la taille des particules diffusantes et nous nous attendons à ce que les zones correspondant à la réfraction soit parallèles (en échelle logarithmique) entre les différentes puissances. C'est effectivement le cas pour les courbes à 87 W, 100 W et 108 W, mais seulement lorsque l'intensité diffusée est supérieure à  $\simeq 3000 \mu\text{W}$ . La raison pour laquelle ce n'est plus le cas en dessous de cette valeur est expliquée ci-dessous.

Le point numéro 5) résulte de la digitalisation opérée par la caméra CCD. On exprime au

mieux l'intensité à un niveau près (sur les 256 théoriques). Ici, l'échelle étant logarithmique, cette erreur est sensible aux faibles intensités. Sur la figure 6.22, nous avons reporté une barre d'erreur de  $\pm 1$  bit sur les courbes (correspondant à  $\pm 400 \mu\text{W/st}$ ). Au-dessus de  $3000 \mu\text{W}$ , cette erreur est négligeable par rapport aux valeurs mesurées de l'intensité. Et si l'on compare les courbes effectuées pour différentes puissances  $W_{\text{ligne}}$  on trouve effectivement qu'elles sont raisonnablement parallèles entre elles aux incertitudes près, hormis pour la courbe à  $60 \text{ W}$  pour laquelle on observe seulement le régime de diffraction.

### Densité d'interface :

Dans le cadre de l'optique géométrique, nous savons que l'intensité réfractée est proportionnelle à  $n \times \sigma_{\text{tot}}$  avec  $\sigma_{\text{tot}} = 2\pi \times a^2$ . Ce qui revient à dire que l'intensité réfractée à un angle donné est proportionnelle à la densité d'interface,  $\Sigma = 4n\pi \times a^2$ . C'est également le cas de l'inverse du  $\ell_{\text{pm}}$ , puisque :

$$1/\ell_{\text{pm}} = n \times \sigma_{\text{tot}} = 2n\pi \times a^2 = \Sigma/2, \quad (6.4)$$

puisque la section efficace totale est deux fois la section géométrique (cf. § 5.2.3.3). Cette équation nous fournit la possibilité de déterminer le coefficient de proportionnalité entre l'intensité réfractée à un angle donné et  $\Sigma$ . Nous utilisons la photo-diode pour déterminer le libre parcours moyen à une puissance  $W_{\text{ligne}}$  donnée. En reportant à cette même puissance, l'intensité  $I$  à un angle  $\theta$  (par exemple à  $20 \text{ mrad}$ , i.e.  $I(20\text{mrad})$ ) correspondant au régime de réfraction, en fonction de l'inverse du libre parcours moyen déterminé par la photo-diode, nous pouvons déterminer le coefficient de proportionnalité entre  $I$  et  $L/\ell_{\text{pm}}$ , ou d'après l'équation 6.4, entre  $I$  et  $\Sigma$ . Figure 6.23 nous pouvons alors extraire la densité d'interface à partir des courbes de diffusion, ce qui nous a été utile pour les deux premières campagnes de mesures où ne disposions pas de la mesure directe du libre parcours moyen par la photo-diode. Lorsque l'on reporte cette densité d'interface en fonction de la vitesse de vapeur (cf. figure 6.24), pour des conditions expérimentales différentes (température, débit et puissance), on peut remarquer que quasiment tous les points semblent suivre la même courbe tant que l'on ne s'approche pas de l'assèchement de la ligne (qui se produit à une puissance dépendant du débit liquide total injecté, variable d'une expérience à l'autre).

Cette coïncidence disparaît si l'on reporte plutôt cette même densité d'interface en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  ou de la force d'entraînement du gaz,  $\rho_{\text{vap}} \times V_{\text{GS}}^2$ . Dans ce cas, les points correspondant à des températures, donc des  $\rho_{\text{vap}}$ , différentes décrivent des courbes différentes (cf. figure 6.25).

Le fait que le brouillard semble lié à la vitesse de la vapeur et non à sa force d'entraînement est surprenant. On s'attendrait à ce que le brouillard soit préférentiellement lié à la force d'en-

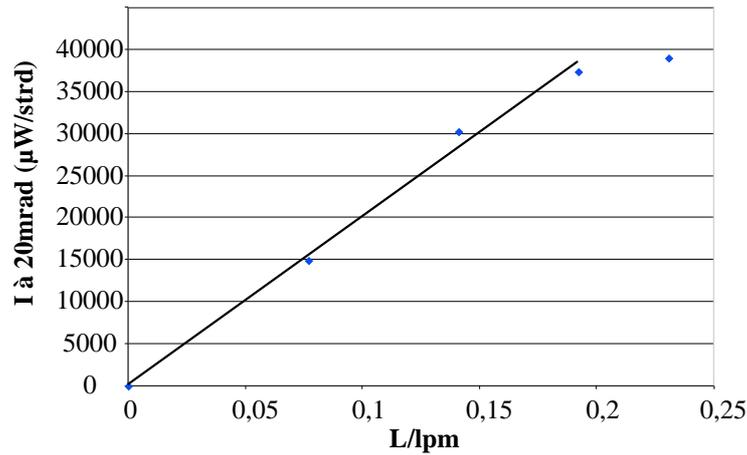


FIG. 6.23: Afin de déterminer la densité d'interface à partir des courbes de diffusion correspondant au phénomène de réfraction, nous reportons  $I(20\text{mrad})$  en fonction du rapport  $L/\ell_{\text{pm}}$  ( $L$  traversé par le faisceau), et  $\ell_{\text{pm}}$  le libre parcours moyen déterminé par la photo-diode pour une même puissance  $W_{\text{ligne}}$ . La pente de la relation linéaire qui lie ces deux paramètres nous permet d'extraire la densité d'interface des courbes de diffusion. Sur le graphique, nous remarquons que la relation ne semble plus linéaire pour des  $L > 0,18\ell_{\text{pm}}$ .

traînement du gaz  $\rho_{\text{vap}} \times V_g^2$  qui intervient dans les phénomènes d'arrachement à la surface du liquide, et de fractionnement de gouttelettes (nombre de Weber cf. § 5.3.1). A ce jour, nous n'expliquons pas cette dépendance de la densité interfaciale du brouillard à la vitesse de la vapeur. Cette incompréhension théorique n'est cependant pas un obstacle pour le but de notre étude qui, rappelons-le, est de déterminer *via* les mesures optiques le flux de gouttes susceptibles de participer à l'échange thermique en paroi. La densité d'interface ainsi déterminée, la deuxième étape est d'estimer une taille de goutte.

### Taille des gouttes :

D'après ce que nous avons observé des courbes de diffusion, le brouillard est constitué de gouttelettes polydisperses. A priori, nous pouvons donc espérer extraire une taille moyenne de goutte,  $\langle d_0 \rangle$  à condition de faire certaines hypothèses sur le type de distribution de taille. Grâce à des mesures de granulométrie laser (que nous verrons dans le prochain chapitre), nous avons constaté que les distributions de tailles de goutte sont du type exponentielle décroissante. Dans ce cas, la distribution de tailles de goutte peut s'écrire comme suit en fonction du diamètre moyen,  $\langle d_0 \rangle$  :

$$P(d) = \frac{1}{\langle d_0 \rangle} \cdot \exp(-d/\langle d_0 \rangle) \quad (6.5)$$

avec  $d$ , le diamètre des gouttes et  $\langle d_0 \rangle$ , le diamètre moyen. Nous pouvons à partir de cette distribution calculer numériquement la courbe de diffusion attendue grâce à la théorie de Mie (cf. figure 6.26). En prenant une telle distribution de taille de goutte, on trouve que nos mesures expérimentales indiquent une taille moyenne comprise entre  $15 \mu\text{m}$  et  $60 \mu\text{m}$ .

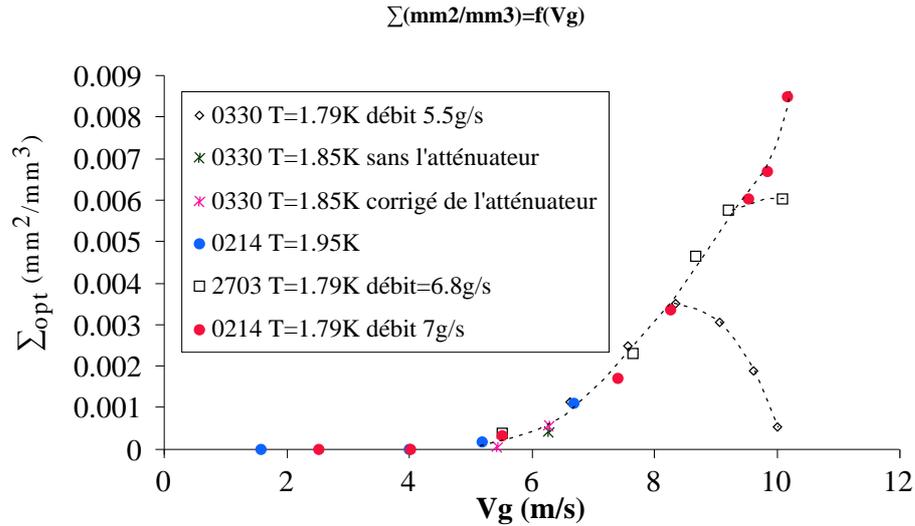


FIG. 6.24: Densité d'interface pour différentes conditions expérimentales en fonction de la vitesse du gaz  $V_{GS}$ . A faible débit, l'effet de l'assèchement de la ligne est visible.

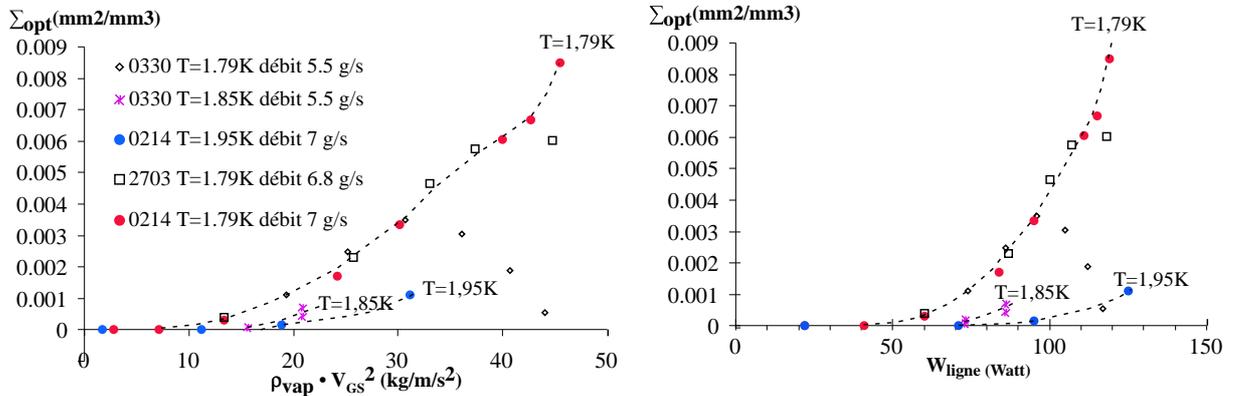


FIG. 6.25: Densité d'interface estimée à partir des courbes de diffusion pour un angle de 20 mrad. Cette densité est représentée en fonction de la force d'entraînement du gaz  $\rho_{vap} \times V_{GS}^2$  et de la puissance  $W_{ligne}$ .

### 6.5.3.3 Conclusion sur les mesures d'optique laser

De l'analyse des courbes de diffusion, nous apprenons que :

- le régime de diffusion est celui de l'optique géométrique. Cela est déterminé de plusieurs façons différentes (diffusion principalement vers l'avant, identité des courbes à un facteur près lorsqu'on varie la puissance, donc (probablement) la taille) ;
- la densité d'interface suit une courbe unique en fonction de la vitesse tant qu'on ne s'approche pas de l'assèchement de la ligne ;
- les éléments diffuseurs sont vraisemblablement polydisperses, i.e. nous avons une distribution de tailles de goutte. Si l'on fait l'hypothèse que cette distribution est exponentielle centrée sur un diamètre moyen, ce diamètre est de l'ordre de la dizaine de microns. Le pic de diffraction étant mal défini, nous ne pouvons guère être plus précis.

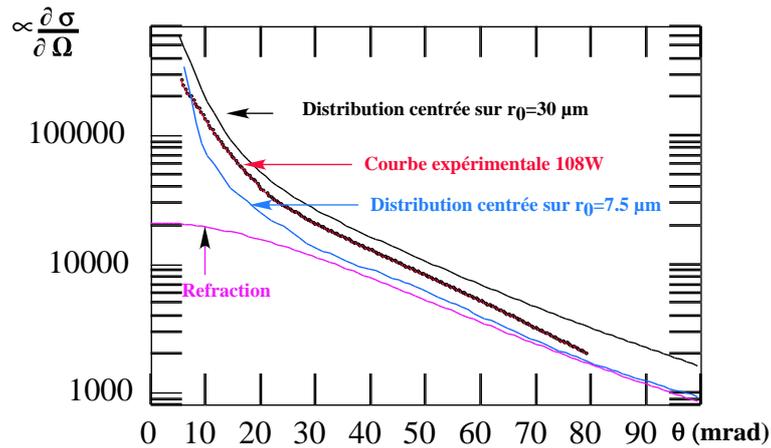


FIG. 6.26: Nous avons reporté la section efficace différentielle en fonction de l'angle de diffusion pour 3 courbes théoriques (positionnées à une hauteur arbitraire mais commune dans le graphique) et une expérimentale correspondant à 108 W ( $T=1,79$  K et  $\dot{m}=7$  g/s). De façon théorique, nous avons reporté la courbe de réfraction, la courbe de diffusion lorsque la distribution de taille de goutte est exponentielle centrée sur un diamètre moyen de  $15 \mu\text{m}$  et  $60 \mu\text{m}$ . Nous constatons que, pour des conditions typiques à forte  $W_{\text{ligne}}$ , la courbe expérimentale est en bon accord avec les courbes de diffusion calculées pour des distributions de tailles de goutte exponentielles comprises entre des diamètres de  $15$  et  $60 \mu\text{m}$ .

#### 6.5.3.4 Quantification du flux de gouttes

Le flux de goutte nécessite la connaissance des tailles de goutte, des vitesses transverses à la paroi du tube et de la densité d'interface  $\Sigma$ . Par l'intermédiaire des images écran, nous avons obtenu une densité d'interface au milieu de la conduite et moyennée sur le diamètre  $L$ . Egalement, par les images écran et en supposant que la distribution de tailles de goutte est exponentielle, nous venons d'estimer une gamme de tailles de gouttes. Cependant, cette détermination de tailles de goutte est peu précise et repose sur des hypothèses qu'il faudrait vérifier. Un autre paramètre qui nous manque pour estimer un flux est la vitesse des gouttes. En première approximation, nous pourrions prendre la vitesse superficielle du gaz  $V_{GS}$  (vitesse du gaz si il occupait toute la conduite). Néanmoins, nous ferions certainement une grande erreur car il est vraisemblable que la vitesse d'impact des gouttes aux parois soit plus faible.

Afin de déterminer le flux de façon beaucoup moins approximative, il nous faut donc étudier le brouillard avec un capteur permettant de mesurer de façon individuelle les gouttes et leur vitesse. Nous avons réalisé cette mesure grâce à un instrument connu sous le nom de PDPA (Phase Doppler Particules Analyser) qui permet une étude granulométrique et vélocimétrique des gouttes.

---

## VÉLOCIMÉTRIE ET GRANULOMÉTRIE LASER

---

Au cours du chapitre précédent nous avons déterminé la densité interfaciale globale des gouttes. Afin d’avoir accès à la taille et à la vitesse individuelles de ces gouttes nous avons utilisé un Phase Doppler Particle Analyser (PDPA). Cette technique est entre autres utilisée dans l’étude d’atomisation des sprays destinés à différentes applications : les systèmes de combustion (jet), la peinture, l’agriculture, les mélanges, etc... Le PDPA permet de réaliser des mesures de granulométrie et de vélocimétrie laser, particule par particule. Il a également l’avantage de ne pas perturber l’écoulement. Le PDPA que nous avons utilisé donne des tailles de particules à condition que ces dernières soient sphériques. Dans le cas contraire, i.e. des particules de forme arbitraire, une technique de mesure utilisée [18] est le “Shadow Doppler Particle Analyser” (SDPA) qui combine un Laser Doppler Analyser (LDA) conventionnel (permettant une analyse de la vitesse des particules et ne nécessitant qu’un seul PM) à un système optique qui permet d’analyser l’ombre de la particule qui passe dans le volume de mesure. Nous n’avons pas utilisé cette technique de mesure et ne la développerons pas ici.

Nous allons voir sur quels principes un PDPA donne accès à des tailles et des vitesses de particules et comment nous avons adapté ce capteur à notre expérience du fait de la particularité de l’hélium (indice  $m$  proche de 1). Nous montrerons et discuterons les mesures sur les tailles et les vitesses que nous avons obtenues. Enfin nous discuterons la validité des flux estimés à partir de ces mesures.

### 7.1 Principe de mesure du PDPA

#### 7.1.1 Mesure des vitesses

Partant d’un faisceau laser ( $\lambda=632$  nm), ce dernier est dédoublé (dans notre cas par un réseau) pour donner deux faisceaux parallèles. Une lentille fait converger ces faisceaux avec un angle (faible) de  $2\theta_{pda}$ . Le point de convergence délimite un volume de mesure (cf. figure 7.1) où les faisceaux interfèrent. Ces interférences donnent lieu à des franges d’intensité modulée de

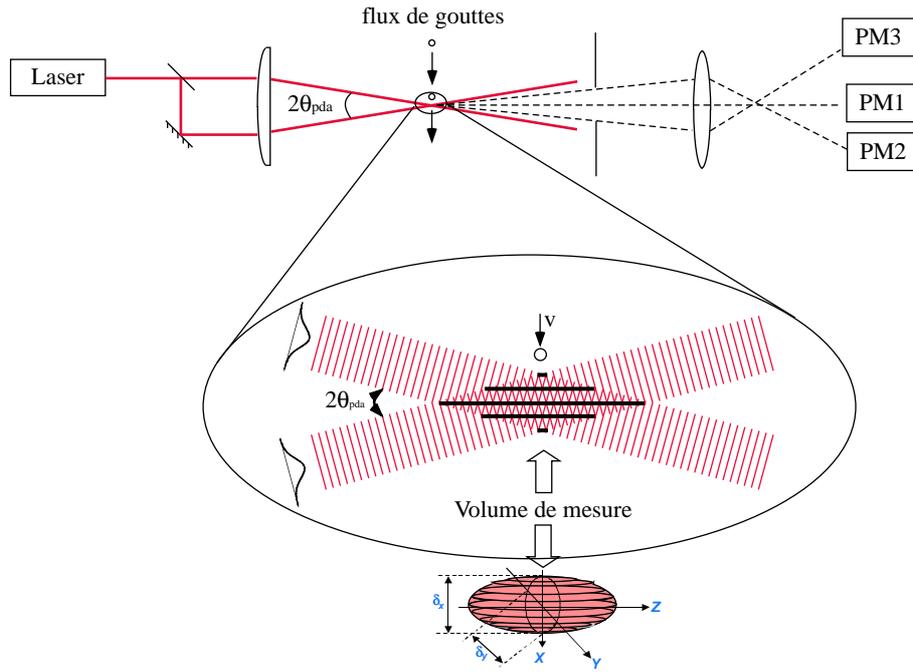


FIG. 7.1: Les faisceaux gaussiens se croisent pour délimiter un volume de mesure. Dans ce volume de mesure, les faisceaux interfèrent entre eux pour donner des franges d'interférences de période  $\lambda/(2\theta_{pda})$ . La lumière est diffusée par les gouttes lors de leur passage dans les franges d'interférences. Des PM collectent les "bouffées Doppler". La détermination de la vitesse nécessite un seul PM (LDA). Par contre, l'accès au diamètre nécessite au moins deux PM voire trois pour lever l'ambiguïté possible (PDPA).

période  $\lambda/(2\theta_{pda})$ . Lorsqu'une particule passe transversalement, avec une vitesse  $v$  dans le champ de franges (le volume de mesure), la lumière diffusée est modulée dans le temps par effet Doppler, à la fréquence  $v/(\lambda/(2\theta_{pda}))$ . On peut donc mesurer cette vitesse à partir de la modulation temporelle de l'intensité diffusée, appelée "bouffée Doppler" (cf. figure 7.2), qui est détectée par un seul photo-multipliateur (PM). Cette technique est appelée Laser Doppler Analyser (LDA).

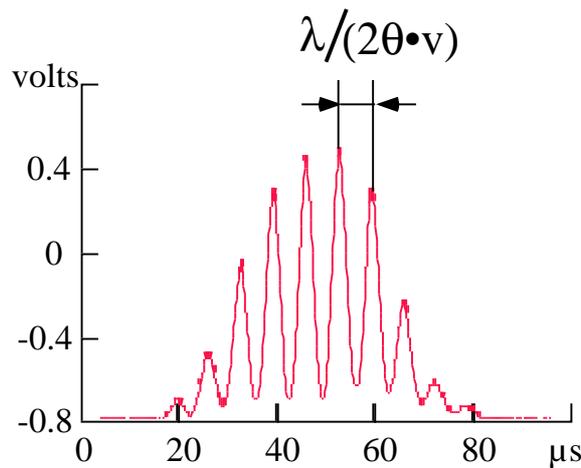


FIG. 7.2: Bouffée Doppler du LDA (ou PDPA). L'enveloppe du signal reflète le profil gaussien des faisceaux laser et la modulation, leur interférence.

### 7.1.2 Mesure des tailles

Dans le cas où nous avons au moins deux PM, il est possible d'accéder également à la taille des particules. Ces PM peuvent être dans le plan des faisceaux laser, mais aussi à un angle  $\beta$  par rapport à ce plan (cf. figure 7.3). Pour avoir accès au diamètre des particules, il faut analyser la lumière diffusée lors de leur passage dans les franges d'interférence et qui arrive sur les deux PM. Dans notre exemple, nous considérons que les PM sont dans le plan du volume de mesure ( $\beta=0$ ). Regardons l'interaction de la particule avec un seul rayon incident (par exemple, le rayon

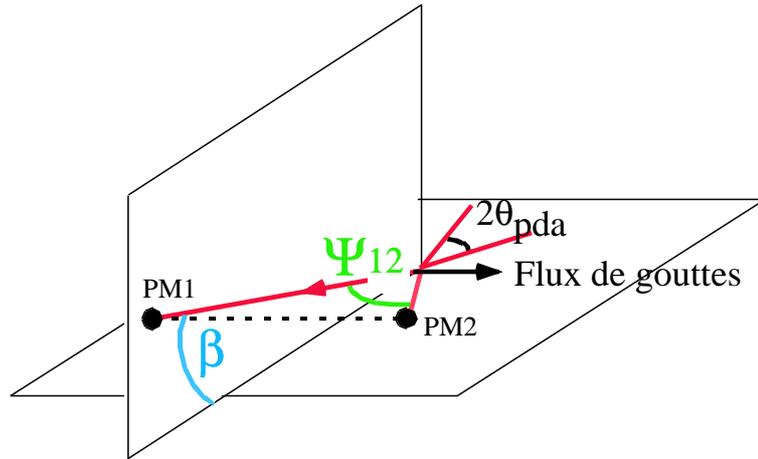


FIG. 7.3: Les PM sont dans un plan formant un angle  $\beta$  par rapport au plan où se situe le volume de mesure. Les PM 1 et 2 sont espacés d'un angle,  $\psi_{12}$ .

d'intensité maximale de la  $N^{\text{ème}}$  frange) lors de son passage dans les franges d'interférence à la vitesse  $v$  (cf. figure 7.4) : un rayon donné sera successivement dévié vers les deux PM, avec un intervalle temporel  $dt_{12}$  proportionnel à la taille de la particule. Pour nous en convaincre, nous allons d'abord déterminer cet intervalle de temps  $dt_{12}$  à partir des angles de diffusion  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  et de l'angle  $\psi_{12}$  séparant les deux PM.

L'angle de diffusion des rayons incidents passe de la valeur  $\varphi_1$  à  $\varphi_2$  avec une vitesse angulaire  $\dot{\varphi}$ . Le temps  $dt_{12}$  qui sépare le signal sur les deux PM est donc :

$$dt_{12} = \psi_{12} / \dot{\varphi} \quad (7.1)$$

L'angle séparant les deux PM,  $\psi_{12}$  étant fixé, il nous faut exprimer  $\dot{\varphi}$ . On démontre facilement que l'angle de réflexion  $\varphi$  dépend uniquement de l'angle  $i$ , entre le rayon incident et la normale au point d'impact sur la particule :

$$\varphi = \varphi(i) = 2 \epsilon \operatorname{tg}(i), \quad (7.2)$$

avec  $\operatorname{tg}(i) \ll 1/\epsilon$  et  $\epsilon = m - 1$ , où  $m$  est le contraste d'indice de réfraction (pour l'hélium diphasique à 1,8 K  $\epsilon = 0,025$ ).

