

Institut National Polytechnique de Lorraine
École Doctorale Énergie Mécanique Matériaux
Département de Formation Doctorale : Mécanique Énergétique

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du grade de
Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine
Spécialité : Mécanique et Énergétique

Par

Lahcène BENKHEIRA

Sujet de la thèse

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS THERMIQUES ET
HYDRODYNAMIQUES D'UN ÉCOULEMENT D'HÉLIUM NORMAL (He I)
DIPHASIQUE EN CIRCULATION NATURELLE POUR LE REFROIDISSEMENT
DES AIMANTS SUPRACONDUCTEURS**

Soutenue publiquement le 29 Juin 2007

devant le jury composé de

Président :	Pr. Alain Degiovanni, INPL Nancy
Rapporteurs :	Pr. Monique Lallemand, INSA Lyon Dr. Bernard Rousset, CEA Grenoble
Examineur :	Dr. Jean-Luc Duchateau, CEA Cadarache
Directeur de thèse :	Pr. Mohamed Souhar, INPL Nancy
Co-directeur de thèse :	Dr. Bertrand Baudouy, CEA Saclay
Invités :	M. Dominico Campi, CERN Genève Dr. François Kircher, CEA Saclay

Ce document est le fruit de trois années de recherche. Le propos de ces quelques lignes est de remercier les personnes qui par leur apport scientifique, technique et financier ont permis de mener cette étude à son terme.

Les travaux de recherches se sont déroulés essentiellement au Commissariat à l'Énergie Atomique à Saclay dans le Laboratoire de Cryogénie et des Stations d'Essais (LCSE) du Service des Accélérateurs, de Cryogénie et du Magnétisme (SACM) du Département d'Astrophysique, de Physique Nucléaire et d'Instrumentations Associées (DAPNIA) de la Direction des Sciences de la Matière (DSM). A ce titre je remercie vivement le chef du SACM, Monsieur Antoine Daël, et le chef du LCSE, Monsieur Philippe Chesny, de m'avoir accueilli et d'avoir mis à ma disposition tous les moyens, humains et matériels, nécessaires à la réalisation de ce travail.

Cette thèse a été cofinancée par le Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) à Genève et le CEA dans le cadre de la réalisation de l'aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS pour le collisionneur de particules LHC. Je tiens à remercier vivement Messieurs Dominico Campi, Chef du groupe Aimant CMS, et Alain Hervé, Coordinateur technique de CMS, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour la confiance qu'ils m'ont accordée tout au long de ces trois années de recherche.

Je remercie sincèrement Dr. François Kircher, Chef du projet CMS au CEA, pour ses encouragements, ses précieux conseils et son soutien financier pour mener à bien ce travail. Je suis très sensible à l'honneur qu'il m'a fait en acceptant l'invitation à participer à mon jury de thèse.

Je remercie chaleureusement Dr. Bertrand Baudouy, Ingénieur Chercheur au CEA Saclay, pour avoir dirigé et encadré au quotidien ce travail avec grande intelligence. Je le remercie vivement de toute l'expérience que j'ai pu acquérir en travaillant auprès de lui et de m'avoir transmis son savoir faire dans le domaine de la cryogénie et son goût pour la recherche. Je me dois de souligner sa grande disponibilité et son écoute ainsi que ses qualités humaines indéniables. Bien qu'il soit difficile d'exprimer ici toute ma gratitude, qu'il trouve en cette thèse le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Je remercie mon directeur de thèse Monsieur le Professeur Mohamed Souhar du Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) de l'Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), pour avoir suscité en moi un intérêt pour les écoulements diphasiques durant ma formation DEA à l'ENSEM, pour avoir dirigé ce travail avec beaucoup d'attention, pour sa disponibilité malgré l'éloignement géographique et pour ses nombreux conseils lors de la rédaction de cette thèse. Je lui en suis très reconnaissant.

Je suis très honoré par la présence au jury du monsieur Alain Degiovanni, Professeur à l'INPL de Nancy, qui a accepté d'en être le président, de Madame Monique Lallemand, Professeur à l'INSA de Lyon et du Dr. Bernard Rousset, Ingénieur Chercheur au CEA Grenoble, qui ont assuré la charge d'être rapporteur et du Dr. Jean-Luc Duchateau, Directeur de Recherches au CEA Cadarache, qui a bien voulu examiner ce travail.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements aux Dr. François-Paul Juster et Dr. Philippe Bredy, Ingénieurs Chercheurs au SACM, pour les discussions fructueuses que nous avons eues et pour la pertinence de leurs idées face aux diverses questions que soulevaient mes travaux. Qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance.

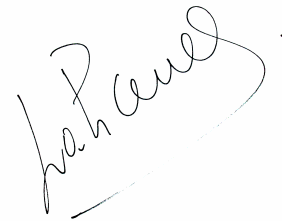
Je remercie Messieurs Bertrand Hervieu et Christophe Mayri, Ingénieurs Chercheurs au SACM, pour leur gentillesse et leur soutien constant au cours de ces trois années.

Je tiens aussi à remercier Mme Françoise Rondeaux et Messieurs, Philippe Fazillau, Jean-Marc Gheller, Lionel Quettier, Jean-Michel Rey avec lesquels j'ai passé ma thèse dans une ambiance fort sympathique et dans la bonne humeur.

L'accomplissement de ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide précieuse de l'ensemble des techniciens du LCSE notamment Messieurs Florian Pajet, Marc Cazanaux et Thierry Dechambre, qu'ils soient remerciés vivement pour leur efficacité et la qualité du travail accompli.

J'adresse mes remerciements à l'ensemble des personnes du SACM qui de près ou de loin ont contribué à l'achèvement de cette étude.

Pour finir, je tiens à remercier du fond du cœur mes parents pour les encouragements et le soutien qu'ils m'ont apportés durant la préparation de ma thèse et même avant. Merci d'avoir respecté mes choix de carrière et d'avoir cru en moi. Mes pensées iront également à mes sœurs, à mes frères et à toute la famille Benkheira.



Introduction Générale	1
------------------------------	----------

CHAPITRE I

LE REFROIDISSEMENT DES AIMANTS SUPRACONDUCTEURS

I. Introduction	5
II. Les supraconducteurs	6
II.1. Bref historique	6
II.2. Rappels sur la supraconductivité	6
II.2.1. Grandeurs critiques	6
II.2.2. Propriétés magnétiques - effet Meissner	7
II.2.3. Types de supraconducteurs	8
II.2.3.1. Les supraconducteurs de type I	8
II.2.3.2. Les supraconducteurs de type II	8
II.2.4. Matériaux supraconducteurs d'aimants d'accélérateurs	9
II.2.4.1. Le NbTi	9
II.2.4.2. Le Nb ₃ Sn	10
II.2.5. Câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateurs	10
II.2.5.1. Caractéristiques du câble de type Rutherford	11
II.2.5.2. Variantes de câbles de type Rutherford	11
III. Refroidissement des aimants supraconducteurs par hélium liquide	12
III.1. Hélium liquide, un fluide singulier	13
III.2. Diagramme de phases de l'hélium	14
III.3. Propriétés physiques	15
III.3.1. Masse volumique	15
III.3.2. Entropie	16
III.3.3. Chaleur spécifique à pression constante	16
III.3.4. Tension superficielle	17
III.3.5. Viscosité	18
III.4. Méthodes de réfrigération des aimants supraconducteurs	19
III.4.1. Bain d'He I saturé à la pression atmosphérique	19
III.4.1.1. État de surface	20
III.4.1.2. Orientation de la surface	20
III.4.1.3. État thermodynamique de l'hélium	21
III.4.1.4. Modèles d'ébullition nucléée en bain	22
III.4.1.5. Corrélations du flux critique q_{cr} en bain	24
III.4.2. Refroidissement par écoulement forcé d'He I saturé	26
III.4.2.1. Écoulements diphasiques d'He I en convection forcée dans la littérature	26
III.4.3. Refroidissement par circulation naturelle d'He I saturé	28
III.4.4. Refroidissement par hélium superfluide stagnant	28
IV. Système cryomagnétique de l'aimant de CMS	29
IV.1. Câble supraconducteur du solénoïde de CMS	30
IV.2. Système de réfrigération	30
V. Conclusion	32

CHAPITRE II

COMPORTEMENT THERMOHYDRAULIQUE DES ÉCOULEMENTS
DIPHASIQUES

I.	Introduction	33
II.	Hydrodynamique des écoulements diphasiques	34
II.1.	Principaux paramètres des écoulements diphasiques	34
II.2.	Régimes d'écoulements diphasiques	35
II.3.	Modélisation d'un écoulement diphasique avec transfert de chaleur - Cas d'un évaporateur	36
II.3.1.	Calcul de la chute de pression	38
II.3.1.1.	Le modèle homogène	39
II.3.1.2.	Le modèle à phases séparées	41
III.	Transfert de chaleur en écoulements diphasiques	45
III.1.	Région d'échange thermique par convection forcée monophasique	47
III.2.	Condition du déclenchement de l'ébullition nucléée en paroi	49
III.3.	Région d'échange thermique par ébullition nucléée	52
III.3.1.	Modèle asymptotique	53
III.3.2.	Le modèle à majoration	54
III.4.	Région d'échange thermique par convection forcée diphasique	55
III.5.	La crise d'ébullition et flux critique	55
III.5.1.	Phénomène physique et terminologie	55
III.5.2.	Évolution du flux critique en fonction des paramètres thermohydrauliques	56
III.5.2.1.	Le sous-refroidissement	56
III.5.2.2.	Le débit massique	56
III.5.2.3.	La pression	56
III.5.2.4.	Le diamètre du tube	57
III.5.2.5.	La longueur chauffée	57
III.5.3.	Prédiction du flux critique q_{cr}	57
IV.	Conclusion	58

CHAPITRE III

DESCRIPTION DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL ET DES APPAREILLAGES
CRYOGÉNIQUES

I.	Introduction	59
II.	Description générale du dispositif expérimental	59
II.1.	Éléments de la boucle	64
II.1.1.	Séparateur de phases	64
II.1.2.	Tube descendant	64
II.1.3.	Section d'essai	65
II.2.	Appareillages Cryogéniques	66

II.2.1.	Mesure du flux de chaleur q	66
II.2.2.	Mesure de la température de la paroi T_p	67
II.2.2.1.	Méthode de montage des sondes Germanium	68
II.2.2.2.	Méthode de mesure	69
II.2.3.	Modélisation thermique de la section d'essai	71
II.2.3.1.	Problèmes posés	71
II.2.3.2.	Description du modèle	71
II.2.3.3.	Résultat de la modélisation	74
II.2.4.	Mesure de la pression	75
II.2.4.1.	Mesure à froid	75
II.2.4.2.	Mesure à chaud	79
II.2.4.3.	Calcul de l'intégrale I_t	81
II.2.4.4.	Capteurs de pression utilisés pour la mesure à chaud	82
II.3.	Système d'acquisition des signaux	83
II.3.1.1.	Carte d'acquisition DAQ	83
II.3.1.2.	Conditionneur des signaux	83
II.3.2.	Opérations de conditionnement	84
II.3.2.1.	L'amplification	84
II.3.2.2.	L'isolement	84
II.3.2.3.	Multiplexage	85
II.3.2.4.	Filtrage	85
III.	Procédure expérimentale	85
III.1.	Phase préparatoire de l'expérience	85
III.2.	Protocole expérimental	87
IV.	Conclusion	90

CHAPITRE IV

PROPRIÉTÉS HYDRODYNAMIQUES DE L'ÉCOULEMENT THERMOSIPHON DIPHASIQUE

I.	Introduction	91
II.	Résultats et analyses	92
II.1.	Chute de pression	92
II.1.1.	Chute de pression le long de la partie chauffée des tubes d'essai	92
II.1.2.	Chute de pression le long du riser	95
II.1.3.	Comparaison entre $\Delta p_r/L_r$ et $\Delta p_{Ch}/L_{Ch}$	95
II.2.	Prédiction de la chute de pression Δp	97
II.2.1.	Mise en équations	97
II.2.1.1.	Zone d'écoulement monophasique	99
II.2.1.2.	Zone d'écoulement diphasique	100
II.2.2.	Résultats de la modélisation du Δp_{Ch}	102
II.3.	Débit massique total	106
II.4.	Débit massique vapeur	108
II.5.	Titre massique	108

II.6. Modélisation de l'écoulement dans la boucle thermosiphon	111
II.6.1. Description du modèle	111
II.6.2. Équations de fermeture	112
II.6.3. Algorithme de résolution	112
II.6.4. Résultats du modèle numérique	115
II.6.4.1. Débit massique total	115
II.6.4.2. Titre massique x	116
II.6.4.3. Longueur de sous-refroidissement z_{stef}	116
III. Conclusion	119

CHAPITRE V

**MÉCANISMES DE TRANSFERT DE CHALEUR EN ÉCOULEMENT
THERMOSIPHON DIPHASIQUE**

I. Introduction	120
II. Résultats et analyses	121
II.1. Évolution temporelle des températures pariétales	121
II.2. Évolution longitudinale de la température de l'écoulement	125
II.3. Transfert de chaleur dans la région d'ébullition nucléée	129
II.3.1. Phénoménologie	129
II.3.2. Courbes d'ébullition	130
II.3.2.1. Région d'échange thermique par convection forcée monophasique	133
II.3.2.2. Déclenchement de l'ébullition nucléée	134
II.3.2.3. Région d'échange thermique par ébullition nucléée totalement développée	135
II.3.2.4. Région d'échange thermique par ébullition nucléée partielle	138
II.3.3. Étude comparative entre différentes corrélations	140
II.3.4. Effet d'hystérésis dans la zone d'ébullition nucléée	142
II.4. Caractérisation de la transition ébullition nucléée-ébullition en film dans les écoulements diphasiques	143
II.4.1. Transition Ébullition nucléée-Ébullition en film	143
II.4.2. Courbes d'ébullition	144
II.4.3. Modèle proposé pour la prédiction du flux critique q_{cr}	148
II.4.4. Étude comparative entre différents modèles de flux critique	150
II.4.5. Effet d'hystérésis au point de déclenchement de la crise d'ébullition	151
III. Conclusion	152
Conclusion générale	154
Références bibliographiques	157
Annexe A	164
Annexe B	177
Annexe C	181

Majuscules

A	Aire de la conduite (m^2) ou constante dans l'équation (V.8)
A_1, A_2, A_3, A_4	Paramètres des corrélations de Friedel et de Kandlikar
B	Paramètre dans la corrélation de Chisholm ou constante dans l'équation (V.8)
B_c	Champ magnétique critique du matériau supraconducteur (T)
$Bo=qG/L_v$	Nombre d'ébullition (« Boiling Number »)
C_C	Coefficient de correction introduit dans l'équation (III.4)
C_f	Coefficient de frottement
$C_{f_{lo}}$	Coefficient de frottement de l'écoulement en phase liquide seul
$C_{f_{vo}}$	Coefficient de frottement de l'écoulement en phase vapeur seul
C_p	Chaleur spécifique à pression constante ($Jkg^{-1}K^{-1}$)
C_v	Chaleur spécifique à volume constant ($Jkg^{-1}K^{-1}$)
C_{sf}	Paramètre dans la corrélation de Rohsenow
$Co=(\rho_v/\rho_l)^{0.5}((1-x)/x)^{0.8}$	Nombre de convection
C_0	Coefficient de distribution dans le modèle de dérive
C_1	Constante dans l'équation (II.48)
D	Diamètre de la conduite (m)
$D_h=4A/P$	Diamètre hydraulique (m)
E	Coefficient dans le modèle à majoration
F	Coefficient d'amplification
$Fr=G^2/\rho_l^2gD$	Nombre de Froude
G	Vitesse massique ($kg/m^2.s$)
GHe	Hélium gaz
H	Enthalpie (J/kg)
J_c	Densité du courant critique du matériau supraconducteur (A/m^2)
J_k	Fonction définie dans le tableau A.1
J_l	Vitesse superficielle de la phase liquide (m/s)
J_v	Vitesse superficielle de la phase vapeur (m/s)
K_K	Coefficient dans la corrélation de Katto
K_{Ku}	Coefficient dans la corrélation de Kutateladze
K_s	Coefficient de pertes de charge singulières
Ku	Nombre de Kutateladze
L	Longueur (m)
L_v	Chaleur latente de vaporisation (J/kg)
LHe	Hélium liquide
LN ₂	Azote liquide
M	Masse molaire (kg/mol)
$Nu=hD/\lambda$	Nombre de Nusselt
N_{brins}	Nombre de brins dans un câble supraconducteur
P	Périmètre (m)
$Pe=GDC_{pl}/\lambda_l$	Nombre de Peclet
$Pr=\mu/C_p\lambda$	Nombre de Prandtl
Q	Débit volumique (m^3/s) ou puissance (W)
Q_c	Puissance thermique transmise par conduction (W)
Q_{conv}	Puissance thermique transmise par convection (W)
Q_{ray}	Puissance thermique transmise par rayonnement (W)
R	Constante des gaz parfaits 8,31 J/mol.K
R_{Ge}	Résistance de la sonde Germanium (Ohm)
ϵ	Rugosité de la paroi (m)

$Re=\rho G/\mu$	Nombre de Reynolds
S	Entropie (J/kg.K) ou coefficient de suppression dans le modèle asymptotique
T	Température (K) ou intervalle du temps (s)
T_c	Température critique du matériau supraconducteur (K) ou température du
T_e	circuit cryogénique (K)
$T_{éc}$	Température à l'entrée du tube d'essai (K)
U	Température de l'écran d'hélium (K)
V	Tension (V)
W	Vitesse (m/s)
$We=\rho V^2 D/\sigma$	Vitesse suivant l'axe z de la conduite (m/s)
X	Nombre de Weber
Y	Groupement dans la corrélation de Kutateladze Paramètre dans la corrélation de Shah

Minuscules

a	Coefficient de linéarité dans la loi d'étalonnage des capteurs de pression (V/Pa)
b	Offset des capteurs de pression (V)
e	Énergie interne (J/kg) ou coefficient d'émissivité radiative
e_c	Épaisseur du câble supraconducteur (m)
f	Fréquence de décrochement des bulles (Hz) ou coefficient de perte de charge
f_k	Fonction définie dans le tableau A.1
g	Accélération gravitationnelle (m/s^2)
h	Coefficient de transfert de chaleur (W/m^2K)
h_{CV}	Coefficient de transfert de chaleur par convection forcée (W/m^2K)
h_{EN}	Coefficient de transfert de chaleur par ébullition nucléée (W/m^2K)
h_{TP}	Coefficient de transfert de chaleur diphasique (W/m^2K)
m	Débit massique (kg/s)
m_t	Débit massique total (kg/s)
m_l	Débit massique liquide (kg/s)
m_v	Débit massique vapeur (kg/s)
p	Pression (Pa)
p_{cr}	Pression critique (Pa)
p_e	Pression à l'entrée du tube d'essai (Pa)
p_{sat}	Pression de saturation (Pa)
$p_r=p/p_{cr}$	Pression réduite
q	Densité de flux de chaleur (W/m^2)
q_{CV}	Densité de flux de chaleur transmis par convection forcée (W/m^2)
q_{EN}	Densité de flux de chaleur transmis par ébullition nucléée (W/m^2)
q_{cr}	Densité de flux de chaleur surfacique critique (W/m^2)
q_r	Densité de flux de chaleur surfacique de rétablissement (W/m^2)
r_c	Rayon critique de la cavité (m)
t	Temps (s)
v	Volume (m^3)
w	Largeur (m)
w_c	Largeur du câble supraconducteur (m)
x	Titre massique
y_b	Hauteur de la bulle depuis la paroi (m)
z	Altitude (m)

Lettres grecques

α	Taux de vide
β	Coefficient d'expansion (K^{-1}) ou titre volumique
ε	Rugosité (m) ou précision de la solution par la méthode de Newton-Raphson
δ	Épaisseur de la couche liquide surchauffée (m)
φ	Angle d'inclinaison de la paroi chauffée ($^{\circ}$)
φ_{lo}^2	Multiplicateur diphasique
Φ	Fonction définie dans le tableau A.1
Γ	Paramètre dans la corrélation de Chisholm
γ	Rapport de la chaleur massique à pression constante à celle à volume constant
ζ	Coefficient d'accommodation dans l'équation (III.1)
λ	Conductivité thermique (W/m.K)
λ_{Cu}	Conductivité thermique du cuivre (W/m.K)
λ_{inox}	Conductivité thermique de l'inox (W/m.K)
μ	Viscosité dynamique (Pa.s)
Ψ	Constante dans l'équation (V.3)
Ψ_k	Fonction définie dans le tableau A.1
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
σ	Tension superficielle (N/m) ou constante de Stefan-Boltzmann ($5,67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$)
θ	Angle de contact ($^{\circ}$)
χ_{tt}	Paramètre de Martinelli (équation (I.12))

Indices

a	Relatif à l'accélération
b	Relatif au bain, au brin ou à la bulle
c	Relatif à critique ou à cryogénique
Ch	Relatif à chauffée
cr	Relatif aux conditions d'apparition de la crise d'ébullition ou à l'état thermodynamique
CV	Relatif à convection forcée
DEN	Relatif au démarrage de l'ébullition nucléée
e	Relatif à l'entrée du tube d'essai
éc	Relatif à écran
EN	Relatif à l'ébullition nucléée
ENB	Relatif à l'ébullition nucléée en bain
f	Relatif à fluide ou au frottement
g	Relatif à gravité
h	Relatif à hydraulique
i	Relatif à interface
k	Relatif à la phase k
K	Relatif à Katto
Ku	Relatif à Kutateladze
l	Relatif à liquide
lv	Relatif à la différence des propriétés entre les phases liquide et vapeur
m	Relatif au moteur ou au mélange diphasique
lo	Relatif à liquide seul (« liquid only »)
p	Relatif à la paroi
r	Relatif au riser, à résiduelle ou à rétablissement
ray	Relatif au rayonnement
res	Relatif au réservoir

s	Relatif à singulière
sat	Relatif à la saturation
sref	Relatif au sous-refroidissement
TP	Relatif à l'écoulement diphasique (« Two phase flow »)
tot	Relatif à total
v	Relatif à la phase vapeur ou venturi
1 φ ,Ch	Relatif à la zone d'écoulement monophasique dans la section chauffée
2 φ ,Ch	Relatif à la zone d'écoulement diphasique dans la section chauffée
0	Relatif à une valeur initiale

Exposants

m	Exposant dans l'équation (V.3)
n	Exposant dans le modèle asymptotique (équation (II.57))

Autres caractères

<>	Opérateur de prise de moyenne surfacique sur la section totale de la conduite
— \times	Opérateur de prise de moyenne temporelle sur l'intervalle de temps $[T_k]$ occupé par la phase k
—	Opérateur de prise de moyenne temporelle sur l'intervalle de temps total $[T]$

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Contexte et Motivation de l'étude

Les physiciens mènent, depuis plus d'un demi-siècle, une véritable course à la quête de l'infiniment petit. Des accélérateurs ou collisionneurs de particules de plus en plus puissants et performants sont nécessaires pour sonder la matière et élucider les mystères qui l'entourent.

Le Large Hadron Collider (LHC) du Laboratoire européen de physique des particules (CERN) à Genève, sera le plus puissant accélérateur de particules jamais construit au monde **[LHC 1993]**. C'est un synchrotron qui devrait permettre l'accélération, à une vitesse très proche de celle de la lumière, de deux faisceaux de protons parcourant en sens inverse un tunnel circulaire de 27 km de circonférence occupé jusqu'en 2002 par l'ancien collisionneur électron-positron (LEP). Aux points de croisement, des collisions sont produites à des énergies de 14 TeV. Ce niveau d'énergie est sept fois plus élevé que celui des collisions proton-antiproton du Tevatron américain, le collisionneur le plus énergétique actuellement en fonctionnement. Ainsi, les physiciens attendent du LHC la mise en évidence d'une particule dont les théoriciens prédisent l'existence depuis presque trente ans : le boson de Higgs. Cette particule est la clé de voûte du « modèle standard » de la physique des particules. Elle joue un rôle important dans le mécanisme censé conférer une masse aux autres particules. Sa découverte est donc l'un des enjeux scientifiques fondamentaux du LHC.

Construire une telle machine capable de créer des conditions aussi extrêmes constitue un défi technologique et industriel à relever. C'est une opération de pointe faisant appel à des aimants supraconducteurs en raison du besoin de champs magnétiques intenses **[Rossi 2003]**. Ils sont utilisés en tant qu'éléments agissant pour le guidage et la focalisation des faisceaux le long de l'anneau d'accélération et en tant qu'éléments d'étude, pour les expériences de détection des particules Atlas, A Toroidal LHC Apparatus et CMS, le Compact Muon Solenoid.

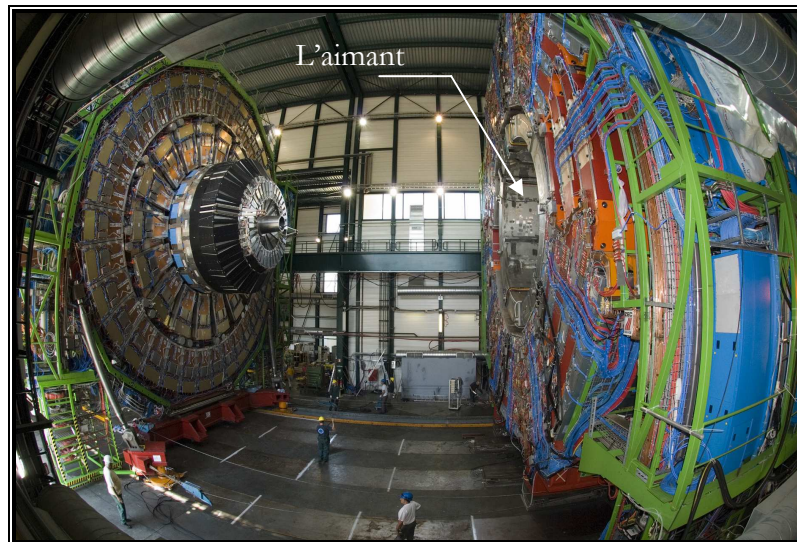


Figure 0.1. Vue d'ensemble du détecteur CMS avant fermeture.

CMS est un détecteur de particules haute performance, composé d'une multitude de couches, très avancé technologiquement (figure 0.1). Elles sont assemblées en cylindre concentrique autour du point de collision. Au centre de la conception de CMS se trouve le plus grand aimant supraconducteur avec le champ le plus fort et l'énergie stockée la plus importante à ce jour. En effet, il produit un champ magnétique de 4 T, près de 100 000 fois plus élevé que celui de la Terre, et emmagasine une énergie de 2,7 GJ, suffisante pour faire fondre 18 tonnes d'or [CMS 1994].

Le solénoïde de CMS est un système cryomagnétique (figure 0.2) dont :

- l'élément magnétique qu'est le bobinage supraconducteur est constitué d'un câble dit de Rutherford de 45 km de long, enroulé suivant une hélice à l'intérieur d'un mandrin cylindrique de 6 mètres de diamètre et 13 mètres de longueur [Kircher 2002]. Il est formé de 32 brins supraconducteurs en niobium-titane (NbTi) co-extrudé dans une matrice en Aluminium de haute pureté sur laquelle sont soudés par faisceaux d'électrons deux renforts en alliage d'aluminium.
- l'élément cryogénique qu'est le système de réfrigération est composé d'un réseau de canaux soudés sur la surface externe du mandrin et utilise l'hélium liquide normal (He I) saturé à 4,5 K comme fluide caloporteur [Kircher 2002].

L'écoulement d'He I dans ce dernier est régi par le principe de thermosiphon [Lottin 1998]; méthode de réfrigération retenue pour sa simplicité, son faible coût et surtout sa nature passive puisqu'elle élimine le recours à des systèmes de pompage externes souvent contraignants à mettre en œuvre aux très basses températures.

La revue bibliographique a révélé les lacunes sur les écoulements d'He I diphasique en circulation naturelle. En effet, les nombreuses études réalisées en boucles thermosiphons concernent des mélanges diphasiques classiques tels que eau-vapeur et eau-air et pour lesquels des cartes d'écoulements et des lois de comportement concernant les pertes de charge et le transfert thermique ont été établis [Zvirin 1981]. Malheureusement, ces travaux ne sont pas directement transposables à notre cas, vu la grande différence de propriétés physiques entre ces mélanges et

l'hélium diphasique (à la pression atmosphérique, massiquement $\frac{\rho_l}{\rho_v} = 7$ pour l'hélium et 1000 pour l'eau et thermiquement $\frac{C_p}{L_v} = 4$ pour l'hélium et 1000 pour l'eau). Ainsi, une étude sur ce sujet s'avère indispensable afin d'apporter des réponses aux questions en suspens notamment le pouvoir réfrigérant d'un tel système.

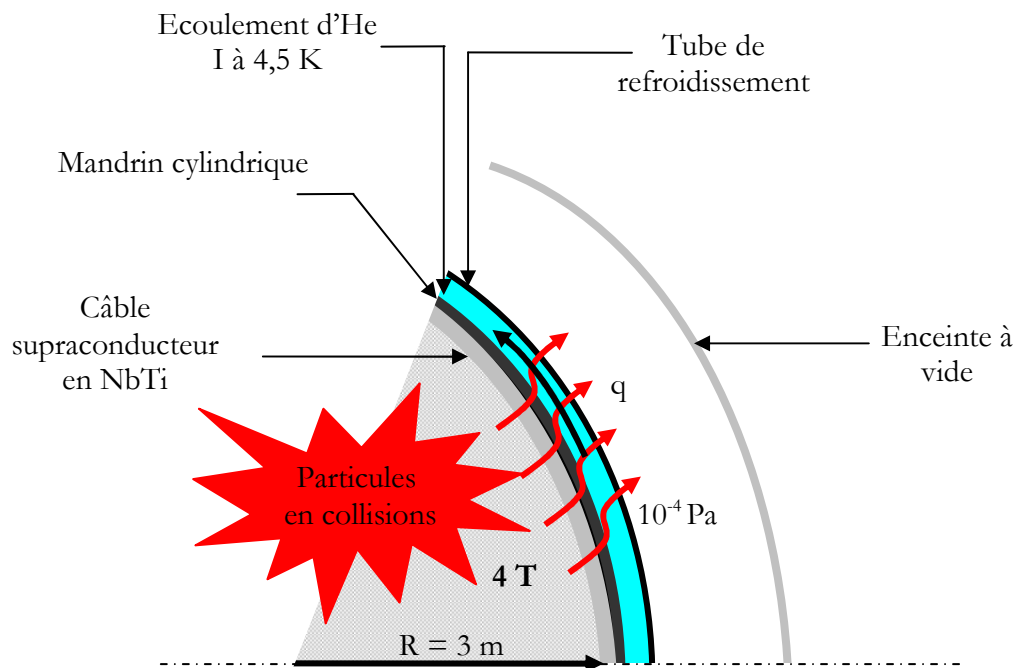


Figure 0.2. Système cryomagnétique de l'aimant de CMS.

C'est donc dans ce contexte que nous proposons une contribution à l'étude des propriétés hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement d'hélium normal (He I) diphasique en boucle thermosiphon. Elle a pour but de mesurer les différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement que sont le débit massique créé par la puissance de chauffage, les surchauffes en paroi et les variations de pression afin de déterminer les lois d'évolution des grandeurs caractérisant l'écoulement (taux de vide, titre massique, coefficient de frottement et d'échange thermique, ...) en fonction des paramètres d'entrée. Elle accorde une attention particulière à la crise d'ébullition, un phénomène qui engendre un déficit brutal de l'échange thermique dû à la formation d'un film vapeur en paroi. En outre, au regard des résultats expérimentaux obtenus, l'étude analyse la validité des différents modèles classiques existant dans la littérature afin de déboucher sur une modélisation fine et plus complète de ce type d'écoulement.

Le travail présenté dans ce mémoire est réparti en 5 chapitres :

- Le premier s'intéresse à la description détaillée d'un aimant supraconducteur. Elle concerne le bobinage supraconducteur, le système cryogénique, les différents modes de refroidissement adoptés ainsi que les fluides caloporteurs impliqués.
- Le deuxième est consacré à la présentation des écoulements diphasiques et à l'établissement des outils nécessaires au reste de l'étude. On y trouve une analyse des

différentes approches utilisées pour leurs modélisations et une présentation des mécanismes de transfert thermique qui seront rencontrés dans la présente étude, à savoir la convection forcée, l'ébullition nucléée, le couplage de ces deux mécanismes et le phénomène d'assèchement en paroi.

- Le troisième chapitre est dédié à la présentation du dispositif expérimental et son instrumentation. Il décrit le cryostat et la boucle thermosiphon et présente les différents capteurs et techniques de mesure utilisés.
- La présentation de l'ensemble des résultats expérimentaux est faite aux chapitres 4 et 5.

En chapitre 4, nous présentons les résultats du débit massique total et vapeur et du gradient de pression le long de la partie chauffée et non chauffée de la section d'essai. Le premier permet de comprendre le couplage thermohydraulique de l'écoulement, le deuxième sert à calculer le titre massique vapeur sortant de l'expérience, quant au dernier il permet la détermination du coefficient de frottement diphasique. Nous décrivons aussi, un modèle numérique pour prédire l'évolution de ces différentes grandeurs mesurables en fonction de la densité de flux de chaleur appliquée.

En chapitre 5, nous étudions les échanges thermiques pariétaux mis en jeu. Nous commençons par présenter les résultats expérimentaux concernant l'évolution temporelle des températures pariétales et les tracés des courbes d'ébullition. Nous nous intéressons ensuite à l'identification des mécanismes d'échange thermique en écoulements diphasiques. A cette fin, une méthode d'analyse appropriée a été établie et appliquée pour les courbes d'ébullition. Nous présentons également une étude sur la crise d'ébullition en faisant une analyse du phénomène. Une attention particulière est accordée à l'effet d'hystérésis se manifestant tant en début qu'en fin de la zone d'ébullition nucléée. A l'issue de cette étude thermique, deux modèles sont développés. Le premier, basé sur le modèle asymptotique, prédit le coefficient de transfert de chaleur diphasique. Le deuxième permet le calcul de la densité de flux de chaleur critique en fonction du rapport (z/D).

Le mémoire se termine par une conclusion et une synthèse des résultats obtenus.

Chapitre I

LE REFROIDISSEMENT

DES

AIMANTS SUPRACONDUCTEURS

LE REFROIDISSEMENT DES AIMANTS SUPRACONDUCTEURS

I. Introduction

Les matériaux conducteurs utilisés dans les aimants classiques tels que le cuivre présentent des inconvénients majeurs. Le plus contraignant est la perte d'énergie électrique par dissipation thermique : l'effet Joule. Ce phénomène limite fortement la densité du courant électrique pouvant parcourir un conducteur et par conséquent l'intensité de champ magnétique qu'il peut produire. Pour le réduire, on est amené à augmenter la section des câbles. Cependant, cette solution s'avère inadéquate dans la plupart des cas en raison de l'encombrement non négligeable et du coût élevé en consommation d'énergie électrique des machines qui en résulte.

Pour remédier à cet inconvénient, les constructeurs d'aimants ont recouru aux matériaux supraconducteurs, matériaux ayant l'aptitude de conduire le courant électrique sans dissipation d'énergie à condition de les refroidir jusqu'à une température très basse voisine de celle de l'hélium liquide. Dès lors, des aimants compacts et puissants ont été construits et utilisés à un coût de fonctionnement largement inférieur à celui des aimants classiques. On les retrouve dans le domaine de l'imagerie médicale et dans les équipements des accélérateurs de particules et des machines de fusion thermonucléaire contrôlée.

Dans ce chapitre nous passons en revue les aspects technologiques d'un aimant supraconducteur. Après un bref historique des principales découvertes de la supraconductivité, nous présentons quelques rappels utiles sur la supraconductivité et les différents matériaux utilisés dans la fabrication des câbles d'aimants d'accélérateurs. Ensuite, nous décrirons la structure des câbles supraconducteurs notamment de type Rutherford. Enfin, nous examinerons le problème de réfrigération par hélium en présentant ses différents états possibles, ses propriétés thermodynamiques et les principales méthodes de réfrigération employées tout en soulignant leurs avantages et leurs inconvénients.

II. Les supraconducteurs

II.1. Bref historique

La supraconductivité est la propriété qu'ont certains matériaux de devenir des conducteurs parfaits à très basses températures. Sa découverte est attribuée en 1911 à Heike Kammerlingh-Onnes lors de ses travaux sur la résistivité des métaux à très basses températures [Simon 1988]. D'abord, il s'est intéressé à la liquéfaction de l'hélium et fut le premier en 1908 à produire l'hélium liquide à 4,2 K. Par la suite, un de ses étudiants, réalisa des mesures de résistivité sur un barreau de mercure. Il remarqua qu'en dessous d'une certaine température appelée température critique T_c , la résistivité du mercure s'annulait. Après avoir répété l'expérience méticuleusement un grand nombre de fois, Kammerlingh-Onnes en déduisit que le mercure passait dans un nouvel état qu'il qualifia d'état supraconducteur du fait de ses propriétés de transport de courant électrique. Cette découverte lui valut en 1913 le prix Nobel de physique.

Ce n'est qu'à la fin des années 1950 que l'arrivée de nouveaux matériaux supraconducteurs a mis à profit ce phénomène pour des applications industrielles notamment la production de champs magnétiques intenses [Wilson 1986]. Les plus utilisés sont des alliages à base de niobium. Le premier est le Nb_3Sn , un composé intermétallique de niobium et d'étain, dont la température critique est d'environ 18 K à 0 T. Le deuxième est le $NbTi$, un alliage métallique de niobium et de titane dont la température critique est de l'ordre de 9 K à 0 T.

Trente ans plus tard, un autre tournant a été franchi avec la découverte d'une nouvelle classe de matériaux dits à haute température critique (HTC), par opposition aux $NbTi$ et Nb_3Sn dits à basse température critique (BTC). C'est le cas du cuivre céramique tels que le $BaLaCuO$ découvert en 1986 par Berdnoz et Müller [Berdnoz 1986] et le $YBaCuO$ découvert en 1987 par Mang-Kang Wu [Wu 1987]. Ils acquièrent l'état supraconducteur pour des températures critiques élevées dans la gamme 90-120 K. On voit tout de suite l'intérêt que peuvent apporter les HTC qui pouvaient désormais être refroidis à l'azote liquide, un fluide beaucoup moins coûteux et beaucoup plus facile d'utilisation que l'hélium liquide. Depuis, de nouveaux matériaux HTC sont apparus, les composés à base de bismuth comme le MgB_2 avec $T_c = 39$ K découvert en 2001 par Jun Akimitsu [Nagamatsu 2001] et le composé $HgBaCaCuO$ avec $T_c=133$ K [Dai 1995].

II.2. Rappels sur la supraconductivité

II.2.1. Grandeurs critiques

L'état supraconducteur dépend, en plus de la limite en température, de deux paramètres critiques qui sont la densité de courant électrique et le champ magnétique. En effet, il est atteint lorsque la température du supraconducteur, la densité du courant électrique le traversant et le champ magnétique dans lequel il se trouve, sont inférieurs à des valeurs critiques T_c , J_c et B_c respectivement. Pour chaque matériau, on définit alors une aire appelée surface critique délimitée par T_c , B_c et J_c et sous laquelle l'état supraconducteur règne [Wilson 1986] (figure I.1). En dehors de cette région, le supraconducteur est dit en état normal ou résistif. Le passage d'un supraconducteur de son état supraconducteur à son état normal est appelé « transition ».

II.2.2. Propriétés magnétiques - effet Meissner

En 1933, Meissner et Ochsenfeld ont montré que les supraconducteurs possèdent non seulement une résistance nulle mais également un comportement diamagnétique idéal [Tixador 1995]. En effet, un supraconducteur a une aimantation nulle pour tout champ magnétique extérieur B inférieur à son champ critique B_c . En d'autres termes, cela signifie qu'en état supraconducteur les supraconducteurs sont imperméables aux champs magnétiques (figure I.2). Cet effet constitue la base du phénomène de la lévitation magnétique. En réalité l'induction magnétique pénètre sur une très faible épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, appelée longueur de London, et sur laquelle se développent des super-courants d'écrantage. Ces courants génèrent un champ magnétique qui compense le champ magnétique externe.

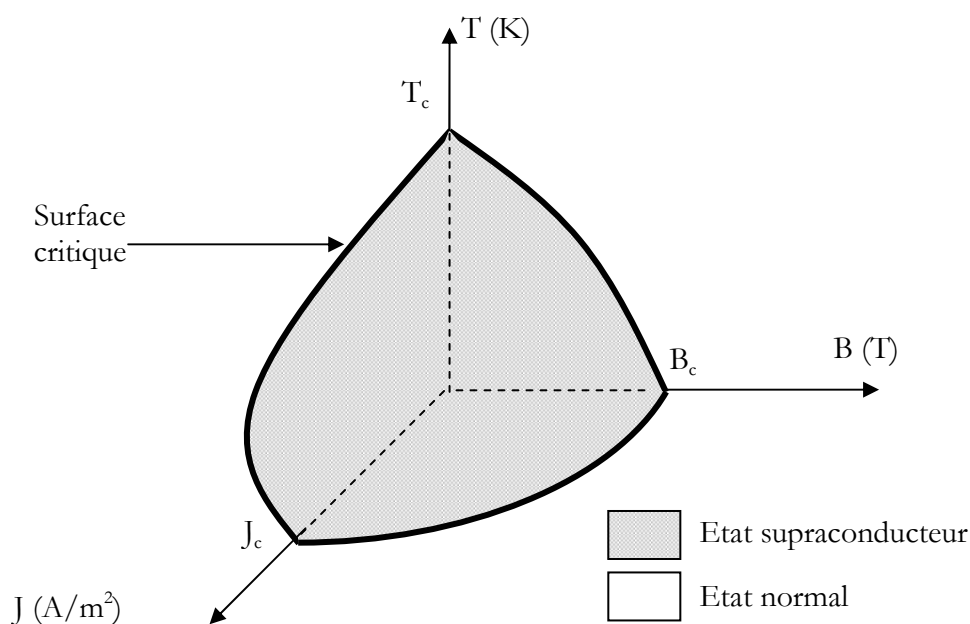


Figure I.1. Surface critique d'un supraconducteur.

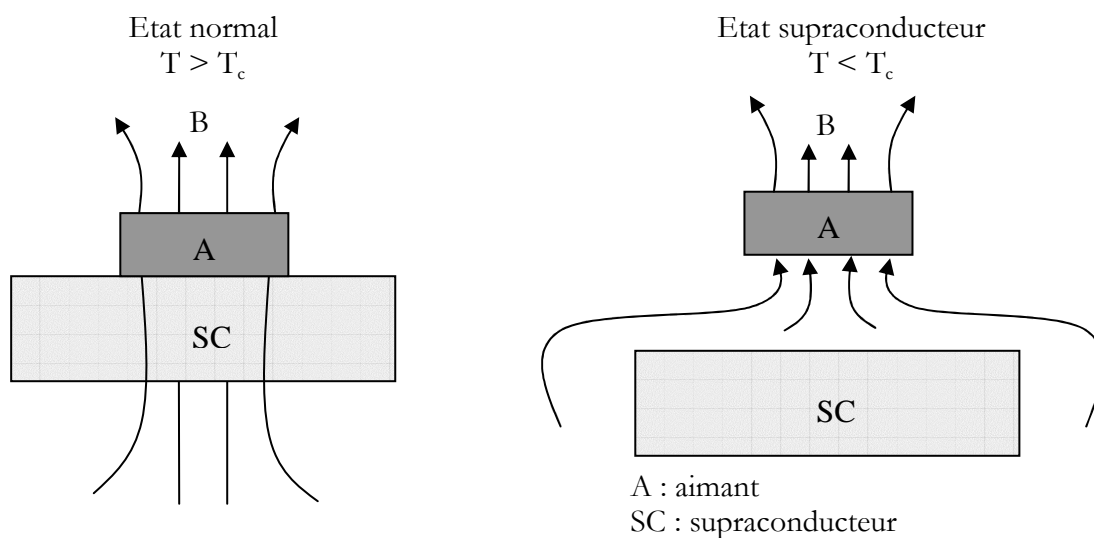


Figure I.2. Effet Meissner.

II.2.3. Types de supraconducteurs

Il existe deux types de supraconducteurs : les supraconducteurs de type I et de type II [Tixador 1995].

II.2.3.1. Les supraconducteurs de type I

Ces matériaux sont caractérisés par un seul champ magnétique critique. Par conséquent, deux états sont à considérer : l'état supraconducteur avec effet Meissner, et l'état normal où le matériau retrouve sa résistivité (figure I.3.a).

II.2.3.2. Les supraconducteurs de type II

Contrairement au type I, celui-ci possède deux champs magnétiques critiques B_{c1} et B_{c2} . Ainsi, ils peuvent se trouver dans trois états : l'état normal, l'état supraconducteur avec effet Meissner et l'état mixte (supraconducteur sans effet Meissner). Sous B_{c1} , le matériau est complètement à l'état supraconducteur. Lorsqu'il franchit ce champ magnétique critique, il se retrouve dans l'état mixte, c'est-à-dire que le flux magnétique commence à pénétrer dans l'objet à travers de minces faisceaux appelés vortex. Le centre de chacun des vortex est caractérisé par une conductivité normale, et le flux les traversant est gardé constant par des boucles de courant persistant se formant sur leur circonférence. La densité des vortex augmente en proportion du champ appliqué. Si ce champ dépasse B_{c2} , le matériau atteint l'état normal, de la même façon que s'il avait outrepassé la température critique sans être soumis à un quelconque champ magnétique extérieur.

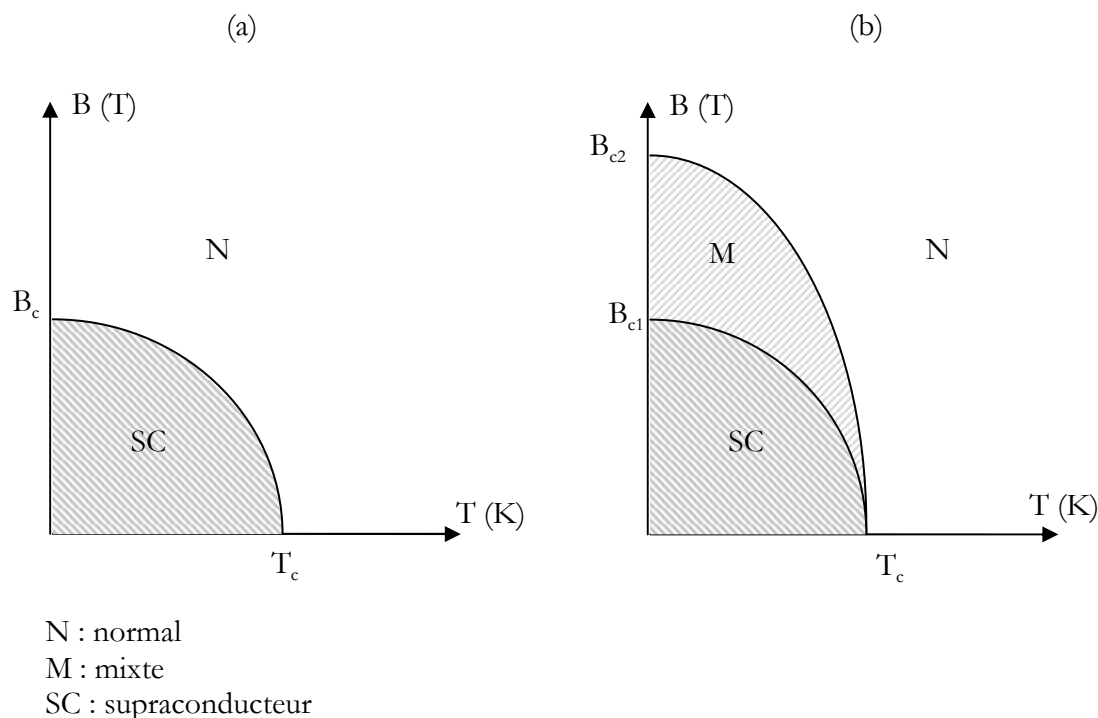


Figure I.3. (a) supraconducteurs de type I (b) supraconducteurs de type II.

II.2.4. Matériaux supraconducteurs d'aimants d'accélérateurs

Deux matériaux supraconducteurs de type II sont souvent utilisés dans la réalisation des câbles supraconducteurs, le NbTi [Lee 1995], un alliage de niobium et de titane et le Nb₃Sn, un composé intermétallique polycristallin de niobium et d'étain.

II.2.4.1. Le NbTi

Il est facile à mettre en œuvre technologiquement et convient pour la production des inductions magnétiques inférieures à 12 T. Ses paramètres critiques T_c et B_{c2} sont fonction de la composition de l'alliage. Le plus couramment utilisé possède une température critique à 0 T d'environ 9 K et une induction critique B_{c2} à 0 K d'environ 14,5 T. Quant à la densité de courant critique J_c , elle dépend fortement de la microstructure de l'alliage. En effet, comme on l'a vu, pour un supraconducteur de type II dans un état mixte, le champ magnétique pénètre sous forme de vortex. Ils sont organisés en réseau hexagonal (figure I.4). Si une densité de courant électrique parcourt le supraconducteur, ce réseau est soumis à des forces de Laplace et donc à des déplacements. Ces déplacements produisent une dissipation d'énergie qui peut transiter le supraconducteur. Pour s'affranchir de ce phénomène, une autre force doit compenser les forces de Laplace et empêcher ainsi le déplacement du réseau. Cette force est appelée « force d'ancrage » et est obtenue par les irrégularités du matériau comme les frontières des grains du supraconducteur ou les précipités formés lors du traitement thermique. Dans le cas du NbTi, des traitements thermiques de l'alliage permettent d'obtenir des précipités, tels que la phase α riche en titane, favorisant l'ancrage des vortex. Les traitements thermiques peuvent être optimisés afin que la répartition et la taille de la phase α coïncident avec le réseau de vortex à une température et une induction magnétique de fonctionnement données. La densité de courant critique sera ainsi d'autant plus grande que les vortex seront solidement ancrés.

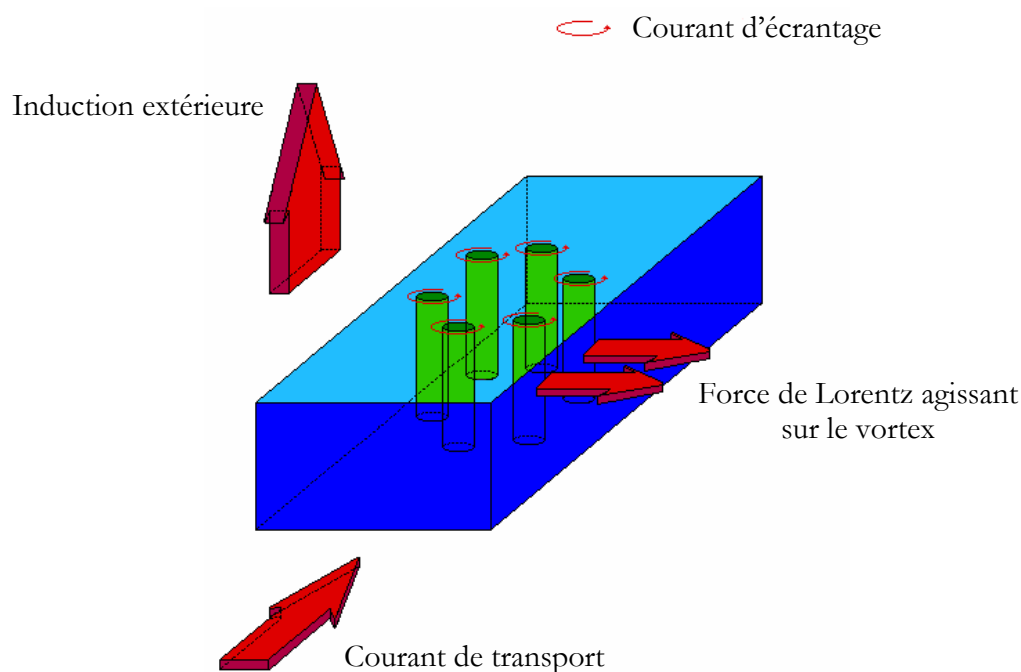


Figure I.4. Pénétration des vortex dans un supraconducteur [Lema 1998].

II.2.4.2. Le Nb_3Sn

Ce matériau est fabriqué à partir de précurseurs généralement du bronze d'étain et du niobium et subit ensuite un traitement thermique à une température voisine de 700 °C pendant environ 250 heures permettant aux précurseurs de réagir pour former le Nb_3Sn . Les paramètres critiques du Nb_3Sn dépendent, outre de sa teneur en étain, de la déformation mécanique [Wilson 1996]. En effet, le Nb_3Sn communément utilisé possède une température critique T_c à 0 T et zéro déformation de 18 K et une induction critique B_{c2} à 0 K et zéro déformation de 28 T. Les sources d'ancrage des vortex sont les joints des grains. Pour accroître la densité de courant critique, le Nb_3Sn est souvent traité afin d'obtenir une structure la plus fine et la plus homogène possible.

L'inconvénient majeur du Nb_3Sn est qu'il est fragile et cassant. Cela le rend plus difficile que le NbTi à mettre en œuvre et limite son utilisation. Quoiqu'il en soit, le Nb_3Sn est un supraconducteur adapté à la génération d'induction magnétique supérieure à 12 T. Les courbes critiques de la figure I.5 montrent ainsi que le Nb_3Sn permet de générer des valeurs d'induction bien supérieures à celles du NbTi . C'est la raison pour laquelle le matériau actuellement envisagé pour la nouvelle génération d'aimants à champs magnétiques intenses est le Nb_3Sn .