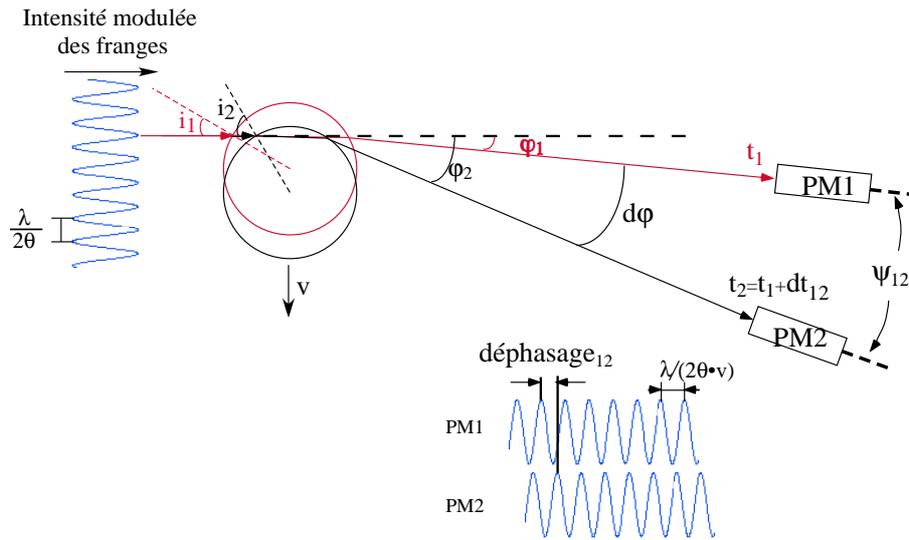


FIG. 7.4: Lorsque la particule passe dans les franges d'interférence à la vitesse  $v$ , les rayons diffusés donnent des bouffées Doppler dont l'enveloppe est gaussienne (comme les faisceaux incidents) et la fréquence de modulation proportionnelle à la vitesse (la période est  $\lambda / (2\theta_{\text{pda}} v)$ ). Le déphasage entre ces bouffées Doppler est proportionnel au diamètre de la particule. Ici, pour simplifier, nous n'avons pas représenté les enveloppes gaussiennes des ondes incidentes et diffusées.

La vitesse angulaire  $\dot{\varphi}$  peut s'écrire également comme dérivée par rapport à l'angle  $i$  :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial \sin(i)} \cdot \frac{\partial \sin(i)}{\partial t} \quad (7.3)$$

$\sin(i)$  s'exprime à partir du diamètre de la particule  $d$  et de la position  $h$  à laquelle se trouve le rayon incident (cf. figure 7.5) :

$$\sin(i) = \frac{h}{d/2} - 1 \quad (7.4)$$

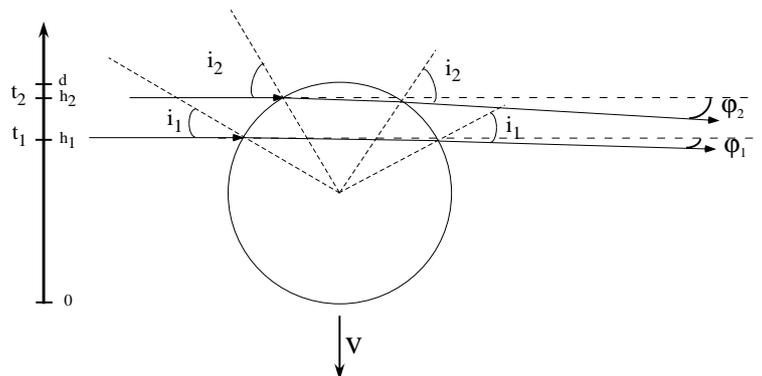


FIG. 7.5: Au temps  $t_1$ , le rayon incident impacte sur la particule à la hauteur  $h_1$ . Le rayon, après réfraction, sort à un angle  $\phi_1$ . Cet angle dépend de l'angle d'incidence  $i_1$  et du rapport d'indice de réfraction  $m = 1 + \epsilon$ . De même, au temps  $t_2 = t_1 + dt_{12}$ , le rayon sort à un angle  $\phi_2$ .

D'où,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi(i)}{\partial (\sin(i))} \cdot \frac{2v}{d}. \quad (7.5)$$

D'après 7.2, la dérivée de  $\varphi(i)$  par rapport à  $\sin(i)$  vaut :

$$\frac{\partial \varphi(i)}{\partial \sin(i)} = 2\epsilon / \cos^3(i). \quad (7.6)$$

Nous pouvons donc établir la dépendance de  $dt_{12}$  avec le diamètre de la particule grâce aux équations 7.1, 7.5 et 7.6 :

$$dt_{12} = \frac{\psi_{12} \cdot d}{4\epsilon v} \cdot (\cos^3(i)). \quad (7.7)$$

Le déphasage entre le signal perçu par le PM1 et le PM2,  $\phi_{12}$  se détermine alors *via* le rapport du temps  $dt_{12}$  et de la période du signal diffusé,  $\lambda/(2\theta_{pda} \cdot v)$  :

$$\phi_{12} = \pi \frac{\psi_{12} \cdot d \cdot \theta_{pda}}{2 \cdot \lambda \cdot \epsilon} (\cos^3(i)). \quad (7.8)$$

Pour des angles  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  faibles, nous voyons finalement que le déphasage  $\phi_{12}$  est proportionnel au diamètre  $d$  de la particule, le coefficient de proportionnalité faisant intervenir l'angle entre les deux PM  $\psi_{12}$ , la longueur d'onde des faisceaux  $\lambda$ , et enfin l'angle  $2\theta_{pda}$  entre les deux faisceaux. Cette dépendance du temps  $dt_{12}$  par rapport au diamètre  $d$  a été établie en considérant que les PM sont dans le plan du volume de mesure où diffusent les particules. Dans la réalité, les PM sont placés à un angle  $\beta$  hors de ce plan. Dans notre expérience, à cause du faible indice de réfraction de l'hélium, qui concentre la diffusion vers l'avant, nous avons choisi un angle  $\beta$  de  $15^\circ$ . Cet angle intervient dans le déphasage, l'équation 7.8 devenant :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{m \cdot \theta \cdot \psi_{12}/2}{\sqrt{2(1+Y) \left(1 + m^2 - m\sqrt{2(1+Y)}\right)}}, \quad (7.9)$$

avec  $Y = \cos(\theta_{pda}) \cos(\psi_{12}/2) \cos(\beta)$ .

Le déphasage entre les deux signaux n'étant défini que modulo  $2\pi$ ,  $d$  est défini modulo  $d_{2\pi}$  (correspondant à  $\phi_{12} = 2\pi$  dans l'équation 7.9) : plus les PM sont proches, plus  $d_{2\pi}$  est élevé mais moins bonne est la résolution. Le diamètre peut donc être exprimé, mais à  $2\pi$  près. Pour lever cette incertitude, on utilise trois PM qui mesurent alors chacun une bouffée Doppler mais déphasée l'une par rapport à l'autre (cf. figure 7.6). Prenons l'exemple de trois PM espacés différemment entre eux sur un même plan : le PM1 étant plus proche du PM2 que du PM3, le déphasage en fonction du diamètre  $d$  a une pente supérieure pour  $\phi_{13}$  (déphasage entre les PM 1 et 3) que  $\phi_{12}$  (déphasage entre les PM 1 et 2) (cf. figure 7.7). Pour un même diamètre, les déphasages mesurés  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$  ont des valeurs différentes. On voit sur le graphe que, pour un

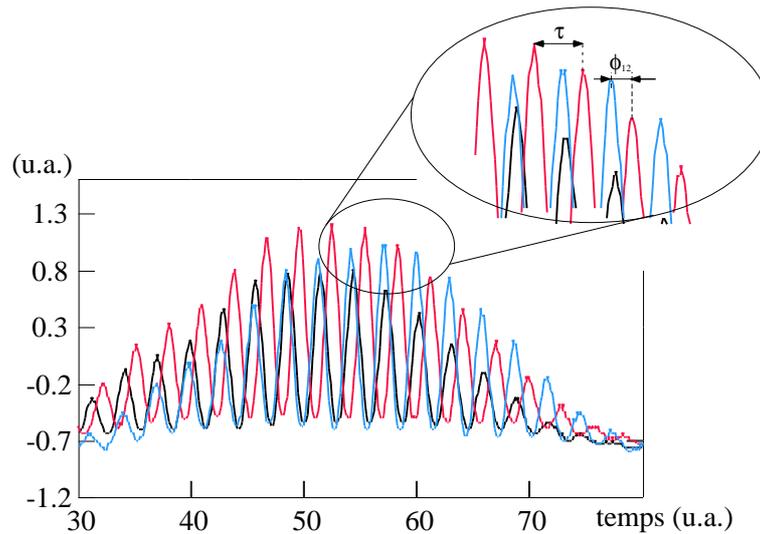


FIG. 7.6: Les trois bouffées Doppler recueillies par les PM 1, 2 et 3. Le déphasage entre chaque PM est comparé et détermine ainsi la taille de la particule diffusante.

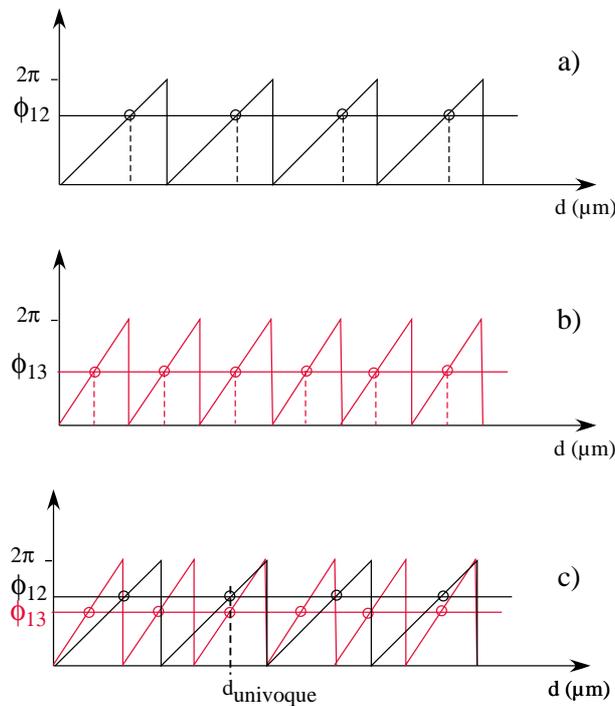


FIG. 7.7: la figure a) représente le déphasage entre les PM 1 et 2. b) le déphasage entre les PM 1 et 3. Pour chaque paire de PM, à un déphasage correspondent plusieurs diamètres  $d$  possibles. Sur la figure c), les deux déphasages  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$  sont représentés. Le diamètre réel  $d_{univoque}$  est à la fois solution de  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$ .

déphasage donné, plusieurs diamètres sont possibles. Le diamètre réel est celui qui est à la fois solution de  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$  (correspond à  $d_{univoque}$  sur la figure 7.7).

La détermination du diamètre  $d_{univoque}$  est effectivement univoque si le rapport  $\psi_{12}/\psi_{13}$  est différent d'un multiple entier. Dans le cas contraire, il existe plusieurs tailles de particules à la

fois solutions de  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$ . Dans notre cas, le rapport  $\psi_{12}/\psi_{13} \simeq 2,6$ , ce qui, théoriquement [42], nous permet de déterminer le diamètre des particules sans ambiguïté de lecture.

Dans notre PDPA commercial, pour chaque événement le programme informatique réalise l'analyse précédemment énoncée en temps réel et fournit une taille (et une vitesse). Les paramètres extérieurs sont l'indice de réfraction et l'angle  $\beta$  qui est fixé dans le logiciel à une valeur de  $30^\circ$ . Nous nous sommes placés à un angle  $\beta$  de  $15^\circ$ , valeur non implémentée dans le programme. Connaissant la relation 7.9 liant le déphasage à  $\beta$ , nous devons faire une correction systématique sur les tailles déterminées par le programme en les corrigeant d'un facteur  $\simeq 2$ . Cette correction sera effectuée lors du dépouillement des données à partir du PDPA.

### 7.1.3 Conditions de mesure

#### 7.1.3.1 Configuration du PDPA utilisé

La configuration du PDPA autour du cryostat est schématisée figure 7.8. L'angle  $\beta$  est de  $15^\circ$ , ce qui, pour l'hélium, permet de sélectionner l'intensité diffusée essentiellement par réfraction.

#### 7.1.3.2 Gamme de tailles mesurées

Un tel dispositif ne peut pas mesurer toutes les tailles de particules. Au maximum, la plus grande taille affichée par le PDPA est de  $380 \mu\text{m}$ .

Le plus grand diamètre détectable  $d_{2\pi}$ , qui correspond à un déphasage de  $2\pi$  entre les PM 1 et 2, est inversement proportionnel à l'angle d'intersection des faisceaux, qui peut prendre trois valeurs différentes :  $\theta_{\text{pda}} \simeq 12 \text{ mrad}$ ,  $24 \text{ mrad}$  et  $47 \text{ mrad}$ . Pour  $12 \text{ mrad}$ ,  $d_{2\pi}$  vaut  $380 \mu\text{m}$  (avant correction). Pour un angle donné, le logiciel restitue des histogrammes entre un  $d_{\text{max}}$  que l'on peut fixer (il doit être évidemment inférieur au  $d_{2\pi}$  associé à l'angle  $\theta_{\text{pda}}$  choisi) et un  $d_{\text{min}} \simeq d_{\text{max}}/35$ , la largeur d'une classe étant  $d_{\text{max}}/200$ .

#### 7.1.3.3 Événements validés

Même si le PDPA est capable de mesurer 10000 événements par seconde, il est important que les particules mesurées ne soient pas en quantité trop importante. N'oublions pas que le principe du PDPA repose sur le fait qu'il mesure une particule à la fois dans son volume de mesure. Dans le cas où la densité des particules est élevée, alors la probabilité de mesurer plus d'une particule devient non négligeable. Lorsque deux particules sont présentes dans le volume de mesure, les PM mesurent des bouffées Doppler qui se superposent au moins partiellement (cf. figure 7.9). De tels événements sont rejetés par le logiciel ce qui permet ainsi de réduire les erreurs sur la

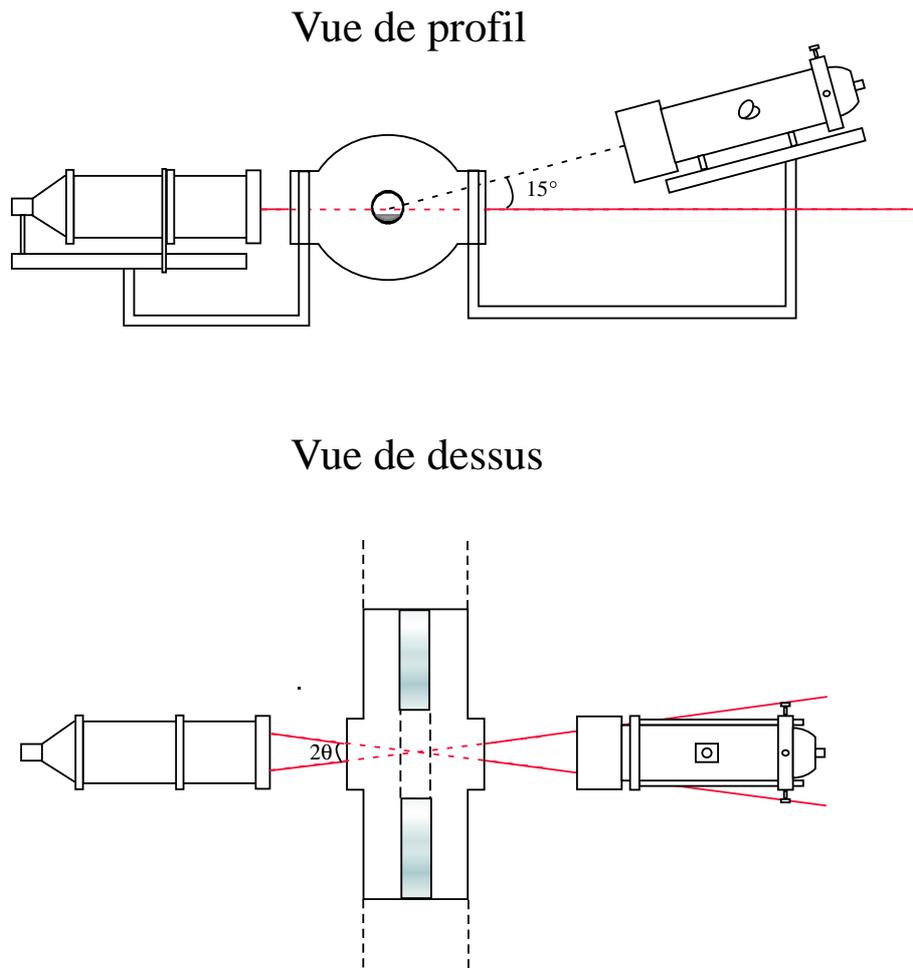


FIG. 7.8: Instrumentation du PDDPA.

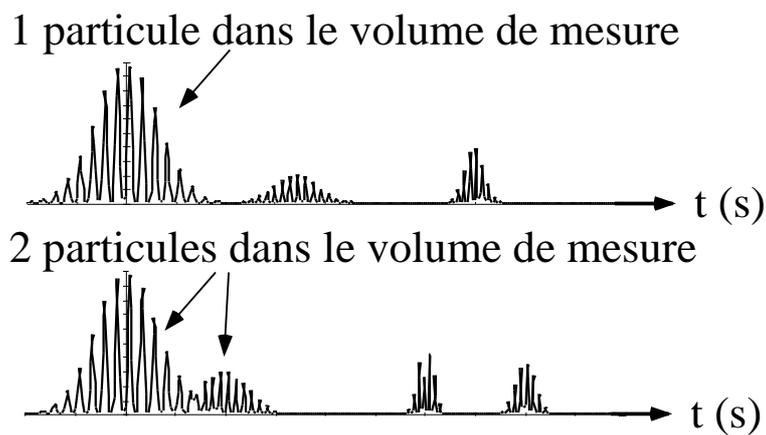


FIG. 7.9: Lorsque les bouffées Doppler, vue par un même PM, coïncident, c'est que deux particules à la fois sont mesurées dans le volume de mesure.

détermination des tailles et des vitesses.

Le programme a également d'autres critères de validation des événements, ce qui revient à filtrer les événements. Hormis le filtrage dû à deux particules dans le volume de mesure, le programme

filtre également les événements non sphériques (les déphasages  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$  ne donnant pas de résultats compatibles). Le programme rejette également les événements dont l'intensité sature les PM (les bouffés Doppler étant écrêtées à partir de la saturation, elles sont difficilement exploitables). A la fin d'une série de mesures, d'une durée choisie de l'ordre d'une dizaine de secondes, le programme nous donne le taux de validation, i.e. le taux d'événements validés sur le nombre total d'événements comptabilisés (ou "tentatives" = événements validés + rejetés).

## 7.2 Analyse des données PDPA

Les données de taille que nous allons regarder ont toutes été corrigées d'un facteur deux, qui, je le rappelle, provient du fait que l'angle  $\beta$  adopté au cours de notre expérience est de  $15^\circ$  au lieu des  $30^\circ$  implémentés dans le logiciel du PDPA.

La plupart de nos expériences utilisant le PDPA ont été réalisées à une hauteur de conduite

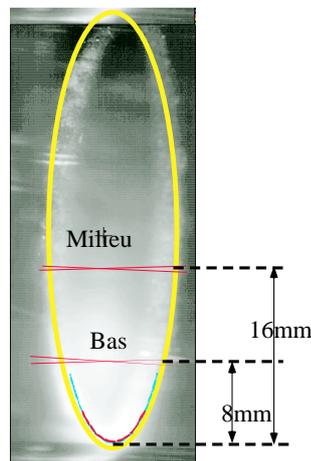


FIG. 7.10: Les deux hauteurs sondées par le PDPA dans la conduite : bas=8 mm et milieu=16 mm.

égale à 16 mm par rapport au bas de la conduite. Cette hauteur étant proche du milieu du tube en verre, nous l'appelons "milieu". Nous avons également scruté une autre hauteur dans la conduite que nous appelons "bas", mais seulement pour deux conditions différentes, c'est-à-dire 73 W et 86 W à  $T=1,85$  K et un débit=5,5 g/s. Les deux hauteurs sondées au cours de l'expérience sont représentées à l'échelle sur une photo de vue de coupe du tube en verre (cf. figure 7.10).

### 7.2.1 Etude de la forme des histogrammes de taille et de vitesse

Nous pouvons observer figure 7.11 et figure 7.12 la forme typique des histogrammes de taille et de vitesse du brouillard (pour  $W_{\text{ligne}}=105$  W) donnés par le PDPA.

sur la figure 7.11, il semble que la distribution des tailles de goutte ait une dépendance exponen-

tielle en ce qui concerne les plus petits diamètres ( $<40\mu\text{m}$ ). Nous constatons également que des gouttes de plus grands diamètres ( $>100\mu\text{m}$ ) sont comptabilisées. Nous verrons que ces pics de grosses gouttes sont des artefacts dus à une erreur sur le déphasage entre les bouffées Doppler. La

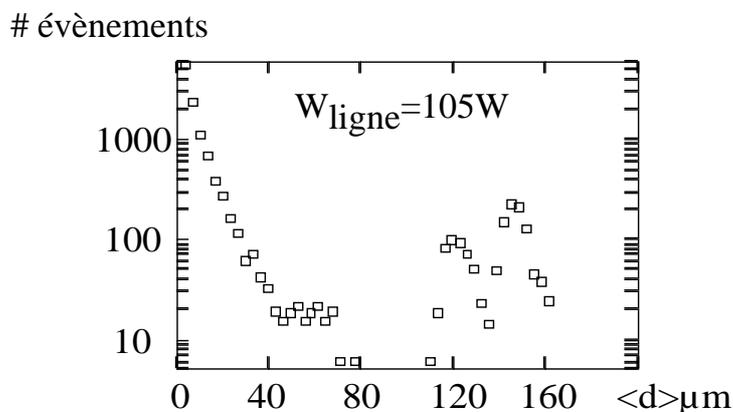


FIG. 7.11: L'historgramme des tailles (le nombre d'évènements validés en fonction de la moyenne des diamètres pour chaque classe de particules  $\langle d \rangle$ ) semble avoir une dépendance exponentielle aux petits diamètres. La figure nous montre l'existence de gouttes de plus grands diamètres, mais nous verrons que cela est dû à des artefacts de mesure.

figure 7.12 nous montre que la vitesse est distribuée. De plus, nous pouvons noter qu'il apparaît une dissymétrie autour de la valeur de la vitesse la plus probable. Lorsque l'on compare cette vitesse à la vitesse superficielle du gaz  $V_{GS}$ , nous constatons qu'elle est supérieure à  $V_{GS}$ . En effet, pour les mêmes conditions expérimentales (débit de 5,5 g/s,  $T=1,79$  K,  $W_{\text{ligne}}=105$  W et 10 W de pertes dans la ligne),  $V_{GS} \simeq 9$  m/s alors que la vitesse la plus probable est d'environ 11,5 m/s. Afin de savoir si la distribution de vitesse autour de la valeur de la vitesse la plus probable est un

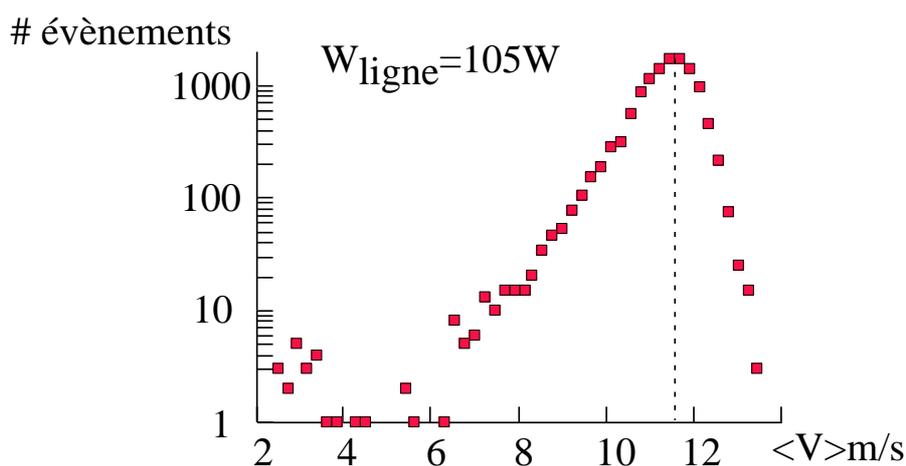


FIG. 7.12: L'historgramme des vitesses (nombre d'évènements validés en fonction de la vitesse moyennée classe de particule par classe de particules) est assymétrique autour de la vitesse la plus probable. Cette distribution est également de largeur significative.

effet des fluctuations du gaz ou des fluctuations dues à un entraînement variable selon la taille des

gouttes, nous avons utilisé les données brutes (particule par particule) pour tracer la distribution des vitesses  $P(V)$  pour des gammes de taille données et restreintes (cf. figure 7.13). Il ressort de

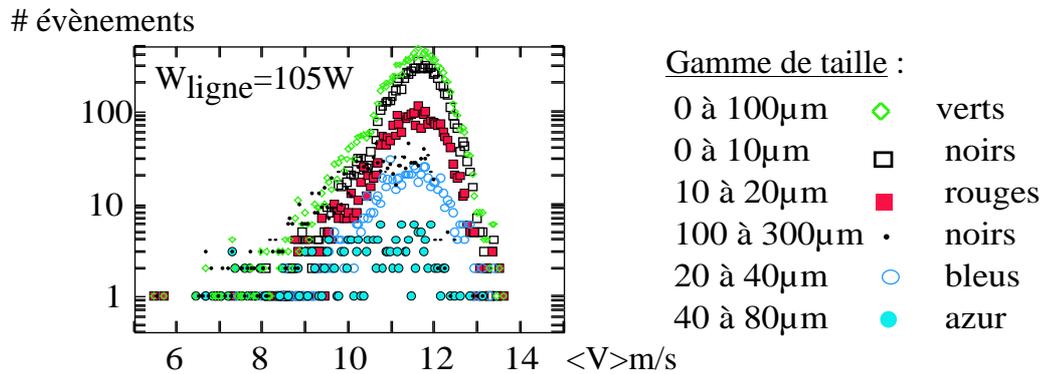


FIG. 7.13: La distribution des vitesses pour différentes gammes de tailles de particules. Nous remarquons que quelle que soit la gamme de tailles de gouttes, les distributions de vitesses semblent avoir la même asymétrie centrée autour d'une vitesse la plus probable quasi constante.

cette analyse que la forme asymétrique (décroissance plus lente de l'histogramme du côté des vitesses faibles) est remarquable et ne résulte pas non plus de l'effet inertiel, puisqu'elle existe même si on sélectionne différentes gammes de tailles. Cela dit, le degré d'asymétrie observé est variable (cf. figure 7.14), même dans des conditions expérimentales identiques et des puissances  $W_{\text{ligne}}$  proches (105 W et 110 W). Il n'est pas exclu que cette asymétrie puisse au moins partiellement dépendre des réglages optiques (focalisation des faisceaux) ou électroniques du PDPA.