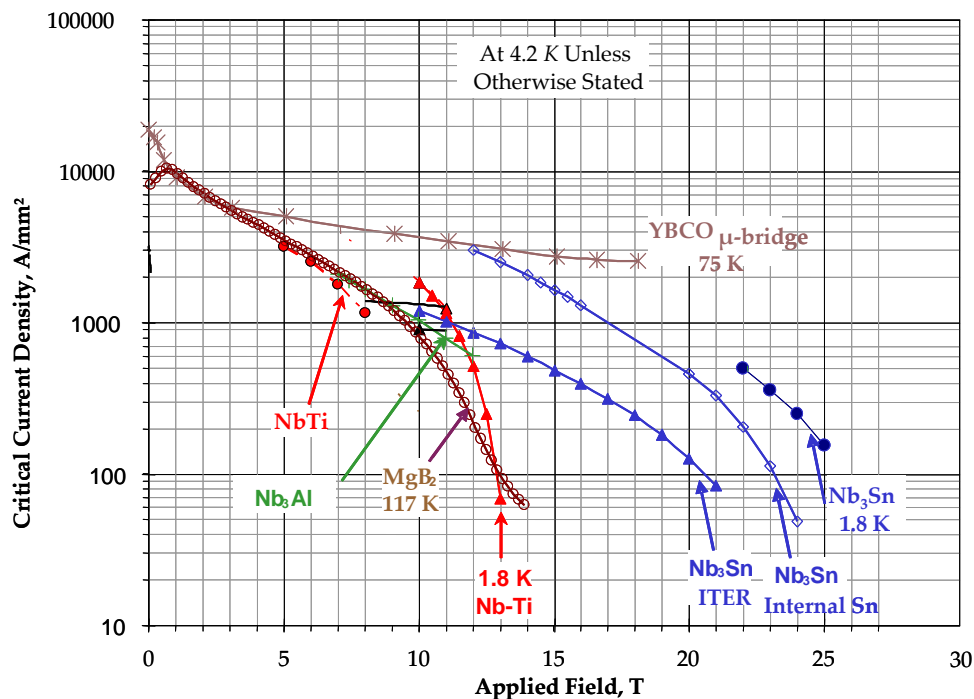


Figure I.5. Caractéristiques critiques des matériaux supraconducteurs [Lee 2002].

II.2.5. Câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateurs

La plupart des aimants supraconducteurs d'accélérateurs sont bobinés à partir de câbles multibrins de type **Rutherford** [Royet 1987]. La structure générique de ce câble est représentée sur la figure I.6. Il est composé d'une dizaine de brins, eux même constitués d'une multitude de filaments supraconducteurs en NbTi ou en Nb_3Sn . Le filament est de forme cylindrique et son diamètre moyen est de l'ordre de quelques dizaines de microns. Durant son processus d'élaboration et pour des considérations électromagnétiques, le brin subit une torsade suivant la direction longitudinale.

En général, les filaments supraconducteurs sont des matériaux mauvais conducteurs de courant et de la chaleur à l'état normal. Pour réduire les dissipations de chaleur engendrées par effet Joule, ces derniers sont noyés dans une matrice d'un métal de faible résistivité appelé stabilisant. Le plus souvent, il s'agit de cuivre ou d'aluminium très purs.

Ce câble est ensuite isolé électriquement par un guipage de rubans de polyimide ou de ruban de fibres de Silice imprégnés de résine époxy.

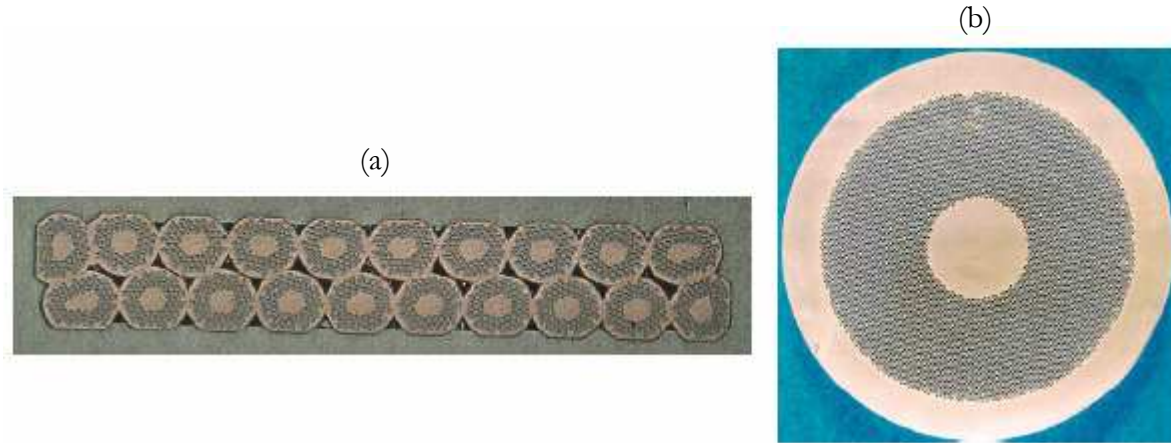


Figure I.6. (a) Section d'un câble de type Rutherford et (b) coupe d'un brin en NbTi.

II.2.5.1. Caractéristiques du câble de type Rutherford

Le câble de Rutherford est caractérisé principalement par son taux de remplissage τ_R appelé aussi taux de compaction. C'est le rapport entre la section équivalente des brins non déformés et la surface qui contient le câble [Schwitters 1993]. Pour un câble de section rectangulaire, il est donné par :

$$\tau_R = \frac{N_b \pi D_b^2}{4 w_c e_c} \quad (I.1)$$

où N_b est le nombre de brins dans le câble, D_b le diamètre du brin, w_c la largeur moyenne du câble e_c son épaisseur moyenne.

Notons que le taux de remplissage doit être suffisamment élevé pour garantir une bonne stabilité mécanique du câble tout en laissant suffisamment de « vide » pour permettre un bon refroidissement en hélium dans le cas de bobines poreuses ou une bonne pénétration de la résine dans le cas des bobines imprégnées de résine époxyde.

II.2.5.2. Variantes de câbles de type Rutherford

On distingue deux variétés de câbles de type Rutherford : les câbles sur-stabilisés et les câbles en conduits.

Câbles sur-stabilisés

Pour les aimants à fort champ magnétique et à longue constante de temps de décharge du courant, la matrice de métal normal incluse dans les brins du câble peut s'avérer insuffisante pour éviter un échauffement excessif lors d'une transition. Si besoin est, la stabilisation des brins peut

être complétée par l'addition d'un grand volume de métal normal de faible résistivité autour du câble lui-même. Cette addition est appelée « sur-stabilisation » [Pérot 1989].

Les conducteurs sur-stabilisés sont principalement utilisés dans la réalisation des grands systèmes d'aimants pour les détecteurs destinés aux expériences de physique des hautes énergies comme CMS et Atlas auprès du LHC. Dans ces systèmes, les aimants doivent être aussi transparents que possible aux particules étudiées, et le matériau le plus approprié comme sur-stabilisant est l'aluminium. Ce choix offre également l'avantage de réduire le poids du conducteur, puisque l'aluminium a une densité de 2768 Kg/m^3 alors que celle du cuivre est trois fois plus grande (8960 Kg/m^3).

Câbles en conduits

Le conducteur de type Câble-en-Conduit (« Cable In Conduit Conductor » ou CICC) est la solution adaptée à la réalisation des bobines supraconductrices qui sont le siège d'importantes dissipations de puissance ou soumises à des dépôts de chaleur intempestifs. C'est le cas des aimants des machines de fusion contrôlée par confinement magnétique comme ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) ou W7X (Wendelstein 7-X). Ils sont constitués d'un câble torsadé à plusieurs étages montés dans un conduit métallique où l'on réalise une circulation forcée d'hélium [Hoenig 1975].

Les avantages principaux d'un tel câble sont :

- un refroidissement direct à l'hélium et donc une bonne stabilité vis-à-vis des perturbations thermiques [Bottura 1998],
- le conduit métallique est utilisé pour reprendre une partie des efforts de Lorentz,
- un CIC peut être conçu de manière à transporter des courants très élevés (plusieurs dizaines de kA), permettant de réduire l'inductance des bobines et de faciliter le fonctionnement en régime pulsé.

En revanche, il présente certains inconvénients qui sont :

- les difficultés de fabrication, car il faut éviter les échauffements lors de la mise en place du conduit, mais, ici, il faut de plus assurer l'étanchéité à l'hélium du conduit et des connexions [Schneider 1994],
- il faut pouvoir contrôler le taux de vide et/ou les pertes de charge le long du conducteur,
- l'alimentation en hélium des bobines nécessite un circuit hydraulique relativement sophistiqué,
- la réalisation des connexions électriques nécessite le développement de techniques particulières [Ciazynski 1996].

III. Refroidissement des aimants supraconducteurs par hélium liquide

Comme indiqué précédemment, un aimant supraconducteur requiert un fonctionnement aux alentours de la température de l'hélium liquide pour maintenir son état supraconducteur. L'état de la phase liquide de l'hélium (normal ou superfluide, voir paragraphe II.1), influe notablement sur la valeur du champ magnétique pouvant être créé par un supraconducteur. La figure I.7 présente l'évolution du champ magnétique critique en fonction de la température critique (à densité de courant nulle) pour le NbTi et le Nb₃Sn [Wilson 1996]. On peut noter que l'utilisation de

l'hélium superfluide ($T < 2,17$ K) à la place de l'hélium normal bouillant ($T \approx 4,2$ K) permet d'atteindre des champs magnétiques supérieurs à 10 T pour le NbTi et à 25 T pour le Nb₃Sn.

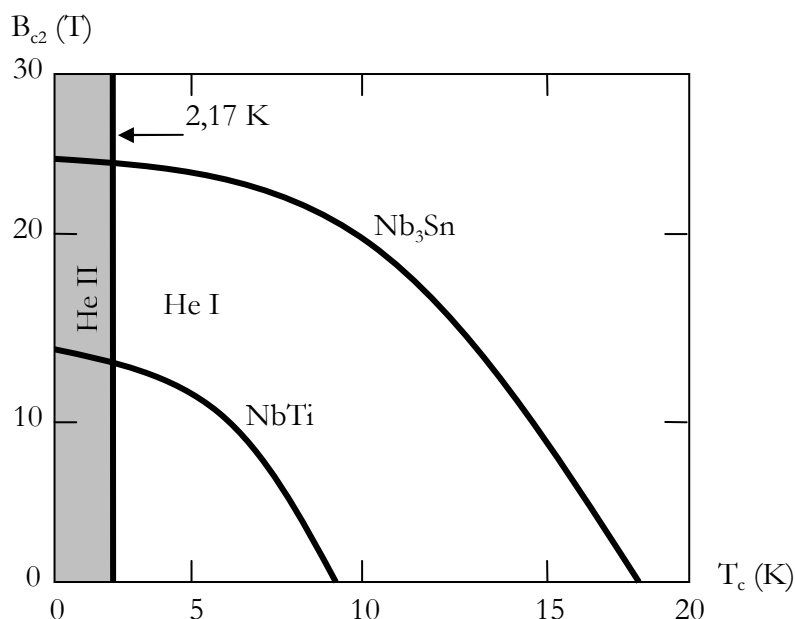


Figure I.7. Variation du champ magnétique critique en fonction de la température critique.

Dans ce qui suit, on se propose de présenter les propriétés physiques de l'hélium liquide, en se basant sur son diagramme de phases, et les techniques de réfrigération des aimants supraconducteurs utilisés.

III.1. Hélium liquide, un fluide singulier

L'hélium liquide possède des propriétés physiques étonnantes [Hébral 1995]. Elles sont très différentes des autres fluides, cryogéniques ou non. Pour comparaison, le tableau I.1 reporte les propriétés physiques de l'hélium normal, de l'eau et de l'azote.

Tableau I.1. Tableau comparatif des propriétés physiques à la saturation de l'He I, de l'azote liquide (fluide cryogénique) et de l'eau (fluide classique) à la pression atmosphérique.

Fluide	Masse volumique du liquide (kg/m ³)	Masse volumique du gaz (kg/m ³)	Viscosité dynamique du liquide (Pa.s)
Eau	1000	0,6	10 ⁻³
Azote	810	4,5	160×10 ⁻⁶
Hélium	125	17	3,6×10 ⁻⁶
Fluide	Chaleur latente de vaporisation (J/kg) ×10 ³	Chaleur spécifique du liquide (J/kg.K) ×10 ³	Tension superficielle (N/m)
Eau	2250	4,212	7,305×10 ⁻¹
Azote	200	2,03	8,85×10 ⁻³
Hélium	20	4,48	8,877×10 ⁻⁵

Nous remarquons que :

- la différence entre les propriétés physiques de l'hélium et celles de l'eau est de plusieurs ordres de grandeur alors qu'elle est d'un ordre de grandeur par rapport à l'azote,
- la tension superficielle de l'hélium est si faible que l'on s'attend à des différences dans la distribution de phases par rapport aux autres mélanges,
- les viscosités de la phase liquide et vapeur d'hélium sont si proches que les pertes de charge seront sans doute prédites par le modèle homogène.

III.2. Diagramme de phases de l'hélium

Parmi tous les fluides cryogéniques, l'hélium a un comportement très proche d'un fluide parfait. Ceci étant dû principalement à son faible potentiel intermoléculaire.

La figure I.8 illustre son diagramme de phases en coordonnées p et T [Van Sciver 1986]. Il montre que :

- l'hélium a le point critique le plus bas, avec $p_c = 0,225$ MPa et $T_c = 5,2$ K,
- A l'inverse des autres substances, l'hélium ne se solidifie pas et reste liquide jusqu'au zéro absolu, dans des conditions normales de pression. Cette propriété est déterminante pour révéler la nature quantique de l'hélium. En effet, les énergies d'interaction moléculaire étant très faibles comparées aux énergies cinétiques, la cohésion des molécules d'hélium faisant apparaître l'état solide n'est possible que sous l'effet de fortes pressions, supérieures à 2,5 MPa. Ceci explique l'absence du point triple de première espèce.

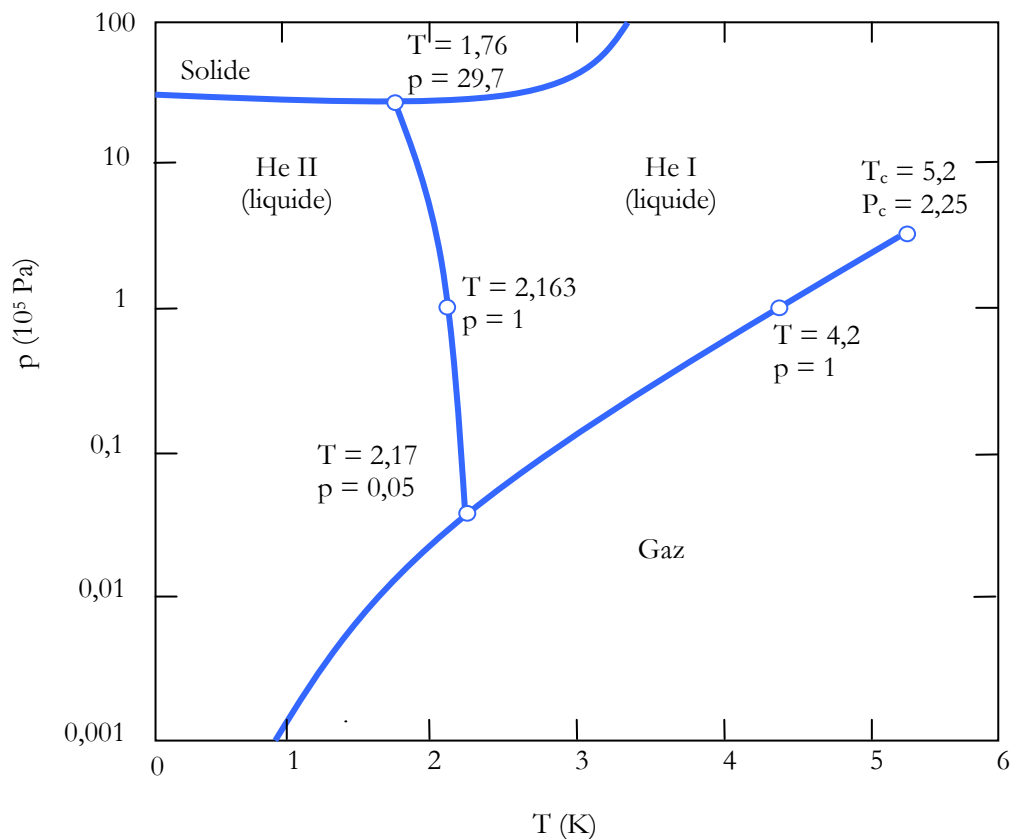


Figure I.8. Diagramme de phases de l'hélium (^4He).

- L'hélium liquide peut se retrouver sous deux états. Le premier dit normal noté « He I ». Il se comporte comme un fluide classique au sens newtonien du terme, dont les caractéristiques de transport sont proches de celles d'un gaz. Le deuxième dit superfluide noté « He II ». Il présente des caractéristiques thermodynamiques intéressantes comme la quasi-nullité de la viscosité ou la forte valeur de la conductivité thermique apparente qui peut être de plusieurs ordres de grandeur plus grande que celle des meilleurs conducteurs solides à ces températures. La ligne qui sépare les deux états liquides est appelée « ligne λ ». Cette désignation provient du fait que la courbe de la chaleur spécifique en fonction de la température a la forme de la lettre grec λ . Les coordonnées du point de transition λ à la pression de vapeur saturante sont $p_\lambda = 0,005$ MPa et $T_\lambda = 2,172$ K. La température de transition λ diminue lorsque la pression augmente jusqu'à atteindre une valeur de 1,76 K environ pour $p_\lambda = 2,9$ MPa.

III.3. Propriétés physiques

Les courbes présentées sur les figures I.9, I.10, I.11 et I.12 ont été obtenues par le code de calcul HEPAK (HElium PAcKage) fourni par Cryodata [Cryodata 1999].

III.3.1. Masse volumique

L'évolution de la masse volumique de l'He liquide en fonction de la température à la pression atmosphérique est représentée sur la figure I.9. En hélium normal ($T > T_\lambda$), la masse volumique diminue avec l'augmentation de la température, cas rencontrés en fluides classiques. Cependant, en hélium superfluide ($T < T_\lambda$), elle croît lorsque la température augmente jusqu'à atteindre un maximum à environ T_λ . A la pression atmosphérique, la valeur moyenne de la masse volumique en He II est 147 kg/m^3 approximativement, soit 16% plus grande que celle de l'He I, 125 kg/m^3 à 4,2 K. Par conséquent, l'He II est plus dense que l'He I.

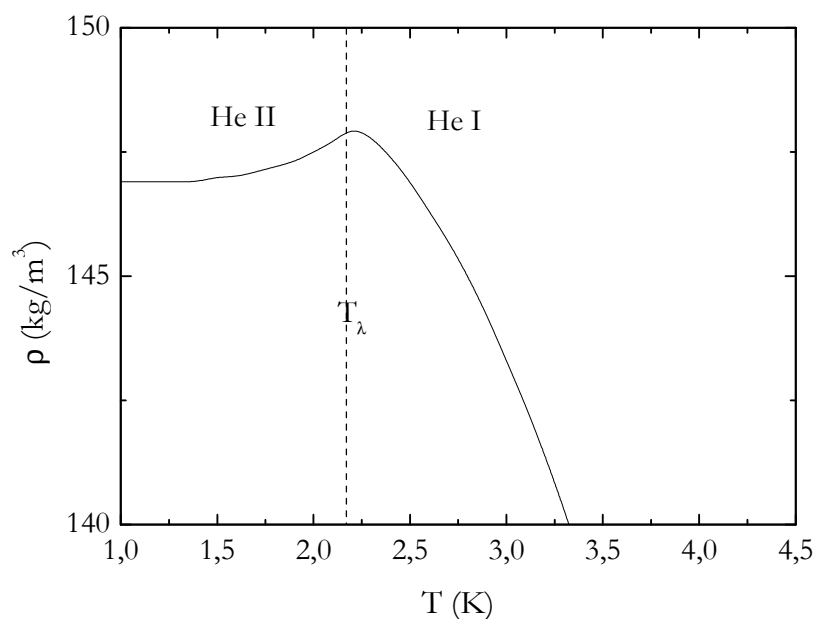


Figure I.9. Évolution de la masse volumique en fonction de la température à 0,1 MPa.

III.3.2. Entropie

Sur la figure I.10, on présente la variation d'entropie de l'hélium liquide en fonction de la température. Elle évolue suivant une loi cubique jusqu'à T_λ et suivant une loi linéaire au-dessus de T_λ .

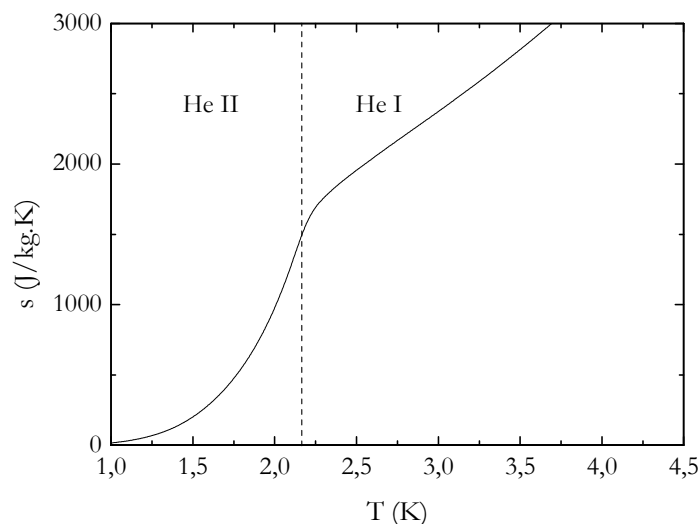


Figure I.10. Évolution de l'entropie en fonction de la température à 0,1 MPa.

III.3.3. Chaleur spécifique à pression constante

La figure I.11 montre l'évolution de la chaleur spécifique à pression constante C_p de l'hélium liquide en fonction de la température.

Pour l'He I, elle varie entre 2300 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ à $T \rightarrow T_\lambda$ et 5200 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ à $T=4,2 \text{ K}$.

Notons que pour un gaz parfait le C_p est donné par l'expression suivante :

$$C_p = \frac{5}{2} R \quad (\text{I.2})$$

avec $R=8,31 \text{ J}/\text{mol}\cdot\text{K}$ étant la constante des gaz parfaits.

Par application au cas de l'hélium qui a une masse molaire de 4 g/mol, on obtient un C_p de 5190 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$, une valeur proche de celle de l'He I. Ceci est attribué au fait que l'He I est un fluide assimilable à un gaz parfait en raison de son énergie d'interaction intermoléculaire faible.

En He II, pour des températures inférieures de 0,6 K, la dépendance en température est cubique alors que pour des températures supérieures elle s'apparente à une loi en $T^{6,7}$ entre 0,6 K et 1 K puis en une loi en $T^{5,6}$ entre 1 K et T_λ . A la pression de vapeur saturante, la transition λ est une transition de seconde espèce sans chaleur latente de transformation entre He I et He II.

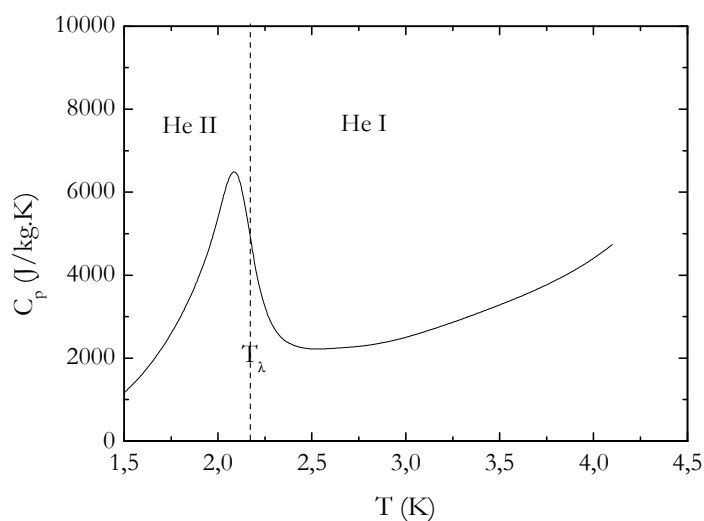


Figure I.11. Évolution de la chaleur spécifique à pression constante C_p en fonction de la température à 0,1 MPa.

III.3.4. Tension superficielle

La figure I.12 illustre la variation de la tension superficielle σ avec la température pour l'hélium liquide à la pression atmosphérique. Elle montre que σ décroît lorsque la température croît. Pour l'He II, sa valeur passe de 35×10^{-5} N/m à 1 K à 28×10^{-5} N/m à T_λ . Pour l'He I, σ diminue rapidement avec la température jusqu'à s'annuler à la température critique T_c . En fluides classiques, la dépendance de σ en température s'écrit :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \quad (I.3)$$

avec : $\sigma_0 = 0,5308 \times 10^{-3}$ N/m.

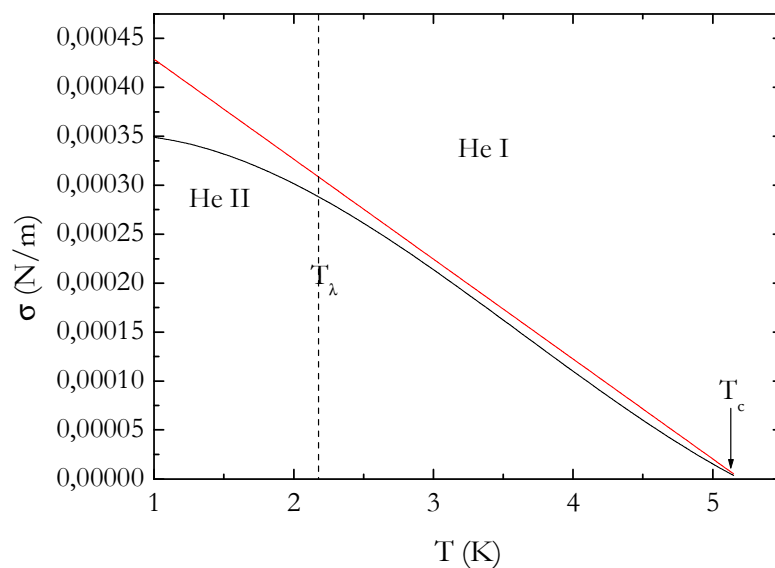


Figure I.12. Évolution de la tension superficielle en fonction de la température à 0,1 MPa.

L'équation (I.3) est représentée sur la figure I.12 en ligne rouge. On voit bien qu'elle est en bon accord avec les valeurs de σ pour l'He I alors qu'elle s'écarte des valeurs de σ pour l'He II. Cet écart s'explique par le caractère quantique de l'He II qui ne peut pas être décrit par les lois classiques.

III.3.5. Viscosité dynamique

La figure I.13 représente l'évolution de la viscosité dynamique de l'hélium liquide avec la température.

- En He I ($T > T_\lambda$), la viscosité est du même ordre de grandeur que la phase gazeuse d'un fluide classique (3×10^{-6} Pa.s).
- En He II ($T < T_\lambda$), la mesure de la viscosité peut être réalisée par deux méthodes. La première utilise un viscosimètre à perte de charge en régime laminaire à travers un microtube ($d \approx 1 \mu\text{m}$). La deuxième est basée sur le principe d'amortissement des oscillations d'un disque en rotation. Pour un fluide classique les résultats sont identiques par les deux méthodes alors que pour l'He II des résultats différents ont été obtenus. Par la méthode de l'écoulement laminaire, on obtient une viscosité nulle alors qu'avec la méthode utilisant un disque oscillant, la viscosité est de l'ordre de 10^{-6} Pa.s. Elle évolue avec la température selon la figure I.13. Cette différence expérimentale est à l'origine du modèle à deux fluides où l'He II est supposé être composé d'un fluide dit normal visqueux dont l'expérience du disque oscillant mesure sa viscosité et d'un fluide dit superfluide possédant une viscosité nulle. Cette dernière est le résultat de l'expérience de l'écoulement à travers des canaux de faibles dimensions où le fluide normal visqueux reste immobile.

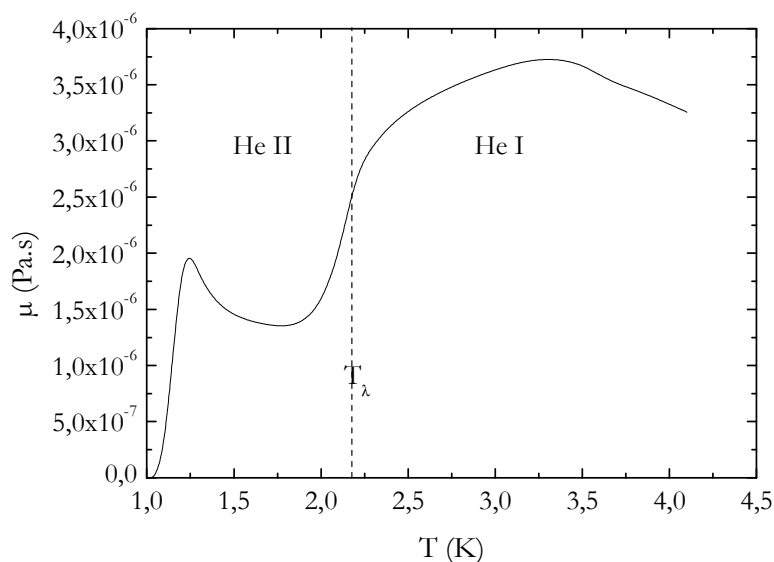


Figure I.13. Évolution de la viscosité dynamique en fonction de la température à 0,1 MPa.

III.4. Méthodes de réfrigération des aimants supraconducteurs

Une fois le couple supraconducteur-réfrigérant adopté, il ne reste qu'à définir la méthode de refroidissement de l'aimant. Son choix repose sur plusieurs critères qualitatifs, comme la valeur de la température de refroidissement, la stabilité des champs caractéristiques (champs magnétique, densité de courant) et quantitatifs comme la puissance de refroidissement, la taille ou le coût du système. Trois modes de réfrigération peuvent être employés tant pour l'hélium I que pour l'hélium II :

- la convection naturelle monophasique ou diphasique,
- la convection forcée avec deux options :
 - en monophasique (supercritique pour He I et sous refroidi pour He II)
 - en diphasique
- la convection naturelle diphasique (mode thermosiphon).

Nous présentons, ci-après, les plus répandues.

III.4.1. Bain d'He I saturé à la pression atmosphérique

Il est réalisé par immersion du bobinage supraconducteur dans un bain d'hélium normal saturé à la pression atmosphérique (figure I.14). En conséquence, le conducteur échange directement la chaleur avec l'He I, ce qui augmente le transfert de chaleur et assure une bonne stabilité thermique.

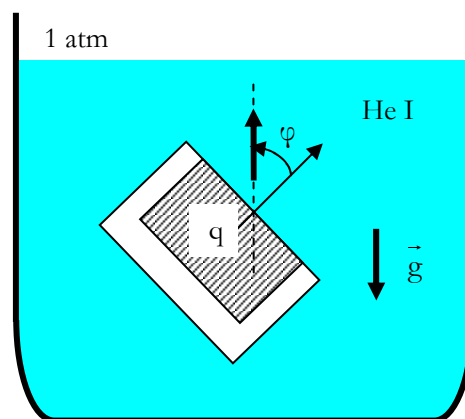


Figure I.14. Refroidissement par bain d'He I saturé.

La figure I.15 illustre l'allure de la courbe d'ébullition généralement obtenue en bain. Elle représente la variation de la densité de flux de chaleur appliquée q en fonction de la surchauffe pariétale $\Delta T_p = T_p - T_{sat}$. Cette figure montre que le système possède de meilleures capacités de transfert de chaleur en régime d'ébullition nucléée. En effet, lorsqu'une bulle se détache de la paroi, elle entraîne avec elle une partie de la couche limite thermique dans son sillage. Ainsi, outre les échanges par chaleur latente requise pour la formation de la bulle, s'ajoutent des échanges convectifs locaux intenses dus à une destruction périodique de la couche limite et un transport de chaleur. Cependant, l'augmentation du flux de chaleur accélère le mécanisme de nucléation et augmente la fréquence de détachement des bulles qui finissent par coalescer et la paroi se trouve couverte par un film de vapeur. Ce dernier empêche le liquide de remouiller la paroi et d'assurer

son refroidissement, ce qui provoque une augmentation brutale de la température pariétale. En He I, on observe un saut d'environ 1 K se produisant pour une densité de flux de chaleur dite critique q_{cr} de l'ordre de 10^4 W/m^2 [Van Sciver 1986]. Il est largement inférieur au saut de température observé en écoulements diphasiques des fluides classiques tel que l'eau qui est de l'ordre de 2000°C . Ceci est attribué au fait que la capacité calorifique que possède la phase vapeur d'He I est proche de celle de la phase liquide (Voir tableau I.1). Plusieurs paramètres régissent le transfert thermique par ébullition nucléée. On peut citer, l'état de la surface d'échange, son orientation par rapport à la gravité et l'état thermodynamique de l'hélium.

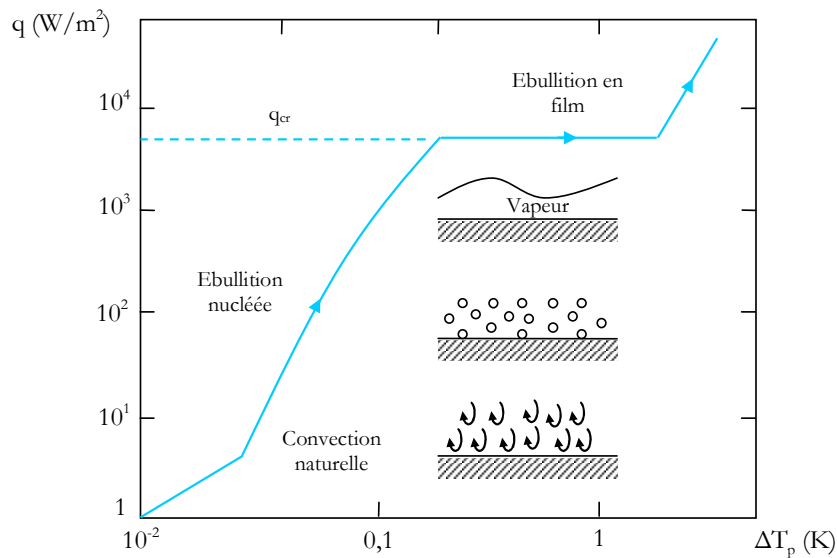


Figure I.15. Courbe d'ébullition en bain d'He I saturé à 4,2 K.

III.4.1.1. État de surface

La rugosité de la surface d'échange contrôle le nombre ainsi que la taille des sites de nucléation d'où les bulles prennent naissance. Plus elle est rugueuse, plus nombreux sont les sites de nucléation. Par conséquent, plus de bulles sont générées et plus l'échange thermique est efficace. Des mesures réalisées par Schmidt [Schmidt 1981], représentées sur la figure I.16, ont montré qu'en faisant varier la rugosité de la paroi, q_{cr} et ΔT_p subissent une variation d'un facteur allant de 2 à 3. Ce résultat est intéressant dans le sens où il permet de repousser la limite supérieure du régime d'ébullition nucléée, garantissant ainsi un échange thermique avec une grande marge de sécurité sans le risque du passage au régime d'ébullition en film.

III.4.1.2. Orientation de la surface

L'angle d'inclinaison φ de la surface d'échange par rapport à la gravité \vec{g} a un impact sur le processus de nucléation. Lorsque la face échangeant la chaleur avec le fluide est à $\varphi = 0^\circ$, les forces de poussée d'Archimède favorisent le détachement des bulles de la paroi, alors que pour $\varphi = 180^\circ$, elles les maintiennent à la paroi ce qui précipite l'apparition du régime d'ébullition en film. La figure (I.17) illustre la variation du flux critique q_{cr} avec l'angle φ pour l'He I en ébullition stagnante à différentes températures du bain [Lyon 1965].

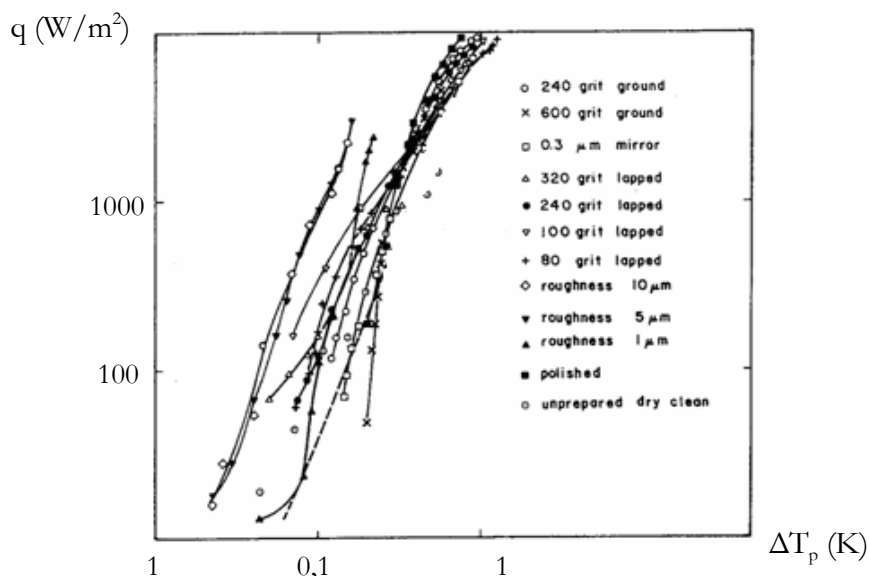


Figure I.16. Courbes d'ébullition nucléée en bain d'He I saturé pour différentes rugosités de surfaces (selon Schmidt [Schmidt 1981]).

III.4.1.3. État thermodynamique de l'hélium

L'état thermodynamique de l'hélium liquide est aussi un paramètre important dans le mécanisme de transfert de chaleur par ébullition. Le flux critique q_{cr} varie avec la pression, donc avec la température, et passe par un maximum pour une pression égale au tiers environ de la pression critique. La figure I.18 représente la variation de la densité de flux critique en fonction de la température pour l'He I [Van Siver 1986].

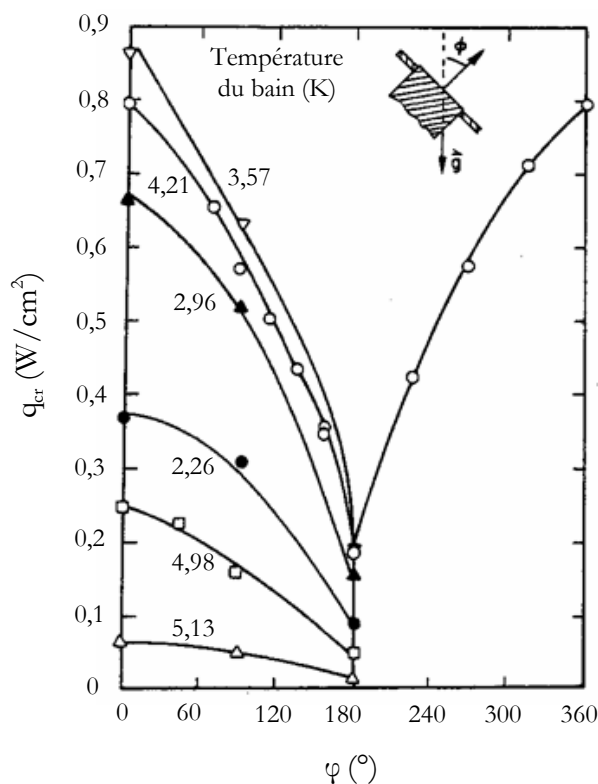


Figure I.17. Variation de q_{cr} en fonction de φ (d'après Lyon [Lyon 1965]).

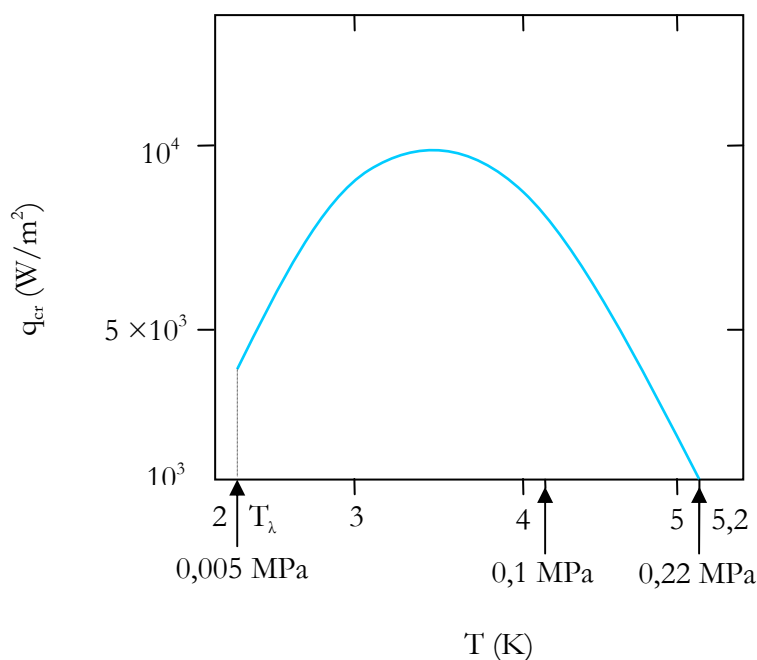


Figure I.18. Densité de flux critique en fonction de la température pour l'He I.

III.4.1.4. Modèles d'ébullition nucléée en bain

Il est difficile de donner des méthodes précises de déterminations des coefficients d'échange thermique pour l'ébullition nucléée. En effet, les grandeurs dont elle dépend (l'état de surface de la paroi, la mouillabilité du fluide, la présence d'incondensables, etc.) relèvent de l'échelle microscopique et sont difficilement prédictibles [Lallemand 2005]. Afin de pallier ce problème, les auteurs corrèlent leurs résultats expérimentaux en fonction des grandeurs macroscopiques dont ils ont accès et font apparaître des coefficients dépendants des différents paramètres du processus de nucléation.

L'analyse du mécanisme de transfert de chaleur en ébullition nucléée met en évidence que la grande partie de la puissance transmise au liquide se fait par les courants de convection dus aux mouvements de turbulence engendrés par le décrochement des bulles de la paroi [Souhar 2000]. Par conséquent, le calcul de l'échange thermique par ébullition nucléée se réduit à celui de l'écoulement liquide autour de la bulle de vapeur (figure I.19).

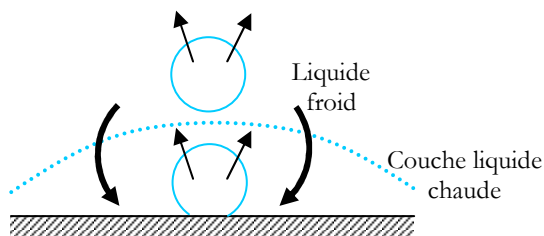


Figure I.19. Mécanisme d'ébullition nucléée.

Par analogie avec les lois de transfert de chaleur en écoulement monophasique, plusieurs auteurs ont développés des corrélations selon la relation suivante :

$$Nu = C Re^x Pr^y \quad (I.4)$$

tels que :

- Nu est le nombre de Nusselt basé sur le diamètre de la bulle au décrochement, défini par :

$$Nu = \frac{hD_b}{\lambda_1} = \frac{h_{EN}}{\lambda_1} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5}$$
 , où h_{EN} , σ , ρ_l , ρ_v , λ_1 sont respectivement le coefficient d'échange thermique par ébullition nucléée en bain, la tension superficielle, la masse volumique de la phase liquide et vapeur et la conductivité thermique de la phase liquide.
- Re est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse superficielle du liquide froid venant lécher la paroi, donné par : $Re = \frac{q}{\rho_l L_v} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5} \frac{\rho_l}{\mu_1}$, L_v étant la chaleur latente de vaporisation.
- Pr est le nombre de Prandtl basé sur les propriétés physiques de la phase liquide, donné par $Pr = \frac{C_{pl}\mu_1}{\lambda_1}$, où μ_1 et C_{pl} sont respectivement la viscosité dynamique et la capacité calorifique de la phase liquide.

La plus connue des corrélations est celle de Rohsenow, donnée par :

$$\left[\frac{C_{pl}\Delta T_p}{L_v} \right] = C_{sf} \left[\frac{q}{\mu_1 L_v} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5} \right]^{0,33} \left[\frac{C_{pl}\mu_1}{\lambda_1} \right]^m \quad (I.5)$$

avec :

- C_{sf} est un coefficient spécifique de la combinaison fluide-paroi, qui dépend de l'angle de contact.

Rohsenow [Rohsenow 1952] a préconisé la valeur de m égale à 1,7 pour tous les fluides sauf l'eau où elle vaut 1. Le coefficient C_{sf} , dont la valeur varie de 0,003 à 0,015, est donné dans le tableau I.2 pour l'eau avec différents matériaux. Pour d'autres couples paroi/fluide, une valeur moyenne de 0,013 est recommandée mais, pour plus de précision, il faut avoir recours à l'expérience.

Tableau I.2. Le coefficient C_{sf} pour différentes combinaisons fluide-paroi

Combinaison surface-fluide	C_{sf}
Eau – nickel.	0,006
Eau – platine	0,013
Eau – cuivre poli.	0,013
Eau – laiton	0,006
Eau – acier inoxydable poli	0,008

Kutateladze [Kutateladze 1961] a également établi une corrélation suivant l'équation (I.4). Elle est donnée par la relation suivante :

$$\frac{h}{\lambda_1} \sqrt{\left(\frac{\sigma g}{\rho_1}\right)} = 3,25 \times 10^{-4} \left[\frac{q C_{pl} \rho_1}{L_v \rho_v \lambda_1} \sqrt{\left(\frac{\sigma}{g \rho_1}\right)} \right]^{0,6} \times \left[g \left(\frac{\rho_1}{\mu_1}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{g \rho_1}\right)^{3/2} \right]^{0,125} \left(\frac{p}{\sqrt{\sigma g \rho_1}} \right)^{0,7} \quad (I.6)$$

En comparaison avec la corrélation de Rohsenow, celle de Kutateladze a une expression relativement complexe. Après réarrangement l'équation précédente devient :

$$q = 1,9 \times 10^{-9} \underbrace{\left[g \left(\frac{\rho_1}{\mu_1}\right)^2 X^3 \right]^{0,3125} \left(\frac{pX}{\sigma}\right)^{1,75} \left(\frac{\rho_1}{\rho_v}\right)^{1,5} \times \left(\frac{C_{pl}}{L_v}\right)^{1,5}}_{K_{Ku}} \Delta T_p^{2,5} = K_{Ku} \Delta T_p^{2,5} \quad (I.7)$$

où X est le groupement $\left(\frac{\sigma}{g \rho_1}\right)^{0,5}$.

L'équation donnée par (I.7) est d'une utilisation plus commode. Elle s'écrit dans le cas de l'He I saturé à 4,2 K comme suit :

$$q = 58000 \times \Delta T^{2,5} \quad (I.8)$$

III.4.1.5. Corrélations du flux critique q_{cr} en bain

Différents modèles ont été développés pour prédire le flux critique q_{cr} en ébullition stagnante. Kutateladze a établi l'expression suivante à partir de l'analyse dimensionnelle [**Kutateladze 1948**]:

$$q_{cr} = 0,16 \times \rho_v L_v \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{0,25} \quad (I.9)$$

Zuber et al. [**Zuber 1961**] ont proposé par la suite une expression analogue à celle de Kutateladze. Elle a été obtenue analytiquement sur la base de considérations hydrodynamiques. En effet, ils considèrent que l'apparition de la crise d'ébullition est le résultat de la destruction de l'interface qui sépare les deux phases par la formation d'ondes à sa surface (instabilités de Taylor). La corrélation de Zuber s'exprime par :

$$q_{cr} = \frac{\pi}{24} \times \rho_v L_v \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{0,25} \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_v} \right)^{1/2} \quad (I.10)$$

Ces deux corrélations sont valables pour une plaque plane horizontale à condition que :

$$\frac{L}{2\pi\sqrt{3}} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_v)} \right]^{-0,5} > 3 \quad (I.11)$$

où L est la longueur caractéristique de la plaque généralement prise égale à sa dimension la plus petite.

La différence entre ces deux corrélations est la valeur de la constante numérique ; elle vaut 0,16 dans l'équation (I.9) et $\pi/24$ dans l'équation (I.10). De plus, la corrélation de Zuber contient un terme supplémentaire $\left(\frac{q_1}{q_1 + q_v}\right)^{0,25}$ qui n'apparaît pas dans la corrélation de Kutateladze. En effet, la constante 0,16 résulte d'un lissage de plusieurs points expérimentaux pour différents fluides alors que la constante $\pi/24$ (0,13) et le terme $\left(\frac{q_1}{q_1 + q_v}\right)^{0,25}$ provient de l'analyse établie par Zuber.

Le tableau I.3 donne la valeur de q_{cr} pour l'He I à 4,2 K évaluée par les corrélations de Zuber et de Kutateladze.

Tableau I.3. q_{cr} donné par les corrélations de Kutateladze et Zuber pour l'He I saturé à 4,2 K.

Corrélation	q_{cr} (W/m ²)
Kutateladze	7534,08
Zuber	8500

Le tableau I.3 montre que les valeurs de q_{cr} obtenues par les deux corrélations sont proches.

Sur la figure (I.20), est présentée la variation du nombre adimensionnel $q_{cr} / \rho_v L_v$ en fonction du nombre de densité $X = \left[\frac{\sigma g (q_1 - q_v)}{q_v^2}\right]^{1/4}$ pour l'hélium, l'azote et l'oxygène [Lyon 1965]. Elle montre un bon accord entre l'équation (I.9) et les différents points expérimentaux.

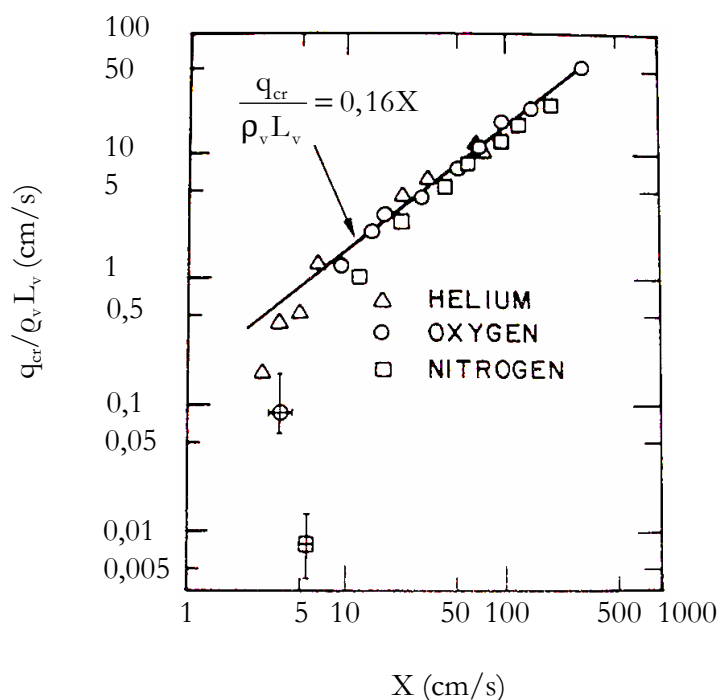


Figure I.20. La variation du $q_{cr} / \rho_v L_v$ en fonction de $X = \left[\frac{\sigma g (q_1 - q_v)}{q_v^2}\right]^{1/4}$.

Le refroidissement par bain est resté jusqu'à une certaine époque, la méthode de réfrigération la plus utilisée pour sa simplicité et son pouvoir réfrigérant élevé. Cependant, il s'avère inapproprié dès que la taille des systèmes cryomagnétiques devient importante, cas du LHC par exemple. Ceci est dû principalement à la quantité d'hélium importante nécessaire au refroidissement et qui en cas de quench de la bobine (la transition de l'état supraconducteur à l'état résistive de l'ensemble de la bobine) provoque une montée instantanée de pression pouvant être fatale pour le système.

III.4.2. Refroidissement par écoulement forcé d'He I saturé

L'échange thermique se fait indirectement au moyen d'un échangeur de chaleur à tubes dans lesquels circule l'He I saturé. Ce mode de refroidissement offre les avantages suivants :

- le fluide garde une température pratiquement constante sur l'ensemble du circuit de refroidissement. En effet, les pertes de pression sont négligeables et n'influent pas sur la pression régnante dans le système et par conséquent la température de saturation correspondante reste constante,
- Il permet un gain de place et de masse par rapport au refroidissement en bain d'hélium ainsi qu'une réduction de la quantité d'hélium contenu dans la bobine, facteur de sécurité lors d'un éventuel quench de la bobine,
- Il permet également une plus grande facilité de mise en froid de l'aimant grâce au contrôle du débit.

L'inconvénient majeur de ce mode de refroidissement réside dans le fait que la présence de la phase vapeur dans l'écoulement pourrait engendrer des instabilités dynamiques et faire apparaître localement des points chauds dus à la formation de poches de gaz à proximité de la paroi réduisant considérablement le transfert thermique.

III.4.2.1. Écoulements diphasiques d'He I en convection forcée dans la littérature

La caractérisation des propriétés thermiques et hydrodynamiques d'un écoulement d'He I diphasique à savoir le coefficient d'échange thermique, le taux de vide et la chute de pression a fait l'objet de quelques études. Dans ce qui suit, nous citerons les travaux et les diverses corrélations qui en résultent.

Études thermiques

De La Harpe et al. et Johannes ont réalisés des expériences sur un écoulement diphasique d'He I ascendant à 4,2 K [**De La Harpe 1968**], [**Johannes 1972**]. Ces auteurs ont corrélé leurs résultats du coefficient d'échange thermique en fonction du paramètre de Martinelli selon la loi suivante :

$$h_{TP} = h_1 A \chi_{tt}^{-n} \quad (I.12)$$

où :

- h_{TP} et h_1 sont respectivement les coefficients de transfert de chaleur de l'écoulement diphasique et de l'écoulement monophasique liquide correspondant calculé à partir de la corrélation de Dittus-Boettler [**Dittus 1930**],

- χ_{tt} est le paramètre de Martinelli donné par : $\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,125}$
- la constante A et l'exposant n sont obtenus par lissage des points expérimentaux.

Le tableau I.4 donne les valeurs de A et n obtenus par lissage des données expérimentales de De La Harpe et de Johannes.

Tableau I.4. Valeurs de A et n suivant la relation (I.12).

Auteurs	A	n
de La Harpe	1,8	0,75
Johannes	5,40	0,385

Ultérieurement, Ogata et Sato ont réalisé une étude expérimentale sur le transfert de chaleur d'un écoulement d'He I bouillant dans une conduite verticale en acier inox de diamètre intérieur 11 mm [Ogata 1974]. Ils ont proposé, en fonction du paramètre de Martinelli et du nombre d'ébullition Bo, la corrélation suivante:

$$\frac{h_{TP}}{h_l} = \chi_{tt}^{-0,66} + 1500Bo^{0,8} \quad (I.13)$$

où Bo est le nombre d'ébullition donné par $Bo = \frac{qG}{L_v}$.

L'équation (I.13) n'est que la modification de l'équation (I.12) par l'introduction du nombre d'ébullition Bo afin de tenir compte de l'effet de la nucléation pariétale négligé par l'équation (I.12).

Keilin et al. ont étudié expérimentalement l'échange thermique dans un écoulement d'He I forcé en ébullition dans la gamme de pression $1,1 \leq p \leq 1,5$ atm et de vitesse massique $18 \leq G \leq 96$ kg/m².s [Keilin 1975]. Ils ont montré que la corrélation développée par Kutateladze en ébullition convective prédit assez bien leurs mesures. Cette corrélation s'exprime par la relation suivante :

$$h_{TP} = (h_{CV}^2 + h_{EN}^2)^{1/2} \quad (I.14)$$

avec h_{CV} et h_{EN} calculés respectivement par la corrélation de Dittus-Boettler et la corrélation de Kutateladze établie pour le bain (équation (I.7)). Cette corrélation se classe dans la catégorie des modèles asymptotiques où les effets de convection forcée et d'ébullition nucléée coexistent et contribuent au transfert de chaleur selon une loi de type $h_{TP} = (h_{CV}^n + h_{EN}^n)^{1/n}$ (voir paragraphe III.3.2 du chapitre II).

Études hydrodynamiques

Khalil et al. ont mesuré, dans la gamme de pression $1,06 \leq p \leq 2,04$ bar, la chute de pression Δp et le taux de vide α pour un écoulement d'He I diphasique dans une conduite verticale de diamètre intérieur 6,35 mm [Khalil 1981]. Ils notent que parmi les modèles utilisés pour l'évaluation de Δp , le modèle homogène représente le mieux leurs résultats expérimentaux. Pour la mesure du taux de vide α , ils utilisent un capteur capacitif dont le principe est fondé sur la

différence entre les permittivités électriques des deux phases liquide et vapeur. Les mesures obtenues montrent que le modèle de Levy et le modèle homogène donnent une meilleure estimation par rapport au modèle de Lockhart-Martinelli qui surestime les résultats.

Récemment, Augeyround et al. ont effectué des mesures, à la pression atmosphérique, du taux de vide α d'un écoulement d'He I diphasique en circulation forcée dans une conduite verticale de diamètre intérieur 10 mm pour $5 \leq G \leq 11 \text{ kg/m}^2\text{s}$ [Augeyround 1996]. Ils ont mis au point un capteur basé sur la technique d'atténuation de l'énergie d'un faisceau d'électrons qui traverse l'écoulement. Par opposition au travail de Khalil et al., ils montrent que le modèle homogène et le modèle de Levy n'est proche des points expérimentaux qu'aux des titres massiques faibles ($x < 3\%$) et que le meilleur accord entre modèle et mesure dans la gamme de titre massique $0 \leq x \leq 100\%$ est obtenu avec le modèle de dérive.

III.4.3. Refroidissement par circulation naturelle d'He I saturé

Ce mode de refroidissement opère selon le principe thermosiphon. En effet, il exploite le fait que la présence de la vapeur dans le circuit de refroidissement, créée par dissipation thermique, diminue la densité moyenne du fluide par rapport à la densité du liquide seul. Il suffit alors d'amener l'He liquide au bas du circuit pour créer une différence de poids qui génère l'écoulement. Cette méthode de refroidissement a été utilisée pour la réfrigération du solénoïde d'Aleph, le détecteur de particules de l'ancien collisionneur de particules LEP et actuellement elle est adoptée pour le refroidissement de l'aimant de CMS auprès du LHC (voir paragraphe IV.2). Elle combine les avantages de la convection naturelle où la puissance de chauffage est le moteur de l'écoulement et de la convection forcée où la chaleur est transportée par l'écoulement. Néanmoins, ce système présente un couplage thermohydraulique complexe. Le débit massique de circulation n'est pas une variable indépendante, mais fonction de plusieurs paramètres tels que le flux de chaleur, le sous-refroidissement, la pression du système...etc. Baudouy a étudié expérimentalement le comportement thermohydraulique, jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition, d'un écoulement thermosiphon d'He I diphasique à 4,2 K dans une conduite verticale de 14 mm de diamètre [Baudouy 2001], [Baudouy 2002] et [Baudouy 2003]. Il montre que, dans la gamme de flux de chaleur $0 \leq q \leq 2000 \text{ W/m}^2$ et de titre massique $0 \leq x \leq 20\%$, le débit massique de circulation augmente avec l'augmentation du flux de chaleur jusqu'à atteindre une valeur limite de 22 g/s et que le modèle homogène prédit d'une manière très satisfaisante la chute de pression diphasique mesurée. Il propose une corrélation de transfert de chaleur selon la loi (I.12) et trouve que le meilleur lissage de ses résultats expérimentaux est obtenu pour $A=12$ et $n=0,5$. Il trouve que la crise d'ébullition apparaît d'abord à la sortie du tube d'essai pour un flux de chaleur de 1300 W/m^2 et en augmentant le flux de chaleur elle se propage vers l'entrée du tube. Ces résultats encourageants restent incomplets et insuffisants pour prédire ce type d'écoulement et ses limites même dans les configurations les plus simples. Par conséquent, des études sont nécessaires afin d'améliorer la compréhension du comportement thermique et hydraulique de ce mode de refroidissement, tel est l'objectif de notre étude.

III.4.4. Refroidissement par hélium superfluide stagnant

L'He II peut être utilisé sous deux phases différentes : saturée ou pressurisée [Baudouy 1996]. Le premier se présente à pression réduite ($T = 1,8 \text{ K}$, $p = 1,6 \times 10^3 \text{ Pa}$), ce qui induit de nombreuses contraintes qui affecte à la fois la mise en œuvre pratique et la puissance de refroidissement. Son utilisation nécessite une réfrigération en continue difficile à réaliser et un grand volume à faible pression ($p < 5 \times 10^3 \text{ Pa}$) qui induit des risques de fuite. De plus, des flux de

chaleur élevés peuvent provoquer un changement de phases de l'hélium directement vers la phase gazeuse dont les caractéristiques thermiques sont nettement inférieures à celle de la phase liquide. Les densités de flux de chaleur maximales évacuables par l'He II saturé sont fixées par l'apparition de cette transition He II – gaz qui intervient lorsque le fluide en contact est à sa température de saturation. Ici $p = p_0 + \rho g \Delta z$ où Δz représente la hauteur d'immersion de la surface d'échange. Il faut donc prévoir un remplissage permanent sous pression réduite pour

maintenir Δz constant et une marge de température de $\Delta T = \int_{p_0}^{p_0 + \rho g \Delta z} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right) dp$. Ce gain

supplémentaire de marge en température est souvent pris en compte dans la conception de l'aimant. L'He II pressurisé est maintenant préféré parce qu'une grande excursion en température provoquerait un changement de phase vers la phase He I où les caractéristiques sont nettement inférieures à celle de l'He II mais supérieure à celle de la phase gazeuse que l'on rencontrerait si l'on utilisait de l'He II saturé.

La technique de mise en œuvre de l'He II la plus utilisée, le double bain, emploi d'un bain d'He I bouillant, servant de réservoir, séparé par une plaque isolante du bain d'He II refroidi par une source externe froide. Le seul désavantage de ce mode de refroidissement est qu'il accroît le coût et le nombre des équipements par rapport à l'utilisation de l'He II en phase saturée, mais présente moins de contrainte d'utilisation.

IV. Système cryomagnétique de l'aimant de CMS

L'aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS est considéré à ce jour comme l'aimant ayant l'énergie magnétique la plus importante. Ses caractéristiques générales sont regroupées dans le tableau suivant.

Tableau I.5. Caractéristiques Générales de l'aimant du CMS.

Hauteur (m)	12,5
Diamètre externe (m)	7
Épaisseur (mm)	310
Poids (tonnes)	225
Champ magnétique au centre (T)	4
Énergie Stockée (GJ)	2,7
Courant nominal (A)	19500
Température de fonctionnement (K)	4,5

Il génère un champ magnétique de 4 T dans un volume de 150 m³, nécessaire à l'identification des particules subatomiques résultant des collisions entre deux faisceaux de protons hautement énergétiques. Etant donné que ces particules sont chargées, leur interaction avec le champ magnétique suscite une force de Lorentz, qui peut être perçue par quelques 80 millions de détecteurs au silicium constituant CMS, permettant ainsi aux chercheurs de déduire la quantité de mouvement et la trajectoire des particules.

Cette performance est atteinte avec le couple supraconducteur – réfrigérant : NbTi – He I saturé à 4,5 K en circulation naturelle.

IV.1. Câble supraconducteur du solénoïde de CMS

Le câble supraconducteur utilisé pour le bobinage est de type Rutherford sur-stabilisé, dont les caractéristiques géométriques sont représentées sur les figures I.21 et I.22. Ce câble de forme rectangulaire (64 mm par 22 mm) est constitué de 32 brins composites multifilamentaires Cu/NbTi (avec un diamètre de 1,28 mm et un rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur de 1,1 sur 1) enrobé dans un sur-stabilisant rectangulaire (30 mm par 22 mm) en aluminium pur, complété par des renforts en alliage d'aluminium (ENAW-6082).

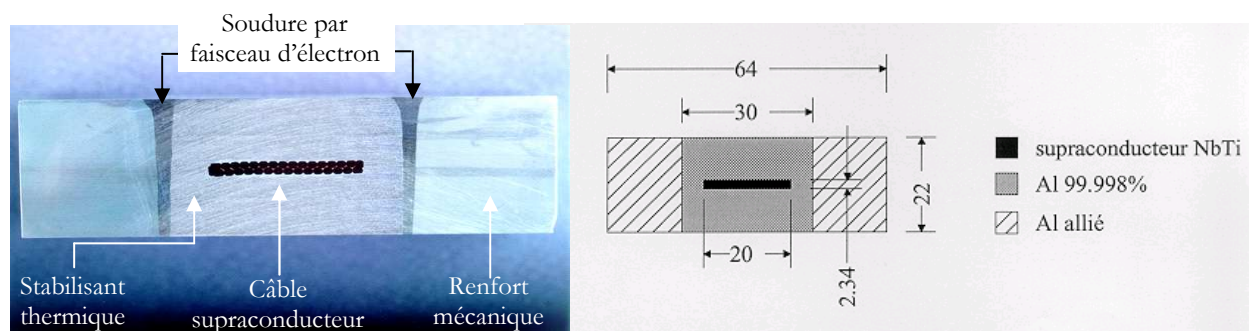


Figure I.21. Section du câble Rutherford pour le solénoïde du CMS.

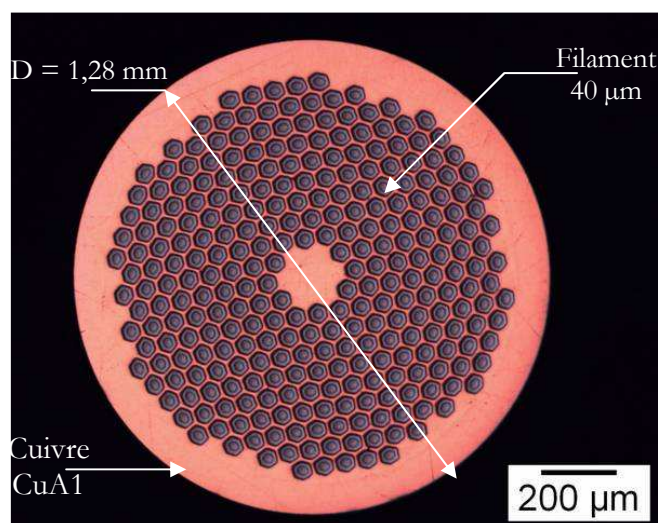


Figure I.22. Brin supraconducteur en NbTi pour l'aimant du CMS.

IV.2. Système de réfrigération

Le solénoïde du CMS comporte 5 modules, chacun est refroidi indirectement via un échangeur de chaleur à tubes carrés en aluminium de diamètre intérieur 14 mm. Les tubes sont soudés sur la surface externe du cylindre de l'aimant avec un espacement entre tubes de 250 mm dans chaque module. Ce circuit a été doublé pour des raisons de sécurité (figure I.23). En effet, le deuxième circuit sert de secours en cas de défaillance du circuit primaire.

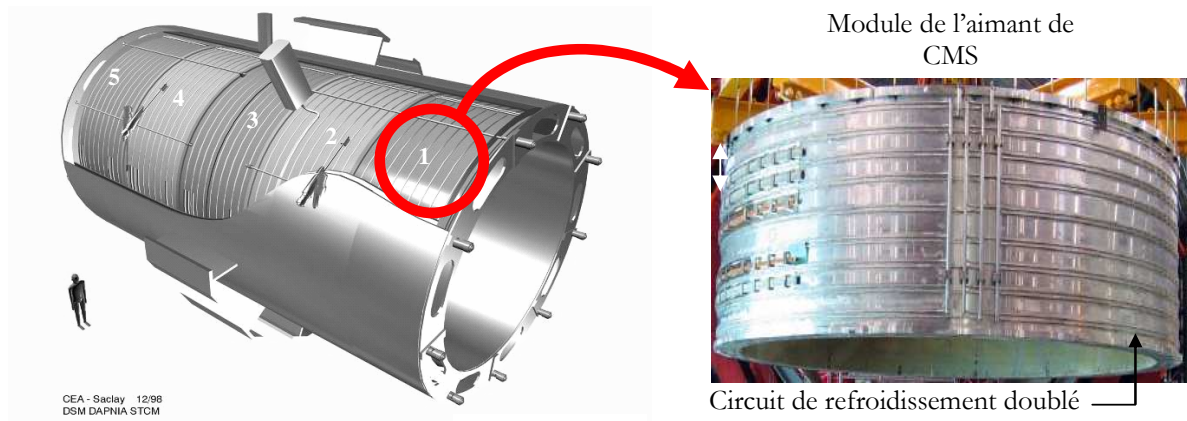


Figure I.23. Le solénoïde du CMS.

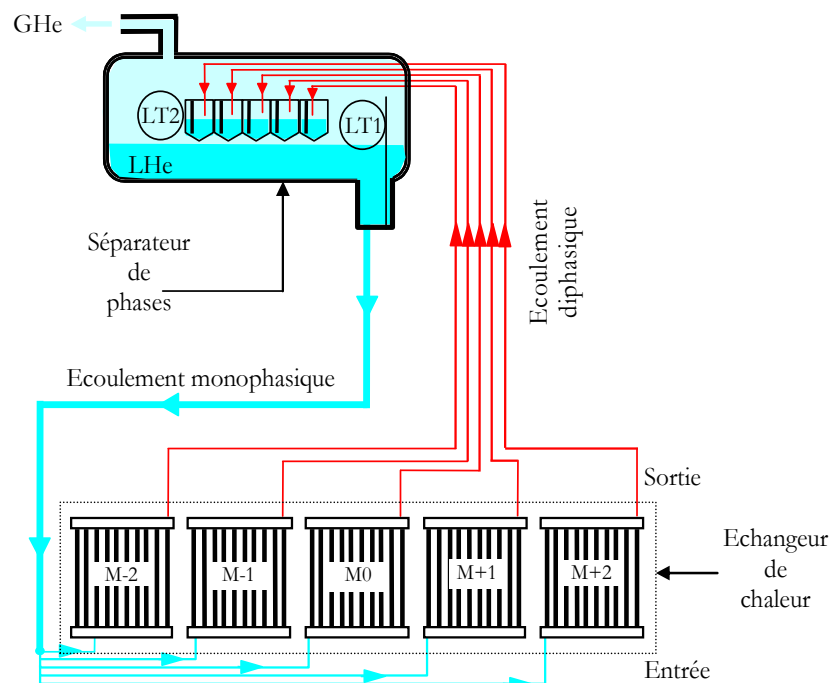


Figure. I.24. Boucle thermosiphon pour le refroidissement du solénoïde du CMS.

L'écoulement d'hélium repose sur le principe du thermosiphon. Il est créé par la différence de poids entre les colonnes d'He diphasique, sujettes à la chaleur dissipée dans l'aimant, et le tube d'alimentation en He liquide descendant du séparateur de phases (figure I.24).

Le séparateur de phases, placé sur une plateforme au-dessus de l'aimant, assure d'une part l'alimentation en LHe de l'échangeur de chaleur, et d'autre part, la séparation des deux phases liquide et vapeur de l'écoulement sortant de ce dernier. En conditions d'opérations normales, l'aimant contient à peu près 600 l de LHe, environ la moitié se trouve dans le séparateur de phases et l'autre moitié dans l'échangeur de chaleur.

V. Conclusion

La mise en œuvre des systèmes utilisant des supraconducteurs à très basse température nécessite l'utilisation de l'hélium liquide. Ce cryogène possède des propriétés physiques particulières et se présente à très basses températures sous deux phases : normal (He I) et superfluide (He II). Le choix de l'une ou de l'autre dépend du type de matériau supraconducteur à utiliser et de l'intensité du champ magnétique à produire.

L'hélium normal (He I) diphasique circulant en mode thermosiphon est l'option adoptée pour la réfrigération de l'aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS auprès du LHC. Le peu d'informations et le souhait d'approfondissement des connaissances sur le fonctionnement cryogénique d'un tel système ont incité le SACM à se lancer dans l'étude des propriétés thermiques et hydrauliques de ce type d'écoulement diphasique.

Dans le chapitre suivant, on exposera les différentes lois qui décrivent le comportement hydrodynamique et l'échange thermique en ébullition convective. Ces lois seront utiles pour la présente étude.

Chapitre II

COMPORTEMENT THERMOHYDRAULIQUE DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

COMPORTEMENT THERMOHYDRAULIQUE DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

I. Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, les matériaux supraconducteurs utilisés dans la réalisation des aimants à haut champ magnétique nécessitent, pour conserver leurs propriétés supraconductrices, l'emploi de fluides cryogéniques et en particulier l'hélium liquide. Les propriétés physiques de l'hélium en font un fluide très sensible à la chaleur, c'est-à-dire que sa chaleur latente est très faible. Un débit ou un bain d'hélium liquide en contact avec un corps dissipant de la chaleur va donc générer facilement de la vapeur. Dans le cas du bain, cela crée des bulles de vapeur remontant vers la surface. Dans le cas d'écoulement, la fraction de la vapeur présente dans le mélange diphasique va s'organiser selon des critères liés à la géométrie du circuit (diamètre du tube, orientation,...) et aussi à la vitesse de chaque phase (liquide et vapeur) ; ainsi différentes configurations d'écoulement vont pouvoir se former (écoulements à bulles, à poches,...). Chacune aura des propriétés spécifiques sur le plan hydrodynamique (perte de charge, stabilité...) et thermique (coefficient de transfert de chaleur,...). La connaissance de ces propriétés est primordiale pour la conception et l'évaluation des performances des systèmes de refroidissement. Cependant, le caractère aléatoire et fluctuant inhérent aux écoulements diphasiques rend la prédiction complexe.

Ce chapitre a pour objectif d'exposer les divers modèles développés dans la littérature qui décrivent le comportement hydrodynamique et thermique d'un écoulement diphasique. Il est scindé en deux parties. La première s'intéresse à l'aspect hydrodynamique. D'abord, elle présente les paramètres caractéristiques d'un écoulement diphasique, ses différents régimes susceptibles d'exister ainsi que les cartes d'écoulements en résultant. Ensuite, elle aborde le problème de modélisation en présentant les différentes techniques utilisées. La deuxième partie examine les mécanismes d'échange thermique notamment le processus de nucléation pariétale, l'échange thermique par ébullition nucléée et les conditions d'assèchement en paroi.

II. Hydrodynamique des écoulements diphasiques

II.1. Principaux paramètres des écoulements diphasiques

Un écoulement diphasique est caractérisé par les vitesses, les débits massiques et volumiques, les fractions massiques et volumiques des deux phases en présence [Butterworth 1977].

Pour un écoulement liquide-vapeur dans une conduite, ces paramètres sont définis comme suit :

- Les débits massiques respectifs des phases liquide et vapeur : $m_l = \rho_l W_l A_l$ et $m_v = \rho_v W_v A_v$ avec $m_t = m_l + m_v$; ρ_l et ρ_v sont les masses volumiques des phases liquide et vapeur respectivement ; W_l et W_v leurs vitesses moyennes dans la conduite ; A_l et A_v sont les aires qu'elles occupent ; m_t est le débit massique total ;
- La vitesse massique : $G = \frac{m_t}{A}$ où $A = A_l + A_v$ est l'aire de la section de la conduite ;
- Les vitesses massiques respectives des phases liquide et vapeur : $G_l = \frac{m_l}{A}$ et $G_v = \frac{m_v}{A}$ avec $G = G_l + G_v$;
- Le débit volumique de l'écoulement diphasique Q ;
- Les débits volumiques respectifs des phases liquide et vapeur : $Q_l = \frac{m_l}{\rho_l}$ et $Q_v = \frac{m_v}{\rho_v}$ avec $Q = Q_l + Q_v$;
- Les titres massiques ou fractions massiques respectifs des deux phases liquide et vapeur : $1 - x = \frac{m_l}{m_t}$ et $x = \frac{m_v}{m_t}$;
- Les titres volumiques respectifs des phases liquide et vapeur : $1 - \beta = \frac{Q_l}{Q}$ et $\beta = \frac{Q_v}{Q}$;
- Les vitesses moyennes respectives des phases liquide et vapeur dans la direction de l'écoulement : $W_l = \frac{m_l}{\rho_l A_l} = \frac{(1-x)m_t}{\rho_l A_l}$ et $W_v = \frac{m_v}{\rho_v A_v} = \frac{x m_t}{\rho_v A_v}$;
- Les vitesses superficielles respectives des phases liquide et vapeur qui sont définies par rapport au débit volumique : $J_v = \frac{Q_v}{A} = \frac{m_v}{\rho_v A} = \frac{G_v}{\rho_v} = \frac{xG}{\rho_v}$ et $J_l = \frac{Q_l}{A} = \frac{m_l}{\rho_l A} = \frac{G_l}{\rho_l} = \frac{(1-x)G}{\rho_v}$
- Le glissement S étant le rapport de vitesses moyennes, dites aussi débitantes, des phases liquide et vapeur : $S = \frac{W_v}{W_l} = \frac{m_v}{m_l} \frac{\rho_l A_l}{\rho_v A_v} = \frac{x}{1-x} \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{A_l}{A_v}$,

- Le taux de vide

En un point quelconque M de l'écoulement, on définit sur un intervalle de temps T, la fraction de temps occupée par la phase gazeuse, appelée aussi taux de vide. Elle est donnée par :

$$\overline{\alpha}(M) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T X_v(M, t) dt \right)$$

avec T est la durée d'observation et X_v est la fonction de présence de la vapeur définie par :

$$X_v(M, t) = \begin{cases} 1 \Rightarrow M \in \text{gaz} \\ 0 \Rightarrow M \in \text{liquide} \end{cases}$$

Sur la section A de la conduite, le taux de vide moyen est défini par la moyenne surfacique $\langle \alpha \rangle$:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{A_v}{A} = \frac{1}{A} \int_A \overline{\alpha}(M) dA$$

II.2. Régimes d'écoulements diphasiques

La répartition des deux phases (liquide et vapeur) au sein d'un écoulement est appelée régime. Il existe trois configurations possibles :

- Configuration dispersée : la phase dispersée forme de petites inclusions (bulles si c'est du gaz, gouttes si c'est du liquide) dans l'autre phase appelée phase continue
- Configuration séparée : les deux phases n'ont qu'une seule interface commune
- Configuration intermittente : les phases se succèdent alternativement dans une section de l'écoulement.

La figure II.1 reporte les différents régimes d'écoulement diphasique pouvant être rencontrés en conduite verticale [Tong 1997]. On distingue :

- Le régime à bulles (a) qui apparaît pour des quantités de vapeur assez faibles et des vitesses du liquide importantes;
- Le régime à poches (b) qui résulte de la coalescence des bulles en poches de diamètre quasi-équivalent à celui du tube. Elles deviennent disloquées sous l'effet de la turbulence et l'écoulement se dit à poches disloquées (c).
- Le régime annulaire (d) qui se produit généralement pour des débits de vapeur et taux de vapeur importants et pour des débits de liquide faibles. Un film liquide est présent sur l'ensemble de la conduite et le cœur de l'écoulement est constitué par la phase vapeur qui peut contenir des gouttes de liquides arrachées à l'interface.
- Enfin pour des taux de vapeur encore plus élevés, la phase liquide n'est contenue dans l'écoulement que sous forme de gouttes, c'est le régime à dispersion de gouttes ou dispersé (e).

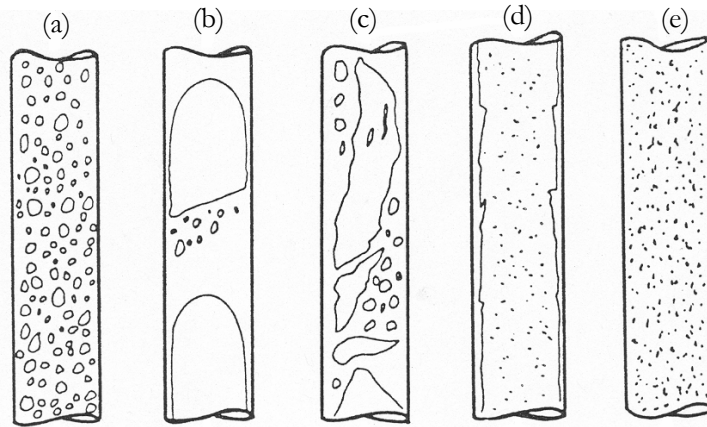


Figure II.1. Régimes d'écoulements diphasiques en conduite verticale. (a) bulles (b) poches (c) poches disloquées (d) annulaire (e) dispersé.

II.3. Modélisation d'un écoulement diphasique avec transfert de chaleur - Cas d'un évaporateur

Soit un écoulement diphasique liquide-vapeur à travers une conduite verticale de section circulaire chauffée uniformément suivant l'axe z (figure II.2).

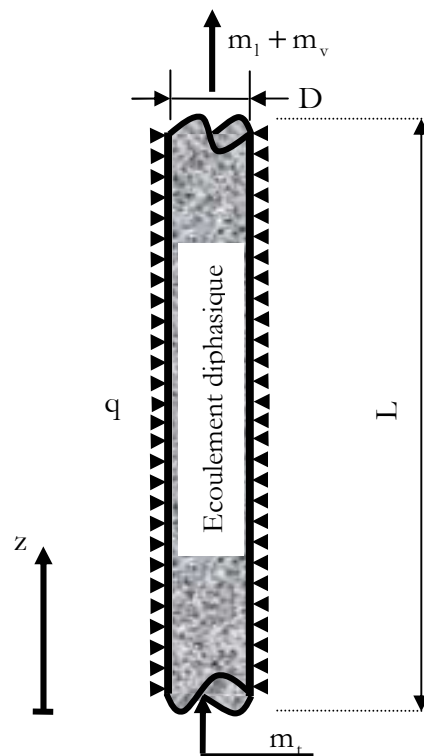


Figure II.2. Schéma d'un évaporateur.

Dans ce cas, les équations monodimensionnelles de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie d'un écoulement diphasique (Voir Annexe A) s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t}((1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_v) + \frac{\partial}{\partial z}((1-\alpha)\rho_l W_l + \alpha\rho_v W_v) = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}((1-\alpha)\rho_l W_l + \alpha\rho_v W_v) + \frac{\partial}{\partial z}((1-\alpha)\rho_l W_l^2 + \alpha\rho_v W_v^2) + ((1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_v)g + \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{4\tau_p}{D} \quad (\text{II.2})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left((1-\alpha)\rho_l \left(e_l + \frac{1}{2} W_l^2 \right) + \alpha\rho_v \left(e_v + \frac{1}{2} W_v^2 \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((1-\alpha)\rho_l \left(H_l + \frac{1}{2} W_l^2 \right) W_l + \alpha\rho_v \left(H_v + \frac{1}{2} W_v^2 \right) W_v \right) \\ & + [(1-\alpha)\rho_l W_l + \alpha\rho_v W_v]g = -\frac{4q}{D} \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

tels que :

- ρ_l et ρ_v sont respectivement la masse volumique de la phase liquide et de la phase vapeur,
- W_l et W_v sont respectivement la vitesse débitante de la phase liquide et de la phase vapeur,
- e_l et e_v sont respectivement l'énergie interne de la phase liquide et de la phase vapeur,
- H_l et H_v sont respectivement l'enthalpie de la phase liquide et de la phase vapeur,
- α est le taux de vide,
- τ_p est la contrainte de frottement à la paroi,
- p est la pression,
- q est la densité de flux de chaleur appliquée,
- g est l'accélération gravitationnelle,

Sachant que :

$$\alpha\rho_v W_v = \frac{A_v \rho_v W_v}{A} = \frac{m_v}{A} = \frac{m_v}{m_t} \frac{m_t}{A} = xG \quad (\text{II.4})$$

Il découle de la relation (II.4), pour chaque phase :

$$\begin{cases} \alpha\rho_v W_v^2 = \frac{x^2 G^2}{\alpha\rho_v} \\ (1-\alpha)\rho_l W_l^2 = \frac{(1-x)^2 G^2}{(1-\alpha)\rho_l} \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

et

$$\begin{cases} \alpha\rho_v W_v^3 = \frac{x^3 G^3}{\alpha^2 \rho_v^2} \\ (1-\alpha)\rho_l W_l^3 = \frac{(1-x)^3 G^3}{(1-\alpha)^2 \rho_l^2} \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

En remplaçant (II.5) dans (II.2) et (II.6) dans (II.3), il vient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left((1-\alpha) \rho_1 W_1 + \alpha \rho_v W_v \right) + \frac{m_t^2}{A^2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_1 (1-\alpha)} \right] + \left((1-\alpha) \rho_1 + \alpha \rho_v \right) g + \frac{\partial p}{\partial z} \\ & = -\frac{4\tau_p}{D} \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left((1-\alpha) \rho_1 \left(c_1 + \frac{1}{2} W_1^2 \right) + \alpha \rho_v \left(c_v + \frac{1}{2} W_v^2 \right) \right) + \frac{d}{dz} [G H_1 + L_v G x] + \frac{G^3}{2 \rho_1^2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^3 \rho_1^2}{\alpha^2 \rho_v^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\alpha)^2} \right] + G g \\ & = -\frac{4q}{D} \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

II.3.1. Calcul de la chute de pression

En régime permanent, l'équation (II.2) se réduit à :

$$\frac{m_t^2}{A^2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_1 (1-\alpha)} \right] + \left((1-\alpha) \rho_1 + \alpha \rho_v \right) g + \frac{dp}{dz} = -\frac{4\tau_p}{D} \quad (\text{II.9})$$

Après réarrangement, l'équation précédente devient :

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{m_t^2}{A^2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_1 (1-\alpha)} \right] + \left((1-\alpha) \rho_1 + \alpha \rho_v \right) g + \frac{4\tau_p}{D} \quad (\text{II.10})$$

Le gradient de pression total est la somme des gradients de pression par frottement, par accélération et par gravité :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_t = \left(\frac{dp}{dz} \right)_a + \left(\frac{dp}{dz} \right)_f + \left(\frac{dp}{dz} \right)_g \quad (\text{II.11})$$

avec :

$$\begin{aligned} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_a &= \frac{m_t^2}{A^2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_1 (1-\alpha)} \right] \\ - \left(\frac{dp}{dz} \right)_f &= \frac{4\tau_p}{D} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{flo}} \varphi_{\text{lo}}^2 = \left(\frac{2C_{\text{flo}} m_t^2}{\rho_1^2 D A^2} \right) \varphi_{\text{lo}}^2 \end{aligned}$$

où C_{flo} et φ_{lo}^2 sont respectivement le coefficient de frottement de l'écoulement en phase liquide seul et le multiplicateur diphasique i.e. le rapport du gradient de pression par frottement diphasique au gradient de pression par frottement en considérant l'écoulement en phase liquide seule.

$$- \left(\frac{dp}{dz} \right)_g = [\rho_v \alpha + \rho_1 (1-\alpha)] g$$

La chute de pression Δp est calculée par intégration de l'équation (II.11) sur la longueur L de la conduite, ainsi :

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_0^L \left(\frac{dp}{dz} \right)_t dz = \int_0^L \left(\frac{dp}{dz} \right)_a dz + \int_0^L \left(\frac{dp}{dz} \right)_f dz + \int_0^L \left(\frac{dp}{dz} \right)_g dz \\ &= \frac{2C_{f0} m_t^2}{DA^2 \rho_l} \int_0^L \varphi_{10}^2 dz + \frac{m_t^2}{\rho_l A^2} \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] + g \int_0^L (\alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l) dz \end{aligned} \quad (II.12)$$

Le calcul du Δp nécessite la connaissance du taux de vide α et du multiplicateur diphasique φ_{10}^2 ; on a recours soit au modèle homogène soit au modèle à deux phases.

II.3.1.1. Le modèle homogène

Dans ce modèle l'écoulement diphasique est considéré comme l'écoulement d'un fluide monophasique fictif ayant une vitesse unique et des propriétés physiques équivalentes à celles du fluide diphasique (figure II.3).

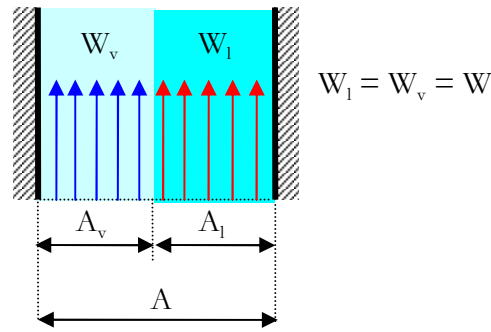


Figure II.3. Mélange diphasique homogène.

On a :

$$W_l = W_v \Leftrightarrow \frac{m_v}{\rho_v A_v} = \frac{m_l}{\rho_l A_l} \Leftrightarrow \frac{m_v}{m_l} = \frac{\rho_v A_v}{\rho_l A_l} \quad (II.13)$$

En faisant apparaître le titre massique x et le taux de vide α dans l'équation (II.13), on obtient :

$$\alpha = \frac{x \rho_l}{x \rho_l + (1-x) \rho_v} \quad (II.14)$$

Le gradient de pression par accélération est alors donné par l'expression :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_a = G^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho_m} \right) \quad (II.15)$$

où ρ_m est la masse volumique du mélange diphasique. Dans le cas du modèle homogène celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (\text{II.16})$$

Le gradient de pression par gravité s'écrit :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_g = \rho_m g \quad (\text{II.17})$$

Le gradient de pression par frottement est donné par la relation suivante :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \frac{2C_f|_{2\phi} G^2}{D\rho_m} \quad (\text{II.18})$$

En remplaçant la relation (II.16) dans l'équation (II.18), on a :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \frac{2C_f|_{2\phi} G^2}{D\rho_m} = \frac{2C_f|_{2\phi} G^2}{D\rho_l} \left[1 + x \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right] \quad (\text{II.19})$$

Le coefficient de frottement diphasique $C_f|_{2\phi}$ peut être calculé à partir de l'équation de Blasius **[Collier 1994]** :

$$C_f|_{2\phi} = 0,079 \left[\frac{GD}{\mu_m} \right]^{-0,25} \quad (\text{II.20})$$

tel que μ_m est la viscosité dynamique du mélange diphasique, donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (\text{II.21})$$

$C_f|_{2\phi}$ devient en injectant (II.21) dans (II.20) :

$$C_f|_{2\phi} = 0,079 \left[\frac{GD}{\mu_l} \right]^{-0,25} \left[\frac{\mu_v + (\mu_l - \mu_v)x}{\mu_v} \right]^{0,25} = C_{f_{lo}} \left[1 + \frac{\mu_{lv}}{\mu_v} x \right]^{0,25} \quad (\text{II.22})$$

En introduisant l'équation précédente dans l'équation (II.19), le gradient de pression par frottement s'écrit **[Collier 1994]** :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \frac{2C_{f_{lo}} m_t^2}{D\rho_l A^2} \left[1 + x \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right] \left[1 + x \frac{\mu_l - \mu_v}{\mu_v} \right]^{-0,25} \quad (\text{II.23})$$

avec : $\varphi_{lo}^2 = \left[1 + x \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right] \left[1 + x \frac{\mu_l - \mu_v}{\mu_v} \right]^{-0,25}$

II.3.1.2. Le modèle à phases séparées

L'écoulement est considéré comme composé de deux phases s'écoulant séparément et avec des vitesses différentes d'où un effet de glissement (figure II.4).

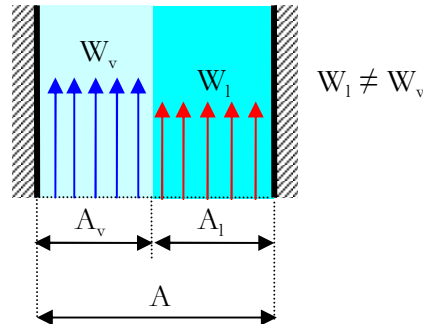


Figure II.4. Mélange diphasique non-homogène.

Ci-après, sont présentées les différentes corrélations développées selon ce modèle.

Le taux de vide

Pour évaluer le taux de vide, deux types de modèle sont généralement utilisés. Le premier est le modèle de glissement faisant intervenir le coefficient de glissement S entre les vitesses phasiques [Butterworth 1977].

On a :

$$S = \frac{W_v}{W_l} \quad (\text{II.24})$$

A partir de l'équation (II.24), on déduit :

$$\alpha = \frac{xQ_l}{xQ_l + S(1-x)Q_v} \quad (\text{II.25})$$

Notons que si $S=1$, on retrouve l'équation (II.14), celle du modèle homogène.

D'après Whalley [Whalley 1987], le coefficient S dépend par ordre décroissant d'importance :

- du rapport des masses volumiques ρ_l / ρ_v ,
- du titre massique x ,
- de la vitesse massique G ,
- d'autres paramètres tels que le diamètre du tube D .

Un grand nombre de corrélations ont été développées en fonction d'une ou de plusieurs des grandeurs précédentes. On en a retenu :

La corrélation de Huq

Huq [Huq 1992] propose pour S l'expression analytique suivante :

$$S = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{2x(1-x)}{2x(1-x) + \sqrt{1 + 4x(1-x) \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right)}} - 1 \quad (\text{II.26})$$

et le taux de vide α est donné par :

$$\alpha = 1 - \frac{2(1-x)^2}{1 - 2x + \sqrt{1 + 4x(1-x) \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right)}} \quad (\text{II.27})$$

La corrélation de Levy

Levy [Levy 1960] propose un modèle théorique construit à partir des équations de conservation de la quantité de mouvement et d'énergie écrites pour chaque phase, en supposant que :

- les pertes de pression le long de la conduite sont identiques pour les deux phases liquide et vapeur,
- la température est uniforme suivant la section droite de la conduite,
- les variations du taux de vide α et du titre massique x le long de l'écoulement sont lentes.

Il aboutit à :

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \rho_l}{\alpha \rho_v} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = 0 \quad (\text{II.28})$$

Après intégration de l'équation précédente, on peut montrer que :

$$x = \frac{\alpha(1-2\alpha) + \alpha \sqrt{\left[(1-2\alpha)^2 + \alpha \left[2 \frac{\rho_l}{\rho_v} (1-\alpha)^2 + \alpha(1-2\alpha) \right] \right]}}{2 \frac{\rho_l}{\rho_v} (1-\alpha)^2 + \alpha(1-2\alpha)} \quad (\text{II.29})$$

Le deuxième modèle est celui de dérive. Ce modèle introduit, outre l'effet du glissement, l'influence de la distribution radiale du taux de vide indépendamment de celle relative à la différence de vitesse entre phases, effet négligé par le premier modèle. Il a été développé initialement par Zuber et Findlay pour les écoulements à bulles [Zuber 1965] puis étendu par Ishii aux écoulements annulaires [Ishii 1977].

Il stipule que :

$$\alpha = \frac{J_v}{C_0 J + \tilde{W}_{lv}} \quad (\text{II.30})$$

Les paramètres C_0 et \tilde{W}_{lv} sont respectivement le coefficient de distribution et la vitesse de dérive ou de glissement pondérée et qui dépendent de la configuration de l'écoulement. Le tableau II.1 donne l'expression de C_0 et \tilde{W}_{lv} pour différents régimes.

Tableau II.1. Récapitulatif des valeurs de C_0 et \tilde{W}_{lv} selon [Ishii 1977].

Régime d'écoulement	Le coefficient de distribution C_0	Vitesse de dérive pondérée \tilde{W}_{lv}
Bulles	$D > 5\text{cm} \rightarrow C_0 = 1 - 0,5p_r$ $D < 5\text{cm}, p_r < 0,5 \rightarrow C_0 = 1,2$ $p_r > 0,5 \rightarrow C_0 = 1,4 - 0,4p_r$	$\tilde{W}_{lv} = 1,41 \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_1^2} \right)$
Poches	$C_0 = 1,2$	$\tilde{W}_{lv} = 0,35 \left(\frac{Dg\Delta\rho}{\rho_1^2} \right)$
annulaire	$C_0 = 1$	$\tilde{W}_{lv} = 23 \left(\frac{\mu_1 J_1}{\rho_v D} \right)^{0,5} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_1^2} \right)$

Le multiplicateur diphasique

Le calcul du terme de frottement diphasique $\left(\frac{dp}{dz} \right)_f$ par la méthode du multiplicateur diphasique a été introduit originellement par Lockhart et Martinelli [Lockhart 1949]. Ces derniers ont réalisé des expériences avec des mélanges diphasiques à deux composants en écoulements isothermes dans des conduites horizontales. Elles couvrent la gamme de paramètres expérimentaux suivante :

- Fluides : air - eau, air - huile
- Pression p : 0,11 – 0,35 MPa
- Titre massique x : 0- 1
- Diamètre intérieur des tubes D : 1,48 – 25,83 mm

Ils dérivent, en fonction d'un paramètre χ_{tt} dit de Martinelli, les relations suivantes :

$$\varphi_{lo}^2 = (1-x)^{1,75} \left[1 + \frac{20}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2} \right] \tag{II.31}$$

$$\alpha = 1 - \left[1 + \frac{20}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2} \right]^{0,5} \tag{II.32}$$

$$\text{avec : } \chi_{tt} = \sqrt{\frac{\left(\frac{dp}{dz} \right)_{fl}}{\left(\frac{dp}{dz} \right)_{fv}}} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_1} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_1}{\mu_v} \right)^{0,125}$$

Les termes $(dp/dz)_l$ et $(dp/dz)_v$ représentent les gradients de pression d'un écoulement monophasique liquide et vapeur, dont la vitesse est respectivement $W_l = \frac{m_t(1-x)}{A\rho_l}$ et

$W_v = \frac{m_t x}{A\rho_v}$, qui s'expriment par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{2C_{fl}m_t^2(1-x)^2}{\rho_l DA^2} \quad (II.33)$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_v = \frac{2C_{fv}m_t^2x^2}{\rho_v DA^2} \quad (II.34)$$

où C_{fl} et C_{fv} sont respectivement le coefficient de frottement de la phase liquide et de la phase vapeur donné par la relation de Blasius (équation (II.20)). Cette méthode a été reprise ensuite par de nombreux auteurs. Parmi les corrélations les plus recommandées, figurent :

La Corrélation de Chisholm

Pour calculer le gradient de pression diphasique par frottement $\left(\frac{dp}{dz}\right)_f$, Chisholm [Chisholm 1973] propose la formule suivante :

$$\varphi_{lo}^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) \left(Bx^{0,875} (1-x)^{0,875} + x^{0,75} \right) \quad (II.35)$$

avec :

- Γ est un paramètre adimensionnel défini par :

$$\Gamma^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{flo}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fvo}} = \frac{1}{\chi_{tt}^2} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{1,75} = \frac{\rho_l}{\rho_v} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,25}$$

où $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{flo}$ et $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fvo}$ sont respectivement la perte de pression par frottement en phase liquide et vapeur s'écoulant seul dans la conduite avec le débit total m_t .

- B est un paramètre dépendant de la vitesse massique G . Il est donné par le tableau II.2.

Tableau II.2. Valeurs du paramètre B [Chisholm 1973].

Γ	G (kg/m ² s)	B
$\leq 9,5$	≤ 500	4,8
	$500 < G < 1900$	$2400/G$
$9,5 < \Gamma < 28$	≥ 1900	$55/G^{0,5}$
	≤ 600	$520/(\Gamma G^{0,5})$
≥ 28	> 600	$21/\Gamma$
		$15000/(\Gamma^2 G^{0,5})$

Corrélation de Friedel

La corrélation la plus précise pour le calcul du terme de frottement en écoulements diphasiques est due à Friedel [**Friedel 1979**]. Cette corrélation a été établie à partir d'un très grand nombre de données expérimentales dont environ 11600 points concernent les écoulements ascendants dans un tube. Pour ce type de système, la gamme couverte par les essais était la suivante :

- Fluides :
 - un seul composant : H₂O, R12, NH₃, Na
 - deux composants : air - eau, air - huile, air - alcool, N₂ - eau
 - Pression p : 0,01 - 21,2 MPa
 - Vitesse massique du mélange G : 20 - 8410 Kg/m²s
 - Titre massique x : 0- 1
 - Diamètre intérieur des tubes D : 3- 260 mm
- Elle est donnée par la relation suivante :

$$\varphi_{lo}^2 = A_1 + \frac{3,24 A_2 A_3}{Fr^{0,0454} We^{0,035}} \quad (II.36)$$

avec :

- $A_1 = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_l C_{flo}}{\rho_v C_{fvo}} \right)$, où les coefficients C_{flo} et C_{fvo} sont les coefficients de frottement de la vapeur et du liquide seuls s'écoulant dans la conduite avec le débit total m_t donnés par,
 - $Re \leq 1500 \rightarrow C_f = \frac{64}{Re}$,
 - $Re > 1500 \rightarrow C_f = \left(0,86859 \ln \left[\frac{Re}{1,964 \ln Re} - 3,8215 \right] \right)^{-2}$
- $A_2 = x^{0,78} (1-x)^{0,224}$
- $A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7}$
- Enfin, les nombres de Weber et de Froude sont définis par les expressions suivantes :

$$We = \frac{G^2 D}{\rho \sigma} \quad \text{et} \quad Fr = \frac{G^2}{g D \rho^2}$$

où ρ est la masse volumique du mélange diphasique homogénéisé :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}$$

III. Transfert de chaleur en écoulements diphasiques

On considère un tube vertical, de diamètre D constant, chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté par un liquide sous-refroidi. Les conditions thermo-hydrauliques (flux de

chaleur en paroi, débit, pression, ...) font que tout le liquide est vaporisé en sortie de la conduite. La figure II.5 présente les différentes configurations de l'écoulement diphasique, les régimes d'échange thermique ainsi que les évolutions le long du tube de la température interne de la paroi T_p et de la température moyenne du fluide T_f [Collier 1994]. Sur la figure II.6, on a tracé le coefficient d'échange fluide-paroi h_{TP} en fonction du titre massique x [Steiner 1992].

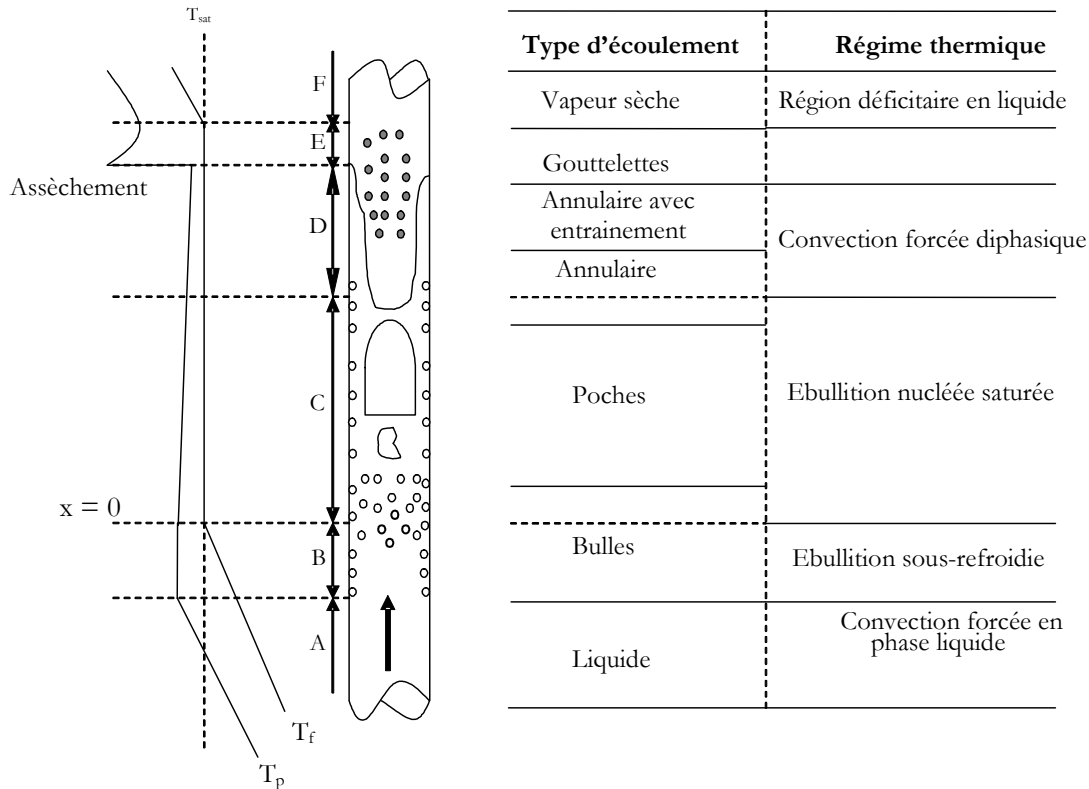


Figure II.5. Évolution des températures et des régimes d'écoulement dans un tube chauffant

De point de vue des mécanismes d'échange thermique, on distingue plusieurs régions :

- **Région A :** La température moyenne du fluide et la température de la paroi interne augmentent. Tant que cette dernière n'atteint pas la valeur minimale requise pour déclencher la nucléation en paroi, le transfert de chaleur se fait par convection forcée en phase liquide seul.
- **Région B :** La nucléation hétérogène, c'est à dire la formation de bulles de vapeur en paroi, est amorcée alors que le liquide est en moyenne sous-refroidi ($x < 0$). C'est l'ébullition nucléée hétérogène sous-refroidie où la vapeur se condense au contact du liquide sous-refroidi environnant. La température de la paroi se stabilise à quelques degrés au-dessus de la température de saturation T_{sat} alors que la température moyenne du fluide T_f augmente progressivement. Le coefficient d'échange augmente de manière significative par rapport à la convection forcée.
- **Région C :** Lorsque la phase liquide atteint en moyenne la température de saturation ($x > 0$), l'ébullition nucléée est dite saturée. Les bulles de vapeur se dispersent à présent dans toute la section droite de la conduite. Elles finissent par se rassembler donnant naissance à des poches de gaz qui peuvent avoir une forme régulière ("slug flow") ou une forme plus aléatoire ("churn flow"). Plus en aval, la coalescence de ces poches entraîne

l'émergence d'un écoulement annulaire où la vapeur est produite par l'ébullition en paroi et l'évaporation à l'interface entre le film liquide et la vapeur.

- **Région D** : Le film liquide s'amincit ; ce qui s'accompagne d'une diminution de sa résistance thermique. Dans certains cas, la température de paroi devient trop faible pour maintenir le phénomène de nucléation. On entre dans la région d'évaporation convective pure aussi appelée convection forcée à travers le film liquide. Dans les régions C et D, le coefficient d'échange augmente de manière continue.
- **Région E** : Le film annulaire finit par se rompre. C'est le phénomène d'assèchement qui s'accompagne d'une dégradation de l'échange thermique et par suite d'une élévation de la température de paroi. L'écoulement se compose d'un brouillard de gouttelettes dispersées dans un continuum vapeur. Le mouillage du tube n'étant plus assuré de manière permanente, l'écoulement est dit déficitaire en liquide. L'expression générique d'ébullition à film en écoulement dispersé permet de désigner d'une manière globale l'ensemble des échanges de chaleur et de masse dans cette région. Le transfert thermique s'effectue principalement suivant un processus en deux étapes : depuis la paroi vers la vapeur par convection forcée, puis de la vapeur vers les gouttes. L'évaporation des gouttelettes provoque un accroissement de la vitesse massique vapeur et donc une amélioration de l'échange paroi-fluide.
- **Région F** : Lorsque toutes les gouttelettes ont disparu, le transfert de chaleur s'effectue par convection forcée en phase vapeur.

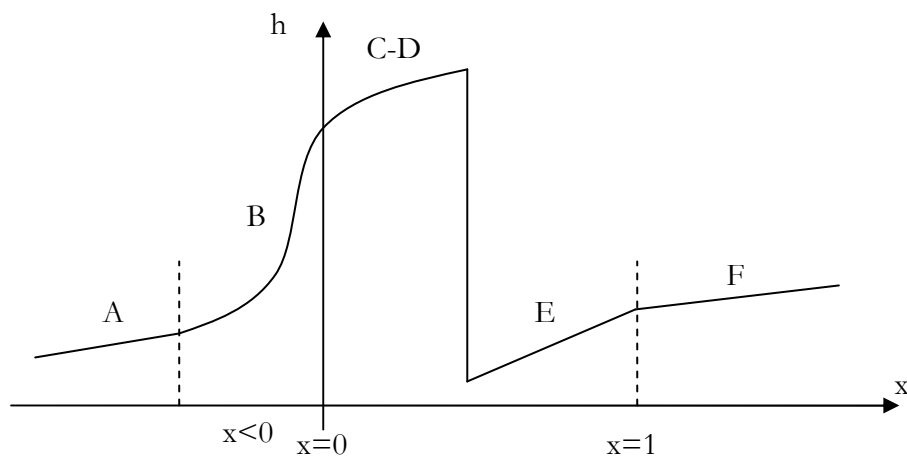


Figure II.6. Évolution du coefficient d'échange thermique h en fonction du titre massique.

Dans les sections suivantes, nous étudierons les régions d'échange thermique A, B, C et D séparément en donnant les lois qui régissent le transfert de chaleur dans chacune.

III.1. Région d'échange thermique par convection forcée monophasique

La température de la paroi T_p est donnée dans cette région par la relation suivante :

$$T_p = T_1(z) + \Delta T \quad (\text{II.37})$$

tel que $T_l(z)$ est la température du liquide à l'altitude z donnée par :

$$T_l(z) = T_c + \frac{4zq}{GC_{pl}D} \quad (\text{II.38})$$

où T_c et C_{pl} sont respectivement la température et la capacité calorifique du liquide à l'entrée du tube.