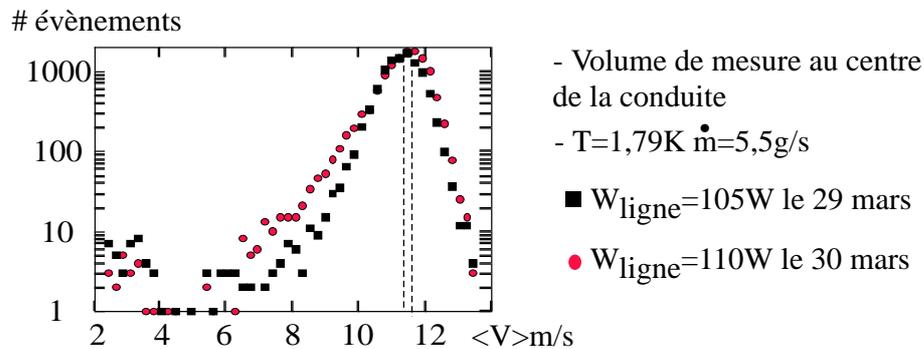


FIG. 7.14: Pour deux conditions expérimentales quasi similaires, la distribution des vitesses ne paraît pas identique. Nous retrouvons toutefois l'allure dissymétrique mais moins marquée pour 105 W que pour 110 W.

Si l'on regarde la corrélation vitesses/tailles de gouttes, figure 7.15, où la vitesse est moyennée classe de particule par classe de particule pour donner  $\langle V \rangle$ , on observe une décroissance de  $\langle V \rangle$  lorsque  $\langle d \rangle$  est en dessous de  $80 \mu\text{m}$ . Sur cette figure, le comportement au-dessus de  $80 \mu\text{m}$  s'explique bien si, comme nous le discuterons plus loin, ces particules de grands diamètres sont en fait de plus petites tailles.

Ce que nous apprend également l'étude des vitesses  $\langle V \rangle$  est qu'elles sont proches de (et

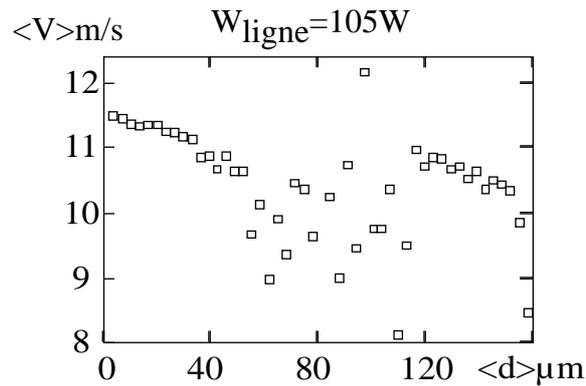


FIG. 7.15: La corrélation de  $\langle V \rangle$  avec  $\langle d \rangle$  nous montre que la vitesse diminue sensiblement lorsque le diamètre augmente; hormis pour les plus grands diamètres où les vitesses redeviennent celles des plus petits diamètres. Cette incohérence nous porte à croire que ces particules de grands diamètres (supérieurs à  $80 \mu\text{m}$ ) sont en fait de plus petites particules.

même supérieures à) la vitesse superficielle du gaz  $V_{GS}$ . Il est donc raisonnable de penser que les gouttes suivent le gaz, si bien que les fluctuations observées sont en fait celles du gaz.

## 7.2.2 Gradients horizontaux et verticaux

### Gradients horizontaux

Nous avons exploré l'existence de gradients horizontaux de vitesses et diamètres des gouttes constituant le brouillard, à mi hauteur de la conduite en balayant sa largeur avec le volume de mesure du PDPA, dans des conditions données. Figures 7.17 a) et b), nous voyons qu'excepté au ras des parois du tube ( $\simeq 1 \text{ mm}$  sur un rayon de  $20 \text{ mm}$ ), les histogrammes de diamètres et vitesses ne dépendent pas de la position sur l'horizontale.

Quantitativement, cependant, le profil de vitesses est trop plat comparé à des expériences en écoulement monophasique. De telles expériences révèlent un profil logarithmique de la vitesse au voisinage de la paroi, jusqu'à une distance de l'ordre de  $0,2 \times R$  (où  $R$  est le rayon du tube). Dans cette couche limite, le profil des vitesses a une forme universelle si l'on normalise les échelles de vitesse ( $u$ ) et de distance ( $y$ ) par des échelles caractéristiques,  $u_*$  la vitesse de friction.  $u_*$  est défini à partir de l'effort en paroi  $\tau$  par  $\tau = \rho \times u_*^2$ , et se mesure donc à partir des pertes de pression. Pour des Reynolds de l'ordre de  $10^6$ ,  $u_* \simeq 0,03 \times V_{GS}$  [10]. Dans notre cas, où  $V_{GS} \simeq 10 \text{ m/s}$ ,  $u_* \simeq 0,3 \text{ m/s}$ . Au delà de  $y=0,2 \times R$ , c'est à dire dans la gamme de nos mesures au PDPA, le profil est parabolique. Ces comportements sont illustrés par la figure 7.16, tirée de l'article de Zagarola et Smith, qui représente le profil de la vitesse axiale mesuré par tube de Pitot (Zagarola) ou par LDA (Toonder et Nieuwstadt (1997)). Dans cette figure,  $y$  est la distance à la

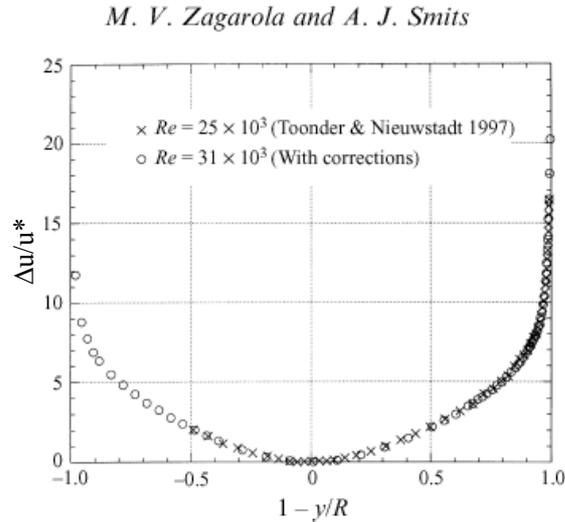


FIG. 7.16: Ce graphique est extrait de l'article [51] de Zagarola et Smits où est rapporté l'écart à la vitesse sur l'axe de la conduite ( $\Delta u$ ), normalisé par la vitesse de friction  $u^*$ , en fonction de la distance  $y$  dans la conduite. Alors que le rayon de la conduite dans les deux expériences, à Reynolds équivalents, est différent (un facteur trois entre les deux), il apparaît que le paramètre pertinent soit  $y/R$ .

paroi,  $R$  le rayon du tube, l'ordonnée est l'écart à la vitesse sur l'axe de la conduite, normalisé par la vitesse de friction  $u^*$ . Dans les deux cas, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 30000. Cette figure fait apparaître qu'à Reynolds fixé,  $y/R$  est une échelle universelle, alors que le rayon de la conduite diffère d'un facteur 3 dans les deux expériences ( $2 \times R = 129$  mm pour Zagarola, 40 mm pour Toonder).

Nous pouvons alors utiliser le profil mesuré par Zagarola pour un Reynolds de  $3 \cdot 10^5$ , voisin du nôtre pour  $V_{GS} = 10$  m/s ( $Re = 4 \cdot 10^5$ ), afin d'évaluer les gradients de vitesse dans la région centrale du tube. Nous devrions trouver  $\Delta u/u^* = 2$  (4) entre le centre ( $y/R = 1$ ) et  $y/R = 0,5$  (0,25) de la paroi, soit 6 % (12 %) de variation par rapport à la vitesse sur l'axe de la conduite. Dans un écoulement monophasique correspondant à nos conditions de rayon et de Reynolds, on s'attendrait donc à avoir une variation de vitesse sur la région explorée par le PDPA de l'ordre du m/s, clairement non observée sur la figure 7.17.

Une interprétation possible serait que du fait de leur inertie, les gouttes qui traversent horizontalement la conduite, gardent une mémoire de leur vitesse axiale passée, conduisant à une uniformisation du profil de vitesse des gouttes. Nous pensons que cette interprétation n'est pas valable pour les diamètres de gouttes que nous observons. Dans l'hypothèse où le nombre de Reynolds des gouttes est assez faible pour que leur force de friction avec le gaz suive la loi de Stokes, le temps caractéristique nécessaire pour que la vitesse des gouttes atteigne celle du gaz est  $M/(3\pi\eta d)$ , où  $M$  est la masse des gouttes, soit  $\tau = 1/18\rho_{liq}d^2/\eta$ . Pour une goutte de diamètre  $d = 10 \mu\text{m}$  et  $\eta = 0,4 \cdot 10^{-6}$  Pa.s,  $\tau = 2$  ms. Or, la fluctuation de vitesse radiale est typique-

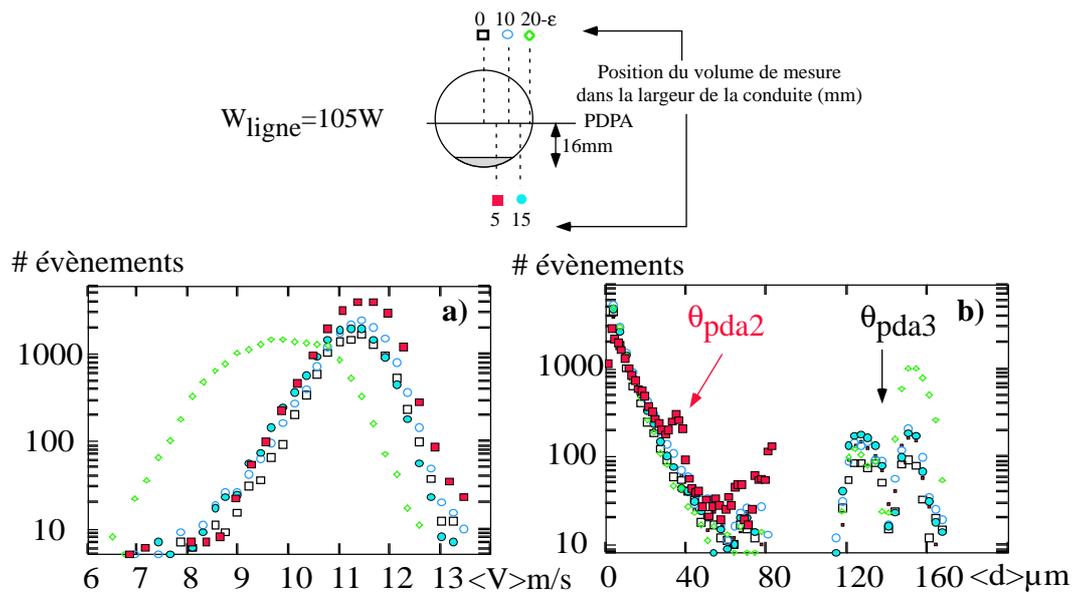


FIG. 7.17: a) : le profil de vitesse du centre de la conduite jusqu'à 5 mm du bord de la paroi semble plat. Très proche de la paroi (20 mm- $\varepsilon$ ) par contre, la vitesse diminue. Ce profil semble en accord avec un profil de vitesse turbulent. b) : le profil des tailles est représenté pour les différentes positions sur l'horizontale. La distribution des tailles, pour la position à 5 mm du centre de la conduite sur l'horizontale, n'est pas faite avec le même angle entre les faisceaux que les 4 autres positions (qui sont, elles, faites avec  $\theta_{\text{pda3}}$  au lieu de  $\theta_{\text{pda2}}$ ). Nous pouvons d'ailleurs remarquer que l'effet du changement d'angle des faisceaux a pour conséquence de "replier" le pic des grosses particules aux plus petits diamètres. De ce fait, si nous regardons seulement le profil des diamètres pour les plus petits diamètres (pensant que les plus grandes particules sont en fait de plus petites), on remarque que ce profil ne change pas avec la position sur l'horizontale à la hauteur de 16 mm par rapport au fond de la conduite.

ment un ordre de grandeur plus faible [?] que la vitesse axiale, si bien que le temps nécessaire pour traverser la moitié de la conduite est de l'ordre de 20 ms. Les gouttes ont ainsi le temps de s'adapter à la vitesse axiale locale. D'où vient alors l'absence de gradient horizontal ? Est ce une conséquence du caractère diphasique de l'écoulement ? Cela reste un problème ouvert.

### Gradient vertical

Lors de nos expériences, nous n'avons comparé dans des conditions identiques que deux hauteurs différentes de 8 mm et 16 mm (soit 4 mm sous l'axe de la conduite, cf. figure 7.10). A la puissance étudiée de 86 W à  $T=1,85 \text{ K}$ , il apparaît, figure 7.18 a) un net gradient vertical de vitesse, passant de 4 à 8 m/s. De plus, les largeurs à mi-hauteur des deux distributions sont différentes ; celle mesurée à 8 mm (bas) est plus large que celle mesurée à 16 mm (milieu).

L'histogramme de taille, figure 7.18 b), est moins nettement affecté par la hauteur dans la conduite. Cet histogramme suggère cependant que le diamètre des gouttes diminue quand la vitesse et/ou la hauteur augmentent. Le nombre de tentatives du PDPA (cf. figure 7.19), lui, est plus élevé à basse altitude (pour les données représentées), ce qui est consistant avec la stratification observée dans les vues de coupe (cf. § 6.3 figure 6.7). Cette augmentation n'est pas très apparente sur la figure 7.18 b), qui ne représente que les événements validés (le taux de

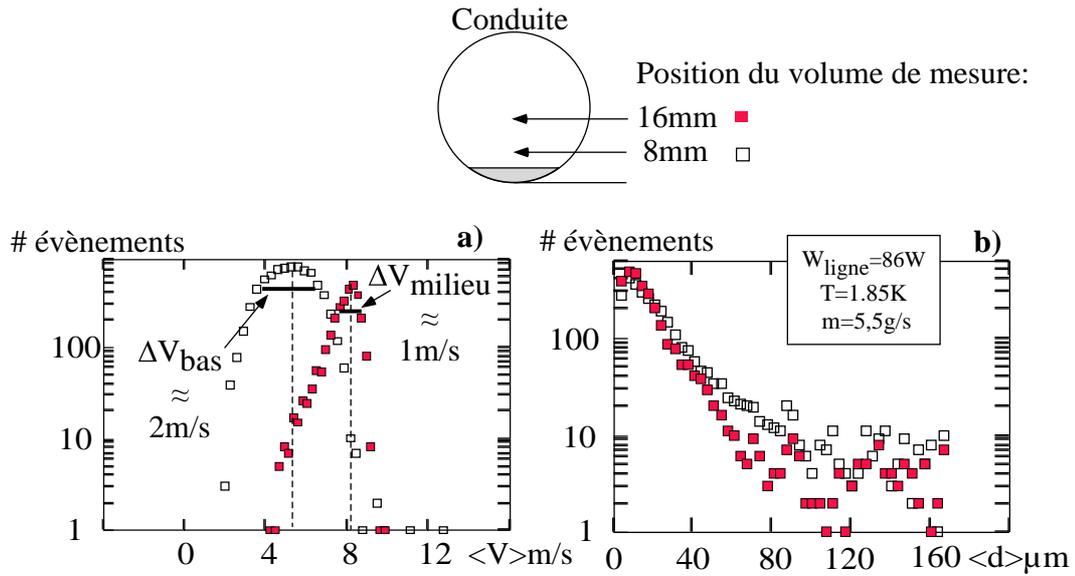


FIG. 7.18: a) : d'après le profil des vitesses dans les mêmes conditions expérimentales mais au milieu (16 mm) et en bas de la conduite (8 mm), nous voyons que la vitesse la plus probable est plus forte au milieu qu'au bas du tube. Les effets de dissymétrie paraissent également plus prononcés au milieu et beaucoup moins en bas. La largeur à mi-hauteur des distributions est également plus faible au milieu qu'en bas (d'un rapport deux dans le cas présent). Figure b) : l'histogramme des tailles pour ces deux hauteurs semble légèrement différent.

validation étant de 40% au milieu, et de 20% en bas).

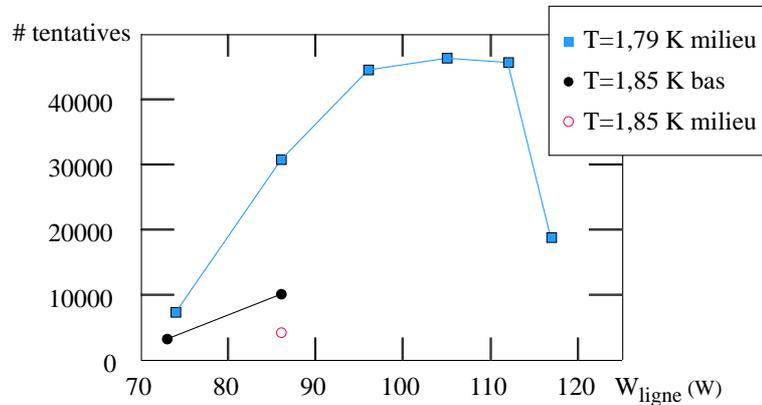


FIG. 7.19: Nombre de tentatives en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  pour différentes conditions de température et de hauteur.

En résumé, ces mesures montrent que le profil de vitesses est beaucoup moins “plat” selon l'axe vertical (figure 7.18 a)) que selon l'axe horizontal (cf. figure 7.17 a)). En effet, les fluctuations de vitesse sont très différentes entre la position bas et milieu (contrairement aux fluctuations mesurées lors d'un balayage horizontal). Nous pensons que cet effet résulte du frottement lié à la présence d'un brouillard dense dans la partie basse de la conduite.

### 7.2.3 Effet de la puissance $W_{\text{ligne}}$

Lorsqu'on augmente la puissance, ou que l'on diminue la température, la vitesse du gaz augmente et l'on arrache ainsi plus de gouttes au liquide. Ces deux effets sont bien visibles aux deux altitudes étudiées figures 7.20 b) et 7.22 b). A forte puissance, toutefois, l'effet d'arrachement de gouttes est partiellement compensé par une diminution du taux de validation. Pour bien mettre en évidence l'augmentation des gouttes, il faut observer le nombre de tentatives en fonction de la puissance (cf. figure 7.19). Ce dernier augmente jusqu'à 105 W, avant de diminuer brutalement au-delà de 112 W, du fait de l'assèchement de la ligne <sup>2</sup>. La figure 7.21 donne la vitesse locale la

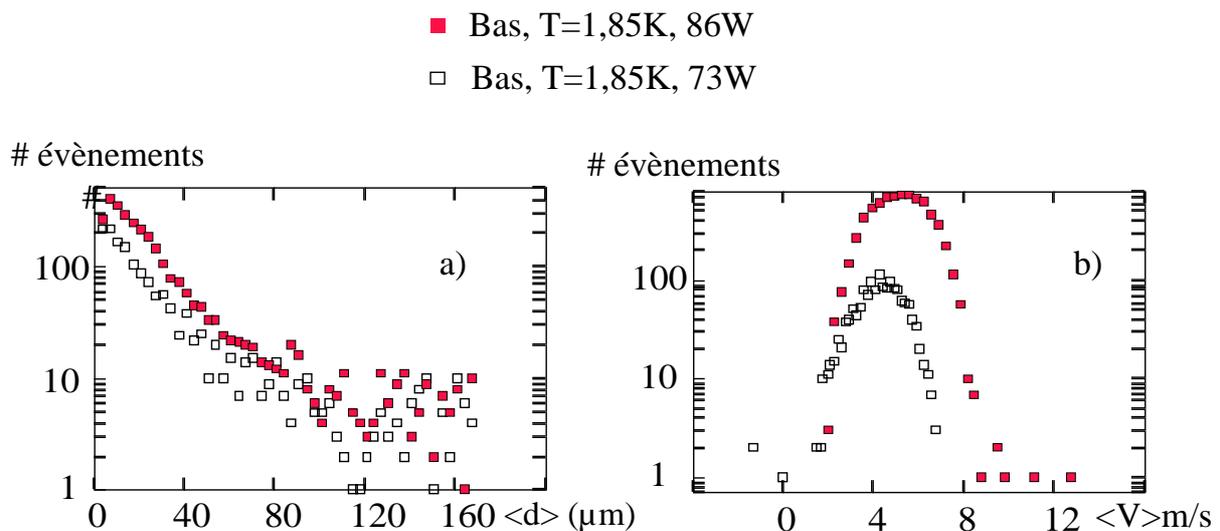


FIG. 7.20: a) : l'histogramme des tailles ne semble pas donner des distributions différentes pour les deux puissances de ligne (en dessous de  $80 \mu\text{m}$ ). b) : la distribution des vitesses, pour ces conditions, ne semble pas dissymétrique. La vitesse la plus probable,  $V_{\text{max}}$  est plus faible à 73 W qu'à 86 W.

plus probable, notée ici  $V_{\text{max}}$ , en fonction de la vitesse superficielle du gaz. Les deux quantités sont bien corrélées. La vitesse sur l'axe de la conduite est plus élevée que la vitesse moyenne, cela s'explique avec le gradient vertical constaté ci-dessus.

Toutefois, le fait que la relation soit affine, avec une pente proche de 1 est surprenant ; on aurait plutôt attendu une relation linéaire avec une pente inférieure à l'unité. Faute d'expériences systématiques, nous ne pouvons pas savoir s'il s'agit d'un véritable effet physique, ou d'un problème de précision des données.