- ΔT est la différence de température entre la paroi et l'écoulement liquide donnée par :

$$\Delta T = \frac{q}{h_1} \quad (\text{II.39})$$

En tenant compte des équations (II.38) et (II.39), l'équation (II.37) s'écrit :

$$T_p = T_c + \frac{4zq}{GC_{pl}D} + \frac{q}{h_1} \quad (\text{II.40})$$

où h_1 est le coefficient de transfert de chaleur monophasique liquide. Il est obtenu à partir des lois d'échange thermique par convection forcée largement développées dans la littérature.

Pour un régime thermiquement établi, on distingue deux corrélations généralement bien vérifiées par l'expérience [**Incropera 1990**] :

Corrélation de Dittus-Boettler

$$h_1 = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,3} \left(\frac{\lambda_1}{D} \right) \quad (\text{II.41})$$

Corrélation de Colburn

$$h_1 = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,33} \left(\frac{\lambda_1}{D} \right) \quad (\text{II.42})$$

La longueur d'établissement du régime thermique est comprise entre 40 et 60 fois le diamètre. Ces valeurs sont établies dans le cas de la convection forcée dans une conduite rectiligne.

On peut considérer lors de l'établissement du régime thermique, un coefficient d'échange thermique local dépendant de l'altitude z . Taine et Petit [**Taine 1989**] propose une formule pour évaluer ce coefficient $h_1(z)$:

$$h_1(z) = h_1|_{\text{établi}} \left(1 + 6 \frac{D}{z} \right) \left(\frac{\lambda_1}{D} \right) \quad 20 \leq \frac{z}{D} \leq 60 \quad (\text{II.43})$$

où $h_1|_{\text{établi}}$ est le coefficient d'échange thermique évalué soit par l'équation (II.41) ou (II.42).

III.2. Condition du déclenchement de l'ébullition nucléée en paroi

Le critère de nucléation établi dans ce paragraphe, est basé essentiellement sur :

- La théorie de nucléation qui consiste en la présence de cavités sur la surface chauffante dont le rayon d'ouverture est précisément le rayon critique r_c des germes, en supposant qu'une faible quantité de gaz ou de vapeur soit emprisonnée dans la cavité.
- L'équation de Gibb's qui traduit l'équilibre thermodynamique d'une bulle de vapeur entourée par une couche liquide surchauffée :

$$T_b - T_{\text{sat}} = \frac{RT_b T_{\text{sat}}}{L_v} \ln \left(1 + \frac{2\sigma}{r_c p_{\text{sat}}} \right) \quad (\text{II.44})$$

où T_b est la température de la vapeur dans la bulle.

De plus, on suppose que :

- Le profil de température dans la couche liquide surchauffée environnant le germe est linéaire,
- La croissance des germes est amorcée si la température du liquide à une distance normale à la paroi, égale à la taille initiale de la bulle, est supérieure ou égale à la surchauffe requise pour l'équilibre du germe.

La figure II.7 illustre les trois formes possibles des germes qui peuvent exister à l'ouverture des cavités.

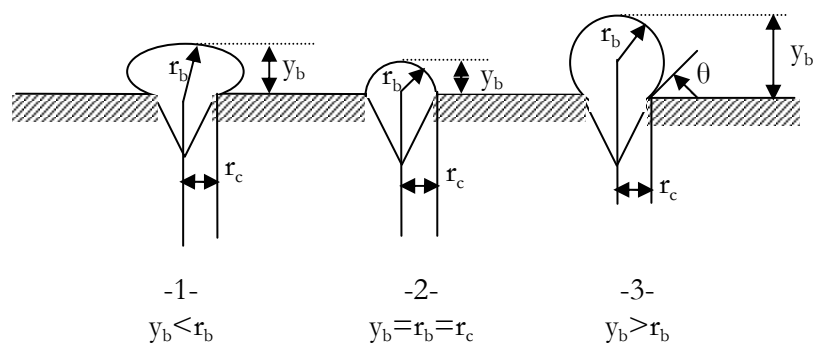


Figure II.7. Les différentes formes des germes en paroi.

Rohsenow et Bergles [Rohsenow 1964] ont établi un critère de nucléation pour le cas n° 2 en arguant qu'un germe pourrait se développer lorsque son rayon r_b est équivalent à r_c . Dans la présente analyse, on étudiera le cas n° 3 d'un germe sphérique. Il se réduit à un germe hémisphérique (cas n° 2) pour un angle de contact θ de 90° .

D'après l'hypothèse (c), seules les cavités de dimensions réduites sont impliquées au début de l'ébullition nucléée. Par conséquent, les germes sont trop petits et se trouvent dans la couche laminaire secondaire où la conductivité thermique du liquide est considérée constante. Le transfert de chaleur est modélisé par l'équation de conduction unidimensionnelle à travers la couche liquide surchauffée :

$$T_1(y) = T_p - \frac{qy}{\lambda_1} \quad (\text{II.45})$$

Si δ représente l'épaisseur de la couche liquide surchauffée, on a :

$$T_1(\delta) = T_{\text{sat}} = T_p - \frac{q\delta}{\lambda_1} \quad (\text{II.46})$$

Rohsenow et Bergles [Rohsenow 1964] proposent comme critère de croissance des germes : $y = r_c$, $T_1 = T_b$ (où $T_b > T_{\text{sat}}$). Par conséquent, la surchauffe minimale requise pour déclencher l'ébullition est déterminée par le point de tangence de l'équation (II.44) et (II.45), comme le montre la figure II.8 :

$$\left. \frac{dT_b}{dr} \right|_{r_b} = \left. \frac{dT_1}{dy} \right|_{y_b} \quad (\text{II.47})$$

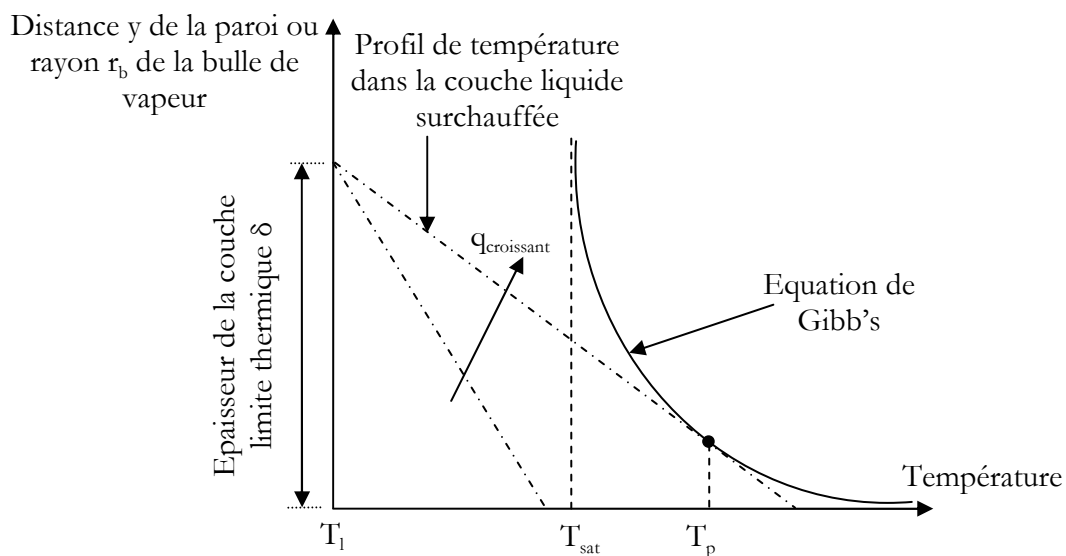


Figure II.8. Critère de déclenchement de l'ébullition nucléée.

La relation entre la taille du germe y_b , son rayon r_b et le rayon de la cavité r_c , s'écrit:

$$y_b = r_b (1 + \cos \theta) = C_1 r_b \quad (\text{II.48})$$

$$r_c = r_b \sin \theta \quad (\text{II.49})$$

Il est commode d'exprimer r_b dans l'équation (II.44) en fonction de y_b , donnée par l'équation (II.48). Alors, on a:

$$T_b - T_{\text{sat}} = \frac{RT_b T_{\text{sat}}}{L_v} \ln \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{\text{sat}}} \right) \quad (\text{II.50})$$

La dérivée d'ordre 1 de l'équation précédente est :

$$\frac{dT_b}{dy_b} = - \frac{2\sigma C_1 R T_{sat}^2 \left[1 - \frac{R T_{sat}}{L_v} \ln \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{sat}} \right) \right]^{-2}}{y_b^2 P_{sat} L_v \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{sat}} \right)} \quad (II.51)$$

et de l'équation (II.45) :

$$\frac{dT_l}{dy} = - \frac{q}{\lambda_1} \quad (II.52)$$

En remplaçant (II.51) et (II.52) dans (II.47), on obtient :

$$\frac{q}{k_1} = \frac{2\sigma C_1 R T_{sat}^2 \left[1 - \frac{R T_{sat}}{L_v} \ln \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{sat}} \right) \right]^{-2}}{y_b^2 P_{sat} L_v \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{sat}} \right)} \quad (II.53)$$

A partir des équations (II.46) et (II.53), la surchauffe nécessaire pour déclencher l'ébullition nucléée est donnée par l'équation suivante :

$$\left(T_p - T_{sat} \right)^2 = \frac{2\sigma T_{sat} q \left(\frac{\delta}{r_c} \right)^2}{\lambda_1 Q_v L_v \left(1 + \frac{2\sigma}{y_b P_{sat}} \right) \left[1 - \frac{R T_{sat}}{L_v} \ln \left(1 + \frac{2\sigma C_1}{y_b P_{sat}} \right) \right]^2} \quad (II.54)$$

Zuber [**Zuber 1959**] a analysé la relation qui existe entre l'épaisseur de la couche liquide surchauffée et le rayon de la cavité r_c . Il trouve que $\delta = 2r_c$. Cette relation a été utilisée, par la suite, dans de nombreuses études pour déterminer la surchauffe nécessaire à la nucléation en paroi.

De plus, si on considère que :

- l'angle de contact $\theta=90^\circ$ alors le germe est de forme hémisphérique ($C_1=1$ et $y_b = r_b = r_c$),
- $\frac{2\sigma}{y_b P_{sat}} \ll 1$. Cette hypothèse est généralement vérifiée dans le cas des systèmes à haute pression ou à faible tension de surface.

L'équation (II.54) est simplifiée par l'équation proposée par Davis et Anderson [**Davis 1966**] :

$$T_p - T_{sat} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q}{\lambda_1 Q_v L_v}} \quad (II.55)$$

Dans le cas particulier où l'écoulement est saturé, le flux de chaleur au point de déclenchement de l'ébullition nucléée donné par $q_{\text{DEN}} = h_1 (T_p - T_{\text{sat}})$, s'écrit :

$$q_{\text{DEN}} = \frac{8\sigma\Gamma_{\text{sat}} h_1^2}{\lambda_1 \rho_v L_v} \quad (\text{II.56})$$

Application numérique :

Le tableau II.3 donne les valeurs de q_{DEN} selon l'équation (II.56) pour l'hélium, l'azote et l'eau. Ce calcul a été obtenu pour un écoulement saturé à la pression atmosphérique dans une conduite de 10 mm de diamètre avec un coefficient de transfert de chaleur monophasique h_1 de $840 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ et un débit massique de circulation de $6 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

Tableau II.3. Valeurs de q_{DEN} pour l'eau, l'azote et l'hélium

Fluide	$q_{\text{DEN}} \text{ (W/m}^2\text{)}$
eau	230
azote	7
hélium	0,4

On voit bien que $q_{\text{DEN}}|_{\text{N}_2}$ est environ 10 fois plus grand que $q_{\text{DEN}}|_{\text{He}}$ et que $q_{\text{DEN}}|_{\text{H}_2\text{O}}$ est approximativement 1000 fois supérieur à $q_{\text{DEN}}|_{\text{He}}$. Ainsi, l'apparition de l'ébullition nucléée est un phénomène nécessitant nettement moins d'énergie en hélium que pour les autres fluides cryogéniques ou non-cryogéniques (eau).

III.3. Région d'échange thermique par ébullition nucléée

Vandervort et al. [Vandervort 1992] suggèrent qu'en ébullition nucléée convective (figure II.9), la puissance thermique est transmise de la surface chauffée au fluide par plusieurs mécanismes, qui sont :

- a) convection turbulente monophasique liquide,
- b) transfert direct entre la paroi et la vapeur au point d'attachement des bulles,
- c) vaporisation de la micro-couche de liquide présente autour de la base de la bulle,
- d) condensation de la vapeur au sommet de la bulle et convection dans la masse liquide,
- e) mélange turbulent de la phase liquide induit par l'agitation des bulles,
- f) thermocapillarité (effet Marangoni),
- g) micro-convection de la vapeur à l'intérieur de la bulle.

Il est très difficile de modéliser tous les phénomènes qui contrôlent l'augmentation du transfert de chaleur lors de l'ébullition nucléée convective. La majorité des modèles décrivant les phénomènes d'ébullition en paroi sont établis à partir de simplifications des phénomènes élémentaires décrits ci-dessus.

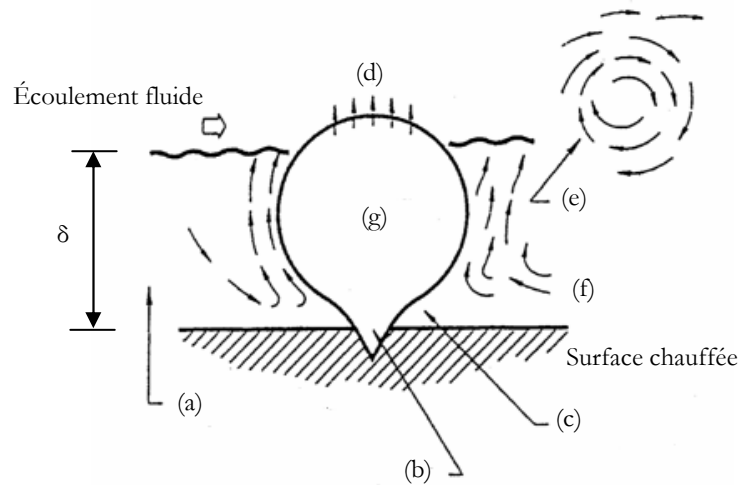


Figure II.9. Bulle attachée à la surface chauffante

III.3.1. Modèle asymptotique

Cette approche modélise le transfert de chaleur par la combinaison des lois de transfert de chaleur développées en convection forcée et en ébullition nucléée stagnante.

Le flux de chaleur échangé q est donné par :

$$q^n = q_{CV}^n + q_{EN}^n \quad (\text{II.57})$$

où :

- q_{CV} est le flux de chaleur transmis par convection forcée due à l'écoulement diphasique,
- q_{EN} est le flux de chaleur transmis par ébullition nucléée due au mouvement d'agitation créée par le détachement des bulles de la paroi,
- l'exposant n exprime le degré de couplage entre ces deux modes de transfert de chaleur avec $n \geq 1$.

Dans le cas d'un écoulement saturé, la relation (II.57) est équivalente à :

$$h_{TP}^n = h_{CV}^n + h_{EN}^n \quad (\text{II.58})$$

Comme le souligne le qualificatif asymptotique, h_{TP} tend vers le coefficient h_{EN} ou h_{CV} le plus élevé. Il n'y a pas de fondement théorique dans le choix de l'exposant n . Seule la meilleure adéquation calculs-mesures motive l'utilisation d'une valeur plutôt que d'une autre. Parmi les corrélations asymptotiques les plus connues, celle de Chen est la plus ancienne [Chen 1966]. En s'inspirant des travaux de Rohsenow pour l'ébullition sous-refroidie [Rohsenow 1952], Chen propose simplement de sommer les coefficients h_{CV} et h_{EN} (soit $n=1$) :

$$h_{TP} = h_{CV} + h_{EN} \quad (\text{II.59})$$

où :

$$h_{CV} = Fh_1 \text{ et } h_{EN} = Sh_{ENB} \quad (\text{II.60})$$

F est une grandeur purement dynamique que l'auteur exprime en fonction du paramètre de Martinelli χ_{tt} . La relation $F = f(\chi_{tt})$ a d'abord été proposée par Chen sous une forme graphique puis sous une forme analytique par divers auteurs dont Bjornard & Griffith [**Bjornard 1977**]. Le coefficient d'échange h_{ENB} est issu de la corrélation de Forster & Greif pour l'ébullition en bain [**Forster 1959**]. Chen propose de multiplier h_{ENB} par un paramètre S appelé facteur de suppression ou d'atténuation de l'ébullition nucléée. D'après Chen, le facteur S est directement fonction de la vitesse du fluide. Ainsi, pour les faibles vitesses massiques, il est proche de 1 alors que pour les fortes vitesses massiques il est voisin de 0. Globalement, toutes les corrélations développées suivant le modèle asymptotique s'écrivent sous la forme :

$$h_{TP} = \sqrt[n]{\left(Fh_{CV}\right)^n + \left(Sh_{ENB}\right)^n} \quad (II.61)$$

tels que :

- h_{CV} est calculé à partir d'une corrélation d'échange en convection turbulente monophasique liquide. Suivant les corrélations, on a $h_{CV} = h_{lo}$ ou $h_{CV} = h_p$,
- F est appelé multiplicateur diphasique convectif. Toujours supérieur à 1, il traduit l'amélioration de l'échange convectif en écoulement diphasique due à la présence de la phase vapeur. D'après Gungor & Winterton [**Gungor 1986**], cet accroissement par rapport au transfert thermique monophasique résulte d'une diminution de la couche limite et d'une augmentation de la vitesse du fluide. S dépend en particulier du titre x ainsi que du rapport des masses volumiques $\frac{\rho_l}{\rho_v}$,
- h_{ENB} s'obtient à partir d'une corrélation d'ébullition en bain.
- S permet de corriger les différences qui existent entre l'ébullition en bain et l'ébullition convective. Suivant les auteurs, il dépend ou non du titre x.

En annexe B, on trouvera les expressions des corrélations asymptotiques que nous avons utilisées au cours de cette étude.

III.3.2. Le modèle à majoration

Pour un écoulement vertical, les corrélations fondées sur le modèle à majoration sont de la forme suivante :

$$h_{TP} = Eh_{CV} \quad (II.62)$$

E est le facteur de majoration de l'échange convectif monophasique liquide représenté par h_{CV} .

D'une manière générale, il s'exprime en fonction du nombre d'ébullition $Bo = \frac{q}{GL_v}$ et d'un

nombre dit de convection $Co = f\left(x, \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)$ qui s'apparente au paramètre de Martinelli. Proposé

initialement par Shah [**Shah 1976**] sous une forme graphique, le modèle à majoration a été repris en particulier par Gungor et Winterton [**Gungor 1987**] et Kandlikar [**Kandlikar 1990**]. Les deux expressions correspondantes sont explicitées dans l'annexe B.

III.4. Région d'échange thermique par convection forcée diphasique

Dans cette région caractérisée par un titre massique élevé, le régime d'écoulement est annulaire. La production de la vapeur se fait par ébullition nucléée en paroi et par évaporation à l'interface liquide-vapeur. Si le film liquide en paroi s'amincit, la nucléation peut être considérée comme faible voire nulle. Dans ce cas, le transfert de chaleur s'effectue intégralement par conduction-convection à travers le film liquide. Selon les auteurs, ce mode d'échange est appelé convection forcée diphasique [Collier 1994]. On peut montrer que pour ce régime d'échange, le coefficient h_{TP} peut être corrélé à partir du paramètre de Martinelli χ_{tt} et des nombres de Reynolds et de Prandtl liquide [Carey 1992]:

$$h_{TP} = \frac{\lambda_l}{D} f(\chi_{tt}, Re_l, Pr_l) \quad (II.63)$$

Cette dernière relation est souvent présentée sous une forme équivalente :

$$\frac{h_{TP}}{h_{lo}} = f\left(\frac{1}{\chi_{tt}}\right) \quad \text{ou} \quad \frac{h_{TP}}{h_l} = f\left(\frac{1}{\chi_{tt}}\right) \quad (II.64)$$

où h_{lo} et h_l correspondent aux coefficients d'échange en convection forcée en phase liquide calculés en supposant que le liquide s'écoule seul dans la conduite respectivement avec le débit total du mélange m_t et le débit réel $m_t(1-x)$.

III.5. La crise d'ébullition et flux critique

III.5.1. Phénomène physique et terminologie

Pour les régimes d'ébullition convective, le flux de chaleur en paroi ne peut pas dépasser une certaine valeur. Au delà de cette limite qui dépend en particulier de la géométrie et des conditions thermo-hydrauliques, l'échange se dégrade. Le phénomène recouvre en fait deux mécanismes distincts (figure II.10) :

- Pour des titres massiques faibles, l'écoulement se caractérise par la présence de bulles ou d'amas de vapeur au voisinage de la paroi. Si la production locale de vapeur est trop importante, cette dernière forme une barrière thermique qui limite le transfert de chaleur : c'est le phénomène de caléfaction. Comme pour l'ébullition en bain, la caléfaction en régime forcé et à flux de chaleur constant correspond à une dégradation brutale de l'échange thermique. La surface chauffante peut alors atteindre une température supérieure à son point de fusion (en anglais, on parle dans ce cas de "burnout"),
- Pour des titres massiques élevés, la configuration de l'écoulement est de type annulaire. Au delà d'un certain flux de chaleur (ou d'un certain titre), le film liquide ne peut plus mouiller la paroi sur toute sa circonférence et de manière permanente : il y a assèchement. Ce phénomène se caractérise en général par des valeurs de flux de chaleur moins élevées que pour la caléfaction.

Pour étudier les mécanismes de caléfaction et d'assèchement, les expérimentateurs ont souvent eu recours à un tube vertical chauffé de manière uniforme. Après avoir fixé le débit du fluide, sa température d'entrée ainsi que la pression en sortie (ou en entrée) du canal, on augmente

graduellement le flux de chaleur jusqu'à détecter une augmentation plus ou moins rapide de la température de paroi. En règle générale, cette excursion de température apparaît à la sortie du tube. Par analogie avec l'ébullition en bain, le flux de chaleur correspondant est qualifié de critique. Il est noté q_{cr} .

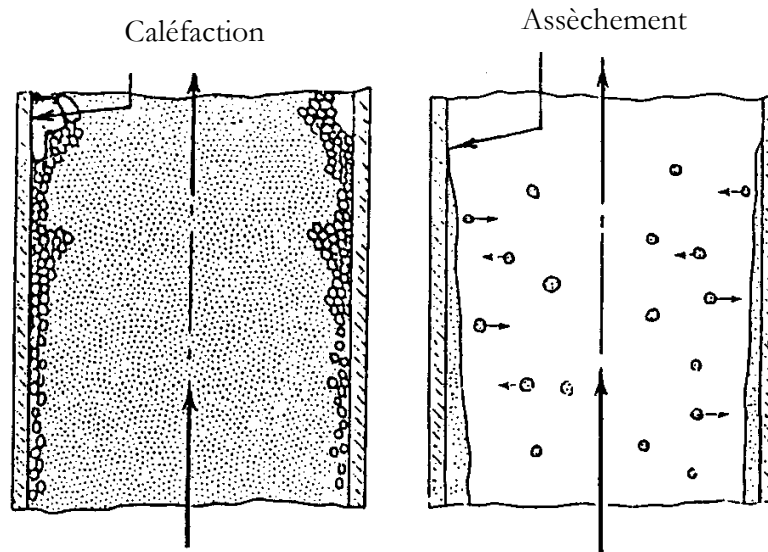


Figure II.10. Phénomène d'assèchement et de caléfaction [Tong 1972].

III.5.2. Évolution du flux critique en fonction des paramètres thermohydrauliques

En ébullition convective, les paramètres d'essai ayant une influence sur le flux critique sont le sous-refroidissement, le débit massique, la pression, le diamètre du tube et la longueur du tube chauffé.

III.5.2.1. Le sous-refroidissement

La densité de flux thermique critique croît de façon quasi-linéaire avec le sous-refroidissement évalué à l'entrée de la zone chauffée correspondant à l'écart entre la température de saturation et la température du fluide à l'entrée du tube. Augmenter le sous-refroidissement, c'est augmenter l'échange thermique monophasique et par conséquent retarder l'apparition de la crise d'ébullition. Cet effet est d'autant plus important que la vitesse du fluide est grande.

III.5.2.2. Le débit massique

La densité de flux thermique critique augmente lorsque le débit massique augmente. Par contre, cela engendre l'augmentation des pertes de charge. La diminution de la pression entraîne celle de la température de saturation et donc modifie le sous-refroidissement.

III.5.2.3. La pression

La densité de flux thermique critique augmente lorsque la pression dans le système croît. Cependant, l'augmentation de la pression a pour effet l'accroissement de la densité de la phase vapeur ρ_v et la diminution de la chaleur latente de vaporisation L_v , ainsi que la tension superficielle qui à partir d'une certaine valeur de la pression font diminuer q_{cr} .

III.5.2.4. Le diamètre du tube

La densité de flux thermique critique augmente lorsque le diamètre du tube diminue. Cet effet important pour de faibles diamètres ($D < 5 \text{ mm}$) s'atténue beaucoup au delà de cette limite. Selon Bergles [Bergles 1963], cette tendance est due au petit diamètre des bulles, à l'accroissement de la vitesse des bulles par rapport au liquide et à la diminution de la distance séparant le cœur de l'écoulement de la paroi où se forment les bulles.

III.5.2.5. La longueur chauffée

La densité de flux thermique critique augmente lorsque la longueur chauffée diminue. Cette dépendance est la plupart du temps présentée en fonction du rapport entre la longueur chauffée et le diamètre du tube. Dans ce cas, la densité de flux thermique critique augmente lorsque ce rapport diminue et cet effet est d'autant plus important que ce rapport est faible.

III.5.3. Prédiction du flux critique q_{cr}

On dispose de plusieurs corrélations empiriques pour prédire le flux critique q_{cr} . Si l'on reprend la classification proposée par Becker et Söderquist [Becker 1992], il existe deux types de corrélations de flux critique :

→ Les corrélations où q_{cr} s'exprime en fonction des paramètres "descriptifs" du système, c'est-à-dire à partir des paramètres de contrôle expérimentaux. Pour un tube vertical chauffé uniformément, ces paramètres sont :

- le diamètre D du tube,
- sa longueur L ,
- le sous-refroidissement $\Delta H_{sref} = H_{sat} - H_e$, avec H_{sat} et H_e sont respectivement l'enthalpie à la température de saturation et l'enthalpie à l'entrée du tube,
- la pression p souvent prise constante dans tout le canal.

On a donc :

$$q_{cr} = f(D, L, p, \Delta H_{sref}, G) \quad (\text{II.65})$$

→ Les corrélations où seules interviennent les conditions locales au point d'occurrence de la crise d'ébullition. On vérifie expérimentalement que pour un diamètre D , une vitesse massique G et une pression p donnés, il existe une relation unique entre q_{cr} et le titre critique x_{cr} [Collier 1994]. Cette relation est valable quelle que soit la longueur du tube L (à l'exception des faibles rapports L/D) et quel que soit le sous-refroidissement en entrée ΔH_{sref} .

On peut dès lors corréliser q_{cr} en fonction des seuls paramètres (D, p, x_{cr}, G) , soit :

$$q_{cr} = f(D, p, x_{cr}, G) \quad (\text{II.66})$$

Parmi les différentes corrélations disponibles dans la littérature, nous en avons retenu six présentées dans le tableau ci-dessous.

Tableau II.4. Corrélations de flux critique

Corrélations de la forme $q_{cr} = f(D, L, p, \Delta H_{sref}, G)$	Corrélations de la forme $q_{cr} = f(D, p, x_{cr}, G)$
Bowring [Bowring 1972] Becker et al. [Becker 1972] Katto et Ohno [Katto 1984] Shah (relation UCC)[Shah 1987]	Biasi et al. [Biasi 1967] Shah (1987) (relation LCC)[Shah 1987]

La formulation mathématique de chacune d'entre elles se trouve dans l'annexe C.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, les méthodes d'évaluation du comportement thermohydraulique d'un écoulement diphasique en ébullition ont été présentées et discutées.

Pour le calcul de la chute de pression diphasique, on distingue deux modèles :

- le premier est le modèle homogène où les deux phases s'écoulent à la même vitesse i.e. effet de glissement négligé,
- le deuxième est le modèle à phases séparées où l'effet de glissement est pris en compte.

La plupart des corrélations établies dans la littérature pour le calcul du coefficient d'échange thermique considèrent que l'effet de l'ébullition nucléée et de la convection forcée coexistent et participent au transfert de chaleur. La contribution de chaque effet peut être évaluée par deux modèles : le modèle asymptotique et le modèle à majoration.

La crise d'ébullition due à une augmentation excessive de la densité de flux de chaleur peut se produire à des titres massiques faibles (caléfaction) qu'à des titres massiques élevés (assèchement). Les corrélations développées pour prédire la densité de flux critique sont de deux types :

- corrélations dites locales dépendantes des paramètres au point de la crise d'ébullition,
- corrélations dites descriptives dépendantes des paramètres expérimentaux.

On dispose maintenant des informations nécessaires à l'analyse et à l'interprétation des résultats des expériences. Ces derniers sont réalisés à l'aide d'un dispositif expérimental mis en place. Sa description fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III

DESCRIPTION DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL

ET

DES APPAREILLAGES CRYOGÉNIQUES

DESCRIPTION DU SYSTÈME EXPÉRIMENTAL

ET

DES APPAREILLAGES CRYOGÉNIQUES

I. Introduction

Pour améliorer la compréhension du comportement thermohydraulique de l'écoulement d'He I diphasique en circulation naturelle, un dispositif expérimental a été mis en place. Il s'agit d'une boucle thermosiphon qui permet la réalisation d'expériences faisant varier plusieurs paramètres d'études tels que le diamètre des sections d'essai et le flux de chaleur allant jusqu'à l'apparition des crises d'ébullition. De plus, il permet de développer et de mettre au point de nombreuses techniques de mesure à très basses températures notamment celles de la température pariétale, de la pression différentielle.

Ce chapitre est dédié à la présentation détaillée de l'expérience « Thermosiphon » et son appareillage cryogénique. Ainsi, on décrit son cryostat, son insert, les différents capteurs et les métrologies utilisées pour la mesure des grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

II. Description générale du dispositif expérimental

L'appareil expérimental utilisé au cours de ce travail est représenté sur la figure III.1. Il est composé d'un cryostat enterré de 350 mm de diamètre et 2 m de profondeur permettant d'accueillir l'insert contenant les éléments nécessaires à l'étude. Dans le cryostat (figure III.2.a), on trouve :

- une garde azote, un réservoir rempli en permanence d'azote liquide LN₂ (77 K) grâce à un système de régulation de niveau,
- un écran vertical en aluminium refroidi par la circulation des vapeurs d'hélium (GHe) issues de la boucle à travers un tube de 16 mm de diamètre dont on mesure le débit

massique. Il est scindé en deux parties : une partie supérieure fixe à l'insert et une partie inférieure démontable supportée par le cryostat.

- une enceinte interne dans laquelle un vide aussi poussé que possible est réalisé. Notons que la pression résiduelle atteinte est imposée par les limites du système de pompage et la géométrie du volume à pomper. Dans notre cas elle est de l'ordre de 10^{-4} Pa.

L'insert schématisé sur la figure III.2.b, est une boucle thermosiphon monobranche composée de deux tubes verticaux associés en forme U avec les extrémités supérieures reliées à un séparateur de phases liquide-vapeur. Le tube descendant à droite sert d'alimentation en hélium liquide (LHe) au tube ascendant à gauche. Ce dernier appelé section d'essai est le siège de l'écoulement diphasique qui fait l'objet des différentes mesures. Des écrans horizontaux en cuivre refroidis en GHe sont placés en haut du cryostat entre le réservoir et la platine (à température ambiante) afin de protéger le circuit cryogénique contre le rayonnement. La boucle est suspendue à la platine, bride de fermeture du cryostat, par trois tiges en verre époxy (mauvais conducteur de la chaleur) dimensionnées pour supporter les efforts mécaniques.

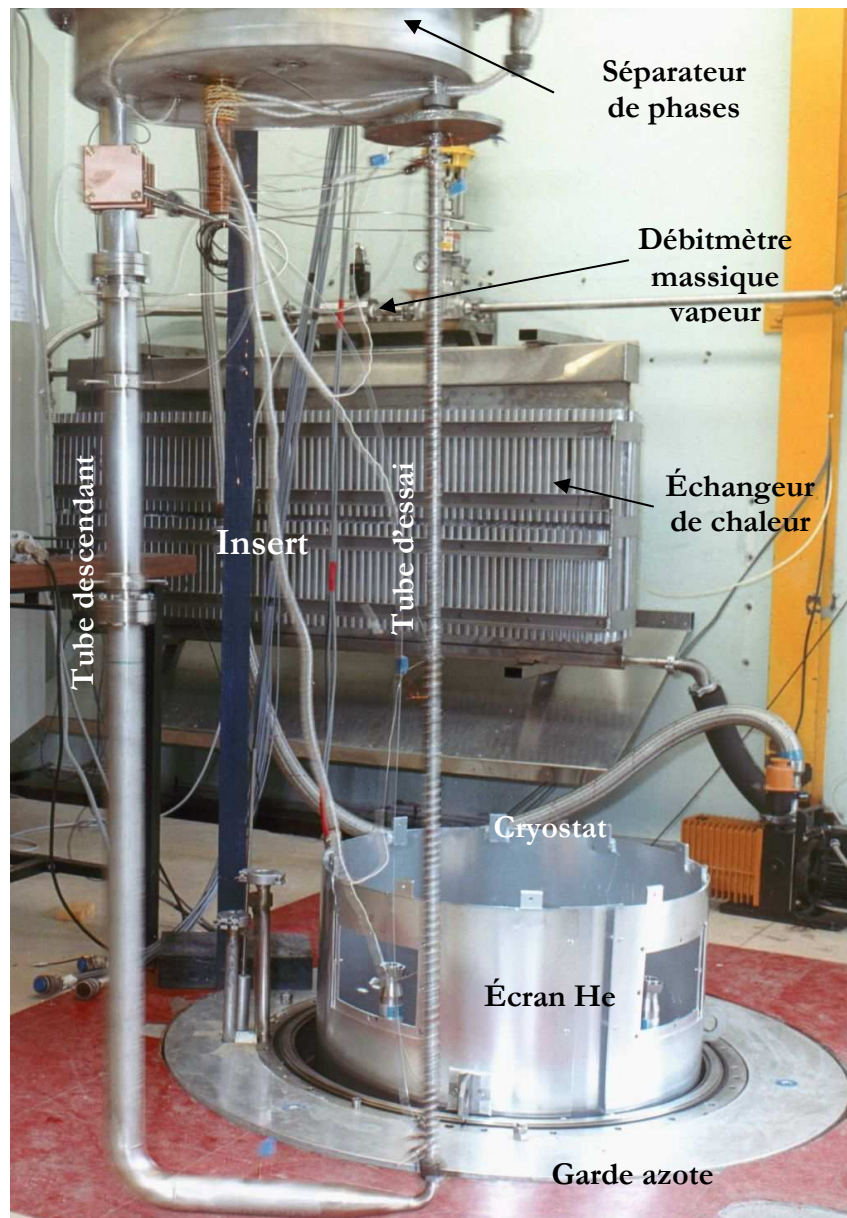


Figure III.1. Photographie de la boucle thermosiphon.

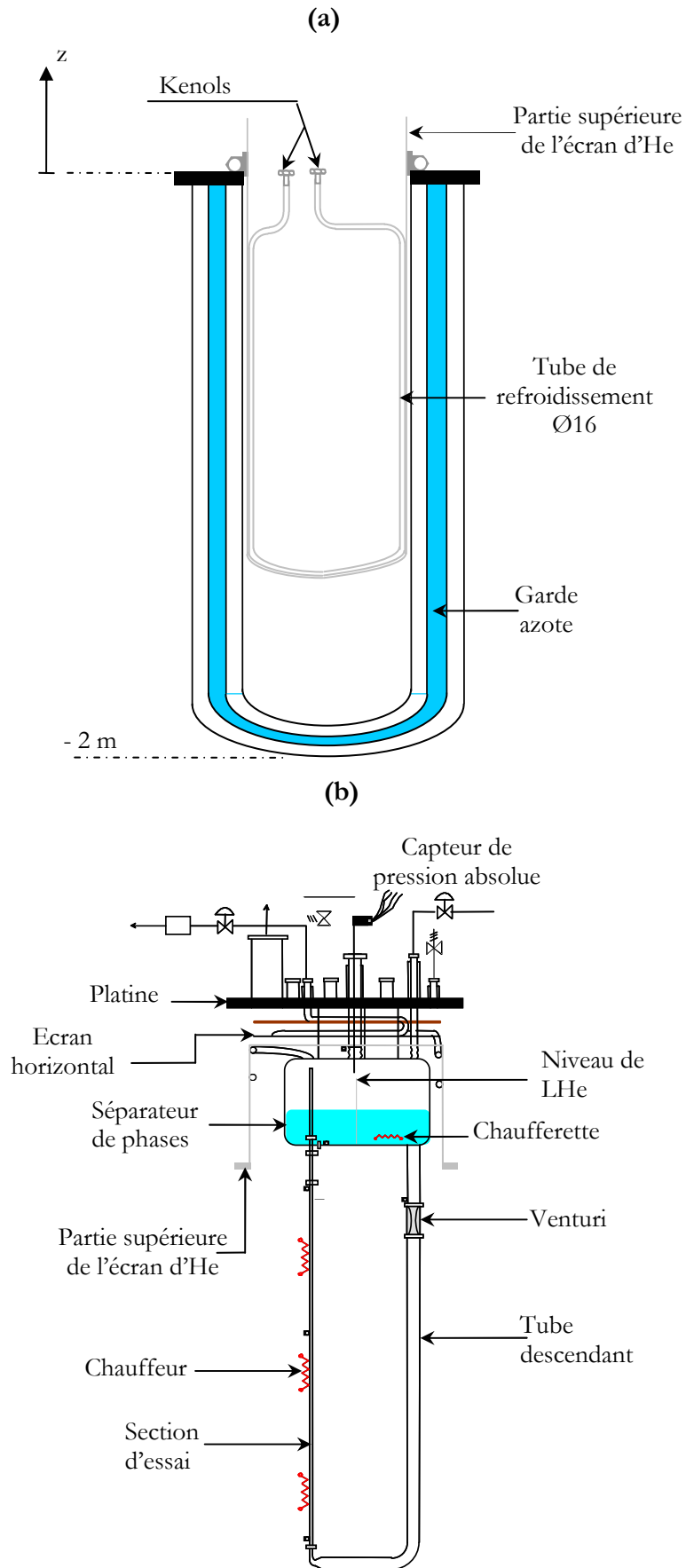


Figure III.2. Schéma du (a) cryostat et de (b) l'insert.

Le cryostat joue le rôle de barrière thermique contre les apports de chaleur parasites venant de l'extérieur à 300 K sur le circuit cryogénique à 4,2 K (figure III.3). En effet, le vide sert à supprimer les effets de convection et à limiter ceux de la conduction gazeuse, quant aux écrans thermiques, ils permettent de réduire le rayonnement thermique qui dépend fortement de la température. Ainsi, les pertes thermiques sur la boucle thermosiphon se réduisent à la conduction dans le vide de l'enceinte interne à travers les gaz résiduels ($p_r = 10^{-4}$ Pa), au rayonnement thermique depuis l'écran d'hélium maintenu aux alentours de 10 K et la conduction par les supports, apport le plus important. Leur contribution à la puissance thermique transmise au circuit contenant LHe peut être calculée de la manière suivante :

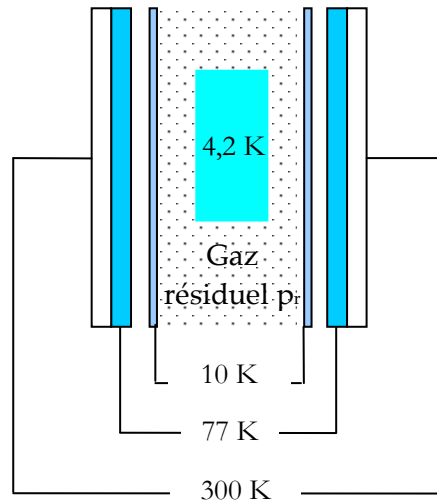


Figure III.3. Barrières thermiques aux apports de chaleur.

Apport par conduction gazeuse

Il s'agit de calculer le flux de chaleur par conduction Q_c entre le circuit d'hélium qui est à $T_c=4,2$ K et l'écran d'hélium qui est à $T_{éc}=10$ K. Le flux de chaleur Q_c correspond à la conduction moléculaire, car la pression résiduelle p_r est très faible, donc le libre parcours moyen des molécules L_p (de l'ordre de 8 m à 9 m) est très supérieur aux dimensions du système expérimental (2 m) [Conte 1970].

Il peut s'écrire [Conte 1970]:

$$Q_c = A_c \frac{\zeta(T_c)\zeta(T_{éc})}{\zeta(T_{éc}) + \zeta(T_c)(1 - \zeta(T_{éc}))} \frac{A_c}{A_{éc}} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) \left(\frac{R}{8\pi}\right)^{0,5} \frac{p_r}{(MT_r)^{0,5}} (T_{éc} - T_c) \quad (III.1)$$

où :

- A_c et $A_{éc}$ sont respectivement la surface du circuit cryogénique et la surface de l'écran d'He,
- ζ est le coefficient d'accommodation qui dépend de la température. Dans notre cas, $\zeta(T_c)=1$ et $\zeta(T_{éc})=0,9$,
- $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est le rapport de la chaleur spécifique à pression constante à celle à volume constant et qui vaut 1,67 à 10 K et sous p_r ,
- $p_r = 10^{-4}$ Pa,

- M est la masse molaire,
- T_r est la température de référence prise celle de l'écran d'He.

Ainsi, $Q_c = 2 \mu\text{W}$ est effectivement négligeable car p_r est très faible et l'écart de température entre l'écran et le circuit est petit.

Apport par convection

Il concerne le transfert thermique par convection naturelle gazeuse entre la paroi « chaude », l'écran d'He, et la paroi « froide », le circuit cryogénique. Le flux de chaleur correspondant Q_{conv} peut être représenté par la formule suivante [Conte 1970]:

$$Q_{\text{conv}} = Cte \sqrt{\varrho} (T_p - T_f)^{5/4} \tag{III.2}$$

où T_p , T_f et ϱ sont respectivement la température de la paroi « chaude », la température de la paroi froide et la masse volumique du gaz. Cette dernière est proportionnelle à la pression, par conséquent, une réduction importante de la pression aura pour résultat la suppression du transfert de chaleur par convection gazeuse. Si on suppose que le gaz résiduel se réduit à l'hélium, on a $Q_{\text{conv}} \approx 10 \mu\text{W}$.

Apport par rayonnement

Le flux de chaleur transmis par rayonnement entre deux surfaces de températures T_1 et T_2 ($T_2 > T_1$) est donné par [Conte 1970]:

$$Q_{\text{ray}} = \sigma EA_1 (T_2^4 - T_1^4) \tag{III.3}$$

où :

- σ est la constante de Stefan-Boltzmann : $5,67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$,
- A_1 est l'aire en m^2 de la surface recevant l'énergie à la température T_1 ,
- E est un facteur qui tient compte l'effet émissifs e_1 et e_2 des surfaces aux températures T_1 et T_2 , donné par : $E = \frac{e_1 e_2}{e_2 + e_1 (1 - e_2)}$.

Dans notre cas la surface rayonnante est celle de l'écran d'Aluminium à $T_2=10 \text{ K}$ et la surface réceptrice est celle du circuit cryogénique à $T_1=4,2 \text{ K}$, faite du cuivre (la section d'essai) et de l'acier inox (le séparateur de phases et le tube descendant). Le tableau III.1 donne la puissance transmise par rayonnement, calculée à partir de l'équation (III.3) entre T_1 et T_2 .

Tableau III.1. Apport de chaleur par rayonnement.

	e_1	e_2	E	$A_1 (\text{m}^2)$	$Q_{\text{ray}} (\mu\text{W})$
Séparateur de phases	0,10	0,06	0,039	0,282	6,035
Tube descendant	0,10	0,06	0,039	0,270	5,778
Section d'essai	0,015	0,06	0,012	0,045	0,3
Puissance rayonnante totale					12

En réalité, cette puissance est beaucoup plus faible grâce à l'emploi de la super-isolation qui couvre entièrement la boucle Thermosiphon. Elle est constituée de plusieurs couches dont chacune est formée de deux feuilles, une réflectrice en Aluminium et une isolante en Mylar. Elle permet outre la réduction des échanges thermiques par rayonnement, de diminuer les échanges par conduction moléculaire dans le vide résiduel, du fait du très faible espace séparant chaque couche.

Apport par conduction à travers les supports

La boucle thermosiphon est supportée par un système mécanique dont les principaux éléments sont trois tiges en verre époxyde. Ce support mécanique relie d'une certaine façon la partie froide à 4,2 K à la platine du cryostat qui, elle, est à la température ambiante (300 K). Il y a donc nécessairement un apport de chaleur conductif sur la partie à 4,2 K. La configuration géométrique complexe du cryostat rend le calcul de ces pertes assez difficiles. Par contre, nous pouvons les estimer en mesurant le débit massique des vapeurs d'hélium s'échappant du cryostat lorsqu'aucun apport de chaleur supplémentaire, comme celui sur la section d'essai, n'est appliqué ($q=0$).

Cette mesure se fait à la température ambiante par un débitmètre Brooks dont la gamme de mesure s'étend jusqu'à 5 g/s. La sensibilité de ce débitmètre est de 0,005 g/s et sa précision est de 0,01 g/s. L'emploi d'un tel débitmètre nécessite de réchauffer les vapeurs d'hélium froides sortantes du cryostat à l'aide d'un échangeur de chaleur (voir figure III.1). Une valeur typique de mesure du débit massique vapeur est de $m_v=0,08$ g/s. Il est alors facile de calculer la puissance qui se dépose sur la boucle à 4,2 K par la relation $Q=L_v \cdot m_v$ où L_v est la chaleur latente de vaporisation ($L_v = 20750$ J/Kg à 4,2 K et 1 Atm). La puissance reçue est d'environ 1,7 W. Il est évident que ce résultat comprend bien sûr les apports par conduction à travers les supports mais aussi les trois autres apports et qu'il n'est pas possible de les dissocier. On verra par la suite que ce débit de vapeur à flux nul est très faible par rapport à la gamme de mesure.

II.1. Éléments de la boucle

II.1.1. Séparateur de phases

Le séparateur de phases est un réservoir en acier inox de 300 mm de diamètre et 350 mm d'hauteur. Il permet la séparation des deux phases liquide et vapeur, en recyclant le premier dans la boucle et en envoyant la deuxième dans les écrans thermiques.

Il est doté d'une sonde de température Germanium, d'un niveau d'hélium LM-500, d'un capteur de pression absolu Yokogawa et d'une chaufferette permettant le contrôle de l'état thermodynamique de l'hélium liquide LHe.

II.1.2. Tube descendant

C'est un tube en acier inox de diamètre intérieur de 40 mm et extérieur de 43 mm. Il a été dimensionné pour minimiser les pertes de charge régulières et singulières dues au changement de section. Il est équipé d'un venturi, un débitmètre à appareil déprimogène qui fournit la valeur du débit massique total résultant. Il est composé successivement d'un convergent tronconique, d'un col cylindrique de diamètre 10 mm, et d'un divergent tronconique. La mesure de pression différentielle entre le col et l'entrée du venturi utilise une méthode dite à chaud (voir paragraphe II.2.7). Le débit massique m_t est donné par l'expression suivante :

$$m_t = C_C \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{D_2^4}{D_1^4}\right)}} A_2 \sqrt{2\rho_l [\Delta p + \rho_l g \Delta z]} \quad (\text{III.4})$$

avec :

- C_C est le coefficient de correction, introduit pour tenir compte les pertes de charges dans le venturi. Il vaut 0,98,
- A_2 étant l'air au col du venturi,
- D_1 et D_2 sont respectivement les diamètres à l'entrée et au col du venturi,
- ρ_l est la masse volumique de la phase liquide,
- Δp est la différence de pression déterminée par une méthode de mesure dite à chaud (voir paragraphe II.2.4.2),
- Δz est la différence d'hauteur entre les deux piquages de prises de pression.

II.1.3. Section d'essai

La section d'essai est constituée d'un tube en cuivre de diamètre intérieur 14 mm ou 10 mm et d'épaisseur 1 mm. Le premier est géométriquement représentatif des tubes de refroidissement de l'aimant de CMS. Le deuxième permet d'appréhender l'influence du diamètre sur les performances réfrigérantes de l'écoulement thermosiphon. Une rainure hélicoïdale de 0,75 mm de profondeur a été aménagée le long des tubes avec un pas de 10 mm destiné à recevoir le système de chauffage. Il consiste en un fil de manganin de 1 mm de diamètre enroulé suivant la rainure et couvert d'une résine époxyde (DP190) pour le tube Ø10 et en un fil gainé d'inox « Thermocoax » brasé avec de l'étain pour le tube Ø14. Pour éviter que le flux de chaleur imposé se propage par conduction au reste de la conduite, des manchons en acier inox ont été insérés à chaque extrémité de la zone de chauffage d'une longueur d'environ 10 cm. La partie chauffante comporte des sondes de mesure de température placées en contact avec la surface externe de tube. Afin de minimiser l'influence de fil de chauffage sur la mesure de température, les sondes ont été placées à mi-pas (pas de l'hélice) de celui-ci. Le tableau suivant résume les différentes caractéristiques des deux sections d'essai.

Tableau III.2. Récapitulatif des caractéristiques des tubes d'essai.

Section d'essai (mm)	Section chauffée (mm)	Section non-chauffée (riser) (mm)	Système de chauffage
Ø10	950	500	Fil de Manganin
Ø14	1200	250	Thermocoax

En outre, chaque tube d'essai (figure III.4) est équipé de deux capteurs de pression différentielle qui permettent de mesurer :

- Δp_{13} , la charge motrice disponible à l'entrée du tube d'essai,
- Δp_{12} , la chute de pression le long de la partie chauffée de la section d'essai,
- Δp_{23} , la chute de pression le long du riser.

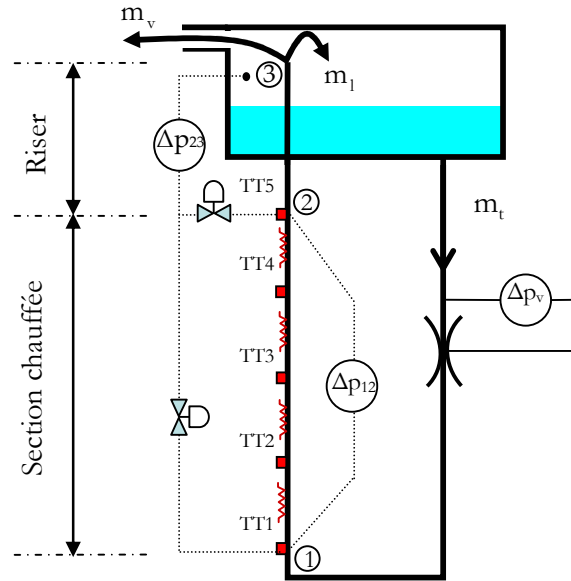


Figure III.4. Instrumentation du tube d'essai.

II.2. Appareillages Cryogéniques

Dans ce paragraphe, nous présentons les différents capteurs et les métrologies adoptées pour la mesure de q , T_p et Δp .

II.2.1. Mesure du flux de chaleur q

La puissance de chaleur est produite par effet Joule dans le fil chauffant, Manganin ou Thermocoax. Elle est déduite des mesures de tension U aux bornes des fils et du courant I les parcourant (figure III.5). Deux fils en cuivre gainés et torsadés permettent d'effectuer la mesure de tension et deux autres de diamètre plus gros sont utilisés pour l'alimentation en courant du fil chauffant. Le fil de Manganin possède une résistance électrique à 4,2 K d'environ 9Ω et celle de Thermocoax vaut 20Ω . Ces valeurs sont mesurées au début de chaque session expérimentale. Notons que la variation de ces valeurs entre 300 K et 4,2 K est négligeable.

La mesure du courant I et de la tension U est faite à l'aide de shunts résistifs calibrés. En effet, le shunt 1 convertit la mesure de I à celle de U_1 , qu'est la tension aux bornes de la résistance étalon R_1 de $0,5 \text{ k}\Omega$. L'intérêt de cette méthode est de permettre la mesure de courants très élevés pouvant atteindre 10 A. Le courant I est donné par :

$$I = \frac{U_1}{R_1} \quad (\text{III.5})$$

Le shunt 2 (un diviseur de tension en fait) est réalisé par la mise en série de deux résistances étalons R_2 et R_3 de $3,65 \text{ k}\Omega$ et $33,33 \text{ k}\Omega$ respectivement. Contrairement au premier, ce shunt présente une impédance élevée pour limiter le courant électrique le traversant et s'assurer que le fil chauffant est bien parcouru par I . La tension U se calcule par la relation suivante :

$$U = U_2 \frac{R_2 + R_3}{R_2} \quad (\text{III.6})$$

Dans les équations (III.5) et (III.6), les valeurs de R_1 , R_2 et R_3 sont connues avec une précision de $10^{-3} \Omega$.

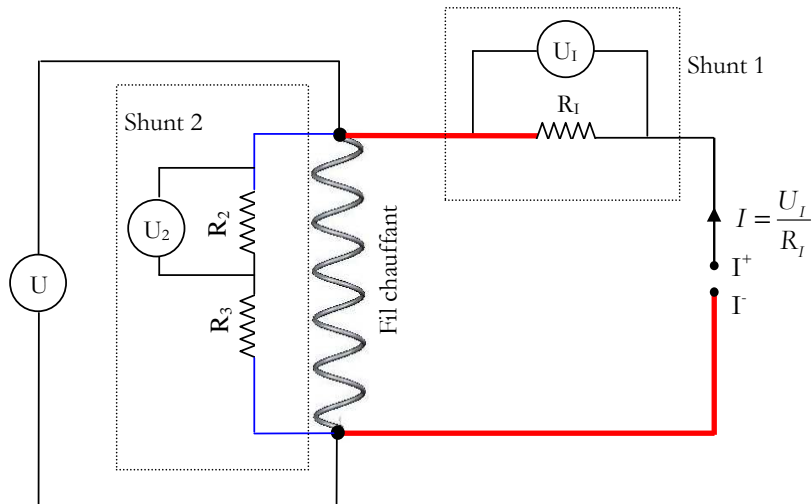


Figure III.5. Mesure de la puissance de chauffage.

II.2.2. Mesure de la température de la paroi T_p

Le choix des sondes repose essentiellement sur la gamme de températures à mesurer et la précision désirée.

Pour des mesures de température dans la gamme de 10 K à 300 K, on utilise des résistances de platine Pt 100 ; c'est le cas des écrans horizontaux et de l'écran vertical refroidis par les vapeurs d'hélium. Leur sensibilité est $\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \approx 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ entre 10 K et 300 K.

Entre 4,2 K et 10 K, pour mesurer la température de la paroi en contact avec l'écoulement d'hélium diphasique, nous avons choisi des sondes de type résistances Germanium encapsulées dans un cylindre en cuivre de 3 mm de diamètre et de 8,5 mm de long rempli d'hélium gaz (figure III.6.a). Elles présentent une dépendance en température fortement non-linéaire qui est approchée par une loi du type logarithmique :

$$\frac{1}{T} = \sum_{i=0,9} A_i (\log R)^i \quad (\text{III.7})$$

avec :

- A_i sont les coefficients du lissage selon (III.7),
- R est la résistance électrique des sondes.

La figure III.6.b montre la sensibilité des sondes GR-200A. Parmi elles, on a opté pour les 2500 qui montrent la meilleure sensibilité à 4,2 K, de l'ordre de $10^4 \Omega/\text{K}$.

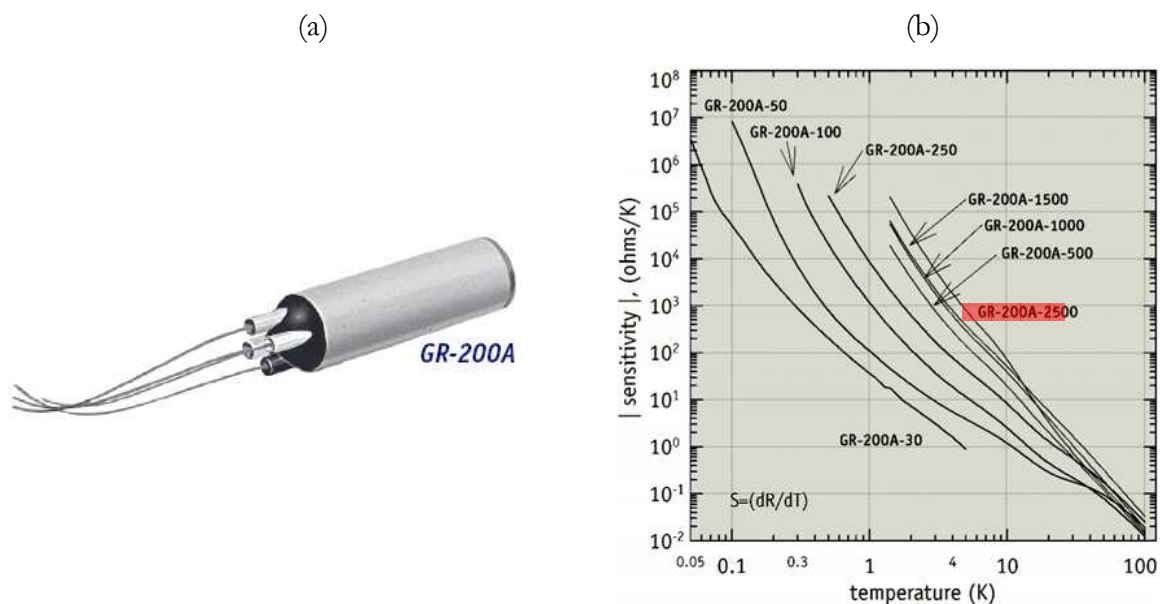


Figure III.6. a) Sonde de température Germanium b) Sensibilité des sondes GR-200A [Cryotronics 2006].

II.2.2.1. Méthode de montage des sondes Germanium

La loi $R(T)$ des sondes de température peut se trouver modifiée par son conditionnement et sa mise en œuvre. Ainsi, il est indispensable de trouver une méthode de montage qui d'une part assure un bon contact avec la paroi et d'autre part ne modifie pas sa caractéristique $R(T)$.

A cette fin, le porte sonde schématisé sur la figure III.7 a été défini. Il est constitué d'une partie cylindrique pointue en cuivre de classe A1 (cuivre raffiné par une méthode électrolytique, contenant l'oxygène et de pourcentage massique de cuivre garanti à 99,99 %). Pour maintenir la pointe en un endroit précis, on effectue un marquage sur la surface du tube. La pointe, d'angle d'ouverture 60° , est introduite ensuite dans la marque du pointeau d'angle 90° et est brasée (figure III.8). Un trou de diamètre $3,2 \cdot 10^{-3}$ m a été aménagé dans la partie cylindrique où vient s'insérer la sonde de température. L'espace entre la sonde Germanium et son support est comblé par une graisse à vide chargée en cuivre qui améliore le contact thermique sonde-support.

La sonde se trouve nécessairement à une température intermédiaire à celle du support et des fils de mesure. En collant soigneusement les fils autour du support à l'aide d'un vernis, assez bon conducteur de la chaleur, on est certain que la sonde est à la même température que celle des fils et du support, c'est-à-dire la température à mesurer. Les fils sont ensuite thermalisés à 4 K puis sur les écrans horizontaux afin d'intercepter tout flux de chaleur par conduction depuis la température ambiante. Un calcul de conduction dans les fils de mesure montre que le flux de chaleur est de l'ordre de $1\mu\text{W}$ par fil.

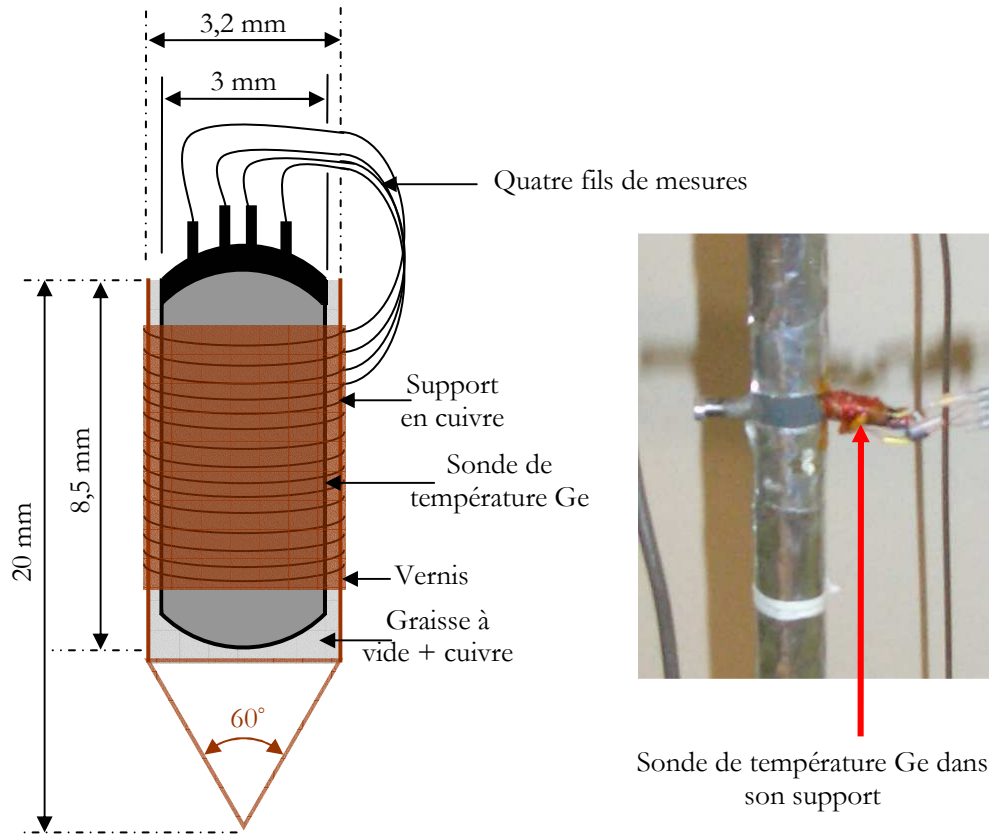


Figure III.7. Ensemble de mesure de température.

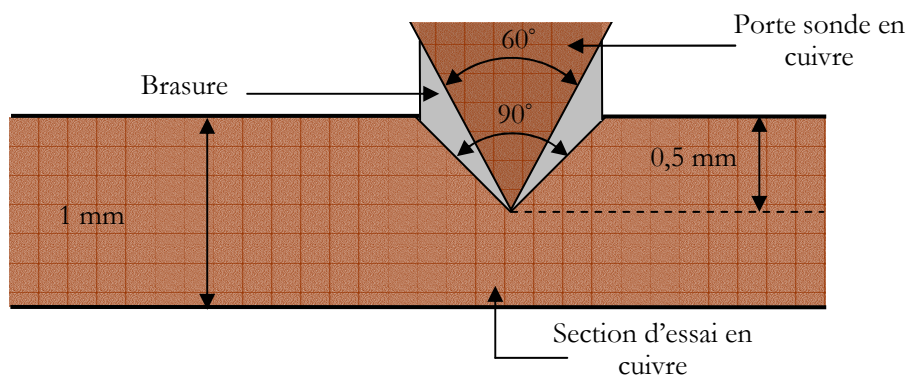


Figure III.8. Contact entre le porte sonde et la section d'essai.

II.2.2.2. Méthode de mesure

La mesure de la température avec les sondes Germanium est basée sur un montage à 4 fils (figure III.9). Deux fils permettent l'alimentation de la sonde en courant continu et deux autres fils pour effectuer la mesure de la tension aux bornes de la résistance. Ces fils sont faits en Phosphore-Bronze très fins (diamètre $0,14 \times 10^{-3}$ m) et ont une faible conductivité thermique à 4,2 K qui réduit le flux de chaleur transmis par conduction. Le courant d'alimentation est d'environ $1 \mu\text{A}$ afin de limiter la puissance dissipée par effet Joule dans la sonde (de l'ordre de $0,1 \mu\text{W}$) qui fausserait la mesure en échauffant la résistance. Il est délivré par un générateur de courant,

modèle 101 de LakeShore, avec une précision de $10^{-3} \mu\text{A}$. La tension U aux bornes de la résistance R_{Ge} est mesurée par un système d'acquisition, présenté dans le paragraphe II.3. Des valeurs de tension U et de courant I , on déduit la résistance R_{Ge} :

$$R_{\text{Ge}} = \frac{U}{I} \tag{III.8}$$

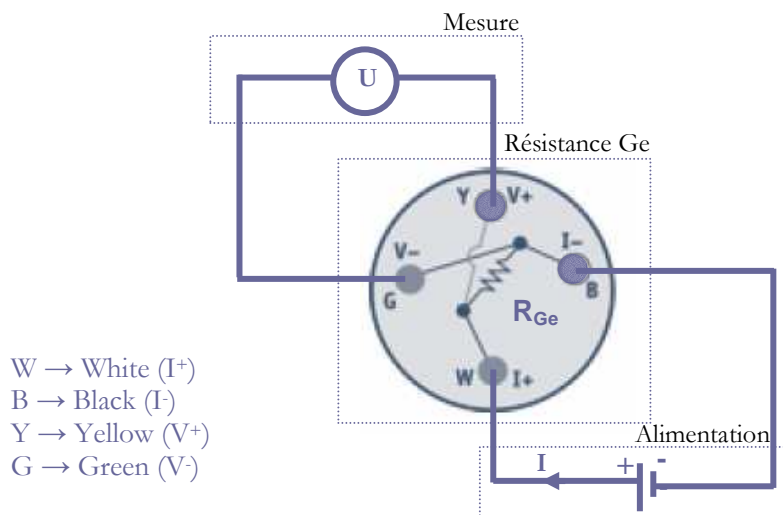


Figure III.9. Montage à 4 fils des sondes Ge.

La température est ensuite obtenue par les lois d'étalonnage $T(R)$ des sondes Ge. Chaque sonde a été étalonnée dans la gamme 1,5 – 10 K par rapport à une sonde Ge de référence (figure III.10.a). L'écart entre les mesures et la loi de lissage (Équation (III.7)) est inférieur au milliKelvin comme l'illustre la figure III.10.b.

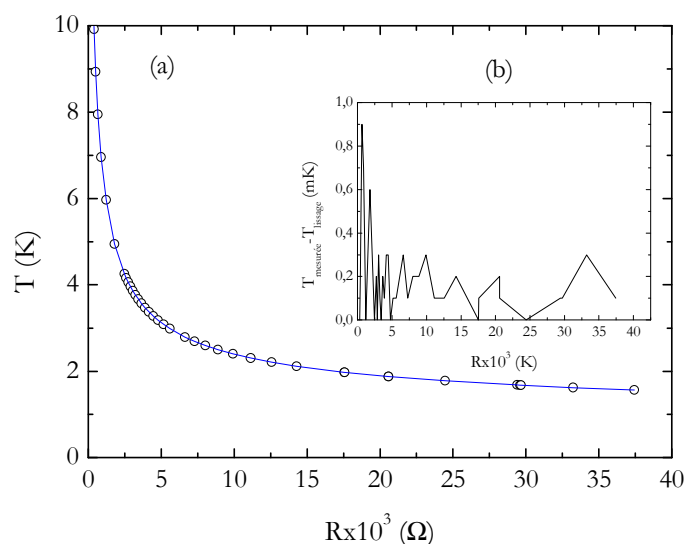


Figure III.10. (a) Caractéristique $T(R)$ des sondes Germanium : o points de mesure – lissage (b) Écart la loi de lissage – mesures.

II.2.3. Modélisation thermique de la section d'essai

II.2.3.1. Problèmes posés

Le calcul du coefficient d'échange thermique fait intervenir la température de la paroi interne mouillée par l'écoulement. Or, le système de mesure présenté précédemment donne la température de la paroi externe du tube d'essai étant donné qu'elle est en contact avec le thermomètre. En conséquence, des corrections sont nécessaires afin de tenir compte du gradient de température à travers l'épaisseur de la paroi du tube et pour déterminer avec exactitude la puissance thermique réellement échangée avec le fluide.

Pour se faire, une modélisation thermique a été réalisée avec le code de calcul par éléments finis SolidWorks 2004.

II.2.3.2. Description du modèle

Dans le but de minimiser le temps de calcul, seulement une longueur équivalente à 8 pas d'hélice a été considérée. La figure III.11 représente une vue d'ensemble, une coupe longitudinale et le maillage de la section d'essai. Le cuivre apparaît en jaune, la colle en gris clair et les manchons d'inox en gris foncé. Le fil chauffant a été placé dans une gorge de 0,75 mm comme pour le tube d'essai physique avec un contact parfait entre le fil et le tube.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- Le flux de chaleur à l'extrémité des manchons inox est considéré comme nul,
- L'échange thermique entre le tube d'essai et le milieu environnant extérieur est négligeable. Cela découle du fait que le tube d'essai est isolé thermiquement de l'extérieur par le cryostat,
- La puissance générée dans le fil de Manganin est uniforme car sa résistance est invariable dans la gamme de températures rencontrées le long du tube,
- A l'intérieur du tube, circule un fluide monophasique de température constante égale à $T_f = 4,2$ K ayant un coefficient d'échange thermique constant avec la paroi. Ce fluide échange également avec les manchons inox,
- La conductibilité du cuivre est considérée constante et correspond à sa classe. Elle vaut 958 W/mK. Une étude de sensibilité à ce paramètre sera abordée au paragraphe II.2.3.3 afin de justifier le choix de ce type de cuivre.
- La conductivité de l'inox est constante, égale à 0,24 W/mK [**Cryodata 1999**].

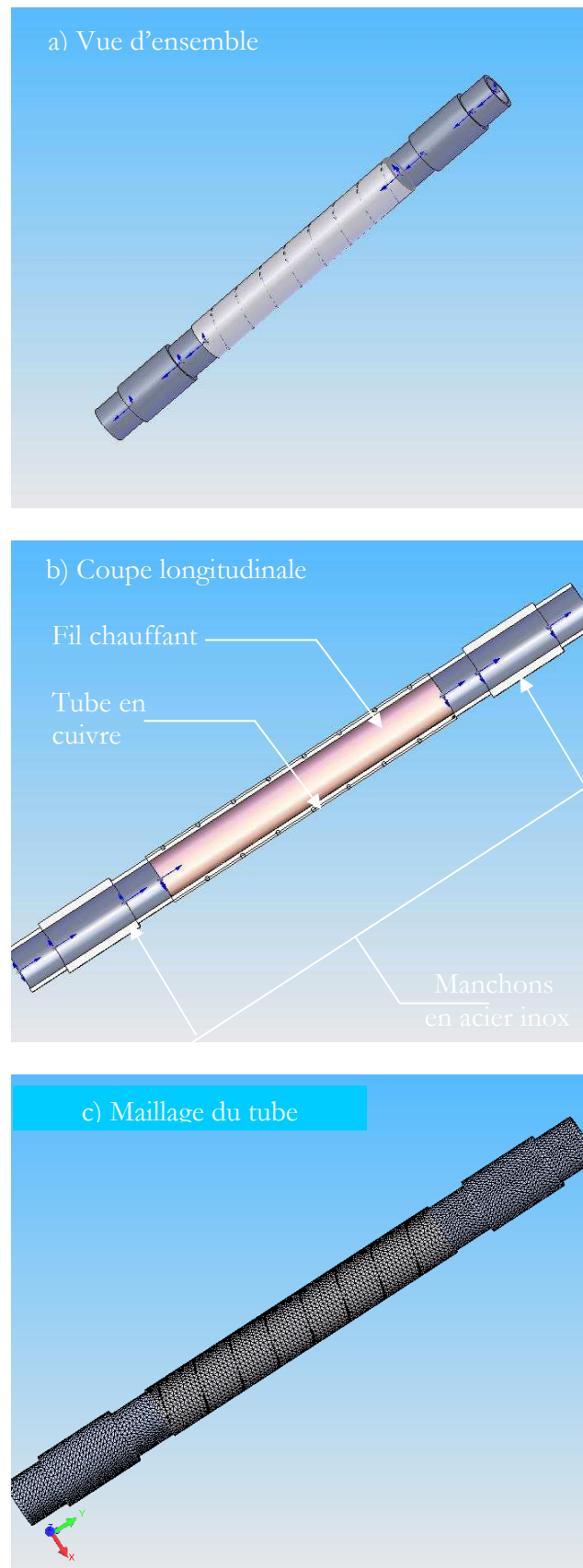


Figure III.11. a) Vue d'ensemble de la section d'essai b) Coupe longitudinale de la section d'essai c) Maillage de la section d'essai.

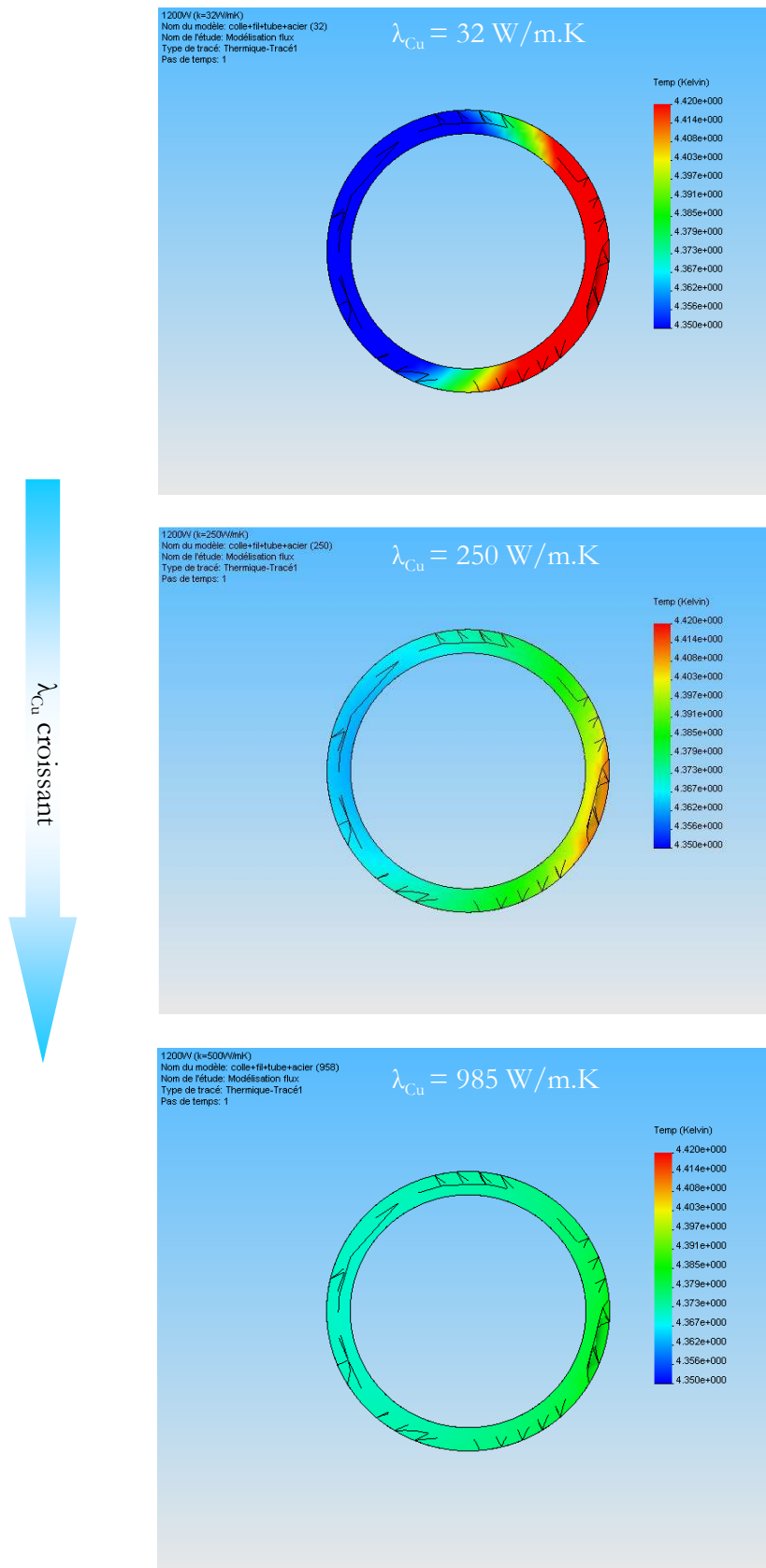


Figure III.12. Effet de la conductivité thermique du cuivre sur la répartition des isothermes pour $q=1200 \text{ W/m}^2$.

II.2.3.3. Résultat de la modélisation

Effet de la conductivité thermique du cuivre

Afin de mettre en lumière l'effet de la conductivité thermique du cuivre λ_{Cu} sur le transfert de chaleur, nous avons réalisé des simulations en faisant varier λ_{Cu} pour des flux de chaleur donnés. Sur la figure III.12, on présente la répartition des isothermes dans une section droite du tube pour $q=1200 \text{ W/m}^2$. On voit bien qu'en augmentant λ_{Cu} le champ de température s'homogénéise et la différence de température entre la partie droite et la partie gauche du fil chauffant passe de 70 mK à 10 mK. Ceci explique le choix du cuivre ayant la plus grande conductivité thermique qui est 958 W/mK.

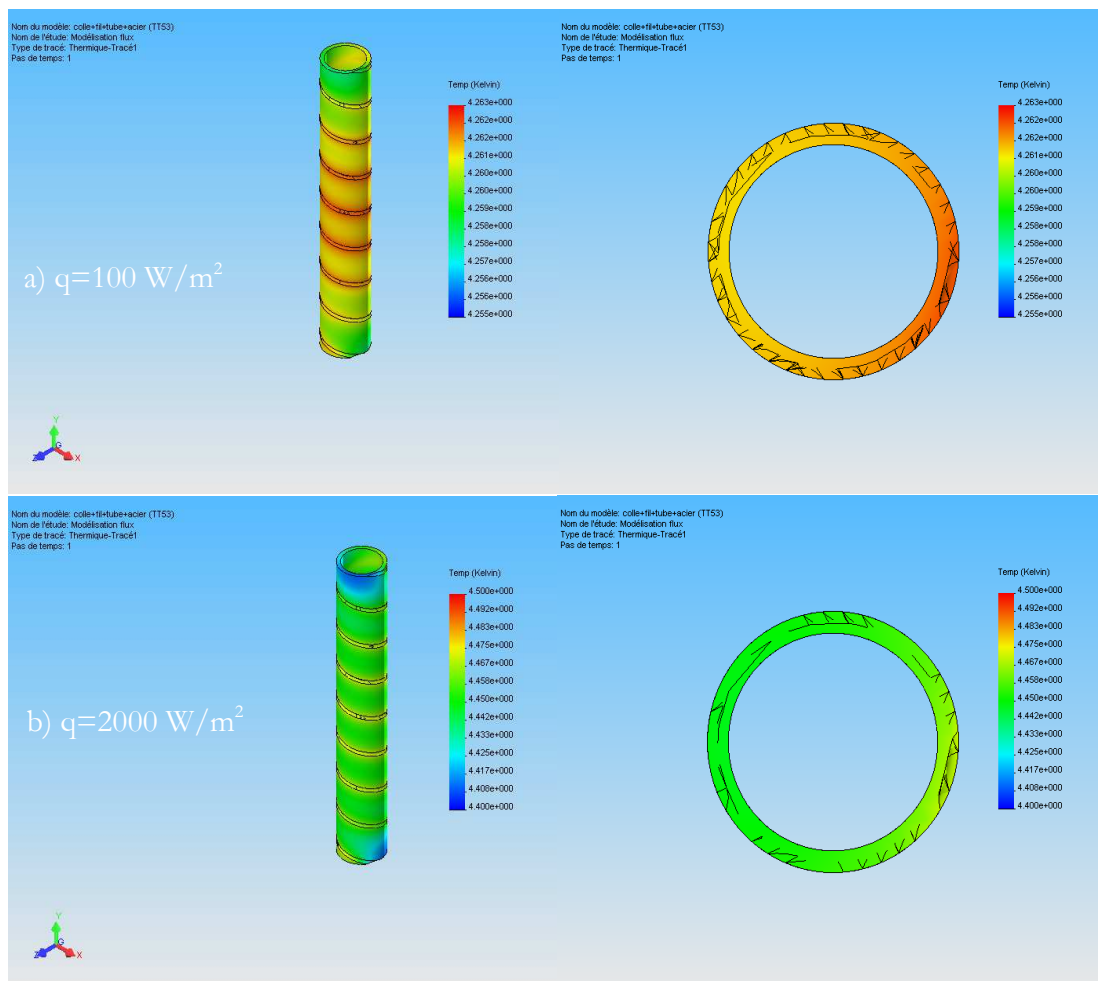


Figure III.13. Résultats de la modélisation thermique pour différents flux de chaleur.

Résultats pour différents flux de chaleur

Cette modélisation a été réalisée pour différents flux de chaleur tirés de l'expérience. On se contente ici, de présenter les résultats de deux d'entre eux:

- 1) le premier concerne $Q=0,2536 \text{ W}$ soit une densité de flux de chaleur de $q=100 \text{ W/m}^2$. Le coefficient d'échange thermique est de $1657 \text{ W/m}^2\text{K}$ et correspond à un écoulement monophasique sous-refroidi,

- 2) Le deuxième correspond à un coefficient d'échange thermique obtenu en ébullition nucléée soit $h = 6000 \text{ W/m}^2\text{K}$ et une densité de flux de chaleur $q=2000 \text{ W/m}^2$.

Les résultats de la figure III.13 montre que :

- Les différences de température entre la partie au droit du fil chauffant et la partie gauche de la coupe est négligeable,
- Les températures de paroi à mi-pas de l'hélice d'enroulement de fil chauffant sont constantes le long de la partie centrale du tube chauffé. Il en est de même pour le flux de chaleur effectivement échangé avec le fluide (le coefficient d'échange est constant sur le tube, donc le flux s'écrit $q = h (T_p - T_f)$ avec T_p et T_f sont respectivement la température de la paroi et celle du fluide considérée constante),
- l'hypothèse de flux nul aux extrémités des manchons inox est valide car l'écart de température de paroi s'annule avant la fin du manchon,
- Les différences de température entre paroi intérieure et extérieure sont très faibles de l'ordre de $0,5 \times 10^{-3} \text{ K}$. Ceci nous assure que les sondes de température qui sont placées sur la surface externe du tube mesurent bien la température de la paroi interne du tube qui est en contact avec le fluide.

II.2.4. Mesure de la pression

II.2.4.1. Mesure à froid

Parmi les capteurs de pression ayant été testé avec succès à froid, on a opté pour les capteurs FPS5 de Fujikura Ltd et les DP10 de Validyne.

Capteurs FPS5

Les capteurs FPS5 sont des capteurs piézo-résistifs donnant la pression absolue en divers points le long du tube d'essai. Ils sont constitués d'un cylindre en acier inox de 6,9 mm de long et 8,4 mm de diamètre. L'élément sensible est composé d'un pont Weasthorne (jauge de contrainte) imprimé sur un diaphragme qui divise le cylindre en deux chambres ; une connectée au point de mesure par un capillaire de 2,5 mm de diamètre et 12 mm de long et une deuxième de référence sous vide. La déformation du diaphragme crée un déséquilibre du pont traduit par une tension U proportionnelle à la pression appliquée (figure III.14).

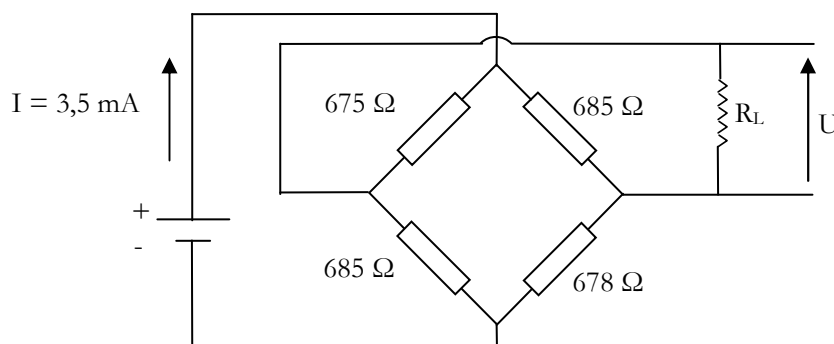


Figure III.14. Capteur de pression FPS5.

Capteurs DP10

Les capteurs DP10 sont des capteurs différentiels à reluctance variable. Ils ont été utilisés pour mesurer la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai et aux bornes du venturi. Un capteur DP10 comporte deux coquilles symétriques, fixes, entre lesquelles une plaque se déforme librement en réponse à une différence de pression de part et d'autre (figure III.15). La déformation entraîne des variations opposées d'entrefer dans un circuit magnétique symétrique qui est induit par une bobine placée dans chaque coquille et qui se referme à travers la plaque. D'impédances approximativement égales, ces bobines sont branchées en série et alimentées en alternatif, usuellement 5 V rms à 3 ou 5 kHz. Sous l'effet d'une différence de pression, la plaque s'écarte d'une bobine et se rapproche de l'autre. La densité du flux magnétique s'accroît auprès de la bobine la plus proche. Un champ magnétique plus fort cause une augmentation d'inductance qui accroît ainsi l'impédance de cette bobine. Les variations d'impédance déséquilibrent le pont de mesure (figure III.16) et un faible signal alternatif de mesure apparaît. Le signal est ensuite démodulé pour donner une tension de sortie continue U.

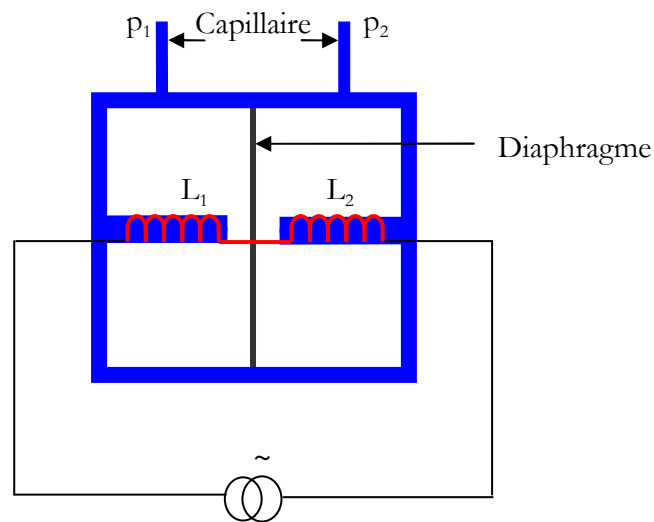


Figure III.15. Capteur de pression Validyne DP10.

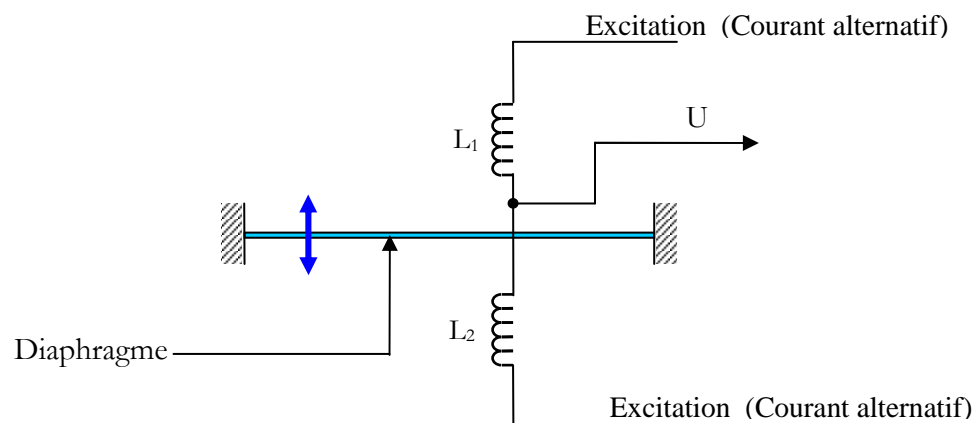


Figure III.16. Montage différentiel et modèle du demi-pont de mesure associé.

Étalonnage des capteurs de pression

La loi de transfert d'un capteur de pression $U = f(p)$ s'écrit :

$$U = ap + b \quad (\text{III.9})$$

avec :

- U est la tension de sortie,
- p est la pression appliquée aux bornes du capteur,
- a est le coefficient de linéarité,
- b est le zéro du capteur (offset).

Dans les paragraphes suivants, on s'intéresse à la détermination expérimentale des lois de transfert des capteurs FPS5 et DP10.

Capteurs de pression FPS5

Un système expérimental a été construit afin d'étalonner ces capteurs de pression à 4,2 K (figure III.17). Il s'agit d'un petit cryostat de 70 cm de long et 300 mm de diamètre dans lequel vient se loger un insert conçu à cette fin. L'insert est composé de trois écrans thermiques horizontaux en cuivre suspendus à la platine par une tige filée en verre-époxy et d'un circuit en GHe permettant de faire varier la pression appliquée aux capteurs FPS5. La pression d'entrée p est contrôlée par un capteur Yokogawa absolu.

La figure III.18 présente une courbe d'étalonnage typique d'un capteur de pression FPS5. Elle montre que la relation $U=f(p)$ est bien linéaire dans la gamme 0 – 2,5 bar.

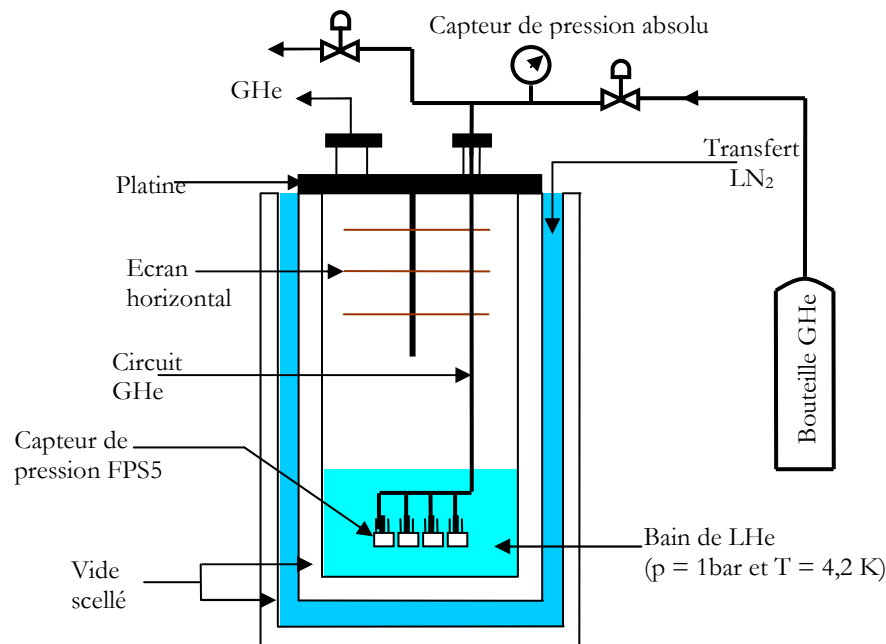


Figure III.17. Expérience d'étalonnage des capteurs de pression FPS5.

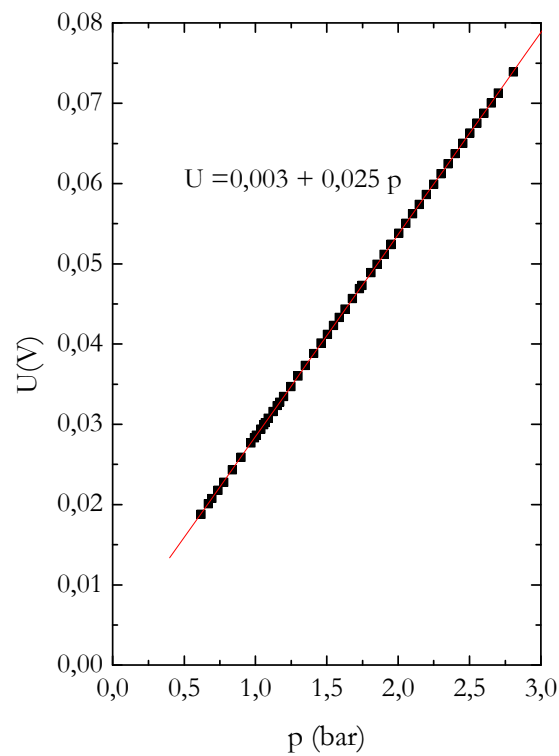


Figure III.18. Courbe d'étalonnage d'un capteur FPS5.

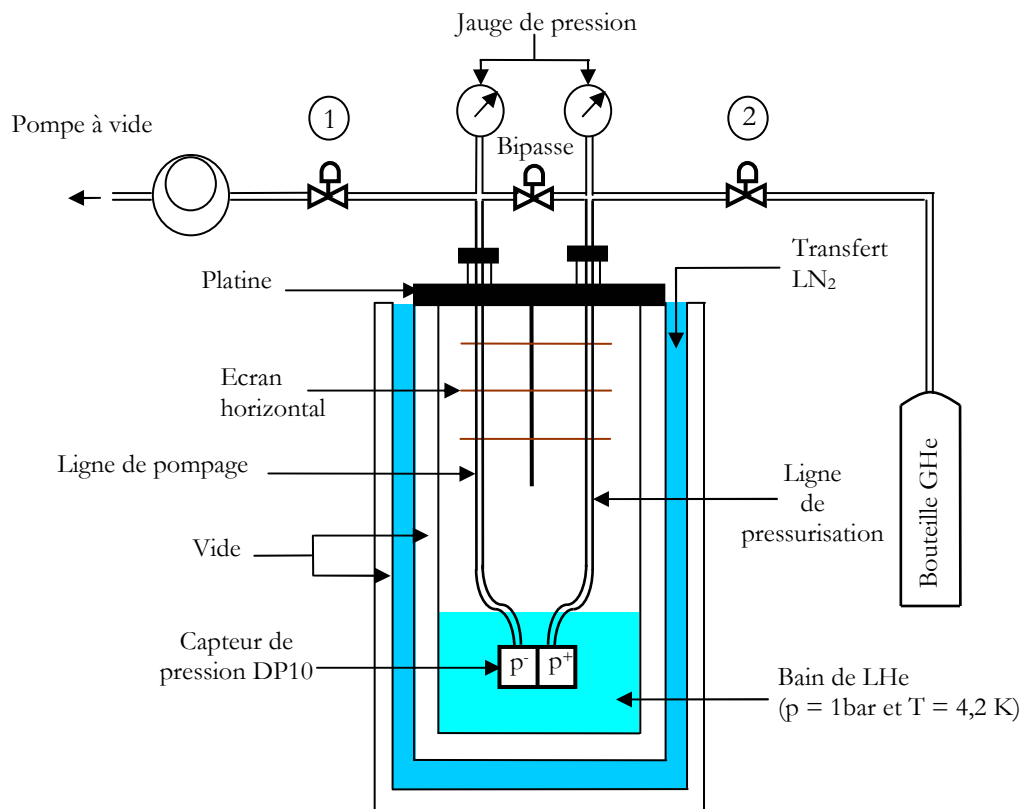


Figure III.19. Expérience d'étalonnage des capteurs de pression DP10.

Capteurs de pression DP10

Tout comme les capteurs FPS5, les capteurs DP10 ont été étalonnés in-situ à 4,2 K. A cet effet, l'expérience schématisée sur la figure III.19 a été mise en place. Son insert, thermiquement isolé par le même cryostat utilisé pour l'étalonnage des FPS5, est constitué de deux tubes Ø8 reliant le capteur du côté pression positive p^+ à un circuit de pressurisation en GHe pur et du côté pression négative p^- à un circuit de pompage. Les deux circuits sont séparés par un Bypass et sont équipés chacun d'une jauge de pression MKS d'une gamme 0 – 1 bar et d'une vanne. Elles permettent la mesure et l'ajustement de la valeur de la pression désirée dans chaque chambre du capteur. Les expériences consistent à augmenter la pression p^+ tout en maintenant la pression p^- constante. Ainsi, un Δp variant entre 0 et 1600 Pa est obtenu pour une tension aux bornes du capteur allant de 0 à 2 V. Elle couvre la gamme de pression différentielle susceptible d'être mesurée en écoulement thermosiphon.

La figure III.20 reporte les résultats de la calibration. Elle montre que la tension mesurée U varie linéairement en fonction de Δp .

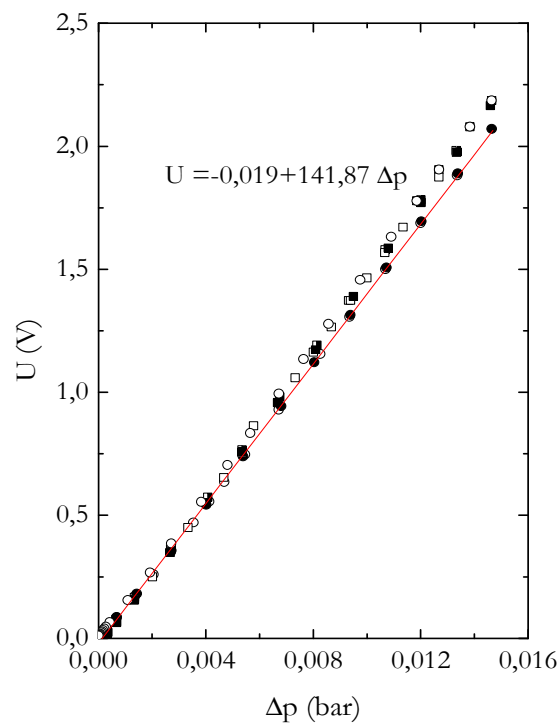


Figure III.20. Courbe d'étalonnage d'un capteur de pression Validyne DP10.

Cependant, la caractéristique $U(p)$ des capteurs DP10 et FPS5 dérive dans le temps après avoir subi des contraintes mécaniques et thermiques dues aux rétreints qu'apparaissent à très basses températures. Il est donc nécessaire de les réétalonner à chaque expérience. C'est une opération qui s'avère contraignante et coûteuse en temps. Cette méthode a été abandonnée par la suite au profit d'une autre dite « mesure à chaud » qui sera décrite dans le paragraphe suivant.

II.2.4.2. Mesure à chaud

Elle consiste à employer des capteurs de pression classiques placés à l'extérieur du cryostat et mis en liaison avec les points de mesure à l'aide des capillaires (figure III.21). Cependant, cette

méthode présente un inconvénient majeur qui est la composition en fluide des capillaires, une inconnue supplémentaire du problème. Sa connaissance est indispensable pour remonter à la valeur recherchée de la pression.

En effet, d'après la figure (III.21), on a :

$$\underbrace{p_1 - p_2}_{\Delta p_{\text{recherchée}}} = \underbrace{p_{1'} - p_{2'}}_{\Delta p_{\text{mesurée}}} + \int_{z_1}^{z_2} \rho_c dz \quad (\text{III.10})$$

tels que :

- $\Delta p_{\text{mesurée}}$ est la différence de pression mesurée par le capteur,
- $\Delta p_{\text{recherchée}}$ est la différence de pression recherchée,
- ρ_c est la masse volumique du fluide dans les capillaires.

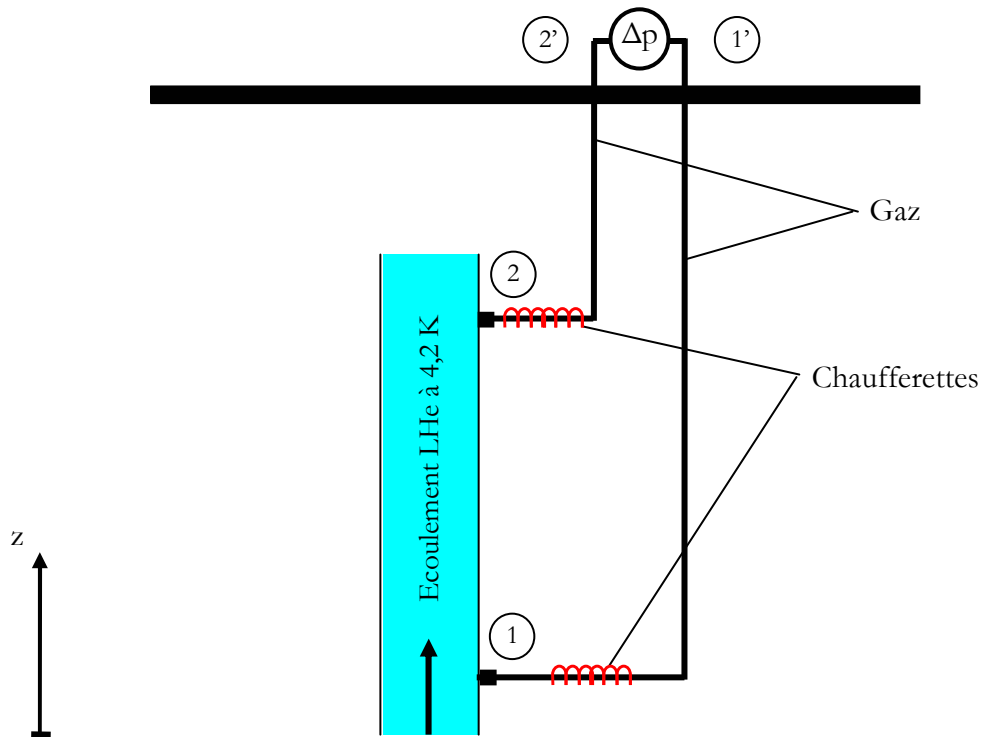


Figure III.21. Mesure de pression à chaud

Afin de remédier à cette difficulté, des chaufferettes ont été placées près des piquages de pression à 4,2 K. La puissance déposée est de l'ordre de 25 mW, suffisante pour vaporiser le liquide entrant dans les capillaires. Par ce procédé on est sûr que les capillaires ne contiennent que du gaz et ρ_c se réduit à ρ_v .

Par conséquent l'équation (III.10) devient :

$$\Delta p_{\text{recherchée}} = \Delta p_{\text{mesurée}} + \underbrace{\int_{z_1}^{z_2} \rho_v dz}_{I_t} \quad (\text{III.11})$$

II.2.4.3. Calcul de l'intégrale It

Les capillaires de prises de pression sont des tubes en acier inox de diamètre intérieur 2 mm et extérieur 4 mm et d'une longueur totale L d'environ 3 m. L'extrémité basse du capillaire est à la température de l'hélium liquide (4,2 K) alors que l'extrémité haute se trouve à la température ambiante (300 K).

En ne considérant que l'effet de conduction à travers le capillaire depuis l'ambient, l'équation de transfert de chaleur s'écrit :

$$\frac{d}{dz} \left[\lambda(T) \frac{dT}{dz} \right] = 0 \quad (\text{II.12})$$

En intégrant l'équation précédente entre $z=0$ et $z=L$, on obtient :

$$\int_{T_0}^{T_L} \lambda(T) dT = C_1 z + C_2 \quad (\text{II.13})$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} z = 0 \Rightarrow T = 4,2 \text{ K} \\ z = L \Rightarrow T = 300 \text{ K} \end{array} \right\} \quad (\text{III.14})$$

En substituant (III.14) dans (II.13), on obtient :

$$\frac{z}{L} = \frac{\int_{4,2}^T \lambda(T) dT}{\int_{4,2}^{300} \lambda(T) dT} \quad (\text{III.15})$$

Sur la figure III.22, on présente la variation de la conductivité thermique de l'acier inox en fonction de la température.

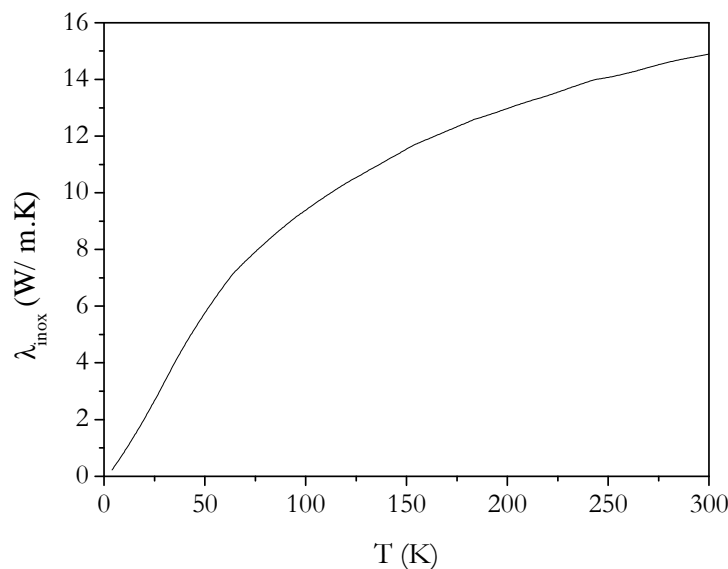


Figure III.22. Variation de la conductivité thermique de l'acier inox en fonction de la température

Le profil de la température le long du capillaire est calculé à partir de l'équation (III.15) comme l'illustre la figure III.23. La température moyenne du capillaire est 130 K et la masse volumique de GHe correspondante égale à $0,00016 \text{ g/cm}^3$ soit un $\rho_v gL$ de 4,70 Pa. Cette valeur est assez faible et l'on considère que la pression mesurée par les capteurs de pression est celle qui existe à 4,2 K.

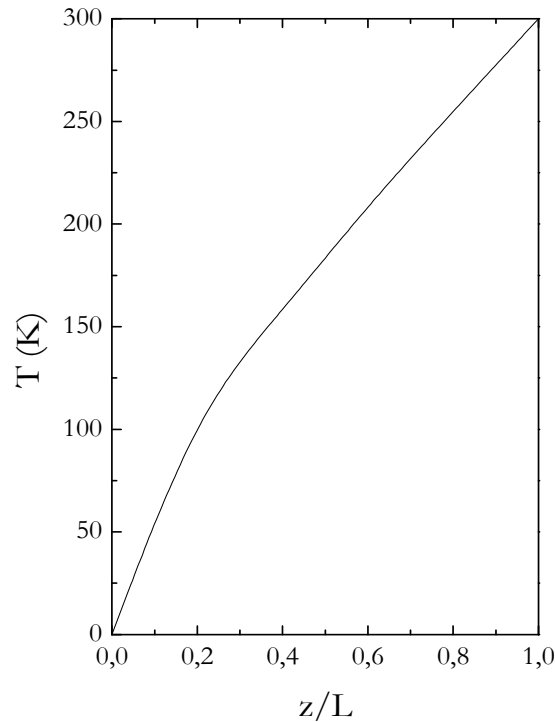


Figure III.23. Distribution de la température le long du capillaire

II.2.4.4. Capteurs de pression utilisés pour la mesure à chaud

Les capteurs de pression utilisés sont de type EJA 110 A différentiels de Yokogawa. Ils sont au nombre de trois : un pour le venturi et deux autres pour la section d'essai (voir paragraphe II.1). Un capteur EJA 110 A est constitué de deux résonateurs en H encapsulés sous vide dans un monocristal de silicium et maintenus en résonance par un aimant permanent. Lorsque le capteur est soumis à une différence de pression, l'électronique à microprocesseur calcule la différence entre les fréquences des deux résonateurs et délivre un signal de courant 4 à 20 mA. Ce courant est converti en mesure de tension U aux bornes d'une résistance étalon de 250Ω , comme l'indique le circuit électrique de la figure III.24.

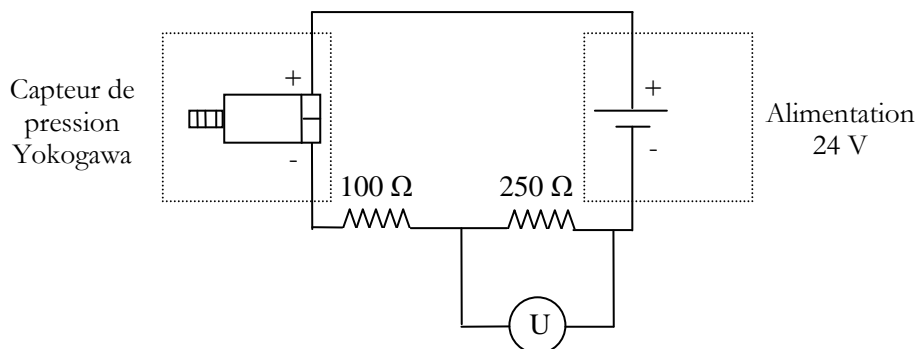


Figure III.24. Câblage en boucle de courant d'un capteur de pression Yokogawa EJA 110 A.