En ce qui concerne la distribution de taille (cf. figure 7.20 a) et 7.22 a)), on constate une tendance à une diminution des diamètres à forte vitesse locale (vitesse la plus probable à une position dans la conduite et une puissance  $W_{\text{ligne}}$  donnée). Pour quantifier cet effet, nous avons porté dans la figure 7.23 à la fois le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  (en excluant les particules de diamètre

<sup>2</sup>pour le débit utilisé de 5,5 g/s et 10W de pertes, on attend l'assèchement complet à 116 W

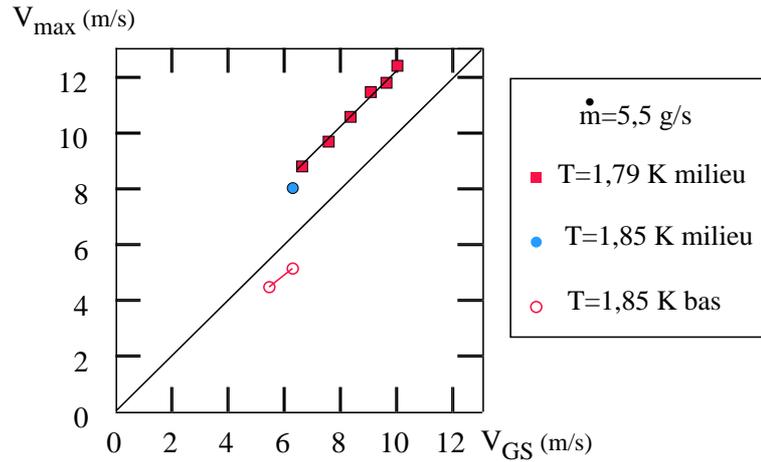


FIG. 7.21: Lorsque l'on compare  $V_{\max}$  et  $V_{GS}$  au bas et au milieu du tube, il apparaît que  $V_{\max} > V_{GS}$  au milieu et  $V_{\max} < V_{GS}$  en bas. Ces résultats confirment l'hypothèse que les frottements sont plus importants en bas qu'au milieu (les vitesses les plus probables sont plus faibles).

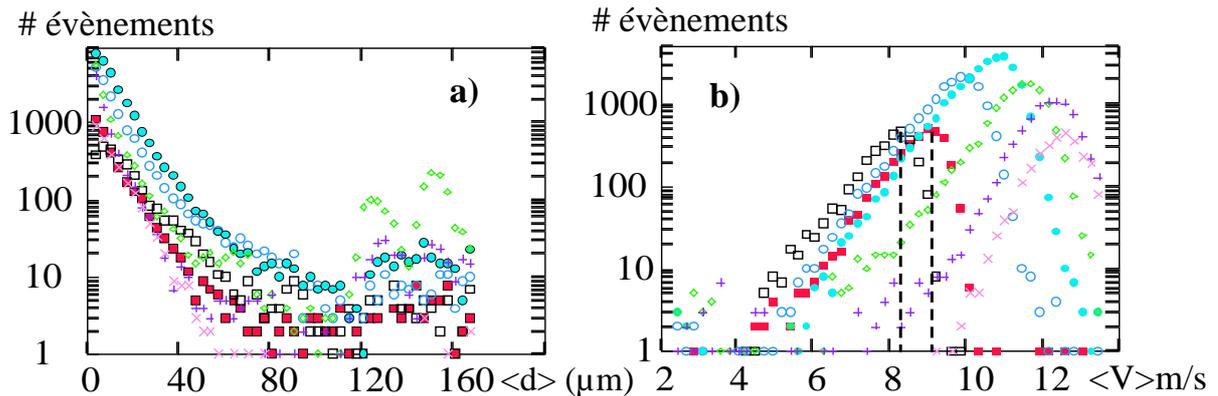
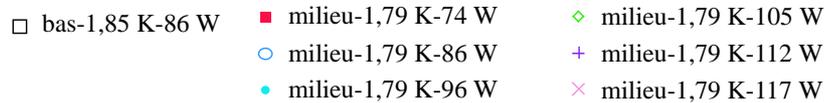


FIG. 7.22: a) : l'histogramme des tailles nous indique que les distributions des tailles sont semblables avec des variations de pentes (aux plus faibles tailles) perceptibles suivant la position dans la conduite et les puissances. b) les histogrammes des vitesses nous montrent que  $V_{\max}$  est plus faible en bas qu'au milieu (en comparant 86 W bas et milieu) et que  $V_{\max}$  est croissante avec  $W_{\text{ligne}}$  (les données milieu).

supérieur à  $100 \mu\text{m}$ ), et l'inverse de la pente initiale  $\langle d_0 \rangle$  (dans une représentation semilog). Même si ces deux quantités diffèrent (car les distributions ne sont pas purement exponentielles, et aussi, à cause des effets de discrétisation des histogrammes), elles montrent bien la même tendance. Notons cependant que l'effet le plus marqué est entre les deux altitudes différentes (à 86 W), où pour les mêmes conditions expérimentales, le diamètre est plus petit au milieu qu'en position bas et cela pour  $\langle d \rangle$  et  $\langle d_0 \rangle$ . Dans la mesure où nos points à basse vitesse sont aussi à basse altitude, il n'est pas possible de discriminer les rôles respectifs de l'altitude et de la vitesse dans cette observation.

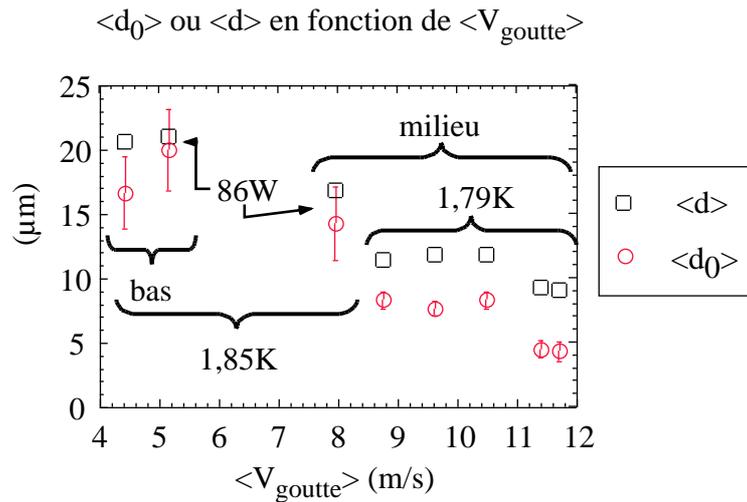


FIG. 7.23: Diamètres moyens  $\langle d_0 \rangle$  ou  $\langle d \rangle$ , en fonction de la vitesse moyenne des gouttes  $\langle V_{\text{goutte}} \rangle$  (estimés à partir des données PDPA.)

#### 7.2.4 Comparaison à d'autres systèmes

Deux résultats dans notre expérience peuvent être comparés à l'atomisation mesurée dans des systèmes plus usuels : la distribution de tailles et les tailles caractéristiques.

Ainsi, dans la littérature concernant l'atomisation de liquide dans un gaz comme dans les jets eau/air ou ethanol/air pour des vitesses de gaz variant de 30 m/s à 50 m/s, on trouve une étude sur la distribution de tailles de goutte. Comme nous, P. Marmottant et E. Villermaux [28] déterminent des distributions de tailles de goutte de type exponentiel décroissant vers les grands diamètres, centrées sur un diamètre moyen  $\langle d_0 \rangle$  :

$$P(d) = \frac{1}{\langle d_0 \rangle} \cdot \exp(-d/\langle d_0 \rangle). \quad (7.10)$$

Dans cette étude, les tensions de surface de l'éthanol et de l'eau ( $\sigma_{\text{eau}}=69 \cdot 10^{-3}$  N/m et  $\sigma_{\text{ethanol}}=25 \cdot 10^{-3}$  N/m) sont différentes de celle de l'hélium ( $\sigma_{\text{helium}}=31 \cdot 10^{-5}$  N/m à 1,8 K). De plus, les vitesses des phases vapeur sont elles aussi différentes (12 m/s pour le gaz d'hélium aux plus fortes vitesses et de 30 m/s à 50 m/s dans l'expérience des jets). Il est intéressant de noter que, dans les deux cas, bien que les tensions de surface et les vitesses soient différentes, les distributions de goutte sont toutes deux de type exponentiel. Par contre, l'échelle de taille est différente : à proximité du jet, les diamètres moyens des gouttes d'eau sont de l'ordre de 150  $\mu\text{m}$  et le nombre de Weber associé est de l'ordre de 40. Pour nos expériences à des températures de 1,8 K, le Weber calculé est plutôt de l'ordre de 1. Dans la littérature, les Weber associés au diamètre stable de goutte sont de l'ordre de 10 pour de l'eau [27]. Nous voyons que les expériences de P. Marmottant et E. Villermaux sont en bon accord avec le nombre de Weber critique (défini au § 5.3.1) couramment utilisé pour l'eau. En ce qui concerne la comparaison

avec nos expériences, nous n'avons qu'un ordre de grandeur entre le Weber critique utilisé pour l'eau et celui estimé pour l'hélium à 1,8 K. D'après les grandes différences des paramètres de ces deux fluides la comparaison paraît tout de même satisfaisante. Dans les deux cas, les tailles de goutte observées sont, à un ordre de grandeur près, compatibles avec le critère de  $We_c=10$ . Malgré tout, pour l'hélium, la différence entre l'observation et ce critère apparaît significative (un facteur 10). Le fait d'obtenir des gouttes de diamètres inférieurs au diamètre maximal stable peut suggérer l'existence d'un autre mécanisme d'atomisation que le cisaillement, par exemple les collisions entre gouttes...

### 7.2.5 Evaluation de la densité d'interface

Notre ambition finale est d'évaluer un flux de matière à l'aide des données du PDPA. Une première étape logique est de comparer la densité interfaciale estimée par les mesures PDPA à celle déduite des mesures photométriques (mesure du libre parcours moyen, intensité diffusée). Pour ce faire, il faut connaître la densité volumique pour chaque classe de diamètres. On obtient celle-ci à partir du taux de comptage des événements, connaissant la vitesse des gouttes et la section de l'écoulement sondée par le PDPA. Si la vitesse est connue très précisément, ce n'est pas le cas de la section sondée ( $140 \mu\text{m} \times 140/\sin(15^\circ) \mu\text{m}$ ), qui dépend de la largeur gaussienne des faisceaux à leur point d'interception et du dispositif d'imagerie. Ce dispositif permet de ne sélectionner (grâce à une fente située devant les PM) qu'une faible portion du volume de mesure. A cause de ces facteurs, nous n'évaluons la section sondée qu'à un facteur deux près. Pour ce qui est du taux de comptage, un second problème apparaît : comment inclure la fraction significative (20 à 80%) des événements, qui sont rejetés ? Nous avons fait le choix le plus simple, qui consiste à supposer que la distribution des tailles des événements rejetés est identique à celle des événements validés ; moyennant cette hypothèse, nous trouvons finalement un accord très satisfaisant entre les densités interfaciales évaluées par les deux méthodes (cf. figure 7.24). Compte tenu des nombreuses incertitudes évoquées, cet accord n'exclut cependant pas qu'une fraction notable de la densité interfaciale (par exemple une moitié) ne soit pas détectée par le PDPA. En effet, comme nous l'avons dit (cf. § 7.1.3.2), celui-ci ne détecte que les particules de diamètres inférieurs à  $180 \mu\text{m}$ . En outre, nous excluons nous mêmes les particules de plus de  $100 \mu\text{m}$  (pensant que la majorité sont des artefacts de mesure). Comme nous nous intéressons à des flux volumiques, cette erreur potentielle peut affecter fortement le résultat final. Ceci nous amène à discuter en détail la possibilité d'avoir de grosses gouttes.

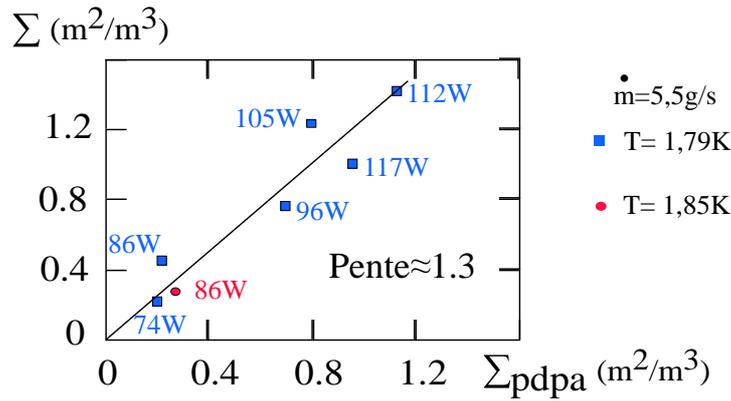


FIG. 7.24: Nous comparons les densités d'interface estimées par les images écran (laser traversant la conduite) en fonction des densités d'interfaces estimées par le PDPA. Nous trouvons, malgré les incertitudes, liées entre autres à la détermination du volume de mesure du PDPA, un bon accord (du fait que ces mesures sont effectuées de manières totalement différentes). Nous estimons que  $\Sigma \simeq 1,3\Sigma_{\text{pdpa}}$ .

## 7.2.6 Existence de gouttes de gros diamètre

### 7.2.6.1 Artefacts de mesure

Sur la plupart des histogrammes des tailles, deux pics de grosses particules apparaissent. Dans des conditions données, la présence de ces pics n'est cependant pas constante, et semble dépendre de la cadence d'acquisition du signal (qui est choisie par le système lui-même, et que nous n'avons pas su faire varier nous-mêmes, ce qui limite nos certitudes!). De plus, si l'on change l'angle entre les faisceaux  $\theta_{\text{pda}}$ , donc la gamme de diamètre des histogrammes, ces pics se déplacent en diamètre, pour rester à une fraction à peu près fixe du diamètre maximal  $d_{2\pi}$  de la plage étudiée (cf. figure 7.25). Ceci signifie que ces pics correspondent à un déphasage fixe

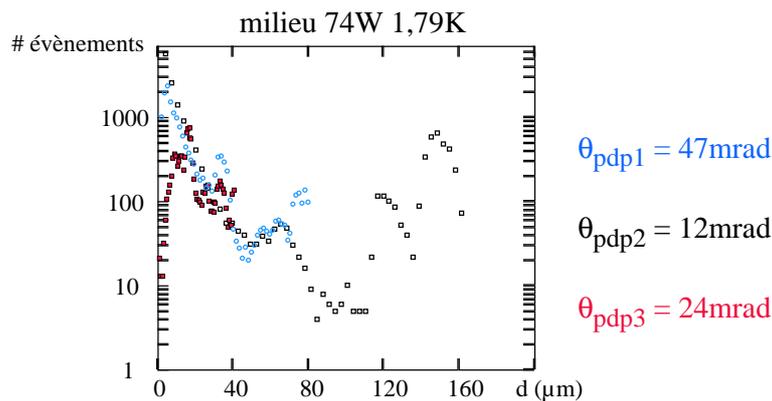


FIG. 7.25: Le changement de  $\theta_{\text{pda}}$  induit un changement dans la gamme de mesure des tailles de particules et un déplacement des pics parasites.

entre les PM proches, légèrement inférieur à  $2\pi$ . Nous pensons que cette valeur correspond en fait à un déphasage réel légèrement positif, mais entaché d'erreur, donc à des petites particules.

Pour vérifier, indépendamment de la “boîte noire” qu’est le logiciel de traitement du PDPA, cette absence de grosses particules et l’échelle de diamètre des particules détectées, nous avons acquis, dans des conditions données de puissance, quelques centaines d’événements avec un oscilloscope numérique, puis les avons analysés *a posteriori*. Connaissant la géométrie de détection (en particulier, les angles  $\psi$  entre PM), nous pouvons, à l’aide de la formule 7.9, convertir en tailles  $d_{pm12}$  et  $d_{pm13}$  les déphasages respectifs entre PM 1 et 2, et 1 et 3. Ces tailles de gouttes ainsi déterminées sont représentées l’une en fonction de l’autre sur la figure 7.26. On constate :

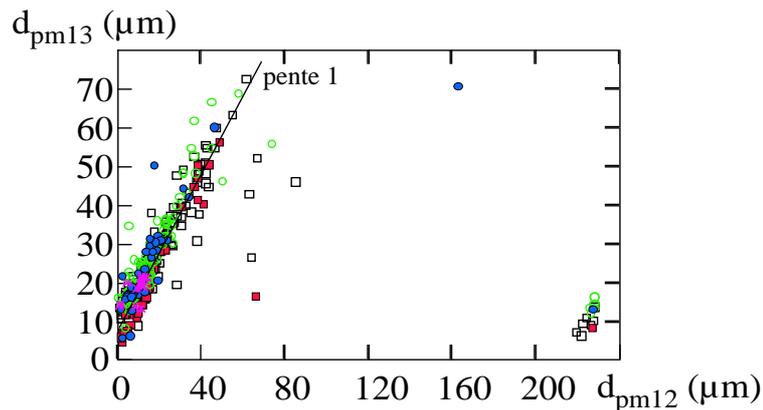


FIG. 7.26: Comparaison des tailles obtenues à partir des paires de PM 1-2,  $d_{pm12}$  et de 1-3,  $d_{pm13}$  (sans traitement par le logiciel du PDPA). La relation linéaire reliant les deux quantités ne passe pas par l’origine. De plus nous observons un repliement de  $d_{pm12}$  aux plus grandes tailles de particules. Ces deux effets nous indiquent qu’il y a un problème lié aux déterminations des phases entre PM.

- que la relation obtenue a, comme attendu, une pente voisine de 1, mais qu’elle ne passe pas par l’origine. La taille déduite du déphasage entre les PM 1 et 3 est supérieure à celle déduite du déphasage entre les PM 1 et 2.
- que les points se concentrent en dessous de 40  $\mu\text{m}$  (pour  $d_{12}$ ), puis au-delà, au voisinage des plus grandes tailles.

Nous pensons que les points situés à droite (les plus grandes tailles) de la figure sont en fait en continuité avec ceux de la partie gauche, et résultent d’une erreur globale sur le déphasage  $\phi_{12}$ , qui décale l’ensemble de la courbe vers la gauche, la partie inférieure à zéro étant ensuite repliée vers le haut de l’intervalle  $0-2\pi$ . Il nous semble possible que ce décalage global soit également à l’origine des deux pics que donne le PDPA.

### 7.2.6.2 Autres méthodes

Même si les pics intenses de grosses particules sont des artefacts, il n’en reste pas moins que quelques rares particules de taille supérieure à 100  $\mu\text{m}$  peuvent affecter le flux volumique. Nous avons donc tenté d’évaluer, indépendamment du PDPA, les flux possibles de telles particules, toujours à mi-hauteur de la conduite, mais au niveau du corps optique. Pour cela, nous

avons deux méthodes photométriques à notre disposition : le PM situé derrière l'écran (à 70 mrad d'angle de diffusion), et une caméra CCD filmant directement l'hélium, sous un angle de 160 mrad. Connaissant la densité de puissance du laser, l'angle d'observation et le gain de ces dispositifs, on peut convertir le signal d'une goutte en diamètre. Les deux méthodes sondent tout le diamètre de la conduite, sur la section du faisceau laser (de l'ordre du  $\text{mm}^2$ ), donc un volume très supérieur à celui sondé par le PDPA. Le volume d'étude étant plus grand, ces deux méthodes sont donc à même de détecter des événements rares. La figure 7.27 montre des enregistrements typiques du PM pour 3 vitesses de vapeur croissantes, lorsque le brouillard n'est pas encore très dense (73 W et 86 W à 1,85 K, 86 W à 1,79K).

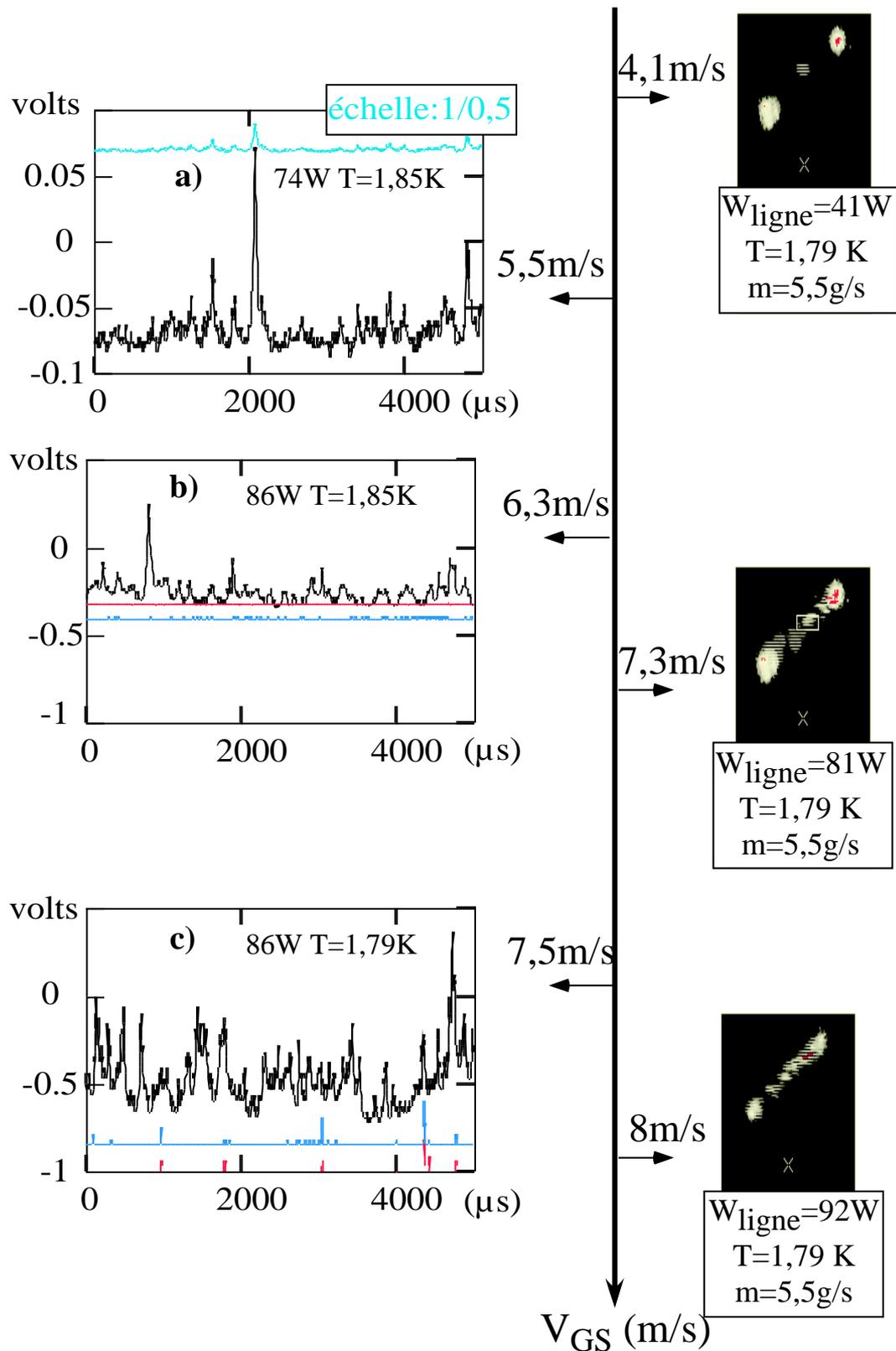


FIG. 7.27: PM à 70 mrad (à gauche) et visualisation du faisceau laser traversant la conduite (à droite) suivant la vitesse superficielle  $V_{GS}$ . Pour des vitesses comprises entre 4,1 m/s et 5,5 m/s on distingue clairement des gouttes individuelles pour les deux méthodes. Il devient plus difficile de faire cette analyse pour des vitesses comprises entre 6,3 m/s et 7,3 m/s. Et au-delà de 7,3 m/s, les deux méthodes ne permettent plus une analyse individuelle de la taille des gouttes.

Sur cette même figure, on peut voir des images instantanées prises sur une durée de  $100 \mu\text{s}$  à  $1,79\text{K}$ , pour  $41 \text{ W}$ ,  $81 \text{ W}$  et  $92 \text{ W}$  (correspondant respectivement à une vitesse superficielle de  $4,1 \text{ m/s}$ ,  $7,3 \text{ m/s}$  et  $8 \text{ m/s}$ ). Si l'on s'intéresse d'abord aux signaux du PM, à la puissance la plus faible, on distingue des événements individuels bien séparés. Pour fixer les idées, nous avons évalué à  $35 \text{ microns}$  le diamètre d'une particule donnant un pic de  $0,01 \text{ V}$  (et de largeur d'environ  $100 \mu\text{s}$ , pour une particule de vitesse  $10 \text{ m/s}$ ). Ainsi, le diamètre de la plus grosse goutte visible sur cet enregistrement serait de l'ordre de  $140 \mu\text{m}$ . Lorsque la vitesse du gaz augmente, les pics deviennent plus fréquents, et l'intensité maximale augmente. A  $86 \text{ W}$  et  $1,79 \text{ K}$ , le signal est en permanence au-dessus du zéro : il y a toujours plusieurs gouttes dans le volume de mesure. On observe qualitativement la même évolution sur les images CCD. En effet, sur les images à  $41 \text{ W}$ , on observe en  $100 \mu\text{s}$  0 ou 1 particule, dont l'intensité correspond à un diamètre de l'ordre d'une vingtaine de microns ; il est à noter que cette particule paraît très grosse sur l'image, car elle est floue du fait de la grande ouverture. A  $81 \text{ W}$ , la discrimination spatiale permise par la CCD permet de ne voir que quelques particules (5-10) occupant simultanément le volume de mesure. Leur diamètre va d'une vingtaine à une centaine de microns. A  $92 \text{ W}$ , et au-delà, il devient délicat de discerner des particules, même en réduisant au maximum l'ouverture.