Les capteurs EJA 110 A sont dotés d'un système de communication BRAIN permettant d'ajuster l'étendu de mesure dont on a besoin, ce qui améliore la sensibilité sans changer la précision. Elle est de $\pm 0,075\%$ de l'échelle de mesure considérée.

II.3. Système d'acquisition des signaux

Il s'agit d'un système d'acquisition de données ouvert à n voies. Il s'articule autour de 4 éléments, qui sont :

- les capteurs, source de signaux porteurs d'informations sur les grandeurs physiques recherchées (température, pression.....),
- le système de conditionnement dont le rôle est la mise en forme des signaux issus des capteurs avant numérisation,
- la carte d'acquisition DAQ qui convertit les signaux analogiques en signaux numériques,
- un ordinateur, une station de travail dotée du logiciel d'acquisition Labview afin de visualiser et d'analyser en temps réel l'évolution des grandeurs physiques mesurées.

II.3.1.1. Carte d'acquisition DAQ

L'acquisition des signaux se fait au moyen d'une carte National Instruments PCI-6250E enfichée dans un PC. Elle permet le traitement simultané de 32 signaux analogiques avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 2,5 MHz. La carte DAQ est équipée d'un convertisseur analogique-numérique (CAN) ayant une gamme de tension d'entrée de 0 à 5 V et une résolution, le nombre de bits pour représenter un signal analogique, de 16 bits. Ces deux paramètres permettent de déterminer la précision du CAN souvent appelé *largeur de code*. Il représente le plus petit changement du signal d'entrée détectable, calculé selon la formule suivante :

$$\text{largeur de code} = \frac{\text{gamme de périphérique DAQ}}{2^{\text{résolution}}} \quad (\text{III.16})$$

Ainsi, notre CAN peut mesurer une tension de 76,29 μV .

II.3.1.2. Conditionneur des signaux

La tension de sortie des capteurs surtout des sondes de température Germanium, est très faible et sensible au bruit. Pour la mesurer avec précision, elle nécessite un traitement en amont de la carte d'acquisition. Par conséquent, l'utilisation d'un système de conditionnement de signaux SCXI (Signal Conditioning eXtensions for Instrumentation) s'impose.

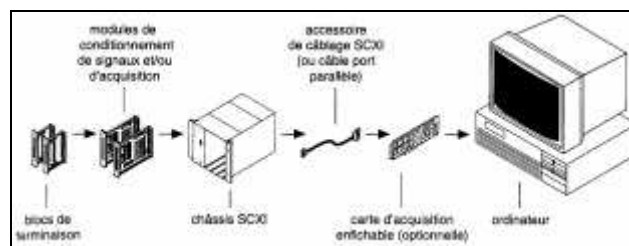


Figure III.25. Représentation d'un système DAQ avec une centrale de conditionnement SCXI [NI 1998].

Notre choix du système SCXI s'est porté sur le matériel National Instruments. Comme l'illustre la figure III.25, il est composé d'un châssis SCXI-1000 qui contient des modules de conditionnement de signal SCXI-1320, de blocs de terminaison SCXI-1125 qui se branchent directement sur les modules et de câble qui relie le système SCXI à la carte d'acquisition. Les modules SCXI-1320 conditionnent les signaux d'entrées analogiques, puis les multiplexent vers le bus fond de panier du châssis. Les signaux conditionnés sont ensuite transmis au périphérique d'acquisition de données pour traitement numérique.

II.3.2. Opérations de conditionnement

Le SCXI réalise les opérations suivantes :

II.3.2.1. L'amplification

Elle a pour objectif l'augmentation du niveau du signal afin d'améliorer la résolution et de réduire le bruit. Ainsi, le SCXI délivre des signaux amplifiés dont la gamme maximale en tension égale à la limite d'entrée maximale du CAN (figure III.26).

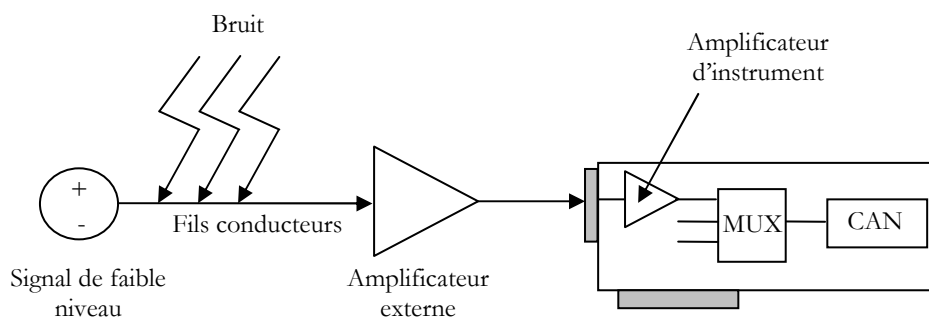


Figure III.26. Amplification des signaux

Afin de réduire l'effet du bruit capté par les fils conducteurs, il est recommandé d'amplifier le signal près de sa source. Cependant, cette solution est inappropriée dans notre cas en raison des problèmes d'encombrement et du froid qui est pénalisant pour le bon fonctionnement de l'électronique. Ce problème a été franchi en utilisant des câbles blindés entre les capteurs qui sont à 4,2 K et le SCXI étant à la température ambiante.

Les modules SCXI-1320 offre une gamme configurable de gain d'amplification allant de 1 jusqu'à 2000 dépendant de la gamme du signal à acquérir comme l'illustre le tableau III.3.

II.3.2.2. L'isolement

Lorsqu'une entrée de la carte d'acquisition et le signal acquis sont chacun référencés à une masse, des problèmes peuvent apparaître s'il y a une différence de potentiel entre les deux masses. Cette différence peut créer une boucle de masse qui fausse la représentation du signal acquis, et peut même causer des dommages au système de mesure. En utilisant les modules de conditionnement du signal SCXI-1320, on élimine la boucle de masse et assure que les signaux acquis sont précis.

Tableau III.3. Gain d'amplification en fonction de la gamme du signal à acquérir

Gain	Gamme (\pm) (V)	Capteur
1	5	Chauffeurs, Sondes de température Platine, capteurs de pression Yokogawa et Validyne
2	2,5	
5	1	
10	0,5	
20	0,25	
50	0,125	
100	0,05	
200	0,025	
250	0,02	
500	0,01	
1000	0,005	Capteur de pression FPS5
2000	0,0025	Sondes Ge

II.3.2.3. Multiplexage

Le multiplexage est une technique usuelle pour mesurer de nombreux signaux avec un seul périphérique. Les périphériques de conditionnement du signal pour les signaux analogiques fournissent souvent un multiplexage pour les signaux lents comme ceux d'une température. Cela vient en plus du multiplexage fourni par la carte d'acquisition de données. Le convertisseur analogique/numérique échantillonne une voie, puis commute sur une autre voie, échantillonne cette nouvelle voie, et ainsi de suite. Étant donné que le même convertisseur analogique/numérique échantillonne plusieurs voies au lieu d'une seule, la vitesse d'échantillonnage réelle sur chaque voie est inversement proportionnelle au nombre de voies multiplexées. Nos modules SCXI, dédiés aux entrées analogiques, utilisent le multiplexage avec cette même méthode.

II.3.2.4. Filtrage

L'objectif d'un filtre est de supprimer les signaux non désirés (parasites) du signal que l'on souhaite acquérir. Les modules SCXI-1320 disposent de deux filtres passe-bas dont la fréquence de coupure est de 4 Hz et 10 kHz. Ils permettent d'éliminer les composantes de fréquence du signal supérieures à ces fréquences de coupure.

III. Procédure expérimentale

III.1. Phase préparatoire de l'expérience

Avant de mettre en froid le système expérimental et conduire les expériences, un certain nombre de dispositions sont à prendre. Elles consistent en :

a) Des contrôles d'étanchéité

En cryogénie, les fuites sont nuisibles au bon déroulement des expériences. Elles détériorent le vide d'isolement et par conséquent augmente l'apport de chaleur sur la masse froide. Il est donc, nécessaire de vérifier l'étanchéité des différentes parties composantes de la boucle. Pour ce faire, on procède à un test de fuite.

Il est réalisé à l'aide d'un détecteur d'hélium offrant une sensibilité maximale de l'ordre de 10^{-8} Pa.l.s⁻¹. C'est une opération qui consiste à réaliser du vide à l'intérieur de l'objet et à y connecter le détecteur de fuite. Il suffit d'asperger de l'hélium gaz sur l'extérieur de l'élément sous vide et de mesurer le taux de fuite. Il se fait en deux étapes :

Un contrôle isolé de la section d'essai

Dû aux nombreux capteurs installés sur la section d'essai et des liaisons mécaniques (perçages, collages, brasures...), un contrôle d'étanchéité de cette dernière avant de l'assembler sur la boucle est effectué. En effet, il permet une détection facile, rapide et sûre des fuites si elles existent.

Un contrôle d'ensemble de la boucle

Une fois l'étanchéité de la section d'essai est vérifiée, elle est montée sur la boucle thermosiphon par le biais des connexions kenols et un contrôle d'étanchéité de l'ensemble de la boucle est réalisé.

Notons que tous les joints des différents kenols de l'expérience sont graissés à l'aide de la graisse à vide pour assurer une meilleure étanchéité.

- b) Le vide d'isolement, entourant la boucle thermosiphon, est réalisé grâce à un groupe de pompage composé d'une pompe mécanique à palettes pouvant abaisser la pression jusqu'à 1 Pa, et d'une pompe turbo-moléculaire faisant un vide poussé de l'ordre de 10^{-4} Pa. Il est laissé en route pendant deux jours dans le but d'extraire de l'enceinte du cryostat les gaz provenant des graisses et des collages en résine époxyde ou des poches piégées à l'intérieur.
- c) Des purges en GHe de la boucle thermosiphon ont été réalisés afin de chasser l'air qui est dedans, la préparant à la mise à froid.
- d) Le transfert de l'azote liquide (LN₂) à 77 K est ensuite effectué. Il est géré par un automate assurant l'alimentation en continu de la garde d'azote. Avant de transférer LHe, le système expérimental se refroidit durant trois jours par rayonnement. Ceci nous permet de faire descendre la température de 100 K par rapport à la température ambiante. Ce refroidissement dure 24 heures environ.
- e) Enfin, l'hélium liquide saturé à 4,2 K est transféré dans la boucle thermosiphon à partir d'un Dewar de 1000 l avec une ligne de transfert munie d'une électrovanne. Le débit de LHe dépend de la différence de pression que l'on peut maintenir entre la boucle et le Dewar. Le transfert est arrêté lorsque le niveau de LHe dans le séparateur de phase est approximativement de 30 cm. Le temps de refroidissement pour que les thermomètres Ge soient à 4,2 K et que les capteurs de pression indiquent le poids des colonnes de LHe entre piquages, est de quelques heures. La consommation d'hélium liquide lors de la descente à froid depuis 100 K est estimée entre 30 à 50 l.

III.2. Protocole expérimental

Après avoir vérifié que les différents instruments de mesure fonctionnent correctement, les expériences sont conduites selon le protocole suivant :

Les chauffeurs de la section d'essai sont alimentés en courant, ainsi, la puissance de chaleur est apportée par effet Joule et l'écoulement thermosiphon est créé. L'évolution des différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement (températures pariétales, débit liquide total, débit vapeur, le niveau de LHe et la différence de pression) est visualisée en temps réel via un programme LabVIEW dont l'avant face est représenté sur la figure III.27. Simultanément, ces données sont enregistrées dans des fichiers pour être traitées ultérieurement. L'augmentation du flux de chaleur se fait progressivement (figure III.28) par pas de 10, 50 ou 100 W/m² tout dépend du phénomène physique à investiguer et cela jusqu'à l'apparition du régime d'ébullition en film se manifestant par une élévation brutale de la température de la paroi. Cette augmentation de flux a pour effet l'accroissement de la pression dans le séparateur de phases (figure III.29), du débit de circulation liquide (figure III.30), du débit vapeur (figure III.31) et de la température pariétale (figure III.32). Le tableau suivant donne la gamme des paramètres principaux de l'écoulement diphasique pour les tubes d'essai Ø10 et Ø14.

Tableau III.4. Gamme des paramètres de l'écoulement diphasique

Tube d'essai	Flux de chaleur (W/m ²)	Débit liquide total (g/s)	Débit vapeur (g/s)	Pression dans le séparateur (bar)
Ø10	0 – 3000	0 – 10	0 - 4	~ 1
Ø14	0 - 2000	0 – 22	0 - 3	~ 1

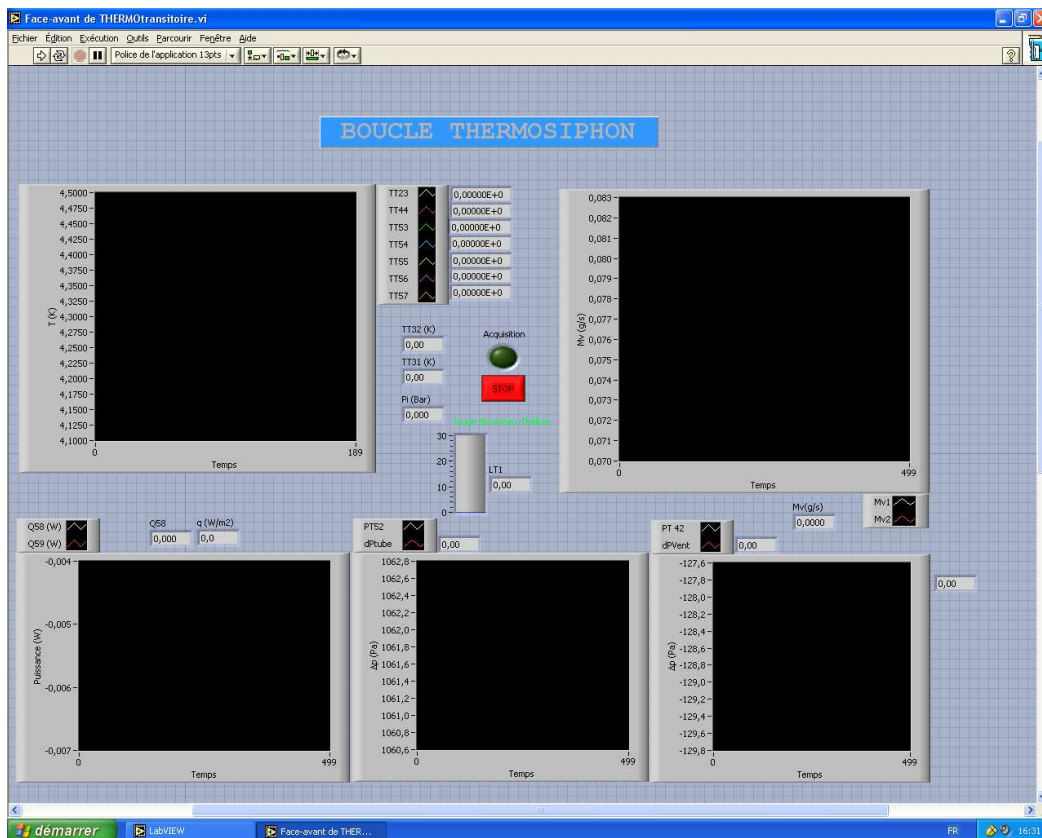


Figure III.27. Avant face du programme LabVIEW.

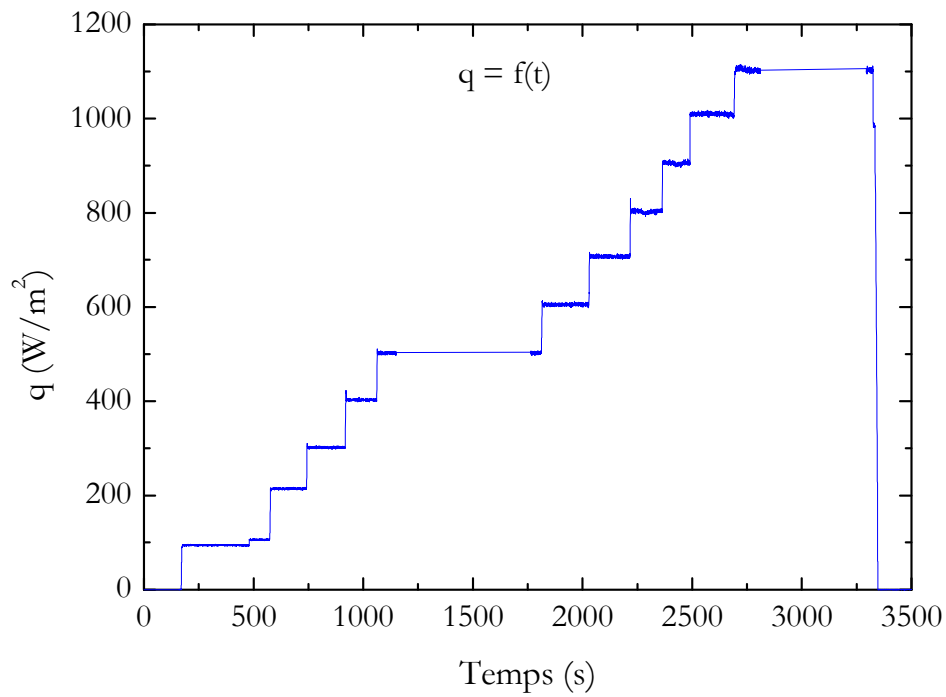


Figure III.28. Augmentation graduelle du flux de chaleur q .

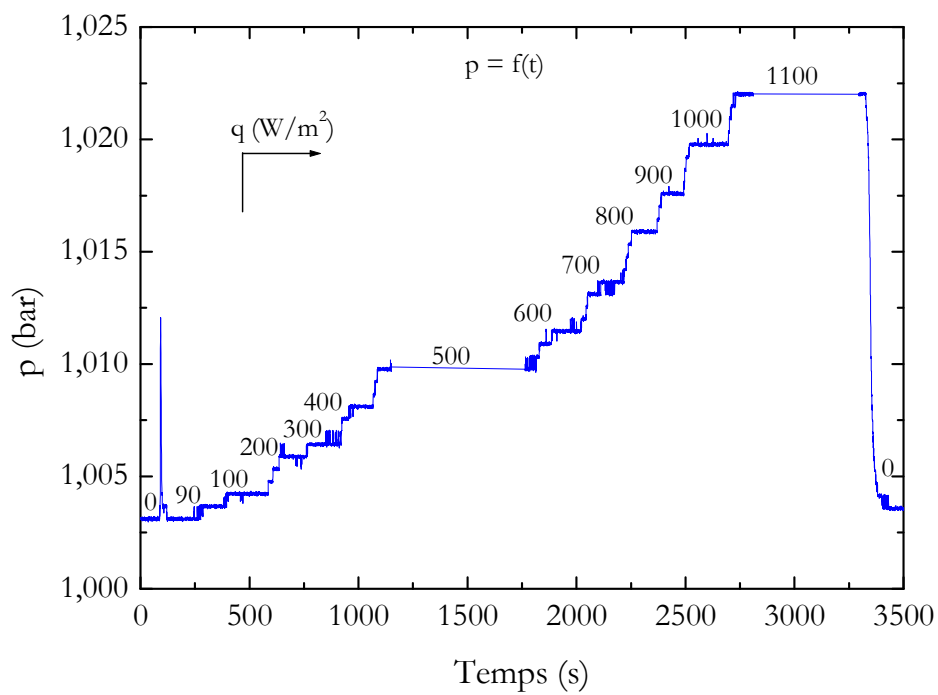


Figure III.29. Évolution temporelle de la pression dans le séparateur de phases pour différentes valeurs de flux de chaleur.

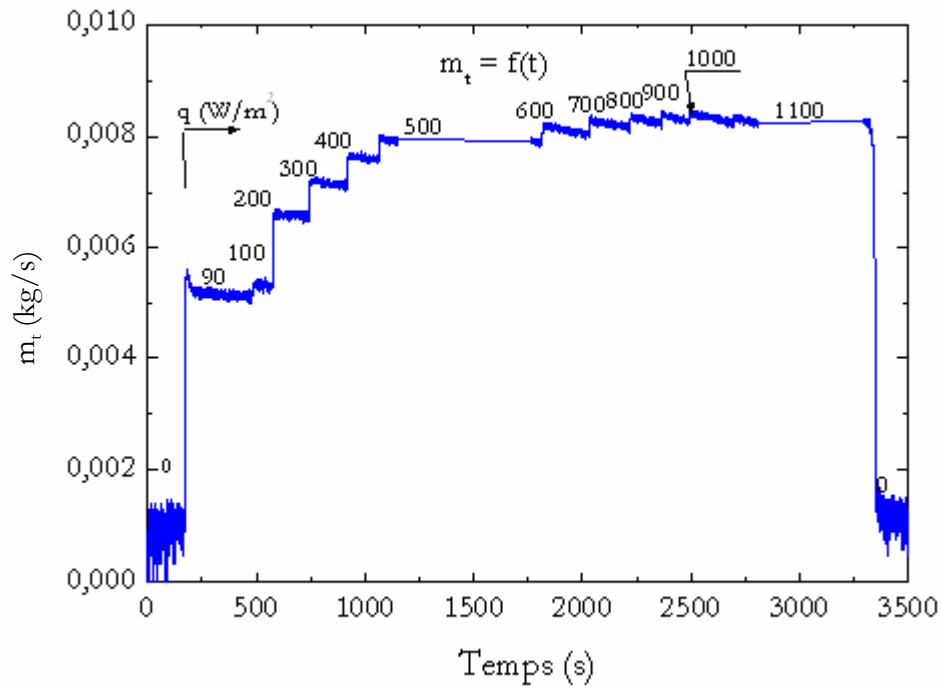


Figure III.30. Évolution temporelle du débit total de circulation engendré par le flux de chaleur q .

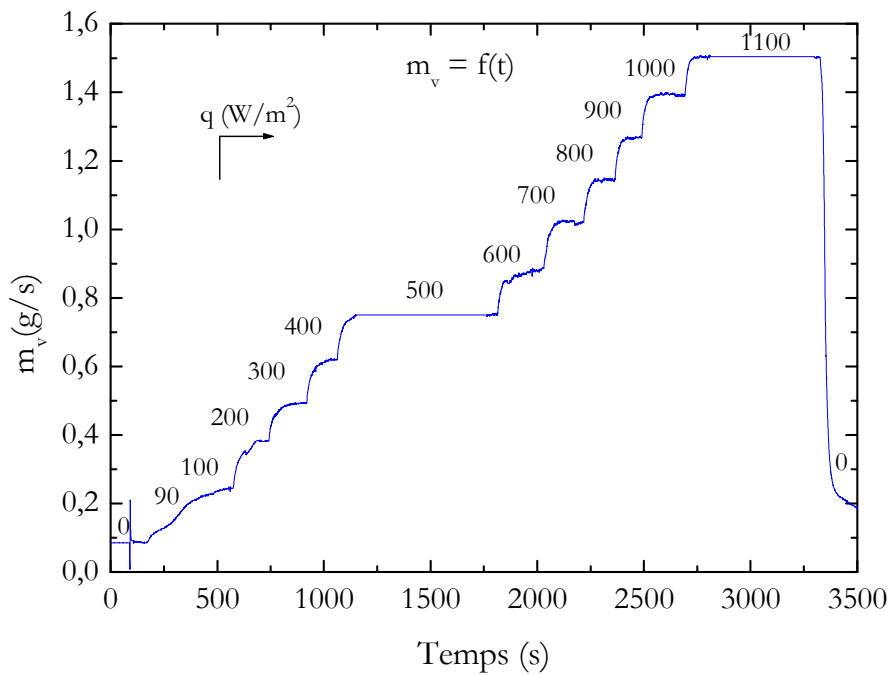


Figure III.31. Évolution temporelle du débit vapeur produit par chaque flux de chaleur q .

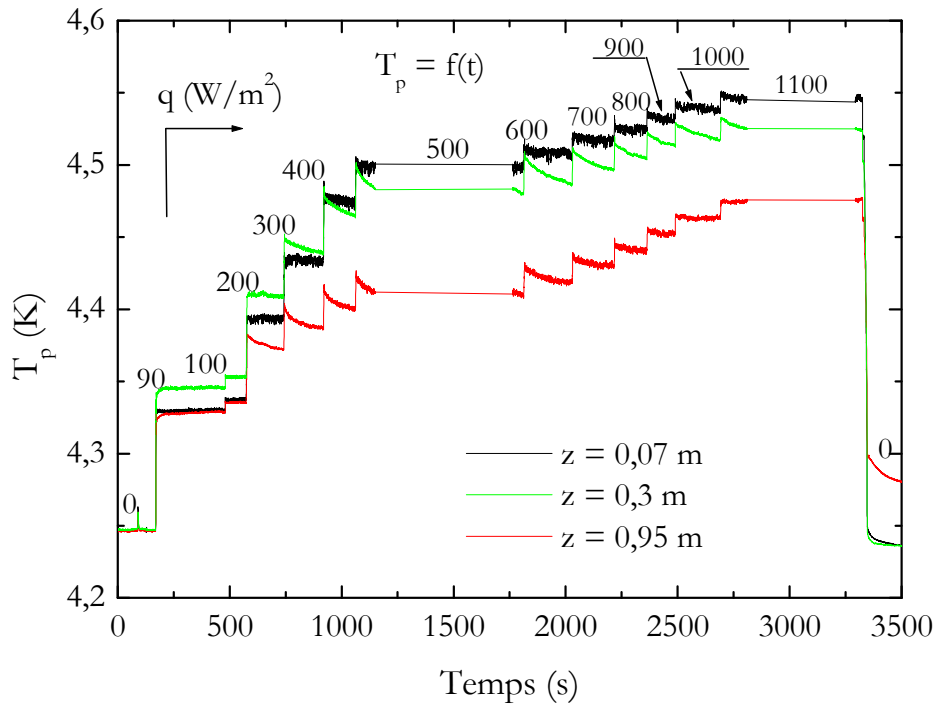


Figure III.32. Évolution temporelle des températures pariétales T_p pour chaque flux de chaleur q .

IV. Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté notre dispositif expérimental et l'instrumentation associée.

Nous sommes maintenant en mesure :

- de produire des écoulements d'He I diphasiques en mode thermosiphon aux alentours de la pression atmosphérique,
- de mesurer le débit massique de circulation induit par la densité de flux de chaleur appliquée,
- de mesurer le débit massique vapeur produit par le flux de chaleur,
- de mesurer la température pariétale interne nécessaire à l'évaluation du coefficient d'échange thermique,
- de mesurer la chute de pression le long de la partie chauffée de la section d'essai.

Les chapitres suivants, quatre et cinq, présentent et analysent les différents résultats obtenus.

Chapitre IV

PROPRIÉTÉS HYDRODYNAMIQUES

DE

L'ÉCOULEMENT THERMOSIPHON DIPHASIQUE

PROPRIÉTÉS HYDRODYNAMIQUES

DE

L'ÉCOULEMENT THERMOSIPHON DIPHASIQUE

I. Introduction

L'intérêt industriel que suscitent les boucles thermosiphons diphasiques vient de leurs simplicités, de leurs grandes capacités réfrigérantes et de leur nature passive. Cependant, ces boucles et contrairement aux systèmes de refroidissement par convection forcée, présentent un caractère complexe dû au couplage entre le transfert de chaleur et l'écoulement fluide. En effet, la puissance dissipée dans le système qui constitue la source de chaleur à évacuer est à l'origine de l'écoulement. Cette dépendance influe sur les caractéristiques de l'écoulement et met en question la validité de certains modèles. Par conséquent, sa compréhension est nécessaire afin d'établir les lois de comportement tant sur le plan hydrodynamique à savoir le débit de circulation et le coefficient de frottement pariétal que sur le plan thermique à savoir le coefficient de transfert de chaleur et le flux de chaleur admissible avant le déclenchement de la crise d'ébullition.

On se propose dans ce chapitre de présenter les différents résultats expérimentaux obtenus lors de nos essais en boucle thermosiphon monobranche pour les deux tubes d'essai Ø10 et Ø14. Il se concentre davantage sur l'aspect hydrodynamique de l'écoulement en régime permanent.

Nous y trouverons :

- les mesures concernant les débits massiques total et vapeur produits par le flux de chaleur ainsi que le titre massique en résultant,
- les mesures de la chute de pression le long de la partie chauffée et non chauffée de la section d'essai.

On présentera aussi, un modèle numérique décrivant l'écoulement à travers la boucle thermosiphon. Il permet, en fonction des paramètres d'entrée du problème, de prédire les différentes grandeurs mesurables par l'expérience. Il discute la validité des différents modèles de la littérature et analyse l'effet du flux de chaleur, du diamètre de la section d'essai, de la longueur chauffée sur les propriétés de l'écoulement.

II. Résultats et analyses

Il apparaît utile, avant de présenter au lecteur les différents résultats, de rappeler brièvement la géométrie de la boucle thermosiphon et son instrumentation et plus particulièrement la disposition des capteurs de pression dont les mesures font l'objet du présent chapitre.

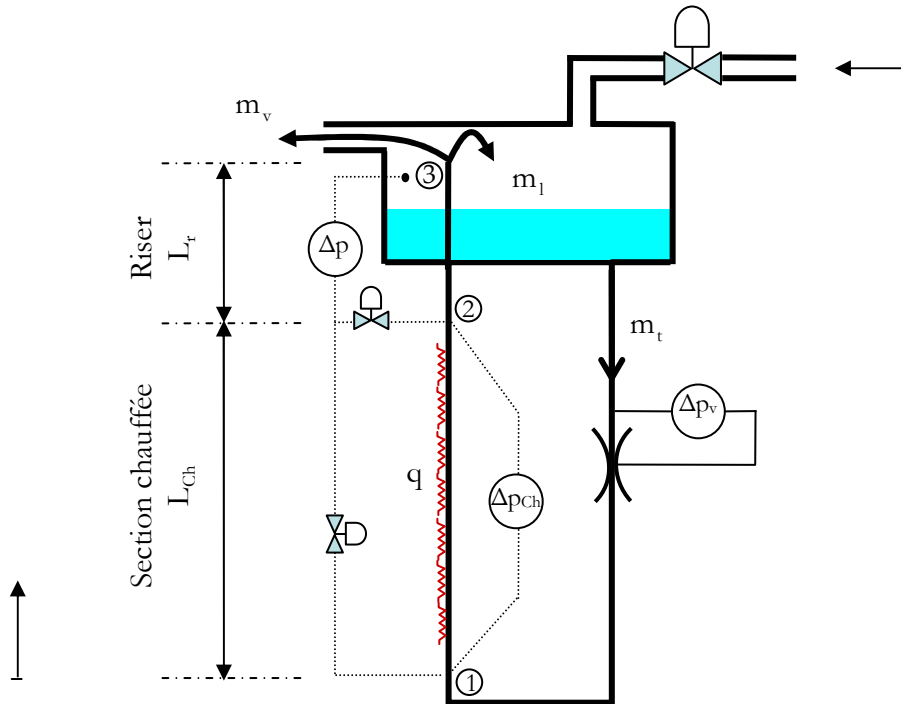


Figure IV.1. Géométrie de la boucle thermosiphon monobranchée.

Comme l'illustre la figure IV.1, on distingue trois capteurs de pression :

- Δp_v permet de mesurer le débit massique total,
- Δp_{ch} fournit la valeur de la chute de pression le long de la partie chauffée de la section d'essai,
- Δp donne soit la charge motrice Δp_{13} soit la chute de pression le long du riser Δp_{23} (partie non chauffée). Ceci est possible en jouant sur l'ouverture et la fermeture des vannes représentées sur la figure IV.1.

II.1. Chute de pression

II.1.1. Chute de pression le long de la partie chauffée des tubes d'essai

Les figures IV.2 et IV.3 présentent l'évolution de la chute de pression Δp_{ch} en fonction de la densité du flux de chaleur q pour les tubes d'essai $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$ respectivement. À flux de chaleur nul ($q=0$), le capteur de pression affiche le poids de la colonne d'He liquide soit 1432 Pa sur une longueur de 1,2 m pour le tube $\varnothing 14$ et 1100 Pa sur une longueur de 0,95 m pour le tube $\varnothing 10$.

Ainsi, on estime la précision des mesures de Δp_{Ch} $\left(\frac{|\Delta p_{mesuré} - \rho_l g L_{Ch}|}{\rho_l g L_{Ch}} \right)$ à 3 %, ce qui correspond à

une erreur de mesure maximal de 40 Pa. Les différents points sont issus de nombreuses campagnes de mesures s'étalant sur plusieurs mois. On remarque que pour un flux de chaleur donné, ces points se dispersent dans un intervalle d'une valeur maximale de 50 Pa, ce qui montre la bonne reproductibilité des mesures réalisées. Dans la gamme du flux de chaleur $0 \leq q \leq 2000$ W/m^2 , Δp_{Ch} diminue avec l'augmentation de q . Il passe de 1432 à 1100 Pa pour le tube $\varnothing 14$ et de 1100 à 890 Pa pour le tube $\varnothing 10$. Ceci étant dû principalement à la prédominance du terme de gravité dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. En effet, l'augmentation du flux de chaleur accroît le taux de vide qui diminue nettement le terme de gravité et augmente légèrement ceux d'accélération et du frottement.

Les figures IV.4 et IV.5 illustrent l'évolution du flux de chaleur avec, à gauche, la surchauffe en paroi ΔT_p pour la sonde de température située à 7 cm de l'entrée du tube d'essai et à droite avec la chute de pression Δp_{Ch} pour les deux tubes d'essai $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$ respectivement. Cette présentation a pour objectif de montrer la dépendance entre les phénomènes physiques thermiques et hydrodynamiques et de déterminer l'effet de l'un sur l'autre. Elles mettent en évidence l'existence de deux changements de pente $d\Delta p/dq$. Le premier se manifeste à une densité de flux de chaleur d'environ 600 W/m^2 soit un titre massique sortant de 8% pour le tube $\varnothing 14$ et à 300 W/m^2 pour le tube $\varnothing 10$ soit un titre massique sortant de 6 %. Il est dû au passage du régime de transfert thermique par convection forcée en phase liquide (CFL), traduit par une variation linéaire de la courbe $q = f(\Delta T_p)$, au régime de transfert de chaleur d'ébullition nucléée partielle (ENP) où les bulles de vapeur peuvent désormais se former et se détacher de la paroi donnant naissance à un écoulement à bulles. Le deuxième plus accentuée, se produit à une densité de flux de chaleur d'environ 1200 W/m^2 pour le tube $\varnothing 14$ et 1000 W/m^2 pour le tube $\varnothing 10$. Ce changement est la conséquence du passage du régime d'ébullition nucléée partielle (ENP) au régime d'ébullition totalement développée (ENT).

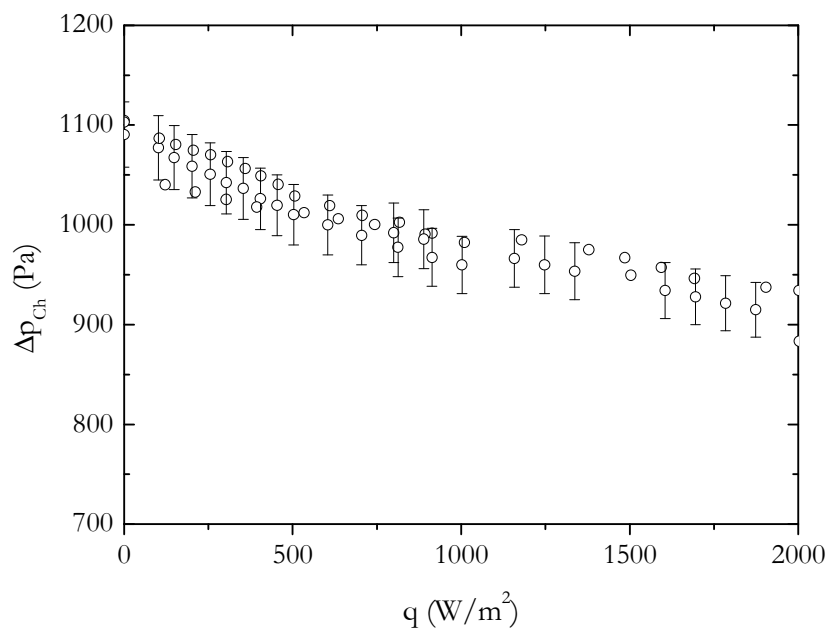


Figure IV.2. Évolution de la différence de pression Δp_{Ch} le long de la partie chauffée en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\varnothing 10$.

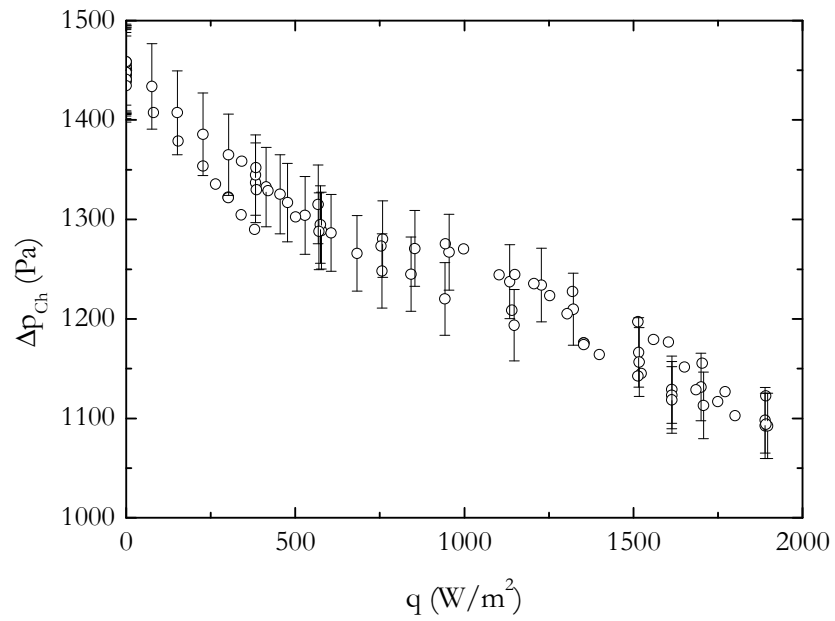


Figure IV.3. Évolution de la différence de pression Δp_{Ch} le long de la partie chauffée en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

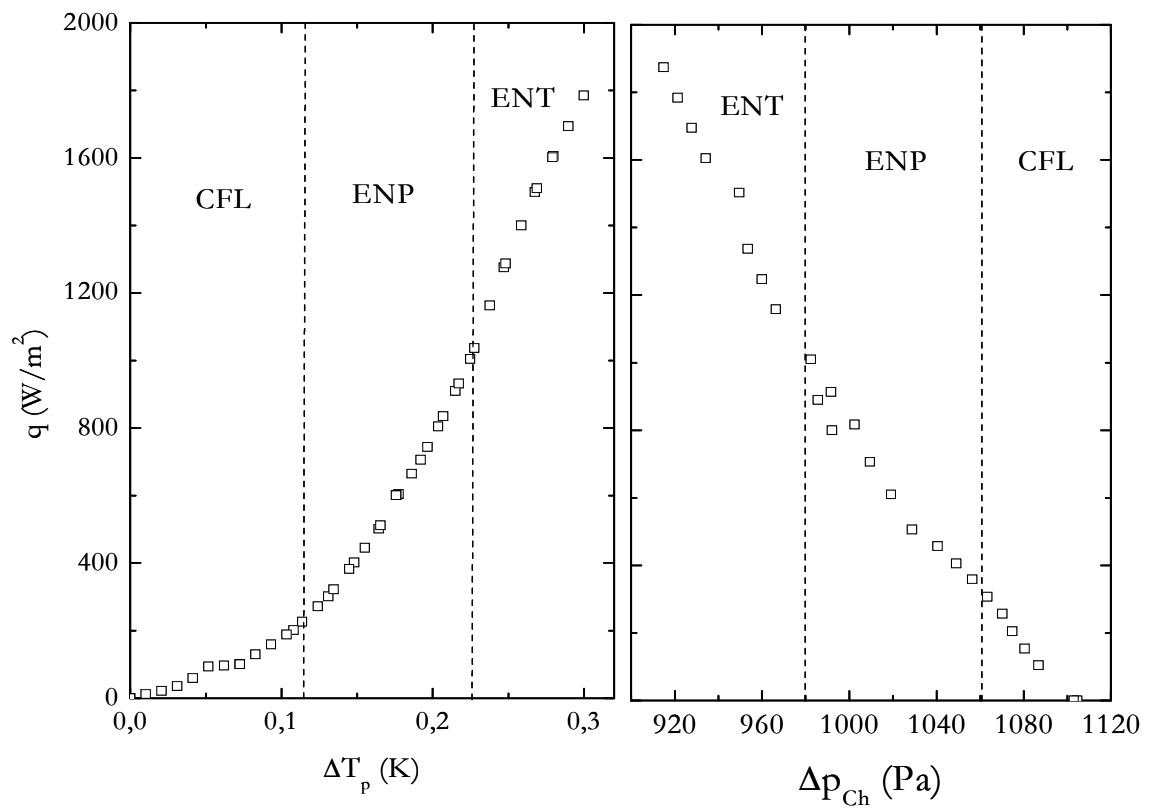


Figure IV.4. Évolution de la chute de pression Δp_{Ch} le long de la partie chauffée en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}10$.

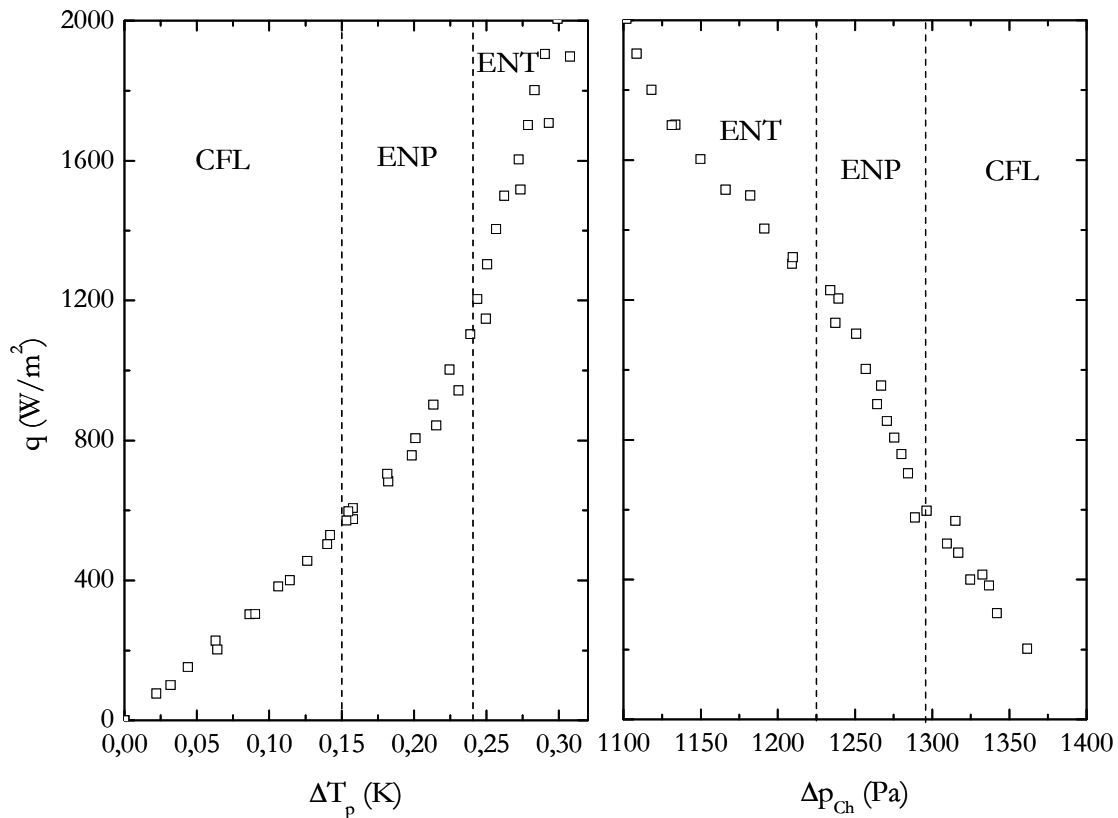


Figure IV.5. Évolution de la différence de pression Δp_{ch} le long de la partie chauffée en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

II.1.2. Chute de pression le long du riser

Les mesures de la chute de pression le long du riser Δp_r ont été réalisées uniquement avec le tube d'essai $\text{Ø}10$. Sa variation en fonction du flux de chaleur q est illustrée sur la figure IV.6 dans la gamme du flux de chaleur $0 \leq q \leq 1200 \text{ W/m}^2$. Les différents points résultent de plusieurs sessions de mesure. On remarque que la reproductibilité des mesures varie de 8% à faibles flux de chaleur à 2% à fort flux de chaleur. Les barres d'erreur représentent l'incertitude des mesures qui est du même ordre de grandeur que pour Δp_{ch} , soit 3%.

Comme pour la partie chauffée, Δp_r décroît en augmentant le flux de chaleur q de 650 Pa à 500 Pa. Cette décroissance est liée à l'augmentation du taux de vide créé par le flux de chaleur qui allège le poids de la colonne d'He, terme prépondérant par rapport au terme de frottement dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

II.1.3. Comparaison entre $\Delta p_r/L_r$ et $\Delta p_{ch}/L_{ch}$

La figure IV.7 compare la variation avec le flux de chaleur q des chutes de pression par unité de longueur dans le riser $\Delta p_r/L_r$ et dans la section chauffée $\Delta p_{ch}/L_{ch}$. Elle montre que sur la gamme de flux de chaleur représentée, $(\Delta p_{ch}/L_{ch}) > (\Delta p_r/L_r)$. La différence est d'autant plus importante que le flux de chaleur q augmente. Ceci s'explique, en se référant à l'équation des quantités de mouvement, par l'effet d'accélération de l'écoulement dans la partie chauffée de la

section d'essai dû à la production de la vapeur. Cet effet est négligeable dans le riser en raison de l'absence de l'apport de chaleur (voir la section II.2). Par conséquent :

$$\frac{\Delta p_{Ch}}{L_{Ch}} - \frac{\Delta p_r}{L_r} = \frac{\Delta p_{acc}}{L_{Ch}} \tag{IV.1}$$

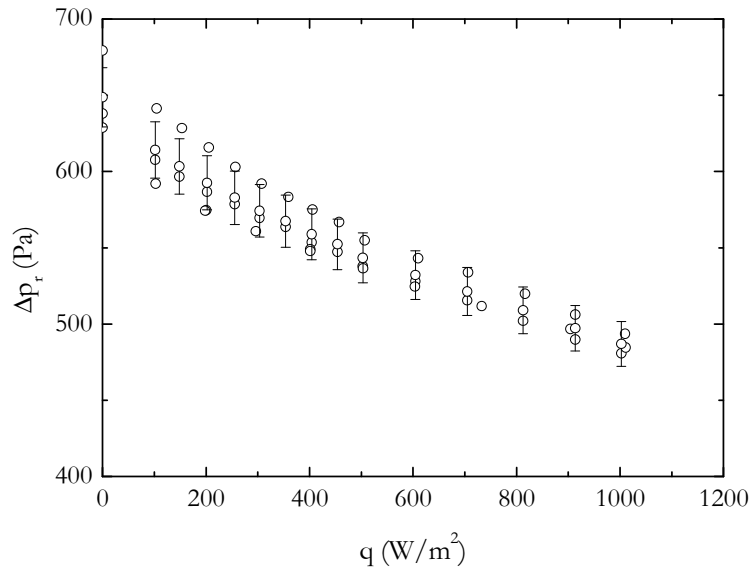


Figure IV.6. Variation de la chute de pression le long du riser Δp_r en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\varnothing 10$.

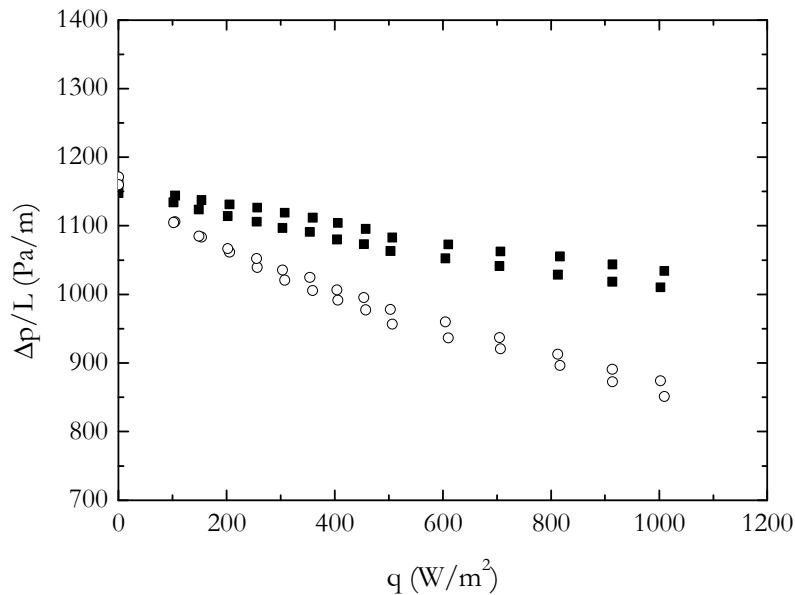


Figure IV.7. Comparaison entre la variation de la chute de pression par unité de longueur $\Delta p/L$ en fonction du flux de chaleur q dans la partie chauffée et dans le riser pour le tube $\varnothing 10$.
 ○ riser, ■ partie chauffée.

II.2. Prédiction de la chute de pression Δp

II.2.1. Mise en équations

La figure IV.8 schématise les zones d'écoulement du fluide dans la section d'essai dues à l'apport de chaleur q . En état 1, le séparateur de phases contient de l'He I liquide saturé à la pression atmosphérique. Le liquide arrive au bas de la section d'essai en état sous-refroidi (état 2), dû à la pression essentiellement hydrostatique exercée par la colonne liquide descendante de la boucle Δp_{sref} . Elle vaut à la pression atmosphérique :

$$\Delta p_d = \rho_l g L_d = 1500 \text{ Pa} \quad (\text{IV.2})$$

Ce Δp_d correspond à un sous-refroidissement maximal ΔT_{sref} déduit de la relation de Clausius-Clapeyron, de :

$$\Delta T_{\text{sref}} = \Delta p_d \frac{T_{\text{sat}}}{L_v} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) = 18 \text{ mK} \quad (\text{IV.3})$$

Dans les équations (IV.2) et (IV.3) :

- L_d est la longueur du tube descendant de la boucle thermosiphon,
- ρ_l , ρ_v et L_v sont respectivement la masse volumique de la phase liquide et de la phase vapeur et la chaleur latente de vaporisation. Ces propriétés physiques sont évaluées à l'état de saturation correspondant à la température T_{sat} .

Entre l'état 2 et l'état 3, le liquide reçoit la chaleur sensible servant à le porter à la saturation (état 3) et l'échange thermique se fait en phase liquide dont la température T_1 est donnée par :

$$T_1 = T_c + \frac{q\pi D - m_t g}{m_t C_{pl}} z_{\text{sref}} \quad (\text{IV.4})$$

avec :

- T_c est la température du liquide à l'entrée de la section d'essai,
- D est le diamètre de la section d'essai,
- m_t est le débit massique total,
- C_{pl} est la chaleur massique de la phase liquide,
- g est l'accélération gravitationnelle,
- z_{sref} est la longueur de sous-refroidissement.

En état (3), le régime d'ébullition nucléée saturée est atteint et l'écoulement devient diphasique. De l'état (3) à l'état (1), la température du fluide évolue suivant la courbe de saturation. Elle est la température de saturation T_{sat} correspondant à la pression régnant dans le système.

On distingue alors dans la section d'essai deux zones d'écoulement : une zone monophasique et une zone diphasique. Par conséquent, la chute de pression totale le long de la section d'essai, notée Δp_{SE} , s'écrit comme :

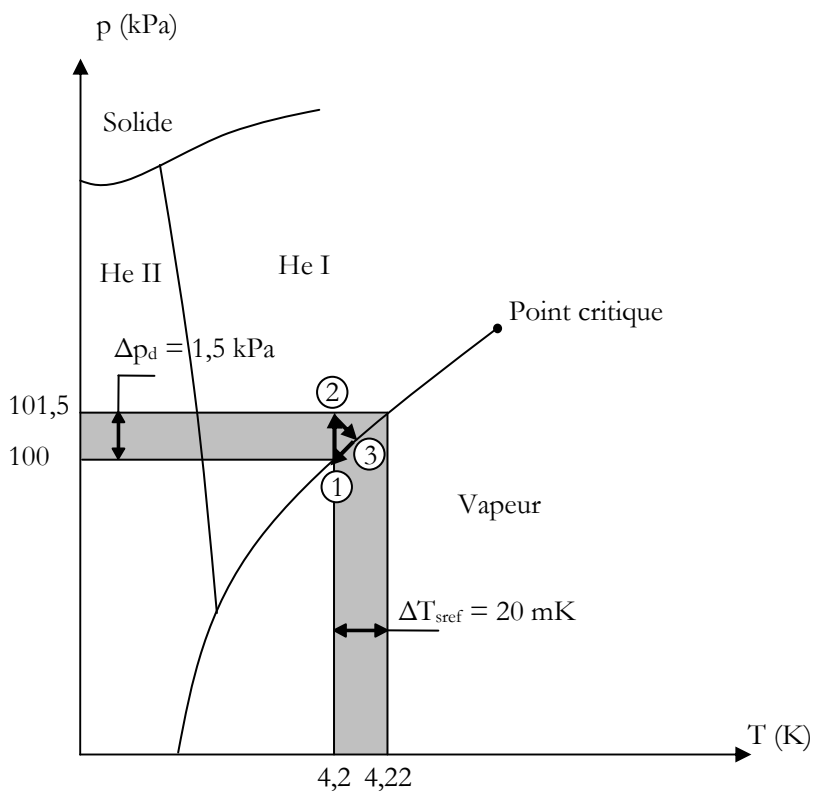
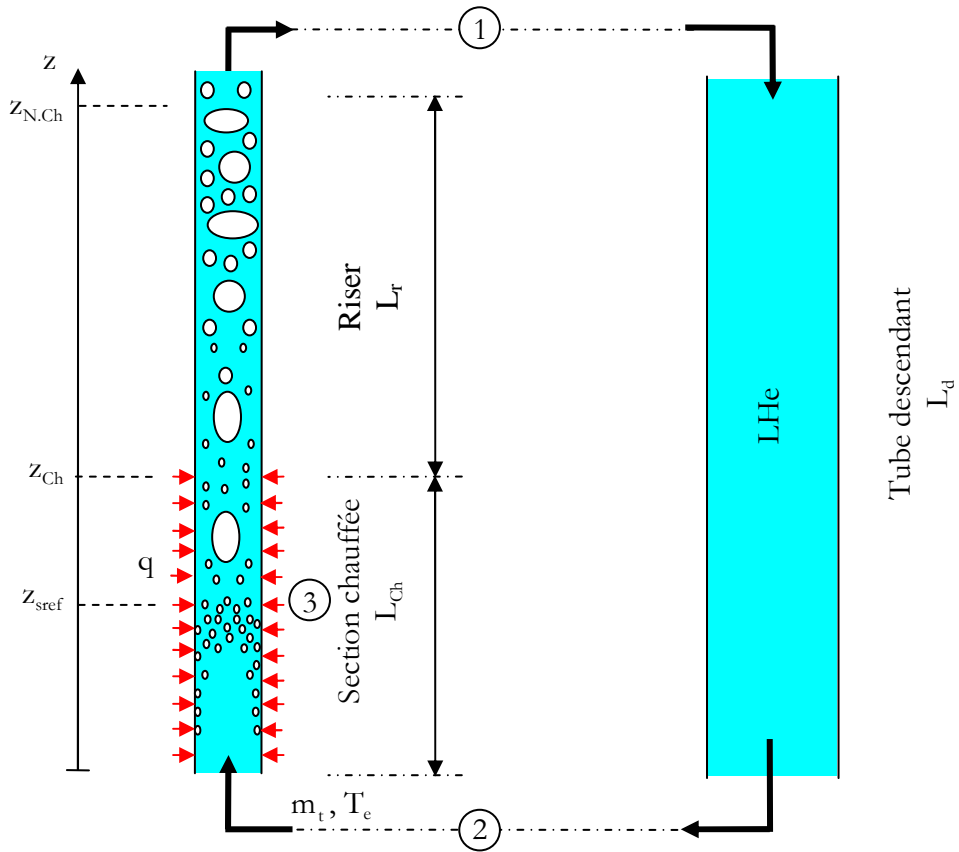


Figure IV.8. Zones d'écoulements dans le tube d'essai.

$$\Delta p_{SE} = \Delta p_{Ch} + \Delta p_r = \Delta p|_{1\phi,Ch} + \Delta p|_{2\phi,Ch} + \Delta p_r \quad (IV.5)$$

où :

- Δp_{Ch} est la chute de pression le long de la section chauffée composé de $\Delta p|_{1\phi,Ch}$ relatif à l'écoulement monophasique et $\Delta p|_{2\phi,Ch}$ relatif à l'écoulement diphasique,
- Δp_r étant la chute de pression de l'écoulement diphasique le long de la partie non chauffée (riser).