Les deux méthodes (PM et caméra CCD) convergent pour établir la présence de particules de grands diamètres, mais ne répondent pas à la question de savoir si ces particules sont des gouttes individuelles ou des paquets corrélés spatialement de gouttes plus petites, pouvant résulter de l'atomisation d'un paquet primaire. Dans le second cas, elles pourraient être correctement prises en compte par le PDPA, mais pas dans le premier.

Pour estimer, dans l'hypothèse de gouttes individuelles, l'impact sur le flux, nous avons mesuré le taux de comptage de pics supérieurs à  $0,15 \text{ V}$  d'amplitude (soit  $140 \mu\text{m}$  de diamètre environ) pour l'expérience à  $86 \text{ W}$  et  $T=1,79\text{K}$ . On trouve environ  $3000$  pics de la sorte par seconde. Dans les mêmes conditions, le PDPA compte un nombre comparable d'événements par seconde, mais sur une section typiquement  $500$  fois plus faible. En termes de flux de particules, la contribution des grosses gouttes est négligeable. Mais, comme leur diamètre est plus de  $10$  fois supérieur au diamètre moyen de  $10 \mu\text{m}$  mesuré par le PDPA, leur contribution au flux volumique peut être plusieurs fois celle déduite du PDPA.

Nous n'avons pas trouvé comment discriminer entre les deux hypothèses ci-dessus. Nous retiendrons donc que (sur l'axe de la conduite au moins) le flux déduit du PDPA peut éventuellement n'être qu'une borne inférieure du flux réel.

### 7.3 Evaluation du flux

Pour estimer au mieux le flux, nous évaluons la fraction liquide  $f$  des gouttes, dans l'hypothèse d'une distribution exponentielle de taille<sup>3</sup>, comme  $f = \Sigma d_0/2$  où  $\Sigma$  est la densité interfaciale ( $4\pi a^2$  par goutte). Pour minimiser les facteurs d'erreur, nous prenons  $\Sigma$  à partir des mesures photométriques ( $\Sigma_{\text{opt}} = \Sigma/2$ ). Seul le diamètre  $\langle d \rangle$  est pris à partir du PDPA. Dans le cas extrême d'une distribution monodisperse de grosses particules de taille  $\langle d \rangle$ , on aurait  $f = \Sigma \langle d \rangle /6$ . Aussi, si le diamètre des grosses gouttes était par exemple 30 fois le diamètre moyen (soit de l'ordre de 300 microns), on se tromperait au plus d'un facteur 30/3=10 sur le flux ! Notre évaluation de  $f$  n'est donc que modérément sensible à une erreur sur  $\langle d \rangle$ . La figure 7.28 montre l'évolution de la fraction liquide en fonction de la puissance, pour les mêmes données que la figure 6.25. On remarquera que ce taux reste très faible (du moins à mi-hauteur de la conduite). Pour calculer un flux en paroi, il nous faut également une vitesse d'impact. Une

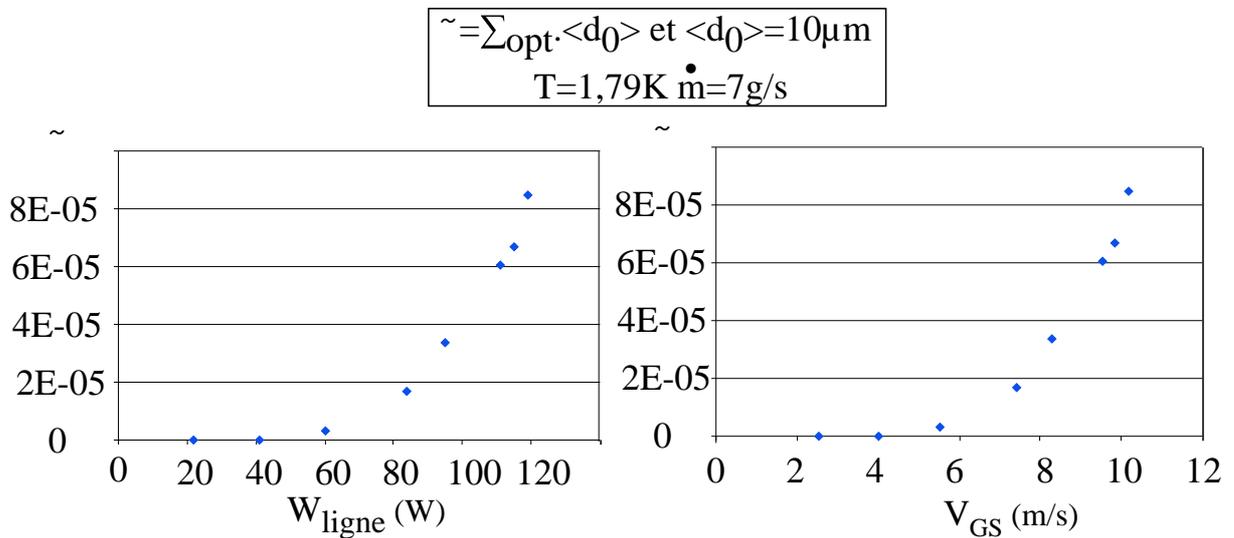


FIG. 7.28: La fraction de liquide  $f$  présente à mi-hauteur de la conduite en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  et  $V_{\text{GS}}$  dans des conditions expérimentales optimales ( $T=1,79$  K et  $\dot{m}=7$  g/s). Aux plus fortes  $W_{\text{ligne}}$ ,  $f$  reste à *a priori* faible sur l'axe de la conduite.

estimation qui semble raisonnable est de dire que la vitesse d'impact est de l'ordre de la vitesse transverse typique. Celle-ci, dans l'hypothèse d'une turbulence isotrope du gaz, est de l'ordre des fluctuations de la vitesse axiale, soit entre 1 et 2 m/s, d'après la figure 7.18. On pourrait ainsi estimer des flux à mi-hauteur de la conduite. Pour estimer le flux plus bas, dans la région qui apparaît surmouillée, il va encore nous falloir une étape supplémentaire.

<sup>3</sup>Dans le cas où la distribution de tailles de goutte est exponentielle, la moyenne de  $d^2$  vaut :

$$\langle d^2 \rangle = \frac{d_0^2 \int (d/d_0)^2 e^{-\frac{d}{d_0}} \delta d}{\int e^{-\frac{d}{d_0}} \delta d} = 2! d_0^2$$



## BROUILLARD ET ÉCHANGE THERMIQUE

Les mesures réalisées à partir de l'optique et du PDPA permettent d'estimer un flux à mi-hauteur (au-dessus de 45 % du périmètre). Cependant, la figure 8.1 extraite à partir des données de la figure 6.4 montre que le surmouillage estimé à partir de la B.A.R.K. varie entre 25 % et

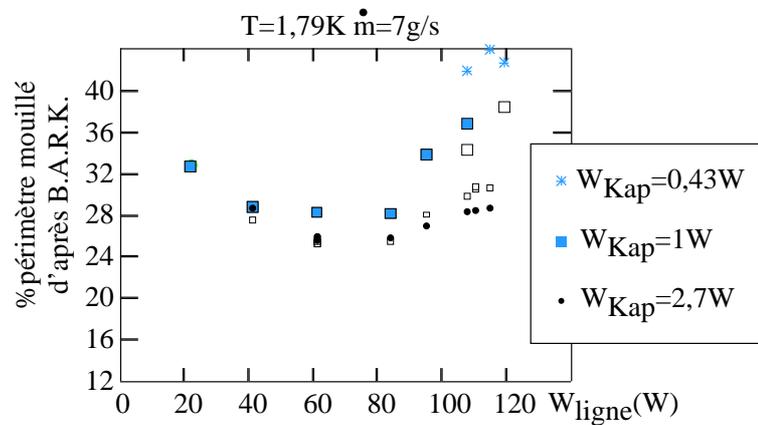


FIG. 8.1: Pourcentage de périmètre mouillé en fonction de la puissance  $W_{\text{ligne}}$  pour trois puissances  $W_{\text{Kap}}$  croissantes. Nous voyons qu'aux plus fortes  $W_{\text{ligne}}$ , le % de périmètre mouillé est supérieur à 40 %.

45 % (pour  $T=1,79\text{ K}$  et  $\dot{m}=7\text{ g/s}$ ). Il est donc important de pouvoir estimer un flux de gouttes au dessous du milieu du tube en verre et réaliser un “profil de flux”. Pour cela, nous nous aidons des vues de coupe déjà utilisées pour déterminer le niveau liquide dans la conduite (cf. figure 6.7).

### 8.1 Détermination du profil de densité par l'optique

Grâce aux vues de coupe et à un étalonnage, nous allons pouvoir convertir l'intensité lumineuse que l'on observe sur ces photos en densité d'interface  $\Sigma_{\text{opt}}$ . Pour l'étalonnage, nous mesurons l'intensité comprise dans une boîte d'étude correspondant au trajet suivi par le faisceau du laser traversant la conduite (comme indiqué sur la vue de coupe figure 8.2). Le logiciel Manip nous permet de convertir la lumière blanche (visible dans les vues de coupe) en nombre de bits par pixel corrigé de l'ouverture de la caméra et du temps d'exposition de la photo ; cette quantité est notée  $m_{11}$ . En reportant  $m_{11}$  (cf. figure 8.2) en fonction de la densité d'interface

obtenue dans les mêmes conditions à partir des images écrans (cf. figure 6.25), on obtient une relation de proportionnalité. Cet étalonnage nous permet d'accéder à la densité d'interface locale sur les vues de coupe dans la région où se trouve le brouillard (au-dessus de la surface libre).

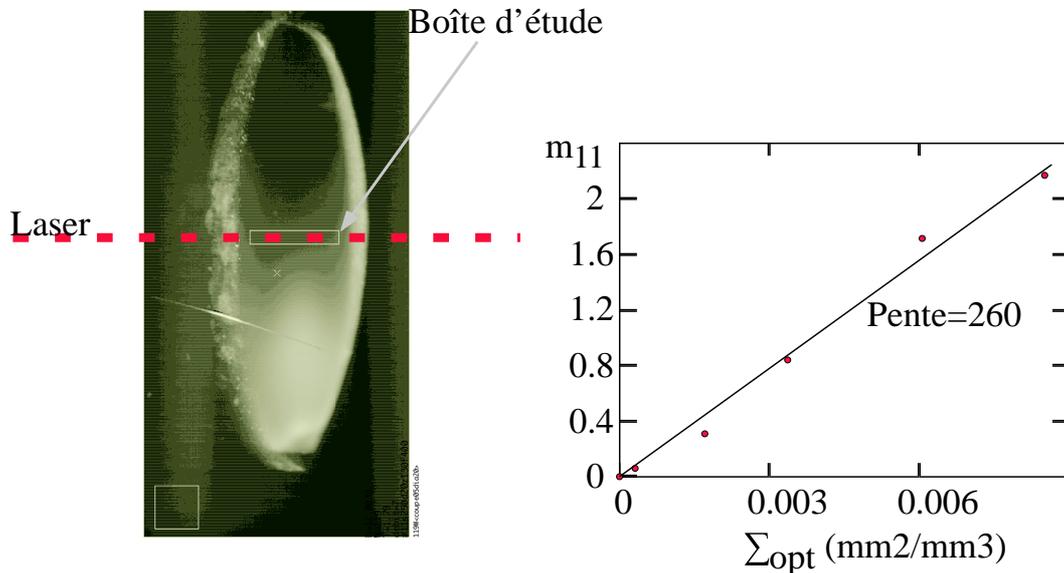


FIG. 8.2: Le faisceau laser traverse la conduite comme indiqué sur le schéma. Grâce à un traitement d'image nous mesurons l'intensité lumineuse dans une "boîte d'étude" ayant quasiment les mêmes dimensions que le faisceau traversant la conduite. Ainsi nous obtenons une relation linéaire entre  $\Sigma$  mesurée *via* la photodiode et l'intensité mesurée dans la boîte d'étude (pour des conditions d'écoulement identiques)  $m_{11}$  qui est reportée en bits par pixel, ramenés à la vitesse de prise de vue la plus rapide (1/10000) et à l'ouverture maximale.

D'après les vues de coupe, pour différentes conditions expérimentales (de débit et température), nous pouvons déterminer le profil de densité d'interface en fonction de la hauteur  $h$  dans la conduite. Pour cela, nous prenons une boîte d'étude centrée au milieu du tube et englobant la quasi totalité de la hauteur du tube (cf. figure 8.3). Nous obtenons ainsi  $\Sigma_{opt}$  ( $2\Sigma_{opt} = \Sigma$ ) sur toute la hauteur de la conduite. Figure 8.3, nous avons représenté le profil  $\Sigma_{opt}$  pour différentes puissance  $W_{ligne}$  à  $T=1,79$  K et  $\dot{m}=7$  g/s. Ce profil nous montre une stratification du brouillard. Cependant, il est important de remarquer que, suivant la hauteur, la densité d'interface mesurée ne correspond pas forcément au brouillard. En effet, pour chaque courbe (correspondant à une puissance  $W_{ligne}$ ) le pic le plus élevé correspond à la surface libre (niveau dans la conduite). C'est d'ailleurs avec ce pic que nous avons déterminé le niveau liquide  $h_{opt}$ , figure 6.13. Sur la figure 8.4, nous avons représenté, pour des conditions de débit de 7 g/s et  $T=1,95$  K, un cas sans brouillard ( $W_{ligne}=22$  W) et le pic correspond uniquement à l'interface liquide, pic que l'on retrouve évidemment en fonction des différentes puissances. Pour des hauteurs au-delà de ce pic, la densité d'interface mesurée est, cette fois-ci, celle correspondant au brouillard. Pour de fortes puissances, figure 8.3 et figure 8.4, on observe deux régimes de dépendance entre  $\Sigma_{opt}$  et la hauteur :

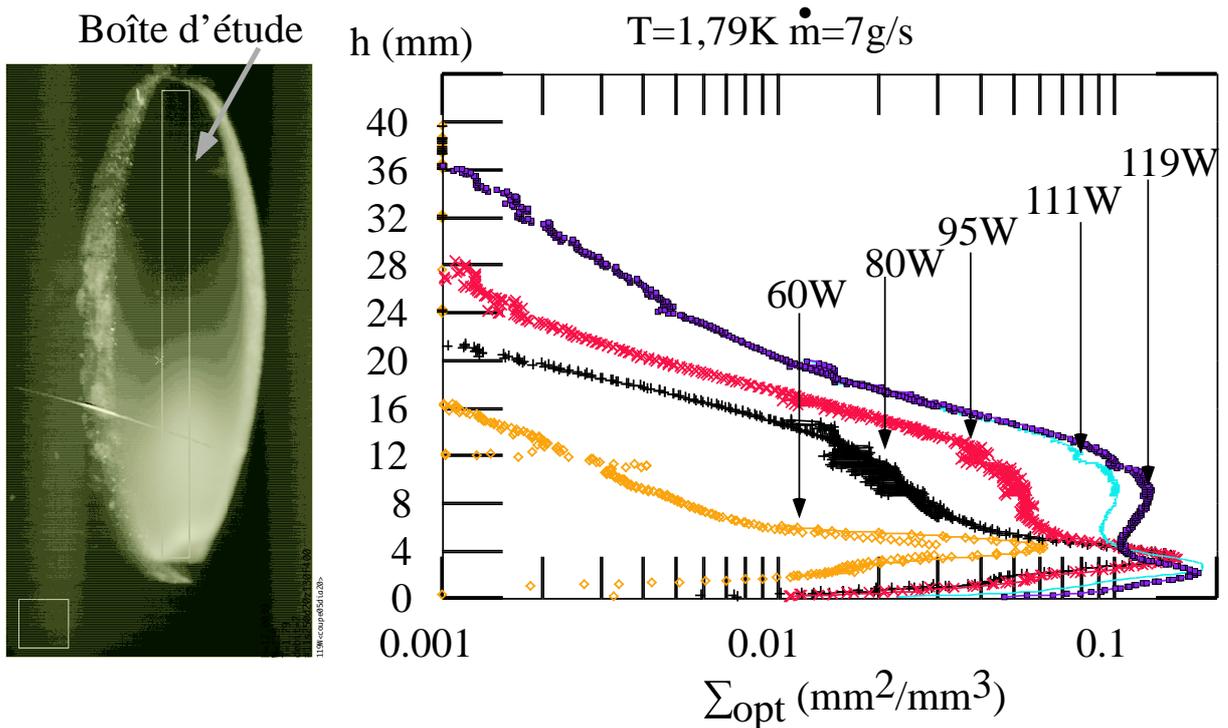


FIG. 8.3: Avec la boîte d'étude représentée sur le schéma, nous avons déterminé la densité d'interface  $\Sigma$  en fonction de la hauteur  $h$  dans la conduite.

- au-dessus de l'interface, on observe un plateau, voire une diminution de la densité d'interface (cf. figure 8.3 pour  $W_{\text{ligne}}=111$  W et 119 W),
- un régime de décroissance exponentielle à plus grande hauteur.

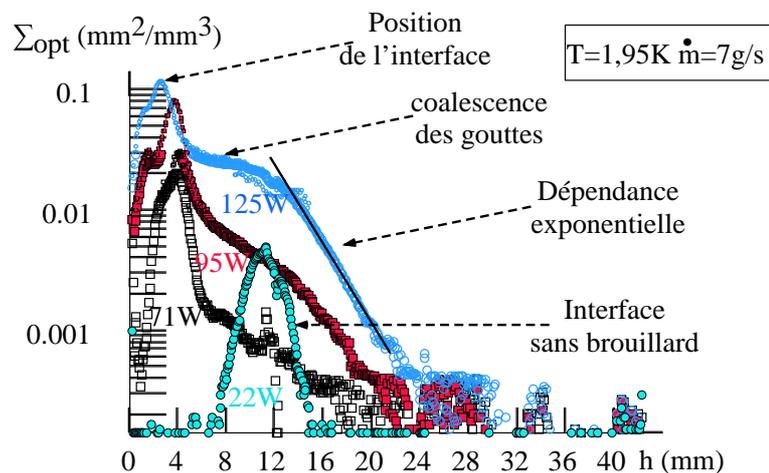


FIG. 8.4: Nous avons représenté la densité d'interface optique  $\Sigma_{\text{opt}}$  en fonction de la hauteur dans la conduite pour différentes  $W_{\text{ligne}}$  à  $T=1,95$  K. A  $W_{\text{ligne}}=22$  W, le brouillard n'est pas présent dans la conduite et le pic que nous observons est uniquement dû à l'interface liquide. Le maximum de ce pic est pris comme étant la position du niveau liquide. Ensuite, quelque soit la puissance injectée, nous retrouvons ce pic qui est la signature de l'interface. Au-dessus de l'interface (changement de pente de  $\Sigma_{\text{opt}}$  en fonction de  $h$ ), nous considérons que la densité d'interface est due au brouillard. Nous observons deux régimes (deux pentes différentes) : au-dessus de l'interface un régime de coalescence de goutte et au-delà un régime qui semble exponentiel en fonction de la hauteur.

Le creux de la densité d'interface au-dessus de la surface libre pourrait nous amener à conclure que le brouillard est moins présent dans cette zone. Cependant cette hypothèse est difficile à croire, les gouttes se trouvant en haut doivent nécessairement retomber par gravité, ce qui va dans le sens de trouver une fraction liquide maximale juste au-dessus de l'interface liquide. Ce qui nous porte à croire que le milieu est tellement dense (les gouttes proviennent à la fois de celles qui sont arrachées à la surface liquide et de la chute par gravité) que les gouttes coalescent entre elles. Dans ce cas là, la diffusion de la lumière par de gros paquets de gouttes est moins importante.

Une première interprétation serait que la décroissance de  $\Sigma$  quand  $h$  diminue résulte d'un phénomène de diffusion multiple. L'angle d'observation étant cependant élevé ( $20^\circ$  ou  $0,3$  rad), une estimation basée sur les travaux de Yves Ladam [25] nous fait considérer ce mécanisme comme improbable. A de tels angles, l'intensité diffusée croît avec la densité d'interface tant que le libre parcours moyen est supérieur au  $1/20^{\text{ème}}$  de la longueur parcourue (de l'ordre du centimètre au bas du tube), ce qui correspond à une densité interfaciale  $\Sigma=1/\ell=2 \text{ mm}^2/\text{mm}^3$ , plus d'un ordre de grandeur supérieur au plateau observé.

Une seconde interprétation serait que la taille des gouttes serait très supérieure à celle rencontrée à plus haute altitude, par exemple à cause d'un phénomène de coalescence : à fraction liquide donnée, dans un régime d'optique géométrique, ceci diminuerait bien la densité d'interface (cf. figure 5.9)

En résumé, nous pensons que la diminution de la densité d'interface au-dessus de la surface libre n'est pas représentative de la quantité de liquide réellement présente.

Pour ce qui est de la dépendance exponentielle de la densité d'interface en fonction de  $h$ , à partir d'une certaine hauteur, nous trouvons, dans une représentation logarithmique, des pentes de l'ordre de  $0,28$  à  $W_{\text{ligne}}=119 \text{ W}$  et  $T=1,79 \text{ K}$  (cf. figure 8.3). Nous allons voir si cette dépendance correspond à un phénomène prédictible en s'attachant à l'origine de la stratification du brouillard.

## 8.2 La stratification du brouillard

La stratification du brouillard, souvent observée dans les écoulements diphasiques en conduite [50], est habituellement attribuée à la compétition entre la gravité et la diffusion des gouttes due à la turbulence de la vapeur [31]. La densité  $n$  des gouttes est donnée par l'équilibre entre le flux diffusif et le flux dû à la gravité, qui s'écrit :

$$-D_{\text{eff}} \cdot \nabla n + n \cdot V_{\text{chute}} = 0 \quad (8.1)$$

où  $D_{\text{eff}}$  est la diffusivité turbulente, et  $V_{\text{chute}}$  la vitesse limite de la goutte dans la vapeur au repos.  $V_{\text{chute}}$  est donné par l'équilibre de la force de friction de Stokes et du poids :

$$\rho_{\text{liq}} \cdot \frac{\pi d^3}{6} \cdot g = 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot V_{\text{chute}}, \quad (8.2)$$

avec

$\rho_{\text{liq}}$ , la densité du liquide constituant la goutte,

$g$ , la gravité,

$d$ , le diamètre de la goutte,

$\eta$ , la viscosité dynamique du gaz dans lequel la goutte évolue,

Nous pouvons ainsi exprimer une vitesse de chute telle que :

$$V_{\text{chute}} = \frac{\rho_{\text{liq}}}{18\eta} d^2 g. \quad (8.3)$$

Une application numérique dans le cadre d'une goutte d'hélium à 1,8 K dans sa vapeur nous conduit à estimer  $V_{\text{chute}} \simeq 0,02$  m/s pour un diamètre de goutte de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ .

A une dimension et suivant la hauteur  $h$ , l'équation 8.1 s'écrit :

$$-D_{\text{eff}} \cdot \frac{dn}{dh} + n \cdot V_{\text{chute}} = 0. \quad (8.4)$$

La densité des gouttes solution de cette équation est de type exponentiel :

$$n(h) = n_0 \cdot e^{-\frac{V_{\text{chute}}}{D_{\text{eff}}} \cdot h}. \quad (8.5)$$

En considérant que la densité de gouttes et la densité d'interface ont la même dépendance en fonction de la hauteur, on s'attend à un profil exponentiel de la densité :

$$\Sigma(h) = \Sigma_0 \cdot e^{-h/H}, \quad (8.6)$$

avec une hauteur caractéristique  $H$  telle que  $H = D_{\text{eff}} / V_{\text{chute}}$ .

En ce qui concerne la détermination du coefficient de diffusivité  $D_{\text{eff}}$ , nous supposons que nous pouvons l'obtenir à partir des expériences eau/air où le coefficient est exprimé en fonction de la vitesse de friction du gaz  $V_{\text{GS}}^*$ , du rayon de la conduite  $R$ , et d'un coefficient de diffusivité adimensionné  $\zeta$  dont la valeur expérimentale est environ 0,1 :

$$D_{\text{eff}} = R \cdot \zeta \cdot V_{\text{GS}}^*. \quad (8.7)$$

La vitesse  $V_{\text{GS}}^*$  est définie à partir de la vitesse superficielle du gaz et du coefficient de friction  $f_{\text{Re}}$  par :

$$\rho_{\text{vap}} \cdot V_{\text{GS}}^{*2} = \frac{1}{2} f_{\text{Re}} \cdot \rho_{\text{vap}} \cdot V_{\text{GS}}^2 \quad (8.8)$$

et donc,

$$V_{GS}^* = \sqrt{\frac{f_{Re}}{2}} \cdot V_{GS}. \quad (8.9)$$

Dans l'équation 8.10, où  $P$  est la pression,  $f_{Re}$  est défini par :

$$\nabla P = \frac{f_{Re}}{R} \rho_{vap} \cdot V_{GS}^2 \quad (8.10)$$

et dépend du régime d'écoulement. Avec ces définitions, on a finalement :

$$\frac{H}{R} = \zeta \cdot \frac{V_{GS}^*}{V_{chute}} \quad (8.11)$$

En régime turbulent,  $f_{Re} = 0,047 Re^{-0,2}$  [22]. Dans notre gamme d'étude, les Reynolds varient d'environ 60 000 à 880 000, ce qui nous donne  $V_{GS}^*$  variant de  $0,04 \times V_{GS}$  à  $0,05 \times V_{GS}$ . D'après (8.7), en prenant  $V_{GS}^* = 0,05 \times V_{GS}$  (au plus fort Reynolds i.e.  $V_{GS} \simeq 10$ ), nous obtenons  $H/R = 2,5$ .