Les différents termes de l'équation (IV.5) sont donnés dans les paragraphes suivants.

II.2.1.1. Zone d'écoulement monophasique

Dans cette zone, le gradient de pression monophasique noté $-\frac{dp}{dz}|_{1\phi,Ch}$ s'écrit :

$$-\frac{dp}{dz}|_{1\phi,Ch} = \frac{2C_{flo}G^2}{DQ_1} + \rho_1\beta(T_{sat} - T_1)g \quad (IV.6)$$

où :

- T_1 est la température du liquide évoluant de T_e à T_{sat} ,
- β est le coefficient d'expansion thermique de l'hélium liquide donné par : $\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}|_p$. Il intervient dans le terme de gravité pour tenir compte de l'effet de la poussée d'Archimède. A 4,2 K, il vaut $0,23 \text{ K}^{-1}$,
- G est la vitesse massique donnée par $G = \frac{m_t}{A}$, où A est l'aire de la section d'essai.
- C_{flo} est le coefficient de frottement de l'écoulement monophasique liquide donné par la relation de Blasius : $C_{flo} = \frac{0,079}{\left(\frac{GD}{\mu_1}\right)^{0,25}}$ car l'écoulement dans notre cas est toujours turbulent ($Re > 10^6$) en raison de la faible viscosité dynamique de l'hélium liquide [Fox 2000].

En intégrant l'équation (IV.6), on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta p|_{1\phi,Ch} &= \int_0^{z_{sref}} \frac{2C_{flo}G^2}{DQ_1} dz + \int_0^{z_{sref}} [\rho_1(1 - \beta(T_{sat} - T_1))g] dz \\ &= \frac{2C_{flo}G^2}{DQ_1} z_{sref} + \rho_1 g z_{sref} - \underbrace{\rho_1 g \beta \int_0^{z_{sref}} (T_{sat} - T_1) dz}_I \end{aligned} \quad (IV.7)$$

L'intégrale I est calculée de la manière suivante :

$$I = \int_0^{z_{sref}} (T_{sat} - T_1) dz = \int_0^{z_{sref}} (T_{sat} + T_e - T_e - T_1) dz = \int_0^{z_{sref}} (T_{sat} - T_e) dz - \int_0^{z_{sref}} (T_1 - T_e) dz \quad (IV.8)$$

$$\text{Sachant que : } \begin{cases} T_{sat} - T_e = \frac{q\pi D z_{sref}}{m_t C_{pl}} \\ T_1 - T_e = \frac{q\pi D z}{m_t C_{pl}} \end{cases} \quad \text{et} \quad (IV.9)$$

En remplaçant la relation (IV.9) dans l'équation (IV.8) et après intégration on obtient :

$$I = \frac{q\pi D}{2m_t C_{pl}} z_{sref}^2 \quad (IV.10)$$

En reportant l'expression (IV.10) dans l'équation (IV.7), on obtient :

$$\Delta p|_{1\phi, Ch} = \frac{2C_{flo} m_t^2 z_{sref}^2}{D Q_1 A^2} + Q_1 g z_{sref} \left[1 - \beta \frac{q\pi D}{2m_t C_{pl}} z_{sref} \right] \quad (IV.11)$$

II.2.1.2. Zone d'écoulement diphasique

Dans cette zone, les équations d'écoulement sont données comme suit :

Partie chauffée

Pour cette partie, le gradient de pression s'écrit :

$$-\frac{dp}{dz}|_{2\phi, Ch} = \frac{2C_{flo} G^2}{D Q_1} \varphi_{lo}^2 + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{(1-x)^2}{Q_1(1-\alpha)} + \frac{x^2}{Q_v \alpha} \right] + [Q_1(1-\alpha) + \alpha Q_v] g \quad (IV.12)$$

Après intégration de l'équation précédente entre z_{sref} et z_{Ch} , on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta p|_{2\phi, Ch} &= \frac{2C_{flo} G^2}{D Q_1} \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} \varphi_{lo}^2 dz + \frac{G^2}{Q_1} \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{Q_1}{Q_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] + g \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} (\alpha Q_v + (1-\alpha) Q_1) dz \\ \Delta p|_{2\phi, Ch} &= \frac{2C_{flo} m_t^2 (z_{Ch} - z_{sref})}{D Q_1 A^2} \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} \varphi_{lo}^2 dz + \frac{m_t^2}{A^2 Q_1} \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{Q_1}{Q_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] + g \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} (\alpha Q_v + (1-\alpha) Q_1) dz \end{aligned} \quad (IV.13)$$

avec :

- x est le titre massique à la sortie de la section d'essai déduit à partir des mesures des débits massiques total et vapeur,
- α et φ_{lo}^2 sont respectivement le taux de vide et le multiplicateur diphasique en phase liquide seul obtenus à partir des corrélations présentés dans le chapitre II (paragraphe

II.3.1.2). Ces corrélations se résument principalement dans le modèle homogène et le modèle à phases séparées, regroupés dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1. Différentes corrélations de taux de vide α et du multiplicateur diphasique φ_{lo}^2

Corrélation	Taux de vide α	Multiplicateur diphasique Φ_{lo}^2
Modèle homogène	$\frac{xQ_l}{xQ_l + (1-x)Q_v}$	$\left[1 + x \frac{Q_{lv}}{Q_v}\right] \left[1 + x \frac{\mu_{lv}}{\mu_v}\right]^{-0,25}$
Modèle de Lockhart-Martinelli	$1 - \left[1 + \frac{20}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2}\right]^{0,5}$	$(1-x)^{1,75} \left[1 + \frac{20}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2}\right]$
Modèle de Lévy	Équation (II.29)	$\frac{(1-x)^{1,75}}{(1-\alpha)^2}$
Modèle de Huq	$1 - \frac{2(1-x)^2}{1 - 2x + \sqrt{1 + 4x(1-x)\left(\frac{Q_l}{Q_v} - 1\right)}}$	-
Modèle de Chilshom	-	$1 + (\Gamma^2 - 1) \left(Bx^{0,875} (1-x)^{0,875} + x^{0,75} \right)$
Modèle de Friedel	-	$\varphi_{lo}^2 = A_1 + \frac{3,24 A_2 A_3}{Fr^{0,0454} We^{0,035}}$

La chute de pression le long de la partie chauffée est donnée par :

$$\Delta p_{Ch} = \Delta p|_{1\varphi, Ch} + \Delta p|_{2\varphi, Ch} = \frac{2C_{flo} m_t^2 z_{sref}}{D Q_l A^2} + \rho_l g z_{sref} \left[1 - \beta \frac{q\pi D}{2m_t C_{pl}} z_{sref} \right] + \frac{2C_{flo} m_t^2 (z_{Ch} - z_{sref})}{D Q_l A^2} \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} \varphi_{lo}^2 dz + \frac{m_t^2}{A^2 Q_l} \left[\frac{x^2 \left(\frac{Q_l}{Q_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] + g \int_{z_{sref}}^{z_{Ch}} (\alpha Q_v + (1-\alpha) Q_l) dz \quad (IV.14)$$

Partie non chauffée (riser)

Cette partie de la section d'essai est considérée adiabatique. Il en découle que le titre massique à la sortie de la partie chauffée est conservé dans le riser et que le terme de la chute de pression par accélération est quasiment nul. Aussi, on néglige l'effet de la détente isenthalpique pouvant produire la vapeur et par conséquent modifier le titre massique et accélérer l'écoulement.

Ainsi, la chute de pression dans le riser s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta p|_{2\phi,r} &= \frac{2C_{\text{flo}}G^2(z_{\text{N.Ch}} - z_{\text{Ch}})}{D\varrho_1} \varphi_{\text{lo}}^2 + [\alpha\varrho_v + (1-\alpha)\varrho_l]g(z_{\text{N.Ch}} - z_{\text{Ch}}) \\ &= \frac{2C_{\text{flo}}m_t^2(z_{\text{N.Ch}} - z_{\text{Ch}})}{A^2D\varrho_1} \varphi_{\text{lo}}^2(x) + [\alpha\varrho_v + (1-\alpha)\varrho_l]g(z_{\text{N.Ch}} - z_{\text{Ch}}) \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

Finalement, la chute de pression totale le long du tube d'essai est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta p_{\text{tot}} &= \Delta p|_{1\phi,h} + \Delta p|_{2\phi,h} + \Delta p|_{2\phi,r} = \frac{2m_t^2C_{\text{flo}}}{A^2\varrho_1D} z_{\text{sref}} + \frac{L_{\text{Ch}}}{x_s} \int_{z_{\text{sref}}}^{z_{\text{Ch}}} \varphi_{\text{lo}}^2 dz + L_{\text{N.Ch}} \varphi_{\text{lo}}^2(x) \\ &+ \frac{m_t^2}{\varrho_1 A^2} \left[\frac{x^2}{\alpha(x)} \left(\frac{\varrho_l}{\varrho_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] + g \int_{z_{\text{sref}}}^{z_{\text{Ch}}} [\alpha\varrho_v + (1-\alpha)\varrho_l] dz \\ &+ [\alpha(x)\varrho_v + (1-\alpha(x))\varrho_l]gL_{\text{Ch}} + \varrho_lgz_{\text{sref}} \left[1 - \beta \frac{q\pi D}{2m_t C_{\text{pl}}} z_{\text{sref}} \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

avec :

- $L_{\text{Ch}} = z_{\text{Ch}} - z_{\text{sref}}$,
- $L_r = z_{\text{N.Ch}} - z_{\text{Ch}}$.

II.2.2. Résultats de la modélisation du Δp_{Ch}

Dans ce paragraphe, on compare nos mesures de Δp_{Ch} avec les résultats de la prédiction par l'équation (IV.14) utilisant les différentes corrélations du tableau IV.1. Sur les figures IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12, on trouve uniquement ceux qui se rapprochent le plus de nos points expérimentaux : le modèle homogène [Wallis 1969], la corrélation de Lévy [Levy 1960] et une corrélation combinant la corrélation de taux de vide de Huq [Huq 1992] et celle du multiplicateur diphasique φ_{lo}^2 de Friedel [Friedel 1979]. Les corrélations de Lockhart-Martinelli [Lockhart 1949], de Chisholm [Chisholm 1973] et de dérive [Zuber 1965] largement utilisés dans la littérature ont été omis car ils ont révélé leurs limites à pouvoir prédire nos résultats. La principale raison de cette divergence vient sans doute du fait que ces corrélations ont été établies pour des fluides classiques notamment l'eau-air et l'eau-vapeur ayant des propriétés physiques thermique et massique très éloignées des fluides cryogéniques.

Qualitativement, on remarque d'après les figures IV.9 et IV.10 que les modèles tracés prédisent la décroissance de Δp_{Ch} avec le flux de chaleur tant pour le tube Ø10 que pour le tube Ø14 ; une décroissance régie principalement par la diminution du terme de gravité. Aussi, on constate qu'à partir d'un flux de chaleur de 1500 W/m² soit un titre massique de 15% pour Ø10 et de 1200

W/m^2 soit un titre massique de 12% pour $\varnothing 14$, l'écart mesure-modèle est d'autant plus grand que le flux de chaleur augmente. Cette divergence résulte d'une part de l'apparition de la crise d'ébullition et d'autre part d'un changement de régime d'écoulement qui est jusqu'à ces valeurs de flux de chaleur est considéré à bulles.

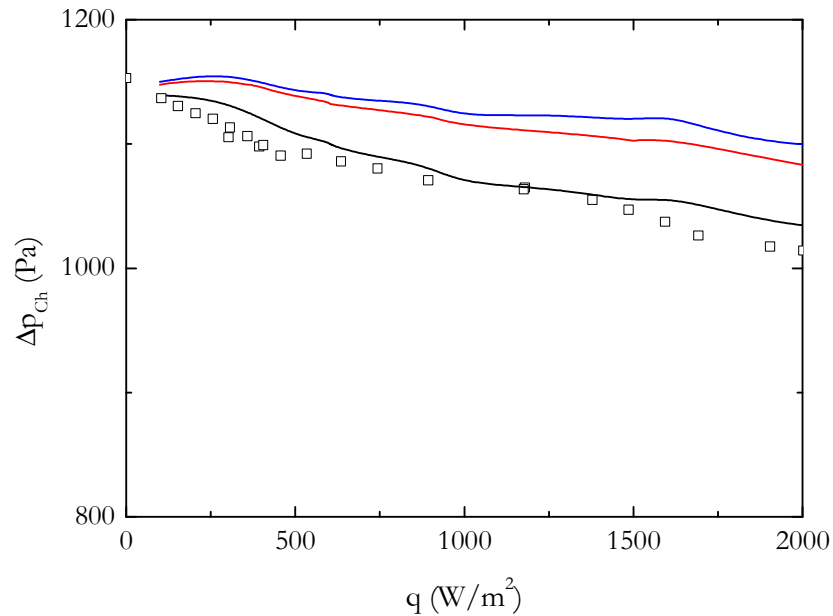


Figure IV.9. Évolution de la chute de pression Δp_{Ch} avec le flux de chaleur q pour le tube d'essai $\varnothing 10$ prédite par : – modèle homogène, – corrélation de Friedel et Huq, – corrélation de Levy.

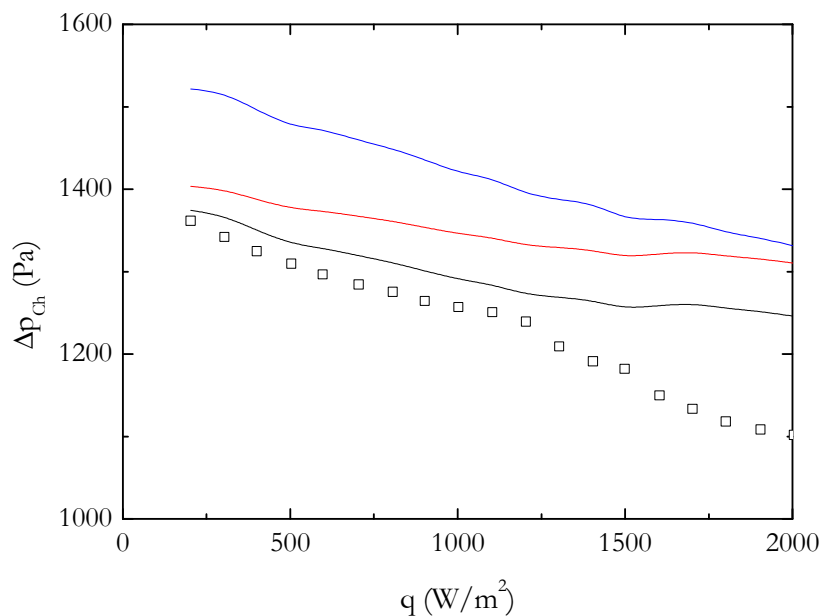


Figure IV.10. Évolution de la chute de pression Δp_{Ch} avec le flux de chaleur q pour le tube d'essai $\varnothing 14$ prédite par : – modèle homogène, – corrélation de Friedel et Huq, – corrélation de Levy.

Quantitativement, les figures IV.11 et IV.12 montrent que le modèle homogène corrèle le mieux nos résultats expérimentaux surtout à faibles flux de chaleur avec un écart maximum de 10%

pour le tube $\varnothing 10$ et de 18% pour le tube $\varnothing 14$. Le modèle construit à partir des corrélations de Huq et de Friedel prédit nos résultats avec un écart maximum de 20% pour le tube $\varnothing 14$ et de 15% pour le tube $\varnothing 10$. Quant au modèle de Lévy, il montre la plus grande dispersion.

Ce résultat est attendu car :

- les viscosités de la phase liquide et de la phase vapeur en He I sont très proches que l'on considère le mélange diphasique résultant homogène,
- le modèle de Friedel tient compte dans son élaboration de quelques données expérimentales disponibles sur les pertes de charge en fluides cryogéniques,
- le modèle de Levy suppose que le régime d'écoulement est annulaire et que la variation de titre massique et des propriétés du fluide sont suffisamment lentes pour conserver l'égalité des pertes de pression entre la vapeur et le liquide, hypothèses non vérifiées dans notre cas.

Notre étude est concordante avec celle réalisée par Khalil dans laquelle il a conduit des expériences sur la chute de pression d'un écoulement diphasique d'He I en convection forcée dans des tubes de diamètre intérieur de 6,35, 2,7 et 2,1 mm [Khalil 1981]. Il a montré que le modèle homogène est en bon accord avec ses mesures surtout pour des faibles titres massiques et faibles débits massiques et que les modèles de Lockhart-Martinelli et de Lévy sont en inadéquation avec ses résultats expérimentaux.

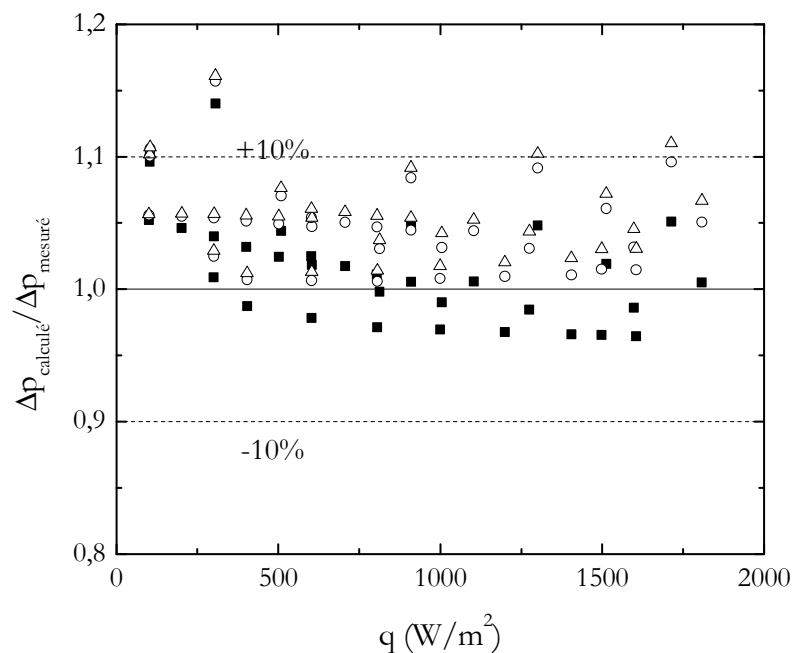


Figure IV.11. Comparaison de la prédiction de la variation de la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai $\varnothing 10$. ■ Modèle homogène, ○ Corrélations de Friedel et de Huq, Δ Corrélations de Lévy.

Les figures IV.13 et IV.14 illustrent la prédiction de la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai par le modèle homogène pour les tubes $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$ respectivement.

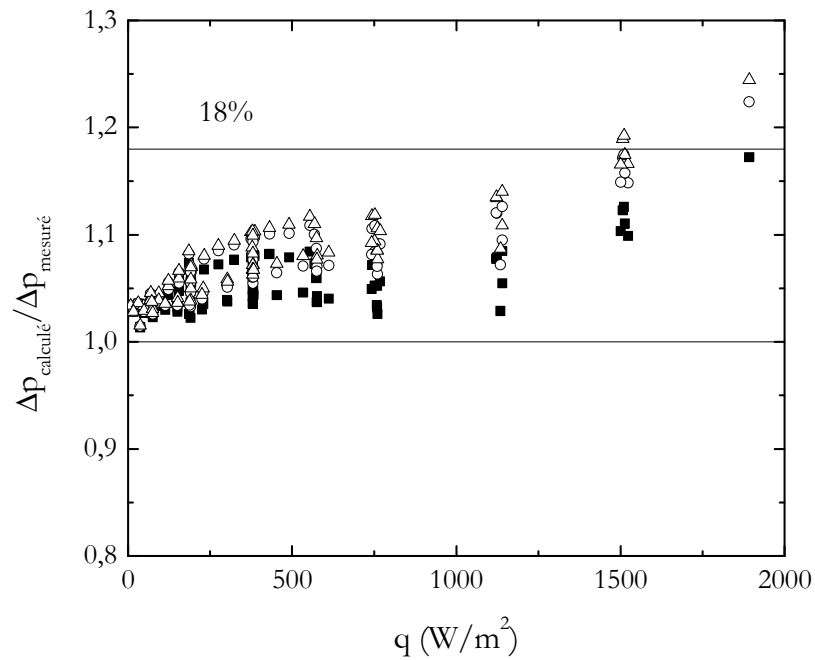


Figure IV.12. Comparaison de la prédiction de la variation de la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai Ø14. ■ Modèle homogène, ○ Corrélations de Friedel et de Huq, Δ Corrélation de Levy.

On y trouve également la variation des différents termes composants l'équation (IV.14). Elles montrent la décroissance du terme de gravité Δp_g qui subit une variation d'environ 200 Pa pour Ø10 et d'environ 300 Pa pour Ø14 dans la plage du flux de chaleur représentée. Cette différence vient du fait que pour le tube Ø14 le débit vapeur produit est supérieur que pour le tube Ø10 ce qui diminue plus le poids de la colonne d'He (Voir paragraphe II.4). Les deux autres termes d'accélération Δp_a et de frottement Δp_f , augmentent avec l'augmentation du flux de chaleur jusqu'à pouvoir équilibrer la diminution du terme de gravité ce qui explique que Δp_{ch} varie peu au-delà de 1500 W/m².

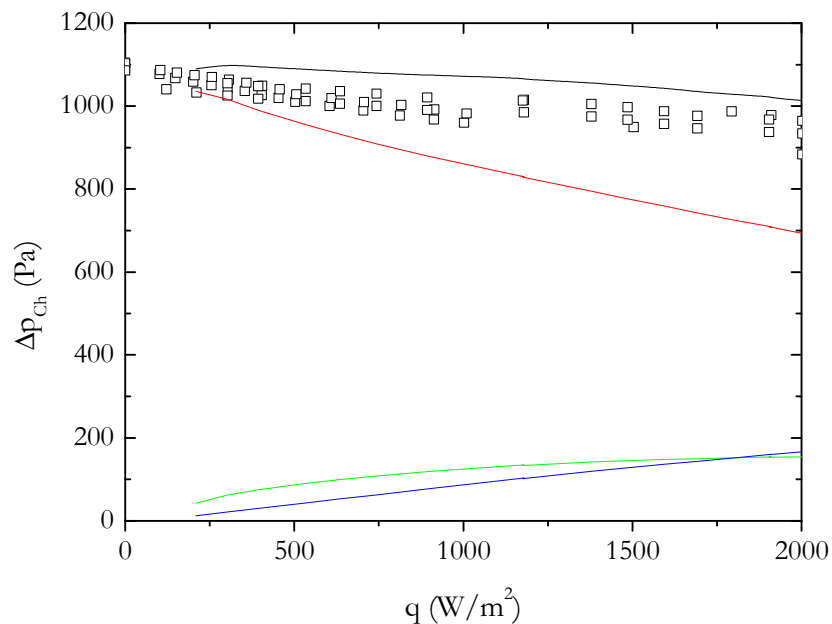


Figure IV.13. Prédiction de la variation de la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai Ø10 en utilisant le modèle homogène. — Δp_{ch} , — Δp_g , — Δp_a , — Δp_f .

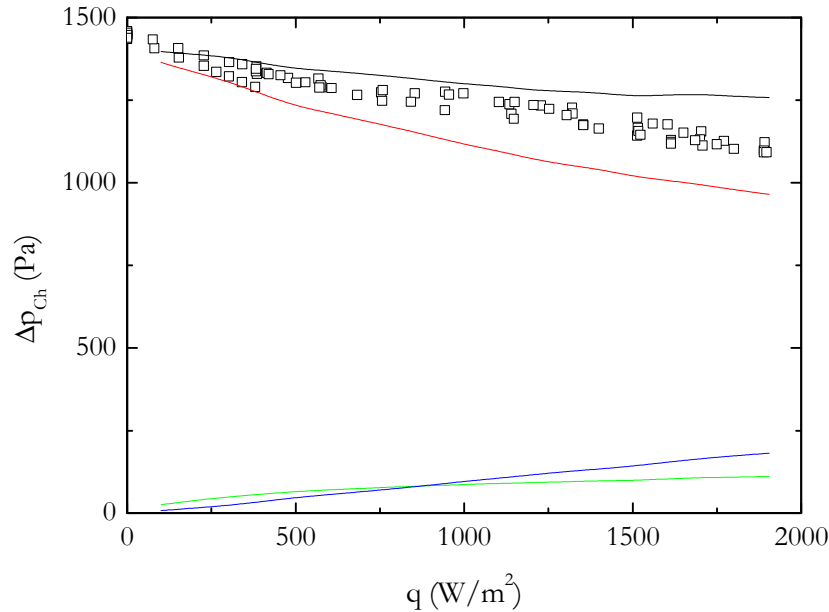


Figure IV.14. Prédiction de la variation de la chute de pression le long de la partie chauffée du tube d'essai Ø14 en utilisant le modèle homogène. – Δp_{ch} , – Δp_g , – Δp_a , – Δp_f .

II.3. Débit massique total

Les figures IV.15 et IV.16 présentent l'évolution du débit massique total m_t avec le flux de chaleur q pour les sections d'essai Ø10 et Ø14. Les différents points correspondent à des sessions de mesures différentes qui sont représentatifs de la reproductibilité des expériences réalisées. La reproductibilité des mesures est de l'ordre de 20% à faibles flux de chaleur et de l'ordre de 10% à flux de chaleur élevés. L'incertitude de mesure sur m_t est déduite de l'incertitude de mesure sur Δp_v d'après l'expression suivante :

$$m_t = C_C \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{D_2^4}{D_1^4}\right)}} A_2 \sqrt{2\rho_l [\Delta p_v + \rho_l g \Delta z]} \quad (IV.17)$$

Elle est estimée à 7%.

On remarque que dans la plage de flux de chaleur $0 \leq q \leq 500 \text{ W/m}^2$, m_t augmente rapidement en fonction du flux de chaleur q jusqu'à une valeur limite aux alentours de 20 g/s pour le tube Ø14 et 10 g/s pour le tube Ø10. La valeur du débit massique m_t mesurée pour le tube Ø14 est supérieure que celle mesurée pour le tube Ø10. Ceci est attribué en grande partie aux effets de pertes de charges singulières qui provoquent une résistance supplémentaire à l'écoulement pour un tube de diamètre inférieur.

Théoriquement, dans la région de faibles flux de chaleur, le gradient de pression gravitationnel domine la variation du gradient de pression total dans la section d'essai. Par conséquent, en augmentant q la chute de pression totale dans la section d'essai diminue et induit un accroissement du débit massique m_t . Dans la région de flux de chaleur élevés, c'est le gradient de

pression par frottement qui devient de plus en plus important et continue à augmenter jusqu'à faire diminuer m_t . L'accroissement puis la décroissance du débit massique devrait nécessairement faire apparaître un pic où le débit massique est maximum. Dans notre cas et comme le montre les figures IV.15 et IV.16, seul le débit massique m_t du tube $\varnothing 10$ enregistre une légère décroissance entre 2000 et 2500 W/m^2 .

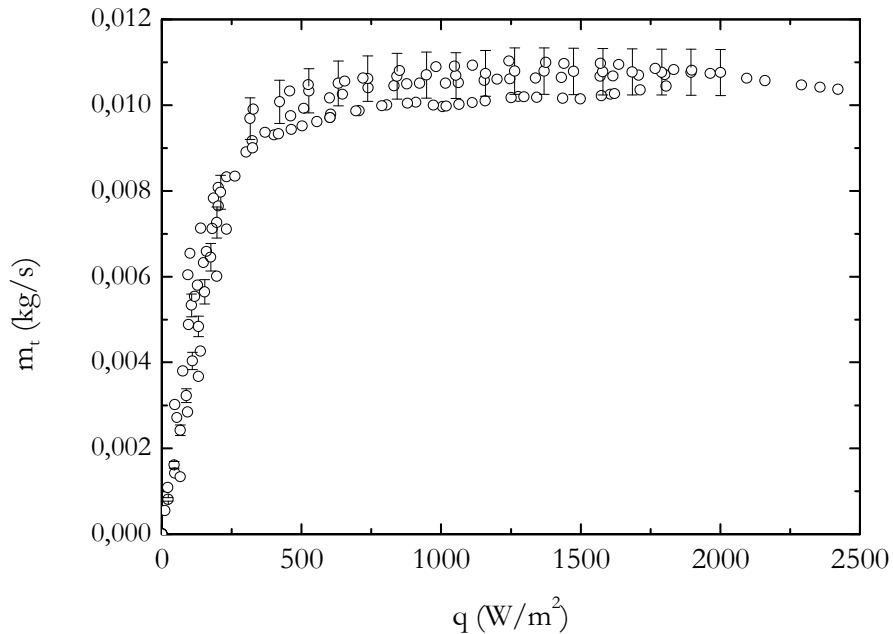


Figure IV.15. Évolution du débit massique total m_t en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\varnothing 10$.

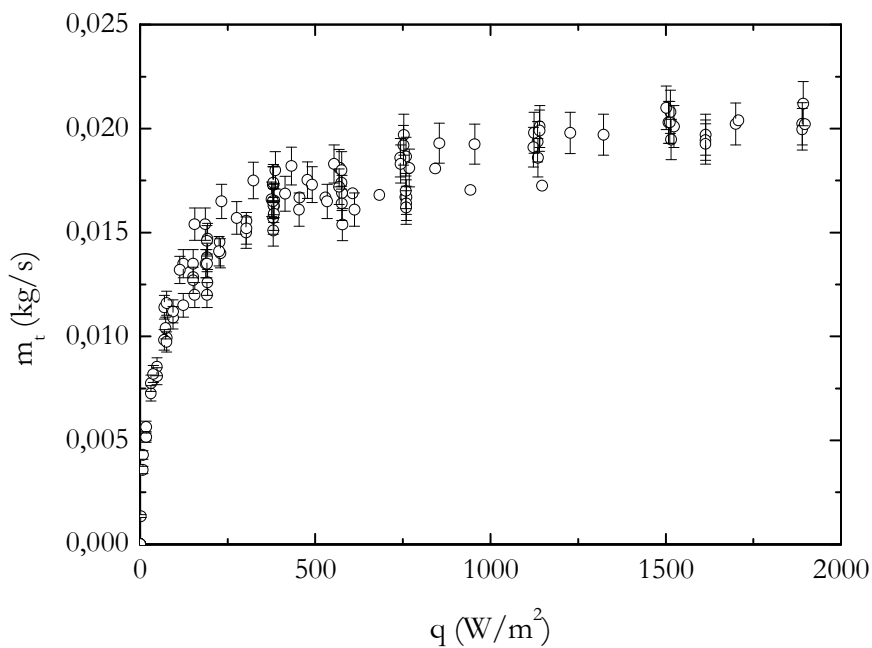


Figure IV.16. Évolution du débit massique total m_t en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\varnothing 14$.

II.4. Débit massique vapeur

Les figures IV.17 et IV.18 présentent la variation du débit massique vapeur m_v mesuré à la sortie du cryostat en fonction du flux de chaleur q . Notons qu'à flux de chaleur nul, le débit massique vapeur mesuré, de l'ordre de 0,08 g/s, indique les pertes thermiques statiques du cryostat soit 1,7 W. Cette valeur du débit est systématiquement déduite des mesures de débit massique vapeur à différentes densités de flux de chaleur. Les différents points sont obtenus à partir des sessions de mesures différentes. On remarque que les mesures réalisées présentent une excellente reproductibilité de l'ordre de 5% sur la gamme de flux de chaleur explorée.

L'incertitude de mesure sur m_v est inférieure à 1%, par conséquent, les barres d'erreur sont de la taille des points et n'apparaissent pas clairement sur les figures IV.17 et IV.18. On constate que pour les deux tubes d'essai, le débit massique vapeur m_v augmente constamment et d'une manière linéaire avec le flux de chaleur q .

La valeur maximale du débit massique vapeur pouvant être mesurée par les débitmètres utilisés est d'environ 5 g/s. Elle est atteinte à une densité de flux de chaleur de 2500 W/m² pour le tube Ø14 et de 3000 W/m² pour le tube Ø10. On peut noter, en comparant la quantité de vapeur produite dans la gamme $0 \leq q \leq 2500$ W/m² que $m_v|_{\text{Ø10}} < m_v|_{\text{Ø14}}$. Ce constat est le résultat de l'effet combiné du diamètre de la section d'essai et de la longueur de la partie chauffée du tube d'essai. L'influence de ces deux paramètres peut être mise en évidence par l'équation de la conservation de l'énergie qui s'écrit en négligeant la variation de l'énergie cinétique et de gravité :

$$q\pi DL_{\text{Ch}} = m_v L_v \quad (\text{IV.18})$$

Par conséquent, le débit massique vapeur est donné par :

$$m_v = \frac{q\pi DL_{\text{Ch}}}{L_v} \quad (\text{IV.19})$$

De l'équation précédente et pour la même densité de flux de chaleur, une relation entre $m_v|_{\text{Ø10}}$ et $m_v|_{\text{Ø14}}$ est établie :

$$m_v|_{\text{Ø14}} = 1,76 \times m_v|_{\text{Ø10}} \quad (\text{IV.20})$$

Par conséquent, le débit massique vapeur produit en tube Ø14 est supérieur au débit massique vapeur produit en tube Ø10 d'un facteur 1,76. Sur les figures IV.17 et IV.18, on présente également en ligne bleu un lissage linéaire des points expérimentaux. On vérifie que le rapport de pente des deux lissages est de 1,75 qui est en bon accord avec l'équation (IV.20).

II.5. Titre massique

Les figures IV.19 et IV.20 illustrent la variation du titre massique x à la sortie de la section d'essai en fonction de la densité du flux de chaleur q pour les deux tubes d'essai Ø10 et Ø14.

Il est déduit des mesures du débit massique total m_t et du débit massique vapeur m_v comme :

$$x = m_v / m_t \quad (\text{IV.21})$$

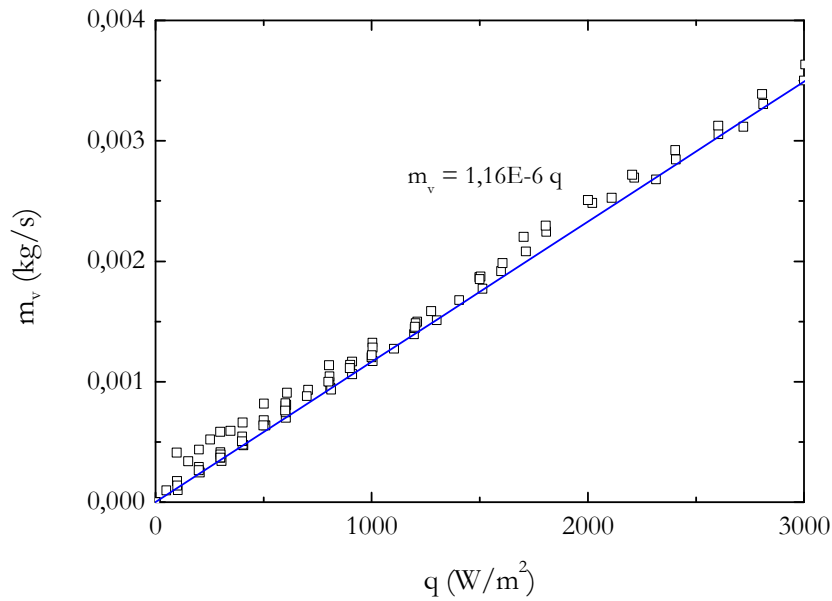


Figure IV.17. Évolution du débit vapeur m_v en fonction du flux de chaleur q pour le tube Ø10.

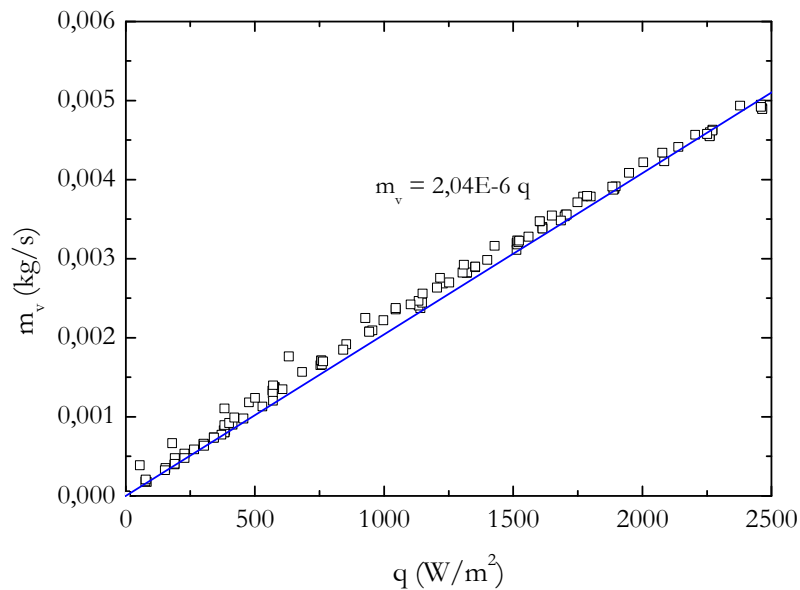


Figure IV.18. Évolution du débit vapeur m_v en fonction du flux de chaleur q pour le tube Ø14.

Les différents points proviennent de plusieurs campagnes de mesure et représentent la reproductibilité des expériences réalisées. On remarque que la reproductibilité des mesures varie de 10% à faibles flux de chaleur à 20% à flux de chaleur élevés.

L'incertitude de mesure sur x correspond à l'incertitude de mesure sur m_v à laquelle on ajoute quadratiquement l'incertitude de mesure m_t d'après l'équation de propagation de l'erreur. Elle vaut 8%. On voit bien que x augmente continuellement avec l'augmentation du flux de chaleur q .

Sa valeur maximale est de 25% atteinte à un flux de chaleur $q = 2500 \text{ W/m}^2$ pour le tube $\text{Ø}14$ et d'environ 30% pour le tube $\text{Ø}10$ à un flux de chaleur $q = 3000 \text{ W/m}^2$.

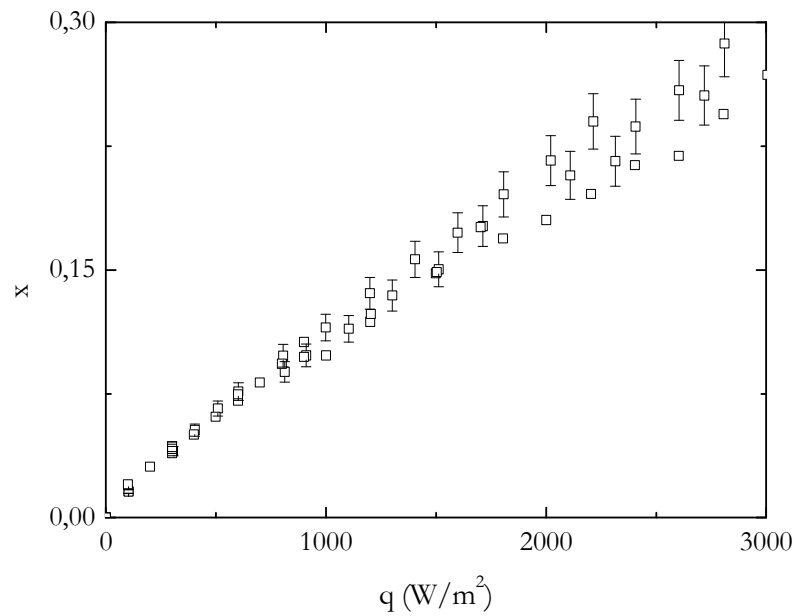


Figure IV.19. Évolution du titre massique x en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}10$.

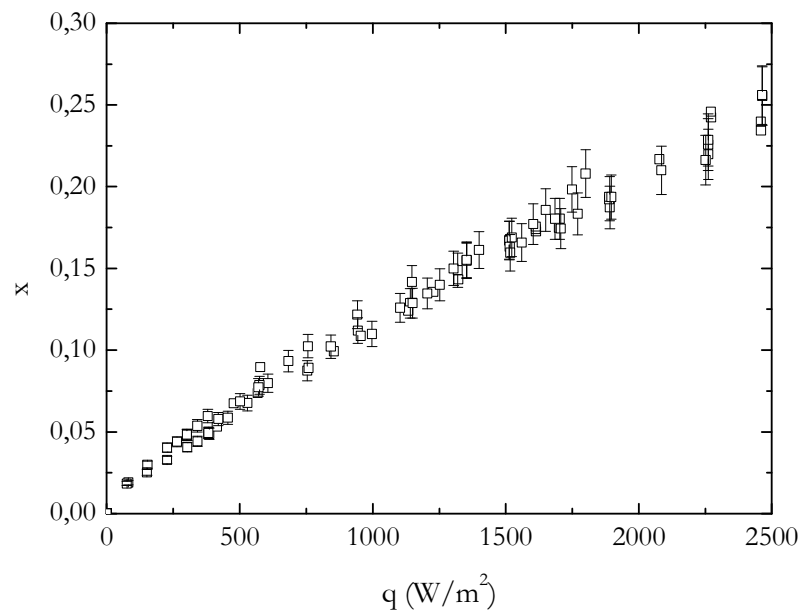


Figure IV.20. Évolution du titre massique x en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

II.6. Modélisation de l'écoulement dans la boucle thermosiphon

Dans ce paragraphe, on développe un modèle numérique permettant de prédire les propriétés hydrodynamiques de l'écoulement thermosiphon notamment le débit massique total m_t et le titre massique vapeur x créés par la densité du flux de chaleur q .

II.6.1. Description du modèle

Le modèle s'appuie sur le fait que la charge motrice mesurée Δp_{13} doit nécessairement être égale à la somme de la chute de pression totale le long de la section d'essai et la perte de charge singulière Δp_s causée par le passage de l'écoulement diphasique de la section d'essai au réservoir (voir figure IV.1). Ainsi :

$$\Delta p_{Ch} + \Delta p_r + \Delta p_s = \Delta p_{13} \Leftrightarrow \Delta p|_{1\varphi,Ch} + \Delta p|_{2\varphi,Ch} + \Delta p_r + \Delta p_s = \Delta p_{13} \quad (IV.22)$$

où :

- Les termes $\Delta p|_{1\varphi,Ch}$, $\Delta p|_{2\varphi,Ch}$ et Δp_r sont donnés respectivement par les équations (IV.11), (IV.13) et (IV.15),
- La perte de charge singulière Δp_s de l'écoulement diphasique à la sortie de la section d'essai correspond au cas d'un élargissement brusque où l'énergie cinétique de l'écoulement se transforme intégralement en énergie hydrostatique. Elle est exprimée par la relation suivante : $\Delta p_s = K_s \frac{m_t^2}{2A^2 (\rho_v \alpha + (1-\alpha)\rho_l)}$, avec K_s est le coefficient de perte de charge singulière qui vaut 1 [Idel'Cik 1986].

Notons que la mesure Δp_{13} a un grand intérêt pour la présente modélisation. En effet, elle permet de s'affranchir du calcul des pertes de charges singulières le long du circuit descendant. Ce dernier contient des singularités qui se succèdent l'une après l'autre de sorte que l'écoulement sortant d'une singularité ne dispose pas d'assez de longueur pour son rétablissement et entame la singularité suivante en régime non établi. Ainsi, le coefficient de perte de charge associé à chacune ne correspond pas au coefficient de perte de charge trouvé dans la littérature pour lequel l'écoulement est considéré établi à l'entrée de la singularité.

Les principales inconnues de l'équation (IV.22) sont le débit massique total m_t et le titre massique vapeur x sortant de la section d'essai. Ce dernier est obtenu, connaissant le débit massique total m_t , en résolvant l'équation de conservation de l'énergie donnée par :

$$m_t C_{pl} (T_{sat}(z) - T_{sat}(z_{sref})) + m_t L_v(z)x + \frac{8m_t^3}{\pi^2 D^4 \rho_l^2} \left[\frac{x^3 \rho_l^2}{\alpha^2 \rho_v^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\alpha)^2} - 1 \right] + m_t g(z - z_{sref}) = q\pi D(z - z_{sref}) \quad (IV.23)$$

Les propriétés physiques de l'écoulement sont calculées à partir du code numérique HEPAK (Helium Package), ce qui permet de tenir compte de leurs variations à travers la boucle [Cryodata 1999]. De plus, ce code est utilisé pour effectuer un test de convergence afin de déterminer la frontière entre la zone d'écoulement diphasique et la zone d'écoulement monophasique dans la section d'essai (voir figure IV.8). Il s'agit de comparer la température du liquide T_l , calculée à

partir de l'équation (IV.4), à celle de saturation correspondante à la pression calculée à la cote z du tube d'essai :

$$T_1 = T_{\text{sat}}(p) \quad (\text{IV.24})$$

II.6.2. Équations de fermeture

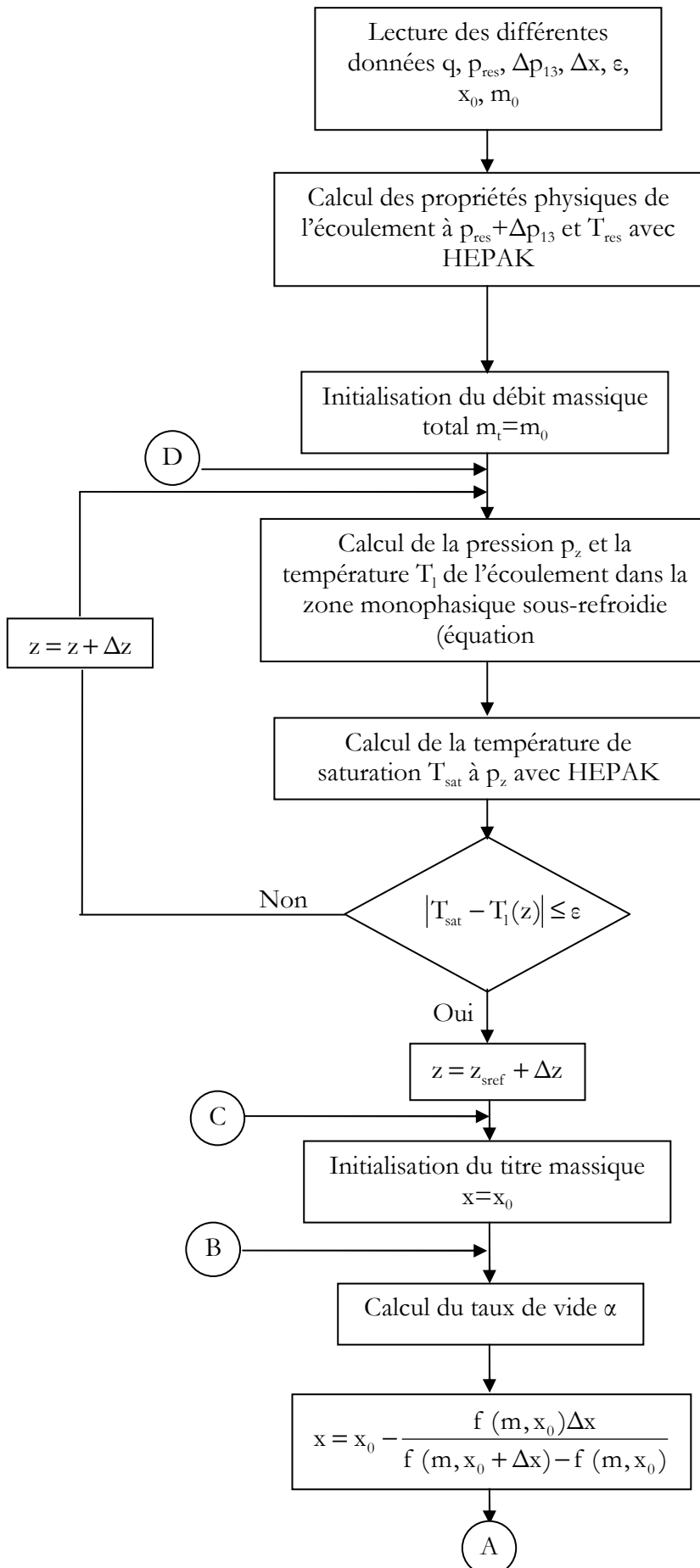
La fermeture du système d'équations (IV.22) et (IV.23) requiert la connaissance des équations constitutives du taux de vide α et du multiplicateur diphasique φ_{lo}^2 . Du tableau IV.1 et partant des résultats du paragraphe II.2, on a retenu :

- Le modèle homogène,
- Le modèle à phases séparées avec :
 - La corrélation de Levy,
 - La corrélation de Chisholm pour φ_{lo}^2 et le modèle de Huq pour α
 - La corrélation de Friedel pour φ_{lo}^2 et le modèle de Huq pour α .

II.6.3. Algorithme de résolution

L'algorithme associé au programme de calcul est schématisé sur la figure IV.21. Il se décompose comme suit :

- Étape 1 : Lecture des données expérimentales q , p_{res} , Δp_{13}
- Étape 2 : Calcul des propriétés physiques de l'écoulement à $p_{\text{res}} + \Delta p_{13}$ et T_{res}
- Étape 3 : Détermination de la frontière entre la zone d'écoulement monophasique et la zone d'écoulement diphasique dans la partie chauffée de la section d'essai
- Étape 4 : Résolution de l'équation de l'énergie (équation (IV.23))
- Étape 5 : Résolution de l'équation (IV.22)



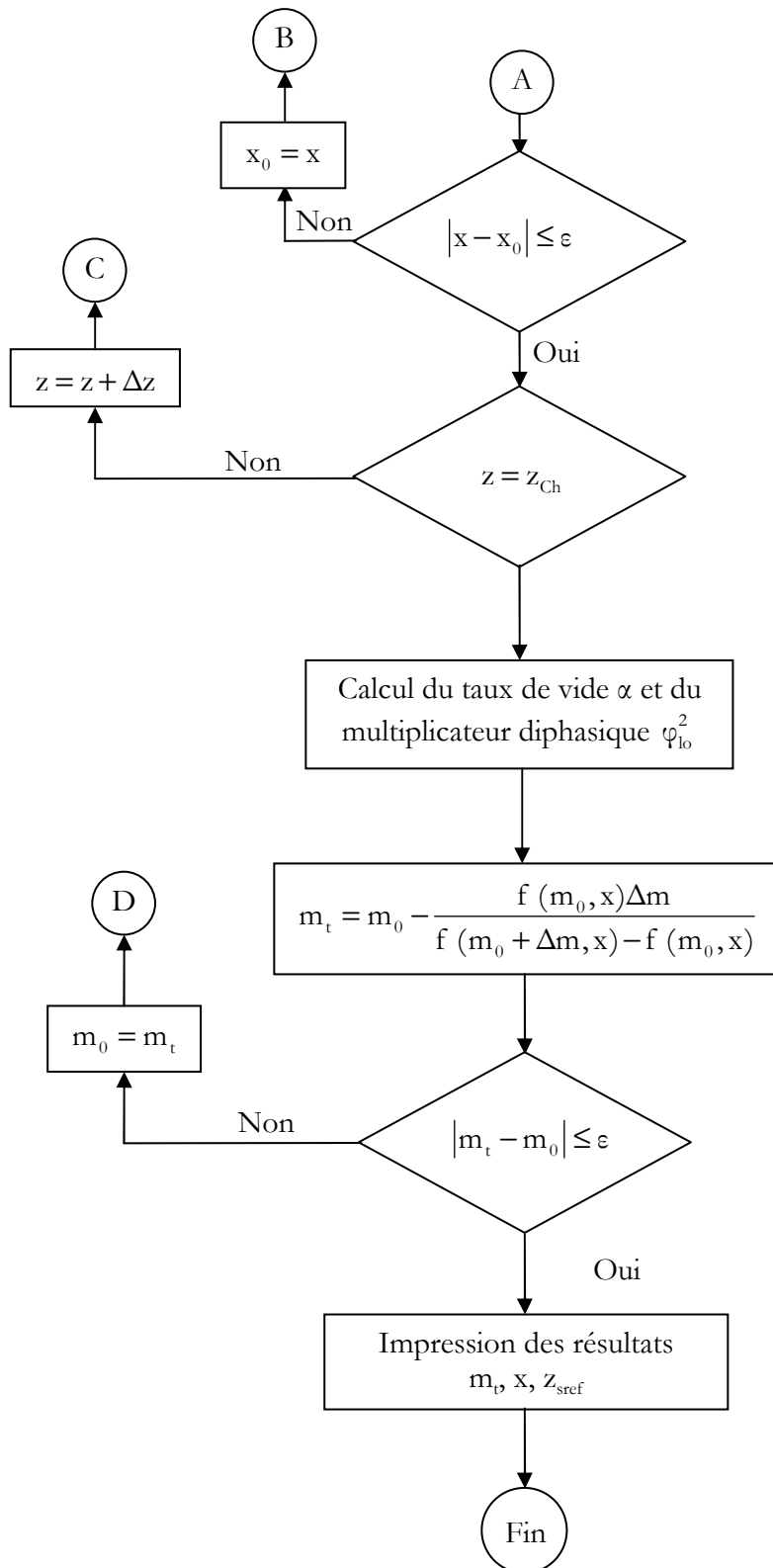


Figure IV.21. Organigramme de résolution.