Nos expériences montrent bien une dépendance proche d'une exponentielle, mais la hauteur  $H$  est un ordre de grandeur plus faible que le prédit l'équation (8.11) ( $H \simeq 4 \text{ mm} = 0,2R$ ). En outre,  $H$  semble peu dépendre de la puissance injectée dans la ligne, donc de  $V_{GS}^*$ .

On pourrait envisager que cette forte stratification du brouillard soit due à son évaporation en partie haute de la conduite. En effet, nous mesurons le profil de densité au niveau du tube en verre. Or, dans la gamme de longueur d'onde 3-5  $\mu\text{m}$ , ses parois peuvent être chauffées par l'absorption de la fraction transmise à travers les hublots à 77 K du rayonnement infra-rouge à 300 K. De ce fait, la vapeur pourrait s'échauffer au contact du haut du tube, et évaporer les gouttes arrivant à cette altitude. Une estimation de cet effet nous conduit à penser qu'il est peu vraisemblable, mais il serait bon de mesurer la température du gaz à la sortie du tube en verre pour s'en assurer. Dans l'hypothèse où effectivement l'évaporation serait négligeable, il faudrait utiliser un facteur adimensionné,  $\zeta = 0,01$  pour l'hélium au lieu de  $\zeta = 0,1$  pour l'eau, pour rendre compte de la stratification observée. En l'absence d'un critère physique déterminant ce nombre adimensionné, il n'est pas possible de dire si un tel choix a un sens.

### 8.3 Lien entre le brouillard et le transfert thermique

#### 8.3.1 Observations qualitatives

La première observation qualitative que nous pouvons faire est de comparer le mouillage en paroi déterminé à partir de la B.A.R.K. et celui mesuré par la sonde capacitive comme cela est fait figure 8.5. Cette figure compare les mouillages déterminés à partir de la capacité  $\text{capa3}$  seule

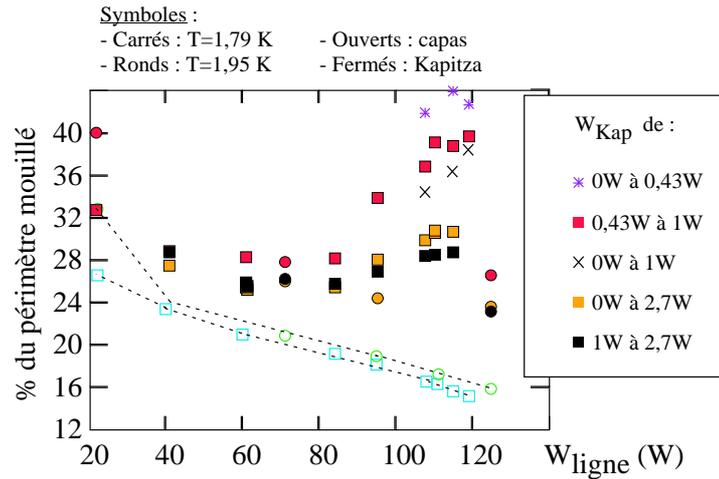


FIG. 8.5: Variation du mouillage (en % du périmètre total) en fonction de la puissance ligne, pour deux températures, 1,79 K (carrés) et 1,95 K (ronds). Les symboles ouverts correspondent au niveau liquide déduit de la capacité du bas (en négligeant la contribution du film), les pleins au mouillage déduit du transfert thermique en K/W, évalués entre différentes puissances de chauffage  $W_{Kap}$  indiquées sur la droite de la figure. Les courbes passant par les symboles ouverts sont un guide.

(condensateur localisé dans le bas de la conduite) et du transfert thermique à basse puissance de chauffage (les points sont calculés à partir des figures 6.12 et 6.14 en utilisant le coefficient d'échange  $h_{tot}(T)$  figure 4.4). Comme nous l'avons déjà remarqué (fig 6.6), le mouillage déduit du transfert thermique est toujours supérieur à celui déduit de la capacité du bas, même aux puissances  $W_{ligne}$  où on ne détecte aucun brouillard. Pour mieux faire apparaître l'effet d'amélioration, nous avons porté dans la figure 8.6 la différence entre les mouillages mesurés par les deux méthodes, en fonction de la puissance  $W_{ligne}$ . Cette figure montre l'existence d'une différence systématique de 6% environ du périmètre total aux basses puissances. De ce fait, ce n'est qu'au-dessus de 80 W (à 1,79 K) et 120 W (à 1,95 K) que l'échange est clairement amélioré par rapport à celui prédit à partir du niveau liquide.

Nous avons vu au paragraphe 8.1 que le profil de densité interfaciale était approximativement invariant avec la puissance, à un facteur global près. Si on néglige de plus la possible dépendance du diamètre et de la vitesse d'impact des gouttes avec l'altitude (hauteur dans la conduite), la densité interfaciale à mi-hauteur, telle qu'elle est mesurée à partir de la lumière diffusée sur l'écran, est un bon indicateur global du flux incident. Il est donc naturel de tracer le mouillage déduit de la B.A.R.K. en fonction de cet indicateur (figure 8.7). Cette figure montre une bonne corrélation entre les deux phénomènes. La conversion du transfert thermique en surface d'échange permet de montrer que le point à T=1,95 K est compatible avec ceux à T=1,79 K. Nous avons également placé un point à 100 W réalisé dans des conditions légèrement différentes (6,8 g/s, T=1,79 K, pente 1,4% contre 7 g/s, T=1,79 K, pente 0%). La figure 8.7, ne prouve pas l'existence d'une relation causale entre le brouillard et l'amélioration de l'échange, les deux

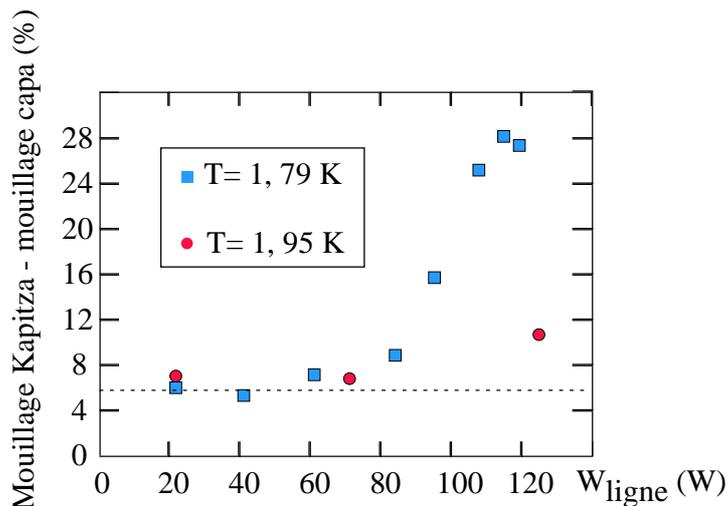


FIG. 8.6: Variation avec la puissance  $W_{\text{ligne}}$  de la différence entre le mouillage déterminé à partir du transfert thermique (entre  $W_{\text{Kap}}=0$  et 0,43 W au-dessus de  $W_{\text{ligne}}=100$  W à 1,79K et entre  $W_{\text{Kap}}=0$  et 1W pour les autres points) et celui déterminé à partir de la capacité 3 ; ronds : 1,95 K ; carrés 1,79 K.

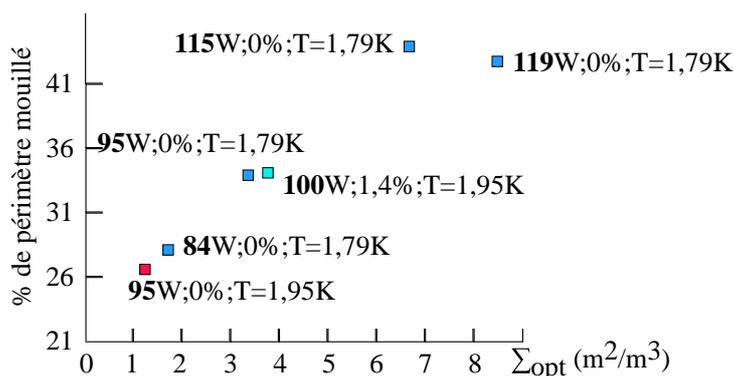


FIG. 8.7: Mouillage (en % du périmètre total) déduit du transfert thermique à basse puissance  $W_{\text{Kap}}$ , en fonction de la densité interfaciale  $\Sigma_{\text{opt}} = \Sigma/2$  (en  $\text{mm}^2/\text{mm}^3$ ) mesurée optiquement à mi-hauteur de la conduite. Le point à 1,95 K est celui le plus à gauche.

phénomènes pouvant découler en parallèle d'une cause unique et différente. Dans l'expérience Cryoloop, faute d'avoir un moyen d'éliminer les gouttes juste en amont de la boîte à résistance de Kapitza et d'en mesurer l'effet, nous devons forcément réaliser une analyse quantitative du transfert thermique pour démontrer un tel lien causal. En effet, si l'amélioration provient du dépôt, à partir du brouillard, d'un film sur les parois, on doit pouvoir progressivement évaporer ce film en appliquant des différences de température croissante entre le bain pressurisé de la BARK et le bain saturé de l'écoulement. Ceci doit impliquer une relation non linéaire entre la puissance de chauffage de la B.A.R.K. ( $W_{\text{Kap}}$ ) et la différence de température. Nous avons déjà mentionné que c'est bien ce qu'on observe qualitativement jusqu'à  $W_{\text{Kap}}=2,7$  W (cf. figure 6.4).

### 8.3.2 Analyse des non linéarités

Sur une plus large gamme de puissances  $W_{\text{Kap}}$ , les seules données statiques dont nous disposons sont celles de la figure 8.8 (débit de 6,8 g/s,  $T=1,79$  K, pente 1,4% ), et ce à deux puissances ligne (0 W et 100 W). Les  $\Delta T$  sont ici référés à la température du bain (et pas à la température

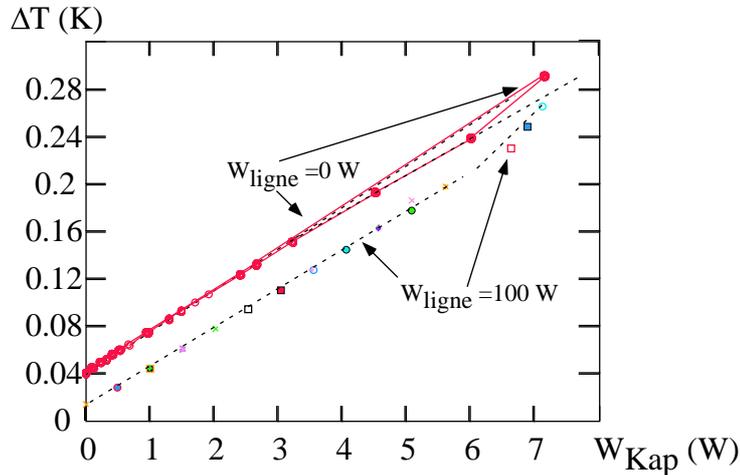


FIG. 8.8: Transfert thermique jusqu'à forte puissance , avec et sans brouillard (100 W et 0 W appliquées dans la ligne) à 1,79 K et 6,8 g/s.

de la boîte de Kapitza à puissance injectée nulle), si bien que les courbes ne passent pas par l'origine. De plus, dans l'expérience à 0 W, le thermomètre amont ne fonctionnait pas et on a utilisé le thermomètre aval (plus froid car plus près du compresseur), ce qui décale la courbe correspondante vers le haut.

La courbe à 100 W montre très peu d'effet non linéaire, sauf au-dessus de  $W_{\text{Kap}}=6$  W, puissance au-delà de laquelle la température augmente brutalement. Cet effet n'est pas dû au brouillard, car il existe aussi pour la courbe à 0W. La seule interprétation que nous voyons est que, dans ces conditions de forte puissance, la température dans le bain pressurisé atteint 2,12 K, à seulement 50 mK de la transition superfluide, ce qui pourrait créer des gradients dans ce bain. Quantitativement, cependant, l'effet semble trop marqué par rapport à ce qu'on peut chiffrer à partir du modèle de Gorter Mellink (cf. § 4.1.2.1).

Contrairement à la courbe à 100 W, celle à 0 W est légèrement courbée vers le bas, ce qui traduit une amélioration de l'échange. Cette amélioration est quantitativement compatible avec le fait que le coefficient d'échange augmente avec la température (figure 4.4), ce qui est un effet non négligeable aux forts écarts de température discutés ici. Cet effet existe également à 100 W, et masque en fait partiellement l'effet non linéaire recherché. Pour le compenser, nous pouvons multiplier la différence de température mesurée par le rapport  $h_{\text{tot}}(T_{\text{sat}} + \Delta T/2)/h_{\text{tot}}(T_{\text{sat}})$ , où  $h_{\text{tot}}$  est le coefficient d'échange mesuré dans un cryostat séparé,  $T_{\text{sat}}$  est la température du bain

saturé et  $T_{\text{sat}} + \Delta T/2$  la moyenne des températures du saturé et du pressurisé (le facteur 1/2 provient du fait que la résistance de Kapitza, qui domine l'échange thermique, est répartie à parts égales aux parois interne et externe de la conduite). Ceci redresse bien la courbe à 0 W et révèle l'effet non linéaire à 100 W (cf. figure 8.9).

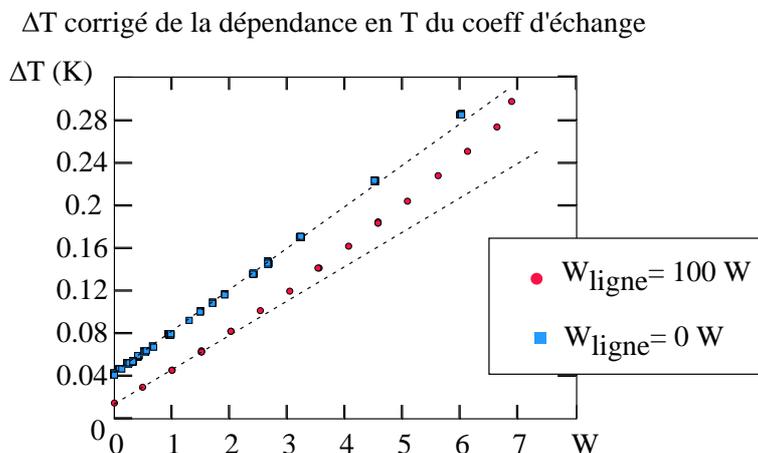


FIG. 8.9: Mêmes données que la figure 8.8, mais après correction de la dépendance thermique du coefficient d'échange. Ceci fait clairement apparaître l'aspect non linéaire du transfert thermique à forte puissance injectée dans la ligne.

Le stade suivant est de confronter quantitativement les mesures à un modèle de dépôt et d'évaporation de gouttes, couplé à la détermination expérimentale du profil vertical de la densité d'interface. Mais pour cela, nous allons d'abord imaginer un scénario de refroidissement des parois du tube par le brouillard.

### 8.3.3 Un scénario pour l'effet du brouillard

Nous avons utilisé un modèle simple, schématisé dans la figure 8.10, qui, malheureusement, ne rend pas bien compte de l'ensemble des observations. Il nous a paru cependant intéressant de le discuter, d'une part parce qu'il pourrait servir de base pour un modèle plus satisfaisant, d'autre part parce qu'il fournit un support pour la discussion des expériences réalisées et la conception des expériences futures.

Nous supposons que l'impact des gouttes en paroi conduit à la formation d'un film en dessous d'une certaine altitude. Dans des conditions isothermes, cette altitude limite dépend d'une compétition entre le temps que met la goutte sur la paroi à redescendre vers le bain saturé, et l'intervalle de temps séparant l'arrivée de deux gouttes au même point de la paroi. Plus la densité interfaciale est élevée, plus ce dernier temps est court et plus la surface mouillée est grande. Notre modèle ne décrit pas cette partie du problème, mais se borne à considérer l'effet d'une

différence de température entre les deux bains de la B.A.R.K.

En présence d'une différence de température  $\Delta T$  entre le bain pressurisé et le bain saturé, le liquide en paroi du côté du bain saturé reçoit par unité de surface un flux  $h_{\text{tot}}\Delta T$ , où  $h_{\text{tot}}$  est le coefficient d'échange surfacique. Ce flux est évacué par évaporation uniforme, si bien que la masse évaporée par seconde et par unité de surface est  $h_{\text{tot}}\Delta T / L_s$ , où  $L_s$  est la chaleur latente par unité de masse. Si localement le flux évaporé est supérieur au flux incident sous forme de gouttes liquides, le film est brûlé au fur et à mesure de son dépôt. Notre modèle fait l'hypothèse que, pour un  $\Delta T$  donné, l'altitude  $z$  atteinte par le film est telle que le flux incident à l'altitude  $z$ ,  $\phi(z)$ , par unité de surface, compense exactement le flux évaporé  $h_{\text{tot}}\Delta T$ . Ceci se traduit par :

$$h_{\text{tot}} \cdot \Delta T = \phi(z) \cdot \rho_{\text{liq}} \cdot L_{\text{sat}} \frac{dz}{dP}, \quad (8.12)$$

où  $P$  est l'abscisse le long du périmètre,

et pour une distribution exponentielle,  $\phi(z) = \langle d_0 \rangle \Sigma_{\text{opt}}(z) \cdot V_{\text{impact}}$ , i.e. correspondant au flux de gouttes arrivant à la hauteur  $z$ .

On néglige ici totalement l'influence de l'écoulement du film, dont l'effet est de diminuer la puissance froide disponible (puisque la partie du film qui s'écoule ne s'évapore pas, en tout cas pas localement). Nous pensons qu'à bas  $\Delta T$  ce phénomène peut avoir un rôle important, si bien que notre modèle ne peut pas décrire le comportement thermique dans ces conditions.

En additionnant la puissance correspondant à l'évaporation complète du flux incident au-dessus de l'altitude  $z$  (cf. équation 8.12), et la puissance échangée *via* la surface mouillée (par le film en dessous de  $z$  et le liquide massif), on trouve la puissance totale évacuée :

$$W_{\text{Kap}} = h_{\text{tot}} \cdot \Delta T \cdot P(z(\Delta T)) \cdot L_{\text{bark}} + \langle d_0 \rangle \cdot V_{\text{impact}} \cdot \rho_{\text{liq}} \cdot L_{\text{sat}} \int_z^{2R} \Sigma_{\text{opt}}(z') dz' \cdot L_{\text{bark}}, \quad (8.13)$$

$L_{\text{bark}}$  étant la longueur de la B.A.R.K., i.e. 0,4 m et l'intégrale de  $\Sigma_{\text{opt}}$  se faisant de  $z$  (niveau au dessus duquel les gouttes arrivant à la paroi ne forment plus de film car elles sont brûlées) et le sommet du tube ( $2 \times R$ ).

D'après la relation 8.13, nous voyons que la dérivée de  $W_{\text{Kap}}$  par rapport à  $\Delta T$  donne :

$$\frac{dW_{\text{Kap}}}{d\Delta T} = h_{\text{tot}} \cdot P(z) \cdot L_{\text{bark}} \quad (8.14)$$

D'après le modèle, pour un point ( $W_{\text{Kap}} ; \Delta T$ ) donné, la pente (cf. équation 8.14) en ce point nous donne accès au mouillage (par l'abscisse  $P(z)$ ) et de ce fait à  $z$ . De plus, l'ordonnée à l'origine de la tangente en ce point mesure directement le deuxième terme de l'équation 8.13, i.e. la puissance frigorifique  $W_{\text{frigo}}$  (cf. figure 8.10), provenant de l'évaporation des gouttes arrivant à la paroi, au-dessus de  $z$ .

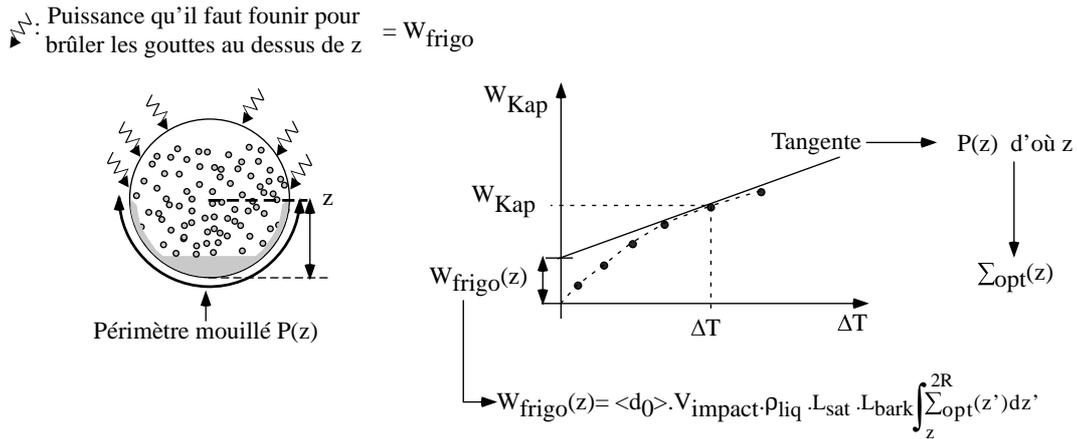


FIG. 8.10: A droite : pour un couple  $(W_{\text{K}_{\text{ap}}} ; \Delta T)$ , la tangente en ce point nous donne  $P(z)$  et l'ordonnée à l'origine,  $W_{\text{frigo}}$ . A gauche : schéma des gouttes brûlées par une partie de  $W_{\text{K}_{\text{ap}}}$ . Le périmètre mouillé  $P(z)$  comprend le niveau liquide auquel il faut ajouter la contribution du film du aux gouttes.

Nous voyons que, d'après les équations 8.12 et 8.13, nous obtenons la forme de la relation liant  $W_{\text{K}_{\text{ap}}}$  à  $\Delta T$  à partir des données optiques :

- $\Sigma_{\text{opt}}(z)$  déterminée à partir des vues de coupe (comme vue par exemple figure 8.3),
- $\langle d_0 \rangle$  à partir des données PDPA en considérant que la distribution de taille est de type exponentiel,
- $V_{\text{impact}}$  en considérant qu'elle est égale à la fluctuation de la vitesse axiale.

En injectant  $\Sigma_{\text{opt}}(z)$  dans l'équation 8.12, nous obtenons pour tout  $z$  la dépendance de la différence de température  $\Delta T$  (évidemment il ne faut pas considérer les points de  $\Sigma_{\text{opt}}(z)$  proches du niveau liquide). Dans l'équation 8.13, nous obtenons la relation liant  $W_{\text{K}_{\text{ap}}}$  à  $\Delta T$  attendue en considérant le modèle et pouvons ainsi la comparer aux courbes expérimentales.

Cette comparaison directe nous apprend que l'échange thermique (donné par le scénario) est supérieur à celui mesuré réellement par la B.A.R.K. (cf. figure 8.12). Une raison possible de ce désaccord est que nous avons pu surestimer la vitesse d'impact en la prenant égale à la fluctuation des vitesses le long de l'axe (mesurée entre 1 m/s et 2 m/s).

Plutôt que d'utiliser la dispersion de vitesse mesurée au PDPA, nous avons alors préféré, fixer  $V_{\text{impact}}$  à partir d'un point expérimental  $(W_{\text{K}_{\text{ap}1}} ; \Delta T_1)$  comme schématisé figure 8.11, et comparer ensuite l'ensemble des données expérimentales à la prédiction. Pour minimiser l'effet d'avoir négligé le ruissellement du film, nous avons choisi de faire cette analyse à  $\Delta T$  élevé, lorsque l'effet de la puissance sur le mouillage du film est important.

Comme nous ne disposons pas de vue de coupe dans les conditions de cette expérience, nous avons utilisé le profil déterminé pour 95 W, qui, sur l'axe, donne un  $\Sigma$  très proche. En prenant

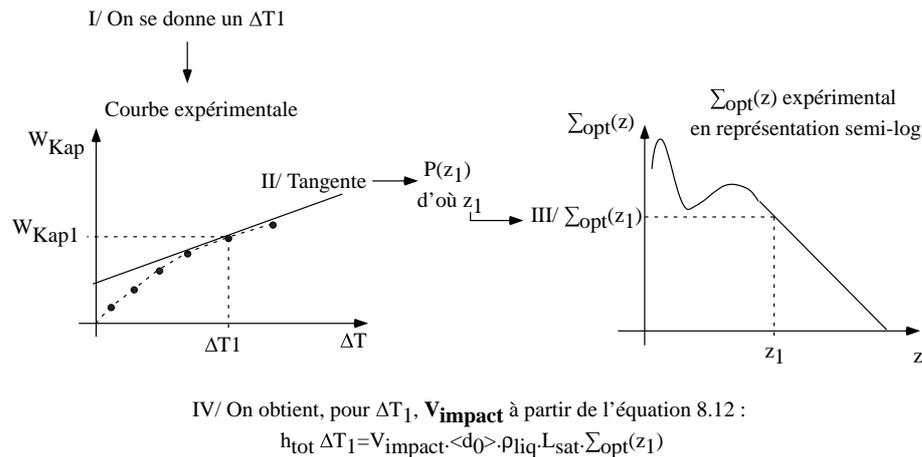


FIG. 8.11: Pour un couple  $(W_{Kap1}; \Delta T_1)$ , la tangente en ce point nous donne  $P(z_1)$ , d'où  $z_1$ . A l'altitude  $z_1$ , nous déterminons  $\Sigma_{opt}(z_1)$ . Enfin, nous injectons ces valeurs dans l'équation 8.12 pour obtenir  $V_{transverse}$ , en accord avec le modèle.

un diamètre de  $10 \mu\text{m}$ , la vitesse d'impact déterminée à partir de l'équation 8.12 pour un  $\Delta T$  de  $0,1 \text{ K}$  est de l'ordre de  $0,1 \text{ m/s}$ . Ensuite, nous avons calculé la relation puissance- $\Delta T$  pour deux vitesses,  $0,1 \text{ m/s}$  et  $1 \text{ m/s}$ . Ainsi la figure 8.12 compare les points corrigés (de la dépendance de  $h_{tot}(T)$  en fonction de la température  $T$ ) à la prédiction du modèle.

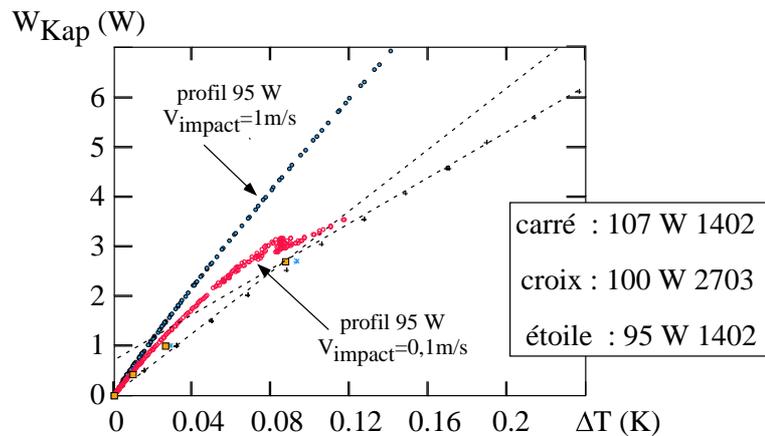


FIG. 8.12: Comparaison de l'échange thermique au modèle; croix données expérimentales à  $100 \text{ W}$  et  $1,79 \text{ K}$ , corrigées de la variation en température du coefficient d'échange. Carrés et étoiles : idem à  $95 \text{ W}$  et  $107 \text{ W}$ ,  $1,79 \text{ K}$ , pour la ligne horizontale. Courbes : prédictions du modèle pour des vitesses d'impact de  $1\text{m/s}$  (en haut) et  $0,1 \text{ m/s}$ .

Une première constatation est que le transfert thermique à bas flux est moins bon que ne le prédirait le modèle. C'est sans doute la conséquence du fait d'avoir négligé l'écoulement du film, ce qui peut conduire à surestimer la surface mouillée. Cette différence de pente initiale rend délicate une comparaison directe des courbures. On constate seulement que le modèle prédit une non linéarité observable entre  $0$  et  $3 \text{ W}$  (ne connaissant pas  $\Sigma_{opt}(z)$  au voisinage du niveau liquide, nous ne pouvons calculer l'échange à des puissances supérieures), en accord avec le

résultat expérimental, à condition d'avoir une vitesse d'impact de 0.1 m/s plutôt que de 1 m/s.

Pour aller plus loin, il faut utiliser une analyse “par différence” comme montré figure 8.13. Cela consiste à faire l'analyse suivante : on peut convertir en mouillage les pentes initiales et, par exemple, à  $\Delta T_2=0,15$  K (on trouve environ 33% et 24%), et calculer la vitesse d'impact telle que le flux incident intégré entre ces mouillages et sur la longueur de la boîte à résistance de Kapitza, converti en puissance frigorifique, corresponde bien à l'ordonnée à l'origine (0,6 W) de la tangente au point. On retrouve alors une vitesse transverse de l'ordre de 0,1 m/s.

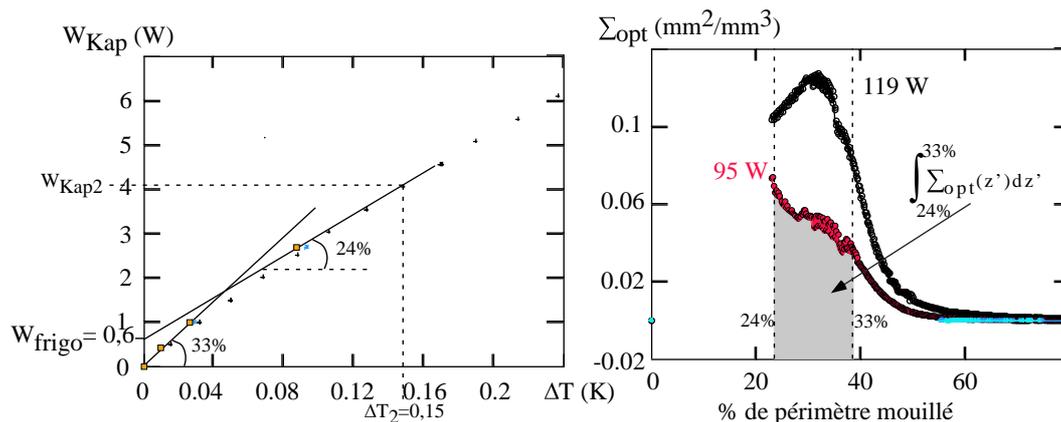


FIG. 8.13: Méthode de détermination de  $V_{\text{impact}}$  “par différence”. La pente initiale nous donne le mouillage (en %) sans avoir brûlé le brouillard. La pente à  $\Delta T_2=0,15$  K nous donne le mouillage restant après avoir partiellement brûlé les gouttes en paroi. A droite, la densité d'interface intégrée entre 24 % et 33 % .

### 8.3.4 Comportement global aux forts transferts thermiques

Aux fortes puissances de chauffage  $W_{\text{Kap}}$ , mis à part pour les données à 100 W, nous ne disposons que de cycles, dont le traitement (§3) limite la précision de l'analyse des non linéarités. Malgré tout, si on compare des cycles réalisés dans des conditions de brouillard et de niveau liquide très différents, on constate qu'aux  $\Delta T$  élevés (0,2 K), la pente est à 10% près la même dans toutes ces conditions (cf. figure 8.14).

Le mouillage correspondant est de l'ordre de  $25 \pm 2\%$ , ce qui est toujours supérieur au niveau liquide. Ceci peut surprendre dans la mesure où, pour les basses puissances injectées dans la ligne, la densité interfaciale est fortement réduite, ce qui devrait rendre le film facile à évaporer. On peut apporter deux explications : la première est que si on applique la correction déjà mentionnée de 6%, le niveau déduit de l'échange devient 19%, marginalement différent du niveau liquide déduit de la capacité du bas. La seconde est que nos mesures optiques ne nous ont donné que des informations limitées dans la zone d'altitude correspondant à 20-25% de mouillage. Il est possible que des gros paquets de liquide circulent dans cette région, qui donneraient un

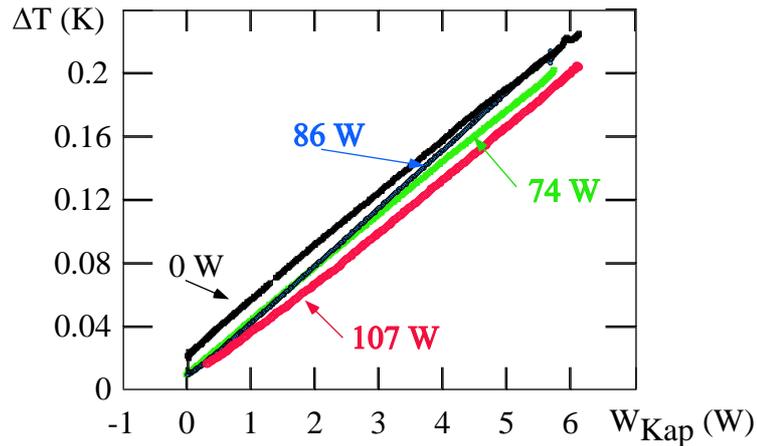


FIG. 8.14: Différence de température entre le bain saturé et pressurisé en fonction de  $W_{Kap}$  et cela pour 4 puissances  $W_{ligne}$  différentes, 0 W, 74 W, 86 W et 107 W (dans les mêmes conditions de débit et température dans la ligne).

flux très important sur les parois, pratiquement impossible à évaporer. Tester ces explications nécessiterait de nouvelles expériences plus précises et plus nombreuses.

Il faut souligner qu'indépendamment du mécanisme en cause, la figure 8.14 nous apporte une information capitale en ce qui concerne le but premier de l'expérience Cryoloop. Quelles que soient les conditions cryogéniques, nous avons pu échanger 15 W/m avec une différence de température entre pressurisé et saturé de seulement 0.2 K, pour des débits entre 5.5 et 7 g/s. Cette puissance par unité de longueur est à comparer à 8 W/m qui correspond à l'échange maximal que l'on aurait entre le bain pressurisé et saturé sans considérer l'effet d'ailette (pour un mouillage de 15 % et un  $\Delta T=0,2$  K).

### 8.3.5 Comparaison de la vitesse d'impact à la littérature

Mac Coy et Hanratty [30] ont compilé de nombreuses mesures de dépôt de gouttes en paroi dans le cas eau-air. Le rapport de la vitesse d'impact à la vitesse de friction  $V_{GS}^*$  (définie comme  $V_{GS}^* = V_{GS} \sqrt{f_{Re}/2}$ , où  $f_{Re} \simeq 0,047 Re^{-0,2}$  varie avec le "temps" caractéristique  $\tau^*$ , distance pour qu'une goutte de vitesse initiale  $V_{GS}^*$  soit stoppée par la friction, adimensionnée en multipliant par le rapport  $V_{GS}^* \cdot \rho_{liq}/\eta$ , si bien que  $\tau^* = \frac{d^2 \cdot V_{GS}^* \cdot \rho_{liq}}{18 \cdot \eta} \cdot \frac{\rho_{vap} \cdot V_{GS}^*}{\eta}$ . Dans nos conditions ( $d=10 \mu m$ ,  $V_{GS}^* \simeq V_{GS}/20=0,5$  m/s pour  $V_{GS}=10$  m/s,)  $\tau^*$  est de l'ordre de 300 et les mesures montrent que  $V_{impact}/V_{GS}^*$  est constant, de l'ordre de 0,2. On arrive alors à une vitesse d'impact d'environ 0,1 m/s, compatible avec l'analyse précédente. Notons que cette valeur, à la différence de  $V_{GS}^*$ , est d'un ordre de grandeur inférieur à la largeur des fluctuations de vitesse, contrairement à notre attente naïve initiale.

### 8.3.6 Conclusion

Même si la vitesse d'impact fournie par notre modèle semble raisonnable, nous n'avons pas pu trouver un accord globalement convaincant entre données et prédictions. Cet échec pouvant provenir de l'aspect trop simpliste du modèle, il n'est pas possible au stade actuel de confirmer ou d'infirmer ainsi le rôle du brouillard dans le transfert thermique, et il paraît souhaitable de se tourner vers une méthode directe.

Nous avons rencontré deux difficultés dans nos mesures et leur analyse : d'une part, la gamme de  $\Delta T$  accessibles est limitée par la contrainte que le bain pressurisé doit rester superfluide. D'autre part, la mesure de transfert thermique est globale (sur tout le périmètre de la conduite). L'étude du transfert thermique entre un élément chauffant directement suspendu dans la phase vapeur et son environnement pourrait résoudre ces deux problèmes. En mesurant si et comment ce transfert thermique est amélioré en présence d'un brouillard, on aurait une preuve directe du rôle du brouillard. En comparant la puissance à injecter dans cet élément pour revenir à un état "sec" à la densité locale d'interface, pour différentes puissances injectées dans la ligne, on pourrait même mesurer la vitesse d'impact en fonction de la vitesse du gaz. Ce type d'expériences sera entrepris dans la prochaine expérience Cryoloop III.

---

---

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

---

---

Notre travail avait pour but d'étudier l'échange thermique entre un écoulement diphasique d'hélium superfluide confiné dans une conduite, et un bain d'hélium pressurisé entourant cette conduite. A forte vitesse de vapeur (10 m/s), nos mesures nous ont permis de confirmer un résultat acquis auparavant, l'amélioration de l'échange thermique par rapport au cas d'un écoulement stratifié. En augmentant la puissance fournie dans le bain pressurisé, nous avons pu également altérer partiellement la qualité de l'échange.

Tous les nouveaux détecteurs que nous avons implantés pour comprendre l'origine de ce phénomène se sont révélés utiles.

La visualisation a permis de montrer que, conformément à l'attente, le niveau liquide baisse bien lorsque l'on augmente le titre vapeur à débit total fixé. La variation du niveau est en accord avec les prédictions d'un modèle supposant des conditions d'écoulement lisse (Taittel et Dukler). Le fait que les pertes de pressions mesurées au cours de la thèse de Laurent Grimaud étaient supérieures à celles prédites par le calcul (prenant en compte les conditions de Taittel et Dukler) pourrait alors provenir de la présence de gouttes au-dessus de la surface libre.

Les sondes capacitives confirment la baisse du niveau liquide. Elles permettent, en outre, d'éliminer la possibilité que l'amélioration de l'échange thermique, relativement à la position du niveau liquide, résulte d'une transition vers un écoulement annulaire, ou de vagues phénomènes qui aboutiraient à la formation d'un film épais aux parois.

Une analyse plus fine des sondes capacitives suggère cependant la présence d'un film mince (inférieur à  $10\ \mu\text{m}$ ) qui serait responsable de l'augmentation de la surface mouillée (donc de l'échange thermique). Nous pensons que ce film provient du dépôt en paroi de gouttes arrachées au liquide par la vapeur à forte vitesse. A forte puissance injectée dans la ligne, l'évaporation partielle de ce film expliquerait la non linéarité du transfert thermique.

Ces gouttes sont visibles sous forme de brouillard stratifié par visualisation directe. Grâce à un PDPA, nous avons pu caractériser, principalement sur l'axe de la conduite, leur taille (distribution exponentielle avec un diamètre moyen  $\langle d \rangle \simeq 10\text{-}20\ \mu\text{m}$ ), et leur vitesse (celle du gaz).

Quelques mesures hors de l'axe de la conduite nous ont permis de montrer l'existence d'un gradient vertical de vitesse du gaz, que nous attribuons à l'effet des gouttes (frottement de la vapeur sur les gouttes).

Dans la gamme de taille déterminée, la section efficace de diffusion des gouttes est deux fois leur section géométrique. Cela nous a permis, par de l'imagerie et des mesures photométriques en tout point de la conduite, de mesurer la densité d'interface. Nous avons ainsi obtenu une caractérisation complète du brouillard.

Pour tester si c'est effectivement le brouillard qui est à l'origine de l'amélioration du transfert thermique, nous avons cherché à calculer, dans cette hypothèse, comment le transfert thermique devait varier, en fonction de la puissance injectée dans la B.A.R.K., lorsqu'on évapore progressivement le film déposé par le brouillard. Nous ne sommes pas parvenus à une conclusion définitive faute d'un modèle complet de dépôt. Cependant, nous observons bien la non linéarité du transfert thermique comme on l'attend dans cette vision.

Notre travail ouvre un certain nombre de perspectives. En ce qui concerne le lien entre le brouillard et le transfert thermique, des expériences plus locales semblent nécessaires pour établir ce lien. La solution retenue à la suite de nos expériences consiste à suspendre dans la conduite, à différentes hauteurs, des peignes capacitifs et des éléments chauffants pourvus d'un thermomètre. On est ainsi certain d'éliminer toute influence d'éventuelles vagues. La détection d'un signal sur les condensateurs impliquera uniquement le brouillard. En mesurant l'élévation de température des éléments chauffant en fonction de la puissance appliquée (pour brûler le film de liquide sur ces détecteurs locaux), on pourra vérifier directement l'incidence du brouillard sur le transfert thermique. Contrairement à la B.A.R.K., nous ne serons pas limités par l'élévation de la température dans le bain pressurisé (transition de l'HeII en HeI), ce qui devrait permettre d'évaluer la puissance nécessaire à l'évaporation complète du film, et de la comparer au flux incident (arrivant à la paroi) déterminé optiquement.

En parallèle, on utilisera sur le pourtour de la paroi des capteurs capacitifs locaux et de pas variable, ce qui permettra d'estimer séparément l'épaisseur du film et son étendue.

Du point de vue de l'optique, il serait intéressant de pouvoir à nouveau utiliser le PDPA pour des mesures de vitesse et de taille de gouttes en optimisant les paramètres des différents filtres permettant de réduire les bruits de mesure. Il faudra également essayer d'utiliser le PDPA pour explorer l'effet de la puissance sur la taille des gouttes à basse altitude. Enfin, il sera avantageux de conserver la technique simple de la photo-diode, qui mesure directement la densité interfaciale des gouttes.

Au-delà du transfert thermique, un autre aspect de notre travail est la "structure" du brouillard. Nous avons montré que ce brouillard est stratifié suivant la hauteur pour être plus dense au-

---

dessus de l'interface que dans le haut du tube. Il faudra mesurer la température du gaz pour être sûr que ce phénomène ne résulte pas d'une évaporation des gouttes, mais de l'effet de la gravité. Il faudra alors comprendre pourquoi l'échelle de hauteur caractéristique, donc la diffusivité turbulente des gouttes, est aussi faible.

Nous avons également obtenu un résultat inattendu : la densité du brouillard, ou plus exactement la densité d'interface  $\Sigma$ , ne dépend, dans nos expériences, que de la vitesse de vapeur et non de la force d'entraînement ( $\rho \times V^2$ ). Ceci signifie qu'à vitesse donnée, l'atomisation ne dépend pas de la densité de la vapeur, ce qui nous semble surprenant. Pour confirmer ces résultats dans une plus large gamme de densité, il faut être capable d'explorer un plus grand domaine de température que dans notre expérience. Cela sera possible dans la future expérience Cryoloop III qui utilisera un réfrigérateur de puissance froide 400 W comme source d'hélium liquide. On pourra alors utiliser des puissances injectées dans la ligne plus élevées, donc, à vitesse de vapeur fixée, des températures supérieures à 1,95 K.

Ces conditions de fonctionnement plus étendues jointes à l'introduction de nouveaux capteurs permettront, nous l'espérons, de répondre à toutes les questions que nos résultats soulèvent. Il aurait été plaisant de pouvoir réaliser ces expériences. Cela dit, ce n'est qu'un regret éphémère car elles vont permettre à un autre thésard de pouvoir travailler sur ce sujet.



---

---

## ANNEXE

---

---

### A.1 Propriétés de l'hélium

L'hélium existe sous deux formes isotopiques [19] : L' $\text{He}^3$  et l' $\text{He}^4$ . L' $\text{He}^3$  est obtenu par réaction nucléaire, c'est le produit de décomposition du tritium. Mais celui qui nous intéresse ici est l' $\text{He}^4$ . On le trouve à l'état naturel dans les gisements de gaz (dans des proportions de 2 %), mais aussi dans l'atmosphère dans des quantités moindres (1/200000). Le litre d'hélium liquide a un prix approximatif de 2 Euros, alors que l'azote liquide (autre fluide cryogénique mais pour des gammes de température plus élevées) se trouve à 0,1 Euros par litre. L'avantage de l'hélium en cryogénie est qu'il ne se solidifie pas par simple abaissement de la température, même au zéro absolu.

#### A.1.1 Discontinuité des constantes physiques

On peut illustrer les différents états de la matière de l'hélium dans un diagramme représentant la pression en fonction de la température (cf. figure A.1). Ce diagramme de phase est atypique par rapport aux autres fluides. En effet, pour l'hélium, il n'existe pas de point triple classique, de même qu'il n'existe pas de courbe séparant l'état solide de l'état gazeux. A partir de

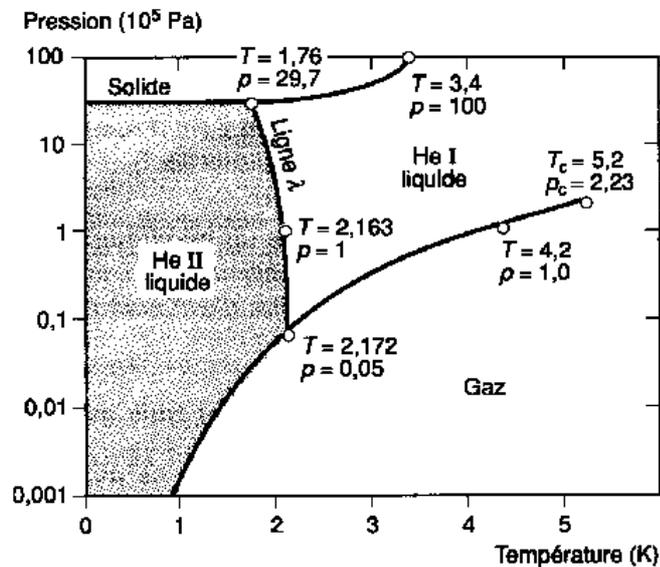


FIG. A.1: Les différents états de l'hélium.

températures inférieures ou égales à  $T_\lambda = 2,17$  K, l'hélium I, dit normal, devient de l'hélium II, dit superfluide. Ces deux états de la matière sont séparés par une ligne, dans le diagramme pression en fonction de la température, appelée transition  $\lambda$  (cf. figure A.1).

L'hélium liquide, à partir de  $T_\lambda$  révèle un changement brutal en ce qui concerne sa masse volumique, sa chaleur massique et sa viscosité. Ces trois paramètres physiques de l'hélium liquide sont reportés, figure A.2, en fonction de la température. On observe ainsi que pour  $T_\lambda$  :

- la densité du liquide atteint son maximum, alors que pour des températures plus basses  $\rho_{\text{liq}}$  est quasi constant,
- la viscosité subit une “cassure”. En dessous de cette température, la viscosité décroît rapidement avec la température, ce qui est contraire aux autres liquides dont la viscosité croît rapidement lorsque la température diminue,
- la chaleur spécifique du liquide atteint aussi un maximum à cette température. L’allure générale de la chaleur spécifique autour de  $T_\lambda$  rappelle la forme de la lettre  $\lambda$ , c’est d’ailleurs l’origine de ce nom pour cette transition.