II.6.4. Résultats du modèle numérique

II.6.4.1. Débit massique total

Les figures IV.22 et IV.23 présentent la prédiction du débit massique total m_t en fonction du flux de chaleur q comparée aux résultats expérimentaux.

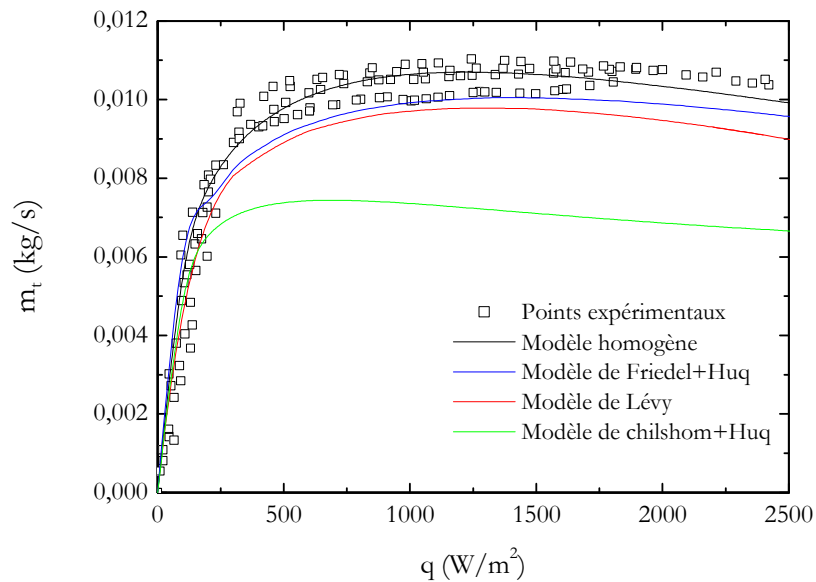


Figure IV.22. Prédiction du débit massique total en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}10$.

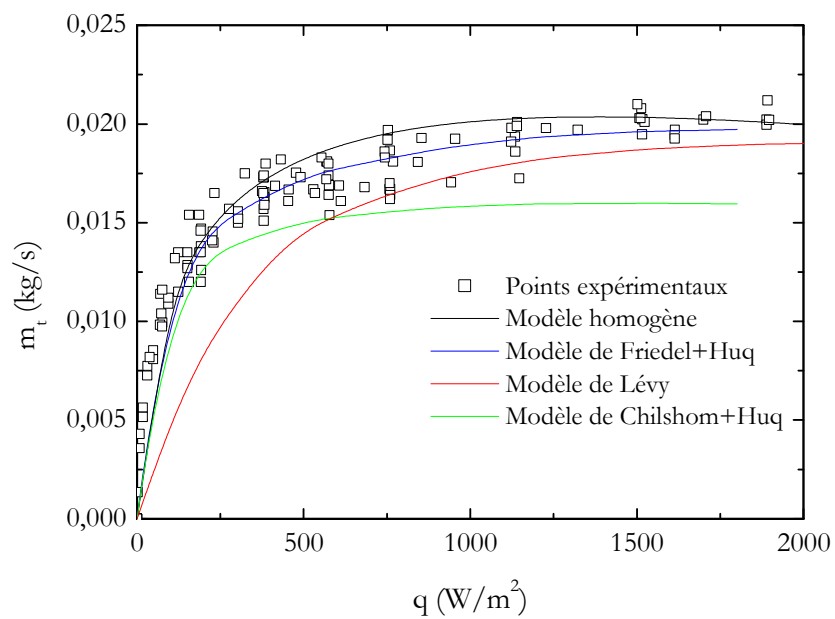


Figure IV.23. Prédiction du débit massique total en fonction du flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

Elles montrent que le modèle homogène est le modèle le plus adapté pour prédire le débit massique dans la gamme de flux de chaleur $0 \leq q \leq 2500 \text{ W/m}^2$ soit pour une gamme de titre massique de $0 \leq x \leq 25\%$. Il reproduit parfaitement l'évolution $m_t = f(q)$ surtout pour des flux de chaleur allant de 0 à 500 W/m^2 . Notons que l'erreur de prédiction reste dans l'intervalle de dispersion des points de mesure. Le modèle combinant la corrélation de Huq et celle de Friedel donne également une bonne estimation de nos résultats expérimentaux. Il simule d'une manière très satisfaisante la variation du débit massique m_t avec q et ceci sur toute la gamme de flux de chaleur représentée. Comme pour le modèle homogène, l'erreur induite est de l'ordre de la dispersion des points de mesure.

L'écart entre l'expérience et la théorie s'accroît avec un modèle réalisé à partir de la corrélation de Chisholm et de la corrélation de Huq et le modèle de Levy. Pour le tube $\varnothing 14$, on remarque que le modèle de Levy présente un écart de 40% dans la gamme $0 \leq q \leq 500 \text{ W/m}^2$ et de 15% pour $q \geq 500 \text{ W/m}^2$, alors que pour le tube $\varnothing 10$, il arrive à prédire nos résultats surtout à faibles flux de chaleur. Dans la zone de flux de chaleur élevés, il présente un écart moyen de 10%. Le modèle de Chisholm et de Huq prédit avec peu de justesse le débit massique m_t tant pour le tube $\varnothing 14$ et le tube $\varnothing 10$. Il affiche une erreur pouvant atteindre 50%.

On note aussi d'après les figures IV.22 et IV.23 :

- Que pour le tube $\varnothing 14$, les modèles montrent que le débit massique augmente avec le flux de chaleur jusqu'à l'apparition d'un plateau indiquant une valeur limite variante de 0,015 kg/s (modèle de Chisholm et de Huq) à 0,02 kg/s (modèle homogène). Ce résultat est en bon accord avec la tendance des mesures réalisées,
- Que pour le tube $\varnothing 10$, ils illustrent une augmentation du débit massique à environ 0,01 kg/s puis une légère décroissance soutenant l'idée de l'existence d'un maximum déjà discutée au paragraphe IV.1.2.

II.6.4.2. Titre massique x

Sur les figures IV.24 et IV.25, sont présentés les résultats du modèle numérique concernant l'évolution du titre massique x avec le flux de chaleur q . On remarque que les modèles homogène, Friedel et Huq et Levy reproduisent d'une manière très satisfaisante nos résultats expérimentaux jusqu'à un flux de chaleur d'environ 1000 W/m^2 pour le tube $\varnothing 10$ et d'environ 1500 W/m^2 pour le tube $\varnothing 14$. Au-delà de cette limite une déviation est observée et qui s'amplifie à mesure que l'on augmente le flux de chaleur. Nous pensons que cette déviation est due à l'apparition de la crise d'ébullition lorsque la densité de flux de chaleur critique est atteinte (voir chapitre V), effet non pris en compte dans l'équation de la conservation de l'énergie (Équation (IV.23)).

II.6.4.3. Longueur de sous-refroidissement z_{sref}

Les figures IV.26 et IV.27 reportent les résultats du modèle numérique concernant la variation de la longueur de sous refroidissement z_{sref} avec le flux de chaleur q . Dans la gamme de flux de chaleur représentée, elles montrent que z_{sref} décroît avec l'augmentation du flux de chaleur q . Sa valeur varie de 0,2 m à 0,02 m pour le tube $\varnothing 10$ et de 0,25 m à 0,025 m pour le tube $\varnothing 14$. On constate également que pour un flux de chaleur donné $z_{\text{sref}}|_{\varnothing 14} > z_{\text{sref}}|_{\varnothing 10}$. Cette différence s'explique par l'effet du débit massique sur l'apparition de l'ébullition nucléée. En effet,

l'augmentation du débit massique améliore le transfert de chaleur par convection forcée de sorte que la température de la paroi peut ne pas atteindre la surchauffe minimale à l'amorçage de la nucléation. Il s'ensuit que l'ébullition nucléée est retardée et la longueur de sous-refroidissement z_{sref} est accrue [Collier 1994].

D'après les figures IV.26 et IV.27, on remarque que pour $z_{\text{sref}} = 0,07$ m le flux de chaleur est d'environ 500 W/m^2 pour le tube $\text{Ø}14$ et d'environ 300 W/m^2 pour le tube $\text{Ø}10$. Ceci confirme le résultat obtenu par les tracés des courbes d'ébullition en $z = 0,07$ m qui rappellent le montre que le passage de la convection forcée à l'ébullition nucléée se produit approximativement pour ces deux valeurs de flux de chaleur (voir paragraphe II.1.1).

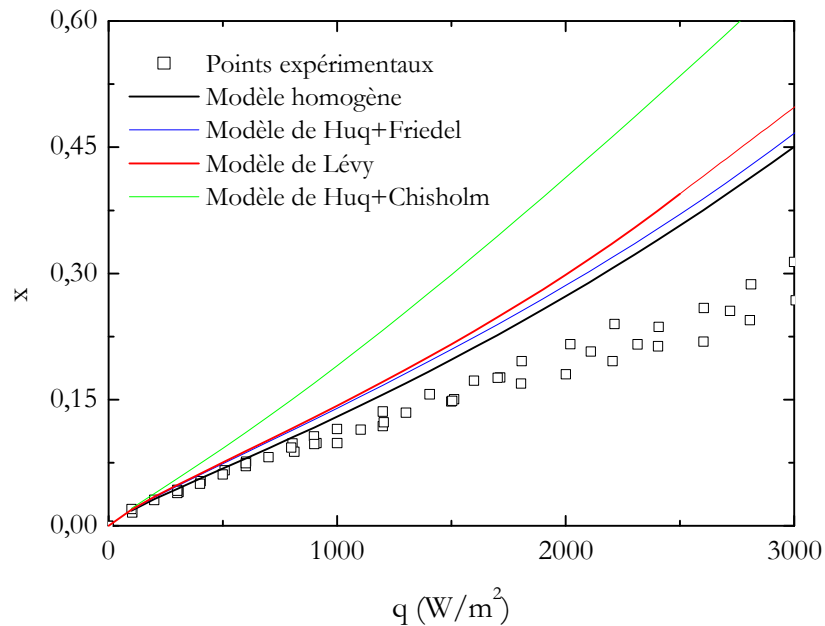


Figure IV.24. Prédiction du titre massique vapeur avec le flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}10$.

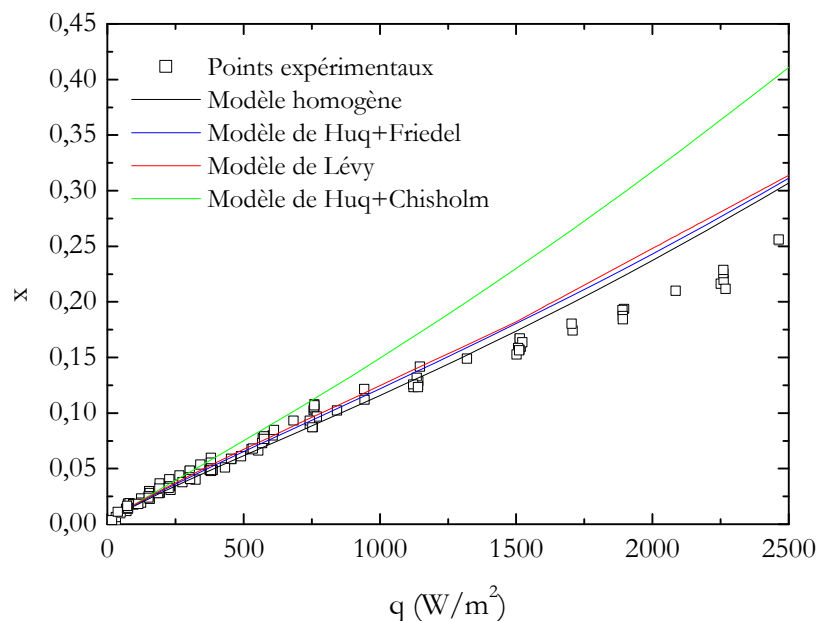


Figure IV.25. Prédiction du titre massique vapeur avec le flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

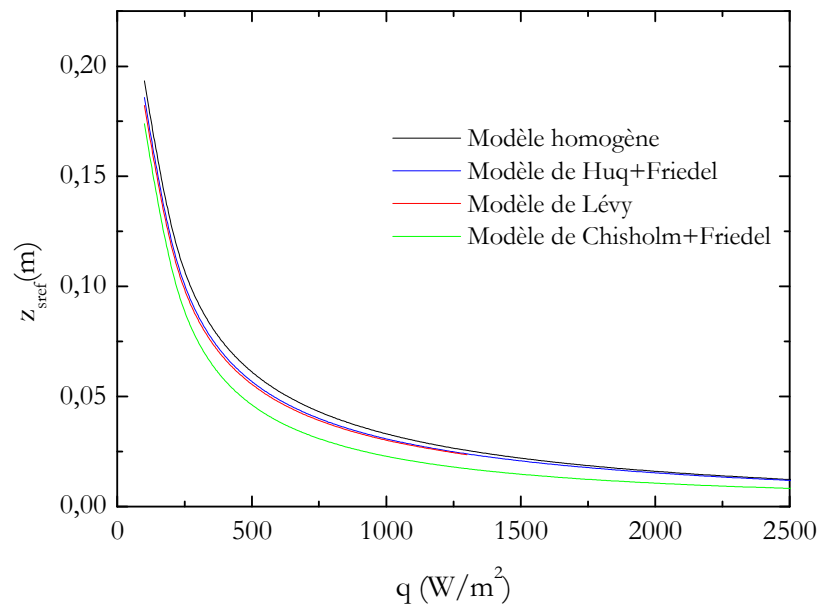


Figure IV.26. Variation de la longueur de sous-refroidissement z_{sref} avec le flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}10$.

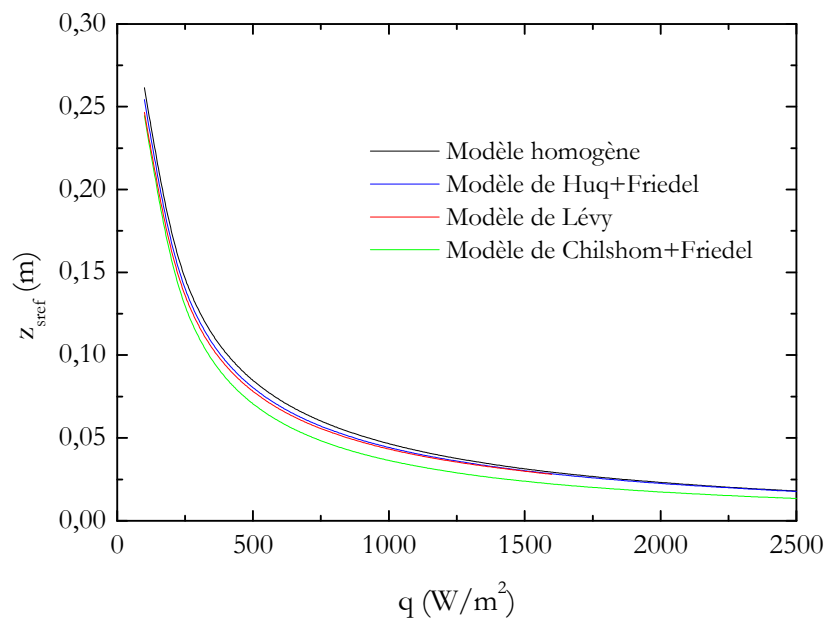


Figure IV.27. Variation de la longueur de sous-refroidissement z_{sref} avec le flux de chaleur q pour le tube $\text{Ø}14$.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé les résultats des mesures relatifs au comportement hydrodynamique de l'écoulement thermosiphon. Dans la gamme de flux de chaleur étudiée, elles révèlent que :

- la chute de pression le long de la partie chauffée de la section d'essai et du riser décroît lorsque le flux de chaleur croît. Cela est attribué, selon l'équation de conservation de la quantité de mouvement, à la prépondérance du terme de gravité qui diminue par la production de la vapeur,
- le débit massique total mesuré par le venturi augmente avec l'augmentation du flux de chaleur. Cette augmentation résulte de l'accroissement du taux de vide dans la section d'essai qui allège le poids de la colonne d'He le contenant par rapport au poids de la colonne d'He liquide pur du tube descendant,
- le débit massique vapeur sortant de la boucle varie d'une manière linéaire avec le flux de chaleur,
- le titre massique vapeur résultant des mesures du débit massique total et du débit massique vapeur, augmente constamment avec l'augmentation du flux de chaleur dû à l'augmentation du débit massique vapeur avec le flux de chaleur.

Enfin, un modèle numérique permettant de prédire les différentes grandeurs mesurables par l'expérience est présenté. Il montre que dans la gamme de flux de chaleur $0 \leq q \leq 2500 \text{ W/m}^2$ et de titre massique $0 \leq x \leq 30\%$, le modèle homogène est le modèle le mieux adapté pour la prédiction du comportement hydrodynamique de l'écoulement thermosiphon d'He I.

CHAPITRE V

MÉCANISMES DE TRANSFERT DE CHALEUR EN ÉCOULEMENT THERMOSIPHON DIPHASIQUE

MÉCANISMES DE TRANSFERT DE CHALEUR

EN

ÉCOULEMENT THERMOSIPHON DIPHASIQUE

I. Introduction

Le refroidissement par ébullition convective associe à la fois les avantages de la convection forcée par l'écoulement macroscopique de la masse liquide et ceux de l'ébullition nucléée pariétale qui produit un mouvement microscopique d'agitation du liquide près de la paroi. Ce mouvement améliore considérablement l'échange thermique et garantit un meilleur refroidissement. Néanmoins, il existe une limite supérieure au-delà de laquelle l'augmentation du taux de vide par ébullition peut avoir des conséquences néfastes sur le transfert de chaleur. En effet, l'augmentation du flux de chaleur accélère le processus de nucléation jusqu'à la formation d'un film de vapeur couvrant la paroi qui dégrade l'échange thermique. Dans le souci de ne pas favoriser l'occurrence d'un tel phénomène, les constructeurs d'aimants supraconducteurs évitent autant que possible d'avoir des écoulements avec des taux de vide élevés. Ceci les amène, lors de la conception des machines, à prévoir de grandes marges de sécurité. C'est pour cette raison que l'étude des différents régimes d'ébullition et de leur transition est importante pour le dimensionnement des systèmes de refroidissement des aimants supraconducteurs.

Le présent chapitre tente d'apporter des réponses aux différentes questions liées à l'aspect thermique de l'écoulement thermosiphon. Il présente en détails les résultats expérimentaux sur les échanges thermiques pariétaux mis en jeu. Nous y trouverons les mesures de températures pariétales et les résultats du programme de calcul de l'évolution de la température du fluide le long des sections d'essai. Ensuite, nous analyserons l'allure des courbes d'ébullition obtenus tant pour le tube Ø10 que pour le tube Ø14. Cette analyse permet l'identification des différentes régions d'échange thermique existantes. Enfin, nous nous intéresserons à étudier le phénomène de la crise d'ébullition pour aboutir à un modèle de prédiction de la densité de flux de chaleur critique.

II. Résultats et analyses

Avant d'aborder la présentation des résultats thermiques, il est nécessaire de détailler pour le lecteur la manière dont les sondes de température Ge sont réparties le long des tubes d'essai Ø10 et Ø14.

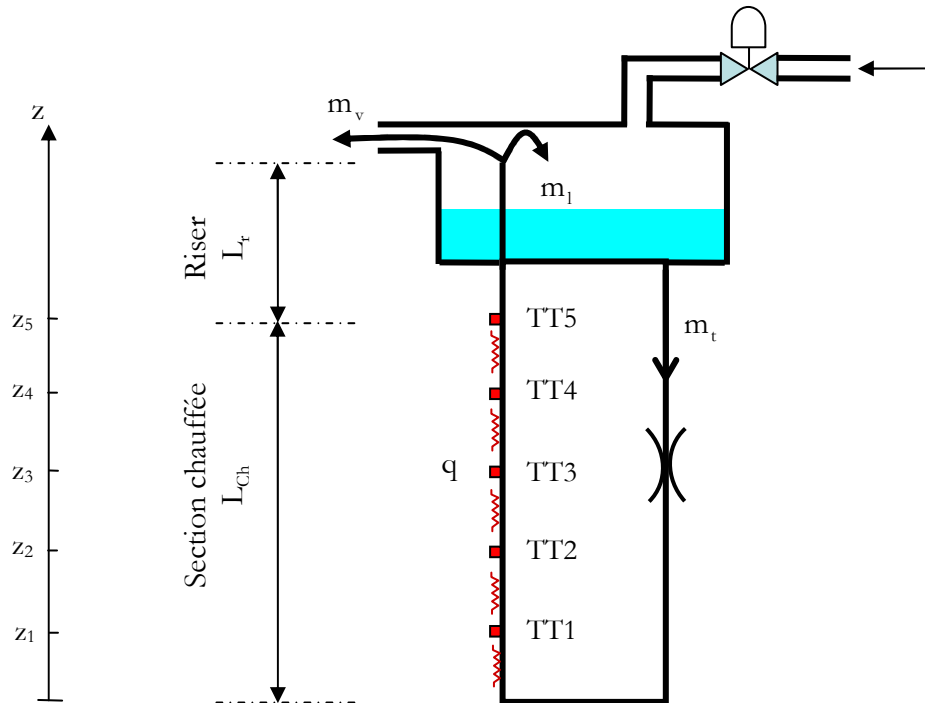


Figure V.1. Répartition des sondes de température le long du tube d'essai.

Comme l'illustre la figure V.1, cinq sondes de température ont été installées. Elles sont disposées le long de la partie chauffée des tubes à des distances quasiment égales. Le tableau suivant donne les altitudes correspondantes.

Tableau V.1. Différentes altitudes des sondes de température.

Altitude z (m)	Ø10	Ø14
z_1	0,07	0,07
z_2	0,3	0,3
z_3	0,53	0,6
z_4	0,76	0,9
z_5	0,9	1,2

II.1. Évolution temporelle des températures pariétales

Les figures V.2, V.3, V.4 et V.5 illustrent, pour différentes valeurs de densité de flux de chaleur q , la réponse temporelle des sondes Ge situées à l'entrée en $z=0,07$ m et $z=0,3$ m et à la sortie en $z=0,76$ m et $z=0,9$ m du tube d'essai Ø10. Pour ces mesures, nous avons appliqué une rampe de chauffage et mesuré l'évolution temporelle de la température des sondes distribuées le long de la partie chauffée de la section d'essai. La rampe de chauffage a été ajustée manuellement de manière à ce qu'on obtienne la valeur de la densité de flux de chaleur désirée.

Sur les figures V.2, V.3, V.4 et V.5, sont représentés quatre valeurs de flux de chaleur : 100, 500, 1000 et 1500 W/m^2 pour $z=0,07$ m et $z=0,53$ m. Quant à la sonde de température en $z=0,9$ m, seuls les flux de chaleur 100, 500 et 1000 W/m^2 ont été représentés. Notons qu'en $z=0,9$ m le flux de chaleur $q=1500$ W/m^2 a été omis car pour cette valeur, la crise d'ébullition s'amorce et le régime de transfert de chaleur n'est plus l'ébullition nucléée (voir paragraphe II.4 de ce chapitre).

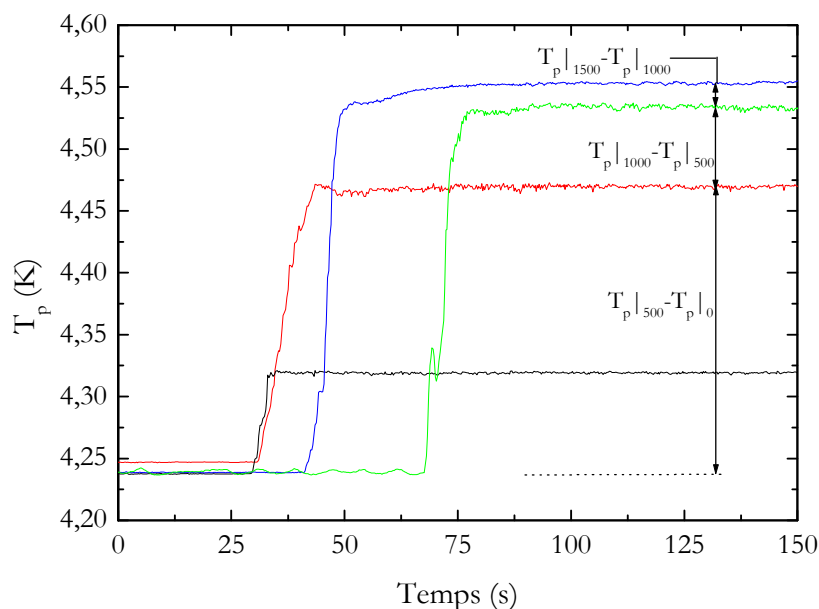


Figure V.2. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,07$ m pour différentes densités de flux de chaleur : – 100 W/m^2 , – 500 W/m^2 , – 1000 W/m^2 , – 1500 W/m^2 .

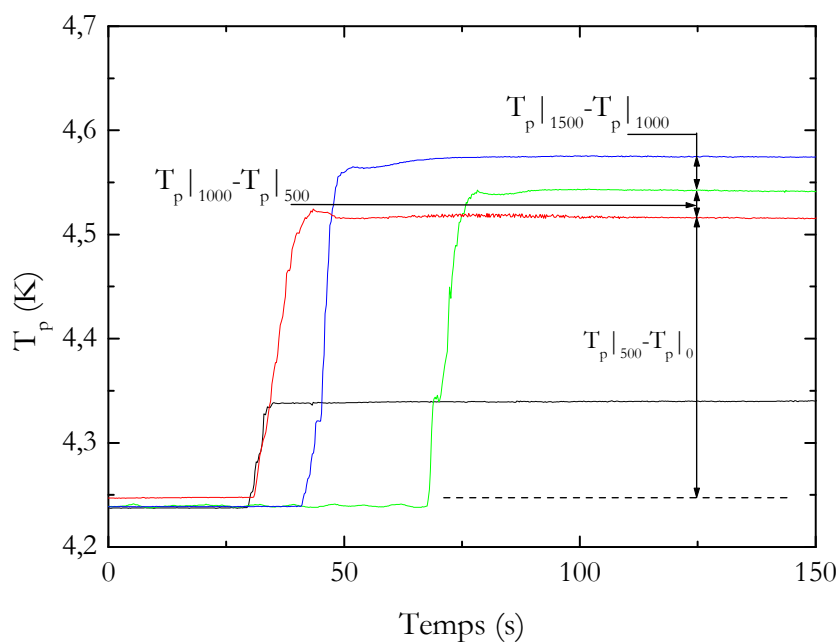


Figure V.3. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,3$ m pour différentes densités de flux de chaleur : – 100 W/m^2 , – 500 W/m^2 , – 1000 W/m^2 , – 1500 W/m^2 .

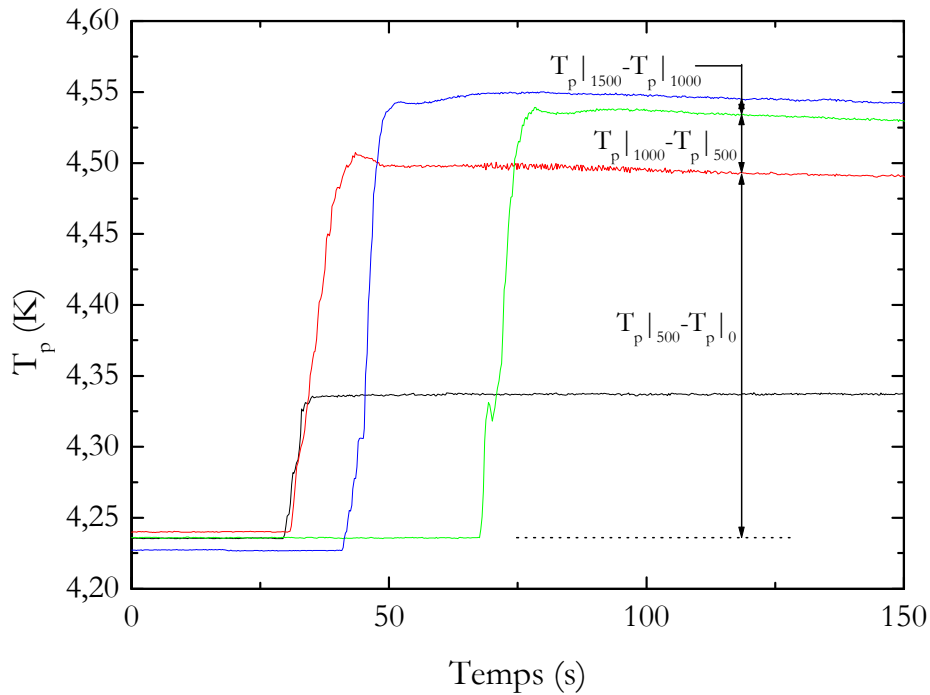


Figure V.4. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,76$ m pour différentes densités de flux de chaleur : $- 100 \text{ W/m}^2$, $- 500 \text{ W/m}^2$, $- 1000 \text{ W/m}^2$, $- 1500 \text{ W/m}^2$.

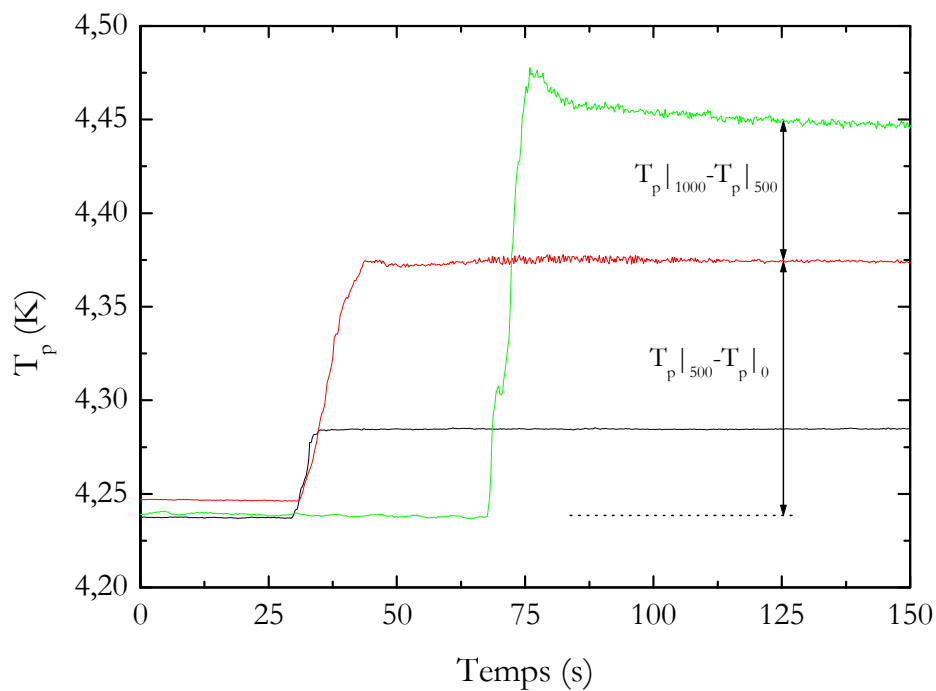


Figure V.5. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,9$ m pour différentes densités de flux de chaleur : $- 100 \text{ W/m}^2$, $- 500 \text{ W/m}^2$, $- 1000 \text{ W/m}^2$.

On remarque que les températures T_p augmentent avec l'augmentation du flux de chaleur q . En analysant l'accroissement de température $T_p|_{q+500} - T_p|_q$, on s'aperçoit qu'il diminue lorsque le flux de chaleur passe de 500, à 1000 et à 1500 W/m^2 . Comme il sera précisé dans les paragraphes

suivants, cette diminution est intrinsèquement liée à la contribution de l'ébullition nucléée au transfert de chaleur qui vient s'ajouter à l'effet de la convection forcée monophasique liquide. Elle s'intensifie au fur et à mesure que l'on augmente le flux de chaleur et la température de la paroi croît de sorte que $T_p|_{1500} - T_p|_{1000} < T_p|_{1000} - T_p|_{500} < T_p|_{500} - T_p|_0$.

Les figures V.6 et V.7 regroupent dans le même graphe, la valeur de la rampe de chauffage appliquée et la réponse temporelle de la sonde de température Ge qui en découle. Elles correspondent au cas de la sonde Ge située en $z=0,07$ m pour les densités de flux de chaleur $q=100$ W/m² et $q=500$ W/m². Nous n'avons représenté qu'une seule des cinq sondes de température du tube d'essai car les signaux correspondants affichent tous le même comportement.

Ces figures révèlent qu'au moment de l'application de la rampe de chauffage à t_0 , la sonde de température réagit instantanément. En effet, aucun retard flagrant dans la réponse de la sonde Ge n'est observé tant pour $q=100$ W/m² que pour $q=500$ W/m². Ceci est dû au temps de réponse élevé des sondes de température Ge utilisées qui est de l'ordre de 200 ms.

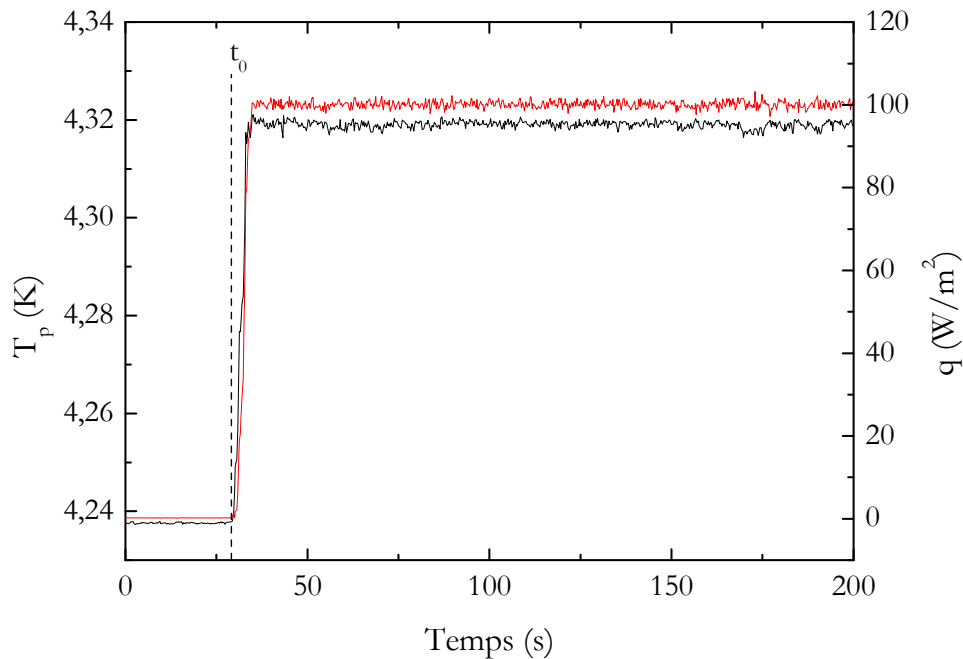


Figure V.6. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,07$ m pour $q=100$ W/m² : — température, — flux de chaleur.

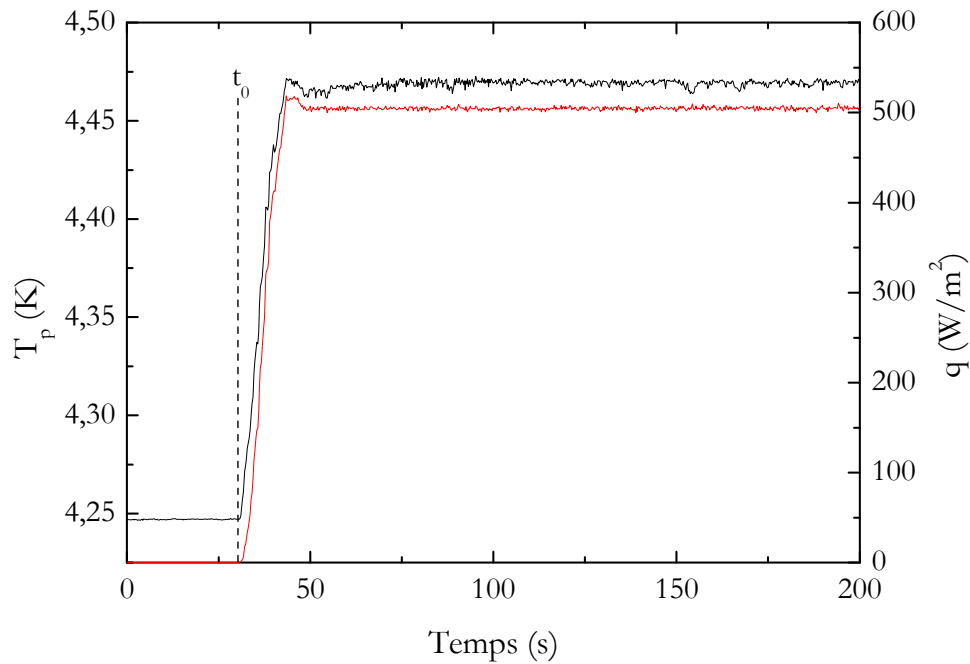


Figure V.7. Réponse temporelle de la sonde de température Ge située à $z=0,9$ m pour $q=500$ W/m^2 : – température, – flux de chaleur

II.2. Évolution longitudinale de la température de l'écoulement

Afin de déterminer la température de l'écoulement, il est nécessaire de connaître les grandeurs thermodynamiques de l'écoulement que sont le sous-refroidissement ΔT_{sref} et la longueur de sous-refroidissement z_{sref} en fonction du flux de chaleur.

Les tableaux V.2 et V.3 regroupent quelques valeurs du débit massique total m_t , de la pression dans le séparateur de phases p_{res} , de la longueur de sous refroidissement z_{sref} et du sous-refroidissement ΔT_{sref} en fonction de la densité du flux de chaleur appliquée q pour les tubes d'essai $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$. Les valeurs de z_{sref} et ΔT_{sref} ont été calculées par un programme FORTRAN utilisant les mesures expérimentales de q , m_t et p_{res} et faisant appel au code HEPAK comme sous routine [Cryodata 1999]. Son organigramme est schématisé sur la figure V.8.

D'après les tableaux V.2 et V.3, le sous-refroidissement ΔT_{sref} augmente avec le flux de chaleur q variant entre 16 et 18 mK pour la section d'essai $\varnothing 10$ et entre 15 mK et 17 mK pour la section d'essai $\varnothing 14$. On note aussi qu'il faut une longueur de chauffage allant de 0,014 à 0,184 m pour le tube $\varnothing 10$ et de 0,214 à 0,017 m pour le tube $\varnothing 14$ pour que le liquide atteigne la température de saturation T_{sat} .

Tableau V.2. Valeurs typiques de la longueur de sous-refroidissement z_{sref} et du degré de sous-refroidissement ΔT_{sref} pour le tube Ø10.

Flux de chaleur q (W/m ²)	Débit massique total m_t (kg/s)	Pression (Pa)	Longueur de sous- refroidissement z_{sref} (m)	Sous- refroidissement ΔT_{sref} (K)
100,2	0,0065	98946	0,184	0,016
201,5	0,0080	99060	0,116	0,017
301,2	0,0089	99180	0,086	0,017
401,4	0,0093	99298	0,066	0,017
501,9	0,0095	99462	0,053	0,018
604,2	0,0097	99629	0,044	0,018
601,8	0,0097	99629	0,043	0,018
706,0	0,0098	99801	0,035	0,018
804,9	0,0100	99964	0,029	0,018
910,0	0,0100	100140	0,024	0,018
1004,4	0,0099	100307	0,020	0,018
1275,3	0,0102	100804	0,014	0,018
1498,2	0,0101	101365	0,015	0,018
1605,5	0,0102	101661	0,016	0,018

Tableau V.3. Valeurs typiques de la longueur de sous-refroidissement z_{sref} et du degré de sous-refroidissement ΔT_{sref} pour le tube Ø14.

Flux de chaleur q (W/m ²)	Débit massique total m_t (kg/s)	Pression (Pa)	Longueur de sous- refroidissement z_{sref} (m)	Sous- refroidissement ΔT_{sref} (K)
100,6	0,011	100067	0,217	0,015
202,3	0,013	100253	0,142	0,016
303,3	0,015	100435	0,109	0,017
400,1	0,017	100632	0,088	0,017
502,9	0,017	100884	0,073	0,017
596,5	0,018	101216	0,063	0,017
704,0	0,019	101436	0,053	0,017
806,1	0,019	101723	0,046	0,017
901,8	0,019	102026	0,040	0,017
1002,1	0,019	102353	0,035	0,017
1203,6	0,020	103083	0,026	0,017
1303,4	0,020	103517	0,022	0,017
1404,2	0,020	103927	0,019	0,017
1499,1	0,020	104232	0,016	0,017
1602,8	0,020	104684	0,017	0,017

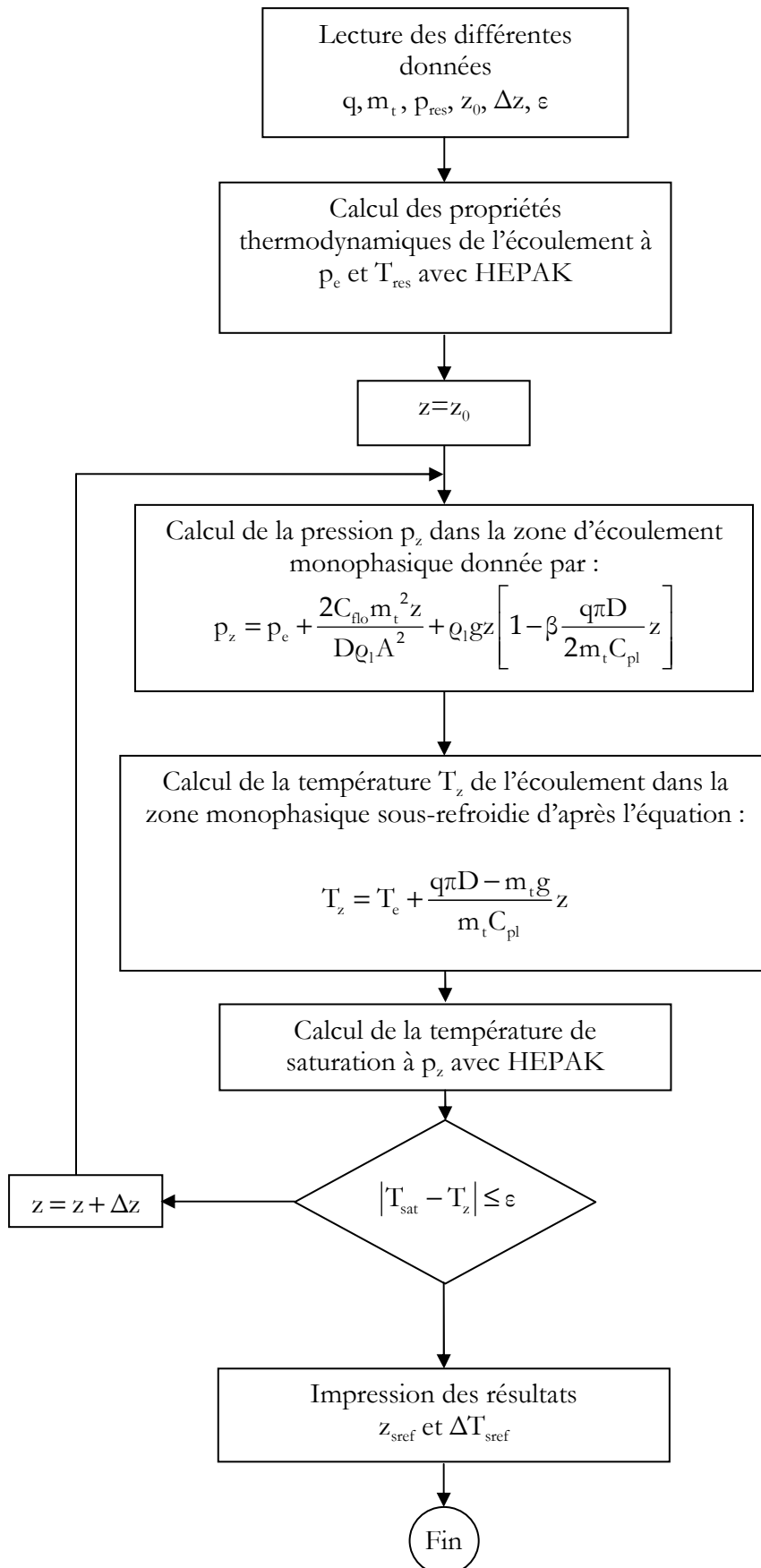


Figure V.8. Organigramme du programme du calcul de la longueur de sous-refroidissement.

On représente sur les figures V.9 et V.10 l'évolution de la température de l'écoulement T_f avec l'altitude z pour différentes densités de flux de chaleur q pour les tubes $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$. Pour les deux tubes d'essai, on remarque qu'à un flux de chaleur donné, la température du fluide augmente jusqu'à la température de saturation puis elle subit une décroissance due à la perte de charge principalement d'origine gravitationnelle dans la section d'essai.

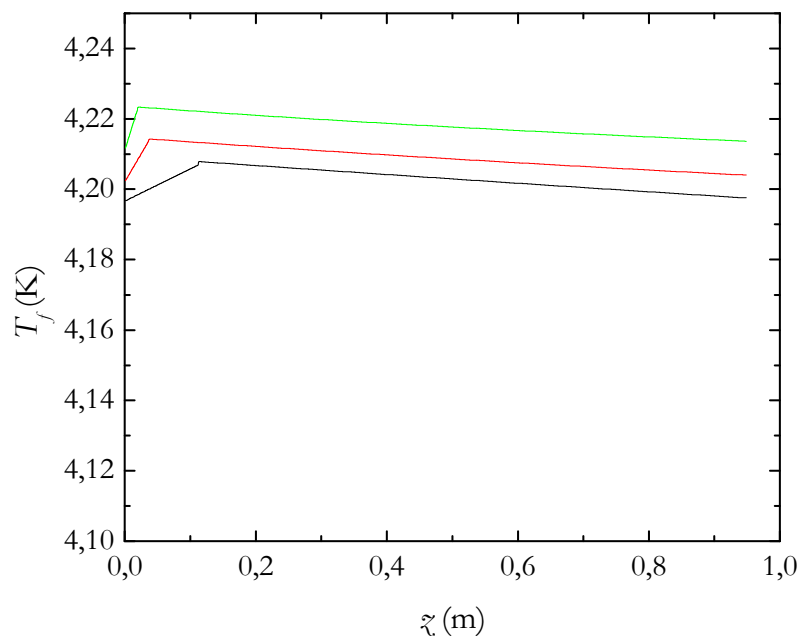


Figure V.9. Évolution de la température du fluide en fonction de l'altitude z en tube $\varnothing 10$ pour — 100 W/m^2 , — 500 W/m^2 , — 1000 W/m^2 .

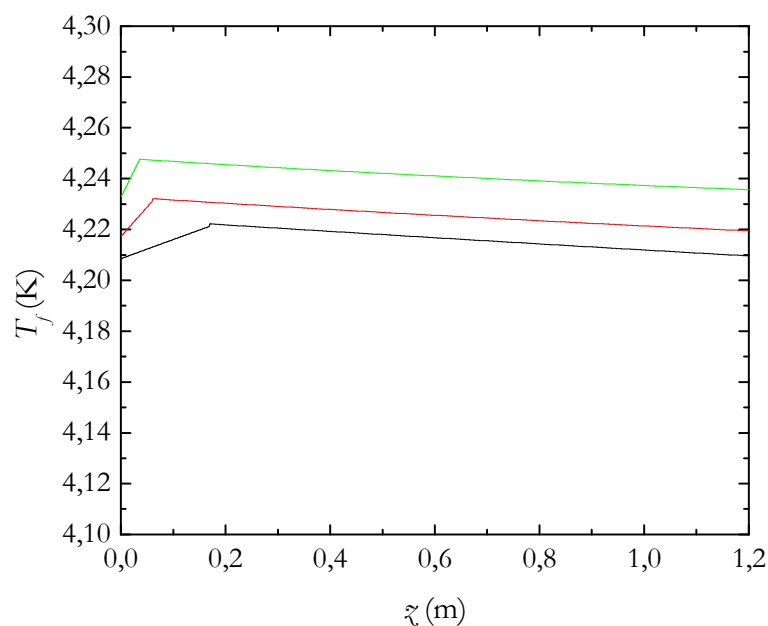


Figure V.10. Évolution de la température calculée du fluide en fonction de l'altitude z en tube $\varnothing 14$ pour — 100 W/m^2 , — 500 W/m^2 , — 1000 W/m^2 .

II.3. Transfert de chaleur dans la région d'ébullition nucléée

Une courbe d'ébullition est une représentation bidimensionnelle mettant en exergue l'évolution du flux de chaleur q en fonction de la surchauffe ΔT_p , i.e. la différence entre la température de la paroi interne T_p que l'on mesure et la température du fluide T_f en contact obtenue par calcul [Tong 1997]. Elle permet de déterminer les différentes régions d'échange thermique ainsi que les mécanismes physiques responsables. Dans ce paragraphe, nous présentons les diverses courbes d'ébullition obtenues lors de nos expériences pour les deux tubes d'essai $\varnothing 10$ et $\varnothing 14$.

II.3.1. Phénoménologie

Lorsque l'on chauffe un écoulement liquide initialement sous-refroidi, sa température augmente jusqu'à la température de saturation avec le flux de chaleur q et l'échange thermique se fait principalement par convection forcée monophasique (figure V.11(a)). En augmentant q , la température de la paroi T_p augmente jusqu'à atteindre une certaine valeur notée T_{DEN} supérieure à T_{sat} suffisante pour qu'un germe puisse se développer et former une bulle se détachant de la paroi. L'échange se fait à la fois par convection forcée et par ébullition nucléée ; on parle de l'ébullition nucléée partielle (figure V.11(b)). Dans cette région tous les sites de nucléation présents en paroi ne sont pas encore activés. L'échange thermique au voisinage de la paroi est gouverné par l'effet simultané de la convection forcée et de l'ébullition nucléée. Au fur et à mesure que l'on augmente q , le nombre de sites de nucléation actifs croît. La surface chauffée finit par être recouverte de bulles. Le transfert de chaleur en paroi est régi par le mécanisme d'ébullition nucléée seul ; on se retrouve dans la région d'ébullition nucléée complètement développée (figure V.11(c)). On peut donc observer sur les courbes d'ébullition une variation du coefficient d'échange thermique qui traduit le passage d'une région d'échange thermique à une autre.

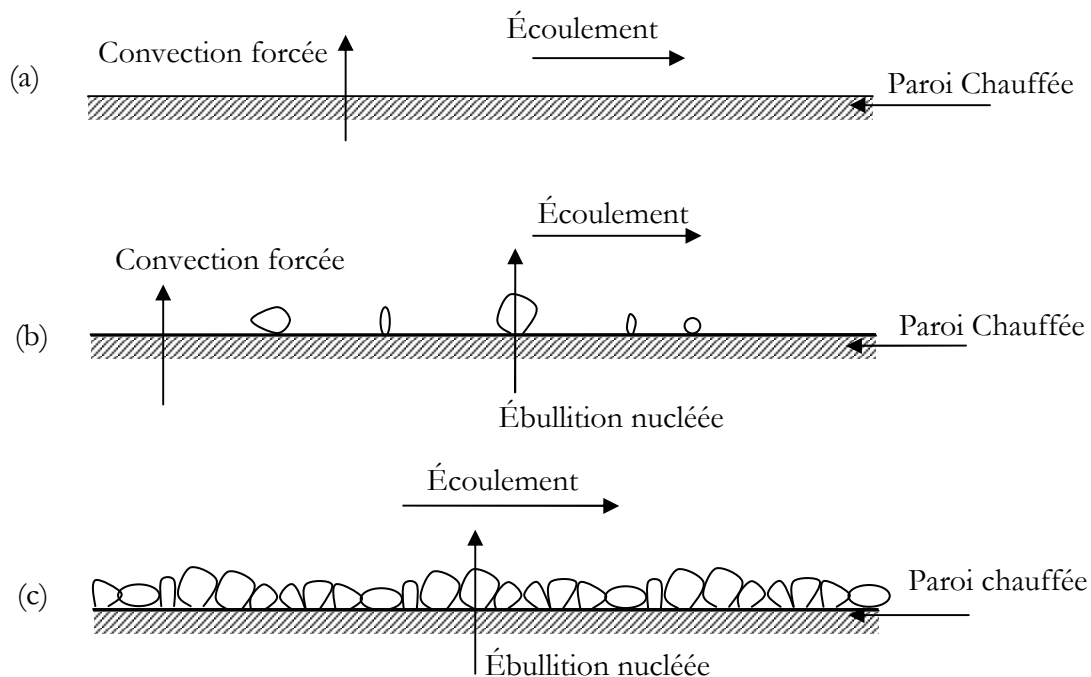


Figure V.11. Mécanismes d'échange thermique en ébullition convective : (a) Convection forcée monophasique (b) Ébullition nucléée partielle (c) Ébullition nucléée totalement développée.

II.3.2. Courbes d'ébullition

Les figures V.12, V.13, V.14 et V.15 illustrent les courbes d'ébullition en coordonnées semi-logarithmiques obtenues tant à l'entrée qu'à la sortie des tubes d'essai Ø10 et Ø14. Les différents points correspondent à des sessions expérimentales différentes et montrent la bonne reproductibilité de nos mesures. Sur ces figures, les incertitudes de mesure sont représentées par la taille du symbole utilisé, ce qui montre la bonne précision