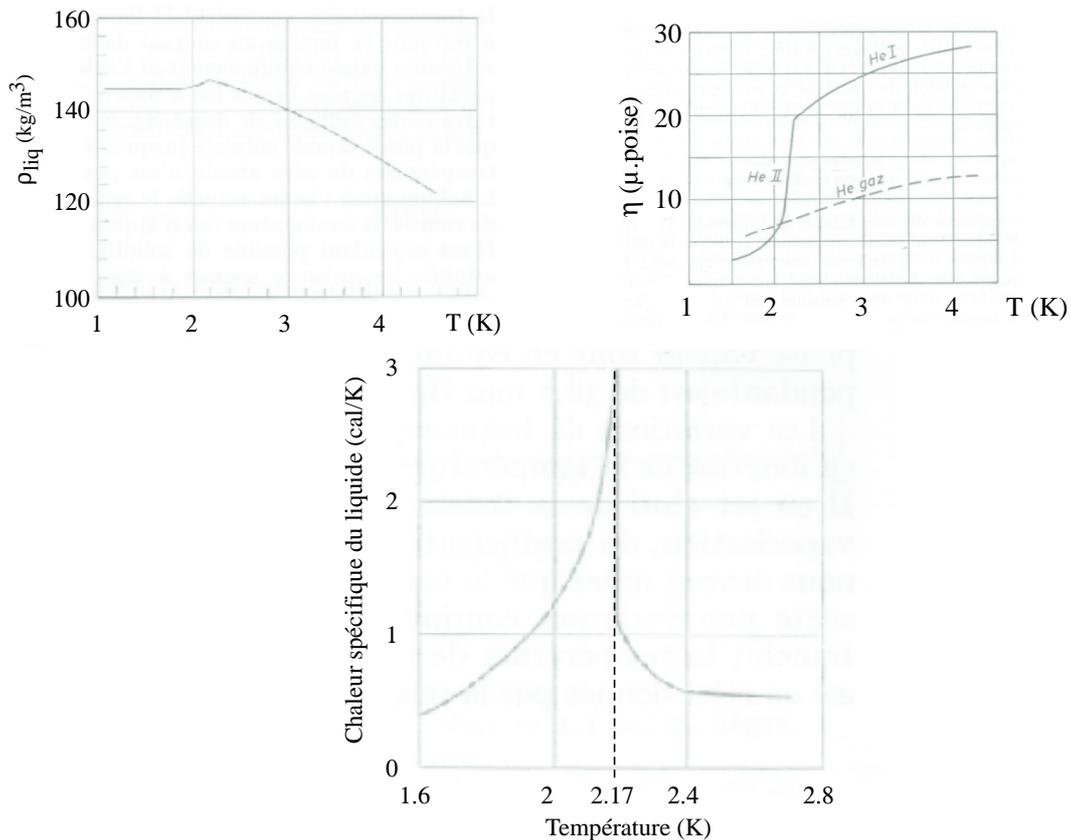


FIG. A.2: Densité, viscosité et chaleur spécifique de l’hélium liquide en fonction de la température.

## A.1.2 L’hélium superfluide

L’hélium superfluide apparaît lorsque la température est inférieure ou égale à  $T_\lambda$ . L’hélium II est composé d’atomes dit “normaux” et “superfluides”. Seuls les atomes normaux participent à la viscosité. La proportion d’atomes normaux et superfluides dépend de la température de l’hélium II. La figure A.3 montre cette dépendance correspondant à la relation suivante [19] :  $\rho_n/\rho_{\text{liq}} = (T/T_\lambda)^{5,6}$ , pour  $T$  compris entre 1,35 K et 1,15 K).

### A.1.2.1 Le film de Rollin

La composition de l’hélium II en atomes superfluides lui confère une particularité : l’existence d’un film superfluide appelé “film de Rollin”. Le film de Rollin a la capacité de remonter le long des parois d’un récipient. Les caractéristiques du film de Rollin sont les suivantes :

- l’épaisseur mesure environ 300 Å,

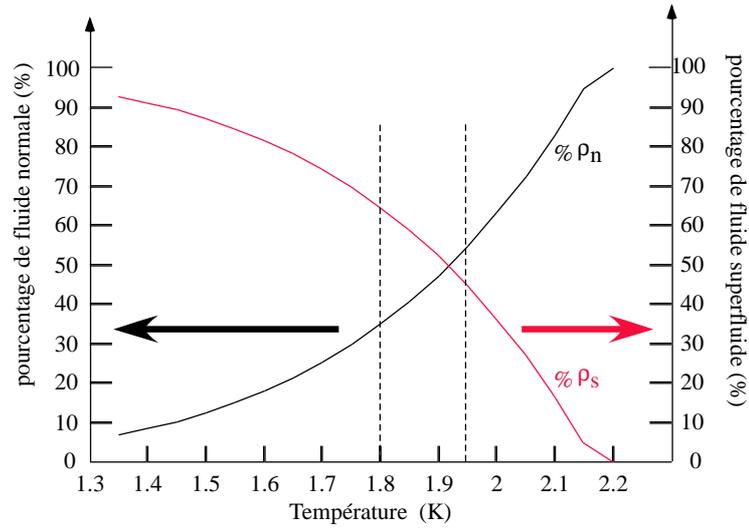


FIG. A.3: Proportion d'hélium normal et superfluide en fonction de la température. A 2,2 K, l'hélium est uniquement composé de fluide normal ( $\% \rho_n=100$  et  $\% \rho_s=0$ ).

- le déplacement de ce film s'effectue toujours de la zone la plus froide vers la zone la plus chaude.

## A.2 Les Fermions et Bosons

Il existerait 18 particules élémentaires (éléments soulignés dans la figure A.4), ainsi que 18 anti-particules, ce qui nous amène en fait à 36 particules élémentaires. Ces particules sont classées en plusieurs catégories : il y a les Fermions qui sont les constituants de la matière et les Bosons qui servent de vecteur de la force associée (le photon pour la force électromagnétique, le gluon pour la force forte, etc.).

### Les fermions :

Ce sont des particules de matière comprenant les quarks et les leptons. Les quarks seuls n'existent pas dans un état stable, mais ils existent de façon regroupée. Ce regroupement forme les Hadrons. Les Hadrons sont des particules formant les mésons (du grec, moyen) et comprenant les Pions et les Kaons (regroupement d'un Quark et de son anti-Quark) et les baryons (du grec, lourd) comprenant entre autre les Protons et les Neutrons (regroupement de trois quarks). Le proton, particule qui sera utilisé dans le L.H.C., est composé de deux quarks "up" et un quark "down". Le proton est une particule relativement lourde par rapport à l'électron qui est environ 1836 fois plus léger. Le proton est donc plus intéressant que l'électron pour atteindre de hautes énergies lors de collisions entre deux mêmes particules.

A contrario des quarks, les Leptons existent seuls de façon stable. Le plus connu des Leptons est l'électron.

### Les bosons :

Les bosons sont des vecteurs, des intermédiaires de force. Ils assurent l'échange d'énergie entre particules qui interagissent.

Le plus évocateur des bosons est *le photon* qui est le vecteur de la force électromagnétique. Les photons sont sans masse.

Un boson qui n'a encore jamais été mis en évidence est le *graviton*. Transposé à la gravité, le graviton serait le vecteur de la force de gravité (qui est beaucoup plus faible que les trois autres forces).

Les bosons *W* chargés positivement et négativement ainsi que le boson *Z* zéro sont porteurs de la force faible. Sa portée est de  $10^{-12}$  m. La force faible intervient dans le noyau et est responsable de la radio-activité beta <sup>1</sup>.

Enfin, le *gluon* véhicule la force forte (ou force nucléaire) et lie très fortement les quarks entre eux. Le gluon agit un peu comme un ressort : plus les quarks sont éloignés et plus le gluon tend à les rapprocher (jusqu'à ce qu'il soit plus avantageux énergétiquement de casser les liaisons entre quarks afin de reformer une autre assemblée de quarks/anti-quarks) alors qu'à courte distance la force est tellement faible qu'il semble que les quarks sont libres. Les quarks sont confinés à l'intérieur des nucléons (dont le rayon est de l'ordre de 1 fm, soit  $10^{-15}$  m). On appelle cette propriété fondamentale la "liberté asymptotique" à courte distance.

### Recherche du Boson de Higgs :

Dans le cadre du LHC les collisions d'Hadron de hautes énergies vont se désintégrer pour donner un plasma de quarks-gluons [14] (les quarks et les gluons s'étant séparés sous l'impor-

<sup>1</sup>La radio-activité beta existe sous deux formes : beta+ et beta-. Un atome radio-actif beta- émet un électron et un anti-neutrino. Un atome radio-actif beta+ émet un anti-électron (ou positron) et un neutrino. En plus de cette émission de particules, la nature des nucléons de ce noyau est modifiée. Ainsi, dans le cas d'une désintégration beta-, un neutron se change en proton. Dans le cas d'une désintégration beta+, c'est un proton qui se change en neutron. Le noyau change donc de nature.

<b>Fermions (matière)</b>											
Quarks	<u><i>u</i></u> ( <i>up</i> )	<u><i>s</i></u> ( <i>strange</i> )	<u><i>T</i></u> ( <i>top</i> )	Hadrons			Mésons	Pion	Kaon		
	<u><i>d</i></u> ( <i>down</i> )	<u><i>c</i></u> ( <i>charm</i> )	<u><i>b</i></u> ( <i>bottom</i> )				Baryons	Proton	Neutron		
				Lambda	Sigma	Khi	Omega				
<b>Leptons</b>											
			<u><i>ne</i></u> ( <i>neutrino</i> )		<u><i>nm</i></u> ( <i>neutrino muonique</i> )		<u><i>nt</i></u> ( <i>neutrino tauique</i> )				
			<u><i>e</i></u> ( <i>electron</i> )		<u><i>m</i></u> ( <i>muon</i> )		<u><i>t</i></u> ( <i>tau</i> )				
<b>Bosons (vecteur)</b>											
<u><i>g</i></u> ( <i>photon</i> )			<u><i>G</i></u> ( <i>gluon</i> )			<u><i>Graviton</i></u>		<u><i>Z</i></u> <sup>0</sup>		<u><i>W</i></u> <sup>+</sup> et <u><i>W</i></u> <sup>-</sup>	
Electromagnétisme			Force forte			Gravité		Force faible			

FIG. A.4: Tableau contenant les Fermions et les Bosons.

tant apport d'énergie), on dit qu'ils sont déconfinés. La durée de vie de ce plasma est très courte (inférieure à  $10^{-23}$ s). Il est possible, non pas de détecter le plasma gluons/quarks, mais de mesurer le taux de recombinaison en Hadrons (hadronisation), c'est-à-dire en mésons (quarks/anti-Quark) et en Baryons (trois quarks).

L'un des buts principaux du LHC, sera la recherche du boson de Higgs, ou, le cas échéant, la recherche de phénomènes alternatifs, qui expliqueraient la brisure de symétrie. La théorie du modèle standard prévoit que les particules élémentaires de quarks, leptons et boson ont, a priori, une masse nulle (ce qui n'est pas le cas dans la réalité sauf pour le photon). Un mécanisme de brisure de symétrie a été introduit. Ce mécanisme permettrait aux particules élémentaire d'acquérir une masse en interagissant avec un nouvel objet, le boson de Higgs [26] qui n'a encore jamais été observé. La raison principale étant la limitation en énergie des collisionneurs existants qui ne peuvent atteindre ou explorer au-delà du TeV.

### Nécessité de champs magnétique intenses :

Le LHC doit permettre de réaliser des collisions à de hautes énergies avec la contrainte suivante : utiliser le tunnel déjà existant. Il faut donc augmenter l'énergie des particules (en augmentant leur vitesse) et réussir à les confiner dans le tunnel quasi circulaire (succession de sections droites et de courbes) de 27 km de circonférence. L'élément permettant aux particules de courber leur trajectoire est l'aimant qui génère un champ magnétique,  $B_{\text{tesla}}$  (la force de Lorentz permet de courber la trajectoire des particules). Cependant plus la particule va vite et plus le rayon de courbure,  $R_{\text{courbe}}$ , donné par un champ magnétique, est faible. Si la particule est relativiste,  $R_{\text{courbe}}$  dépend des facteurs suivant [7] :

$$R_{\text{courbe}} = \frac{\gamma \cdot m_p \cdot v_{\text{part}}}{q_p \cdot B_{\text{tesla}}}, \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - v_{\text{part}}^2 / c^2} \quad (\text{avec } c \text{ la vitesse de la lumière de } 3 \times 10^8 \text{ m/s}),$$

$m_p$ , m asse du proton ( $1,67 \times 10^{-27}$  kg),

$v_{\text{part}}$ , vitesse du proton dans l'accélérateur,

$q_p$ , charge du proton ( $1,6 \times 10^{-19}$  Coulomb),

$B_{\text{tesla}}$ , champ magnétique généré par l'aimant dipolaire.

Les aimants du LHC sont prévus pour fournir un champ magnétique de 8,33 T pour courber la trajectoire des protons d'une énergie de 7 TeV (or  $E = \gamma m_p c^2$ , d'où  $\gamma \simeq 7460,46$ ). Dans de telles conditions, le rayon de courbure suivi par les protons grâce aux aimants est  $R_{\text{courbe}} \simeq 2804$  m (à comparer avec le rayon du tunnel du LHC qui est de  $\simeq 4297$  m). Un tel rayon de courbure, obtenu grâce aux forts champs magnétiques générés par l'aimant supraconducteur, permet d'utiliser le tunnel déjà existant.

---

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

---

- [1] N. ANDRITSOS AND T.J. HANRATTY. “Influence of interfacial waves in stratified gas-liquid flows”. *AICHE Journal*, **33** : p. 444–54, 1987.
- [2] L. AUGYROND. “Contribution à l’étude des écoulements verticaux d’he<sub>II</sub> diphasique”. thèse doctorale, Université Pierre et Marie Curie de Paris, avril 1998.
- [3] B. BAUDOY. “Etude des transfert de chaleur dans les isolations électriques de cables supraconducteurs d’aimant d’accélérateur refroidi par l’hélium superfluide”. thèse doctorale, Université Pierre et Marie Curie de Paris, octobre 1996.
- [4] G. BON-MARDION, G. CLAUDET, AND P. SEYFERT. “Steady state heat transport in superfluid helium at 1 bar”. *Proceedings-of-the-Seventh-International-Cryogenic-Engineering-Conference.*, p. 214–21, 1979.
- [5] G. BRUHAT. *THERMODYNAMIQUE, Cours de physique générale. sixième édition.* Masson and Cie, 1968.
- [6] J. CANCADE. *Etalonnage et et essais d’une sonde capacitive de niveau et d’un anémomètre à fil chaud supraconducteur utilisé en détecteur de phase, au sein d’un écoulement diphasique d’hélium diphasique.* rapport de stage d’ingénieur CEA-Grenoble\DRFMC\SBT, sept 2000.
- [7] G.R.A. CATLOW AND G.N. GREAVES. *Application of synchrotron radiation.* Blackies, Chapman and Hall, N.Y., 1990.
- [8] D. CELIK, D.K. HILTON, T. ZHANG, AND S.W. VAN SCIVER. “Helium II level measurement techniques”. *Cryogenics*, **41** : p. 355–66, 2001.
- [9] G. CLAUDET, A. LACAZE, P. ROUBEAU, AND J. VERDIER. “The design and operation of a refrigerator system using superfluide helium”. *5th Intern. Cryogenic-Engineering-Conference*, p. 265–7, 1974.
- [10] R. COMOLET. *Mécanique expérimentales des fluides.* Masson, 2000.
- [11] R.J. DONNELLY AND C.F. BARENGHI. “The observed properties of liquid helium at the saturated vapor pressure”. *Journal of Physical and Chemical Reference DATA*, **Nov.-Dec** : p. 1217–74, 1998.

- [12] B. FIRTA, O. NEDELCU, C. MOLDOVAN, AND D. DALSCALU. “Design and manufacturing of a pressure sensor with capacitive readout cmos compatible”. *International-semiconductor-Conference*, **2** : p. 553–6, 2001.
- [13] T. FUKANO AND A. OUSAKA. “Prediction of the circumferential distribution of film thickness in horizontal and near-horizontal gas-liquid annular flows”. *Int. J. Multiphase Flow*, **15** : p. 403–19, 1989.
- [14] C. GERSHEL AND L. KLUBERG. “A la recherche du plasma de quarks et de gluons”. *Courier du CNRS-Image de la physique*, **74** : p. 14–18, 1989.
- [15] L. GRIMAUD. “Thermohydraulique de hélium II diphasique en circulation forcée”. thèse doctorale, Ecole centrale Paris, septembre 1997.
- [16] L.H.C. STUDY GROUP. *L.H.C. conceptual design*. CERN/AC/95-05, 1995.
- [17] E. GUYON, J.-P. HULIN, AND L. PETIT. *Hydrodynamique physique*. InterEditions/Edition du CNRS, 1991.
- [18] Y. HARDALUPAS, K. HISHIDA, M. MAEDA, H. MORIKITA, A.M.K.P. TAYLOR, AND J.H. WHITELAW. “Shadow doppler technique for sizing particles of arbitrary shape”. *Applied-Optics*, **33** : p. 8417–8426, 1994.
- [19] B. HEBRAL, A. BUI, F. KIRCHER, Y. LAUMOND, M. LOCATELLI, J. VERDIER, J.C. BOISSIN, G. GISTAU, P. PELLOUX-GERVAIS, A. RAVEX, P. SEYFERT, AND Y. BRUNET. *Cryogénie, ses applications en supraconductivité*. Institut international du froid/iir, 1995.
- [20] D.K. HILTON, J.S. PANEK, M.R. SMITH, AND S.W. VAN SCIVER. “A capacitive liquid helium level sensor instrument”. *Cryogenics*, **39** : p. 485–7, 1999.
- [21] J.D. JACKSON. *Classical Electrodynamics*. J. Wiley New-York, 1975.
- [22] S. KASTHURIRENGAN AND A. HOFMANN. “Studies on helium flow in experimental loops with different impedances operated with fountain effect pumps”. *Cryogenics*, **33** : p. 1125–1131, 1993.
- [23] W.E. KELLER. *Helium-3 and Helium-4*. Plenum Press, New York, 1969.
- [24] K.-J. KUGLER, W. LINDENBERG, AND N. NIEHUES. “Non-power-dissipating continuous level monitors for liquid nitrogen and helium”. *Cryogenics*, **24** : p. 63–6, 1984.

- [25] Y. LADAM. “Atomisation et évaporation dans un jet mixte hélium liquide-hélium gazeux”. thèse doctorale, Université Joseph Fourier de Grenoble I, mars 2000.
- [26] E. LANSO AND H. PRZYSIEZNIK. “Le boson de higgs au bout du tunnel du lep?”. *Image de la physique*, p. 86–91, 1999.
- [27] J.C. LASHERAS, E. VILLERMAUX, AND E.J. HOPFINGER. “Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet”. *J. Fluid Mech.*, **357** : p. 351–379, 1998.
- [28] P. MARMOTTANT AND E. VILLERMAUX. “Mécanisme d’atomisation primaire dans les jets coaxiaux”. *Colloque, Combustion dans les moteurs fusées, Cépadu  Edition* : p. 403–19, 2001.
- [29] R.D. MCCARTY AND VINCENT D.ARP. *thermophysical properties of Helium-4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa*. Nist Technical Note 1334, nov 1989.
- [30] D.D. MCCOY AND HANRATTY. “Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow”. *Int. J. Multiphase Flow*, **3** : p. 319–31, 1975.
- [31] S.V. PARAS AND A.J. KARABELAS. “Droplet entrainment and deposition in horizontal annular flow”. *Int. J. Multiphase Flow*, **17** : p. 455–68, 1991.
- [32] S.V. PARAS AND A.J. KARABELAS. “Properties of the liquid layer in horizontal annular flow”. *Int. J. Multiphase Flow*, **17** : p. 439–54, 1991.
- [33] F. PORTIER. “Etude expérimentale de deux systèmes  lastiques bidimensionnels électrons   la surface de l’hélium superfluide et vortex dans bscCo (2212)”. thèse doctorale, Université Paris, décembre 2002.
- [34] M. POUX, J.O. MOUTON, R. FAURE, AND D. STEINMETZ. “Measurement of the voidage in a ploughshare mixer by capacitive sensor”. *Powder Technology*, **130** : p. 65–70, 1999.
- [35] P. ROCHE, G. DEVILLE, K.O. KESHISHEV, N.J. APPLEYARD, AND F.I.B. WILLIAMS. “Low damping of micron capillary waves on superfluid  $h_e 4$ ”. *P.R.L.*, **75** : p. 3316–19, 1995.
- [36] B. ROUSSET, D. CHATAIN, D. BEYSENS, AND B. JAGER. “Two-phase visualisation at cryogenic temperature”. *Cryogenics*, **41** : p. 443–51, 2001.

- [37] B. ROUSSET, G. CLAUDET, A. GAUTHIER, P. SEYFERT, P. LEBRUN, M. MARQUET, R. VAN WEELDEREN, AND J.L. DUCHATEAU. “Operation of a forced flow superfluid helium test facility and first results”. *Proc 14th International Cryogenic Engineering Conference (Kiev Ukraine)*, **11070** : p. 5, 1992.
- [38] B. ROUSSET, G. CLAUDET, A. GAUTHIER, P. SEYFERT, A. MARTINEZ, P. LEBRUN, M. MARQUET, AND R. VAN WEELDEREN. “Pressure drop and transient heat transport in forced flow single phase  $he_{II}$  at high reynolds numbers”. *Proc 15th International Cryogenic Engineering Conference (Geneva Italy)*, **34** : p. 317–20, 1994.
- [39] B. ROUSSET, L. GRIMAUD, AND A. GAUTHIER. “Stratified two-phase superfluid helium flow”. *Cryogenics*, **37** : p. 733–737, 1997.
- [40] B. ROUSSET, L. GRIMAUD, A. GAUTHIER, AND R. VAN WEELDEREN. “Latest developments on  $he_{II}$  co-current two-phase flow studies”. *Adv. in Cryog. Eng.*, **43** : p. 1441–48, 1998.
- [41] J. SHI AND G. KOCAMUSTAFAOGULLARI. “Interfacial measurements in horizontal stratified flow patterns”. *Nuclear Engineering and Design*, **149** : p. 81–96, 1994.
- [42] P.A. STRAKEY, D.G. TALLEY, S.V. SANKAR, V. SUBRA, AND W.D. BACHALO. “Phase-doppler interferometry with probe-to-droplet size ratios less than unity. I. trajectory errors”. *Applied-Optics*, **39** : p. 3875–3885, 2000.
- [43] Y. TAITEL AND A.E. DUKLER. “A model for predicting flow regime transitions in horizontale and near horizontal gas-liquid flow”. *AIChE Journal*, **22** : p. 47–55, 1976.
- [44] P. THIBAUT, E. DI MUOIO, L. PUECH, B. ROUSSET, AND P.E. WOLF. “Probing the wetted perimeter in a  $he_{II}$  two-phase pipe-flow experiment using a capacite sensor”. *Proceeding of cryogenic engenering conference*, **47 b** : p. 1683–1682, Madison 2001.
- [45] R. VALLCORBA AND B. ROUSSET. *Etude du transfert de chaleur au travers d'une paroi partiellement remplie d' $He_{II}$* . Circulaire CEA\SBT\CT\99-44, nov 1999.
- [46] H.C. VAN DE HULST. *Light scattering by small particules*. Dover Publications, NewYork, 1957.

- 
- [47] S.W. VAN SCIVER. *Helium cryogenics*. Plenum Press, New York, 1986.
- [48] L. WEIL. *Éléments des échanges thermiques*. Gauthier-Villars Paris, 1965.
- [49] J. WILKS. *Liquide and solid helium*. OXFORD, 1967.
- [50] L.R. WILLIAMS, L.A. DYKHNO, AND T.J. HANRATTY. “Droplet flux distributions and entrainment in horizontal gas-liquid flows”. *Int. J. Multiphase flow*, **22** : p. 1–18, 1996.
- [51] M. ZAGAROLA AND A.J. SMITS. “Mean-flow scaling of turbulent pipe flow”. *J. Fluid Mech.*, **373** : p. 33–79, 1998.

## **Résumé :**

Cette étude porte sur le transfert thermique entre un bain d'HeII pressurisé et un écoulement forcé d'HeII diphasique. Nous avons confirmé des résultats précédents ayant mis en évidence une amélioration de l'échange thermique à forte vitesse de vapeur par rapport à celui attendu. Nous sommes en mesure d'expliquer cette amélioration par la présence d'un film liquide de quelques microns sur les parois, mesuré par une sonde capacitive pariétale. En parallèle, nous avons détecté et caractérisé un brouillard de gouttes qui apparaît également à forte vitesse de vapeur. A partir de cette caractérisation, nous avons tenté d'estimer la puissance frigorifique fournie par les gouttes heurtant la paroi, pour la comparer aux non-linéarités observées du transfert thermique. Cette approche suggère que c'est bien le brouillard qui conduit à la formation du film en paroi, même si, faute d'un modèle complet de dépôt des gouttes, nous ne pouvons confirmer définitivement ce scénario.

## **Abstrac :**

This study deals with heat transfer between a pressuried HeII bath and diphasic HeII forced flow. We confirm some previous results revealing an improvement in the heat exchange at high vapor velocity in comparison to what expected.

We show that this improvement is caused by a thin liquid film (a few micrometers thick) on the walls. Its thickness is measured by a capacitive sensor. Simultaneously, we detect and characterize a mist of droplets which also appears at high vapor velocity. Thanks to this characterisation, we evaluate the cooling power provided by the droplets when impinging the walls, and compare it to the observed non-linearity of the heat transfer. This approach suggests that the mist is responsible for the generation of the wall film even though we cannot be decisive about it, due to the lack of a complete picture of the drops deposition process.

## **Mots clefs :**

Hélium superfluide, cryophysique, écoulement forcé, haut Reynolds, transfert thermique, résistance de Kapitza, diphasique, gouttelettes, PDPA, granulométrie, vélocimétrie, laser, optique, diffusion, sonde capacitive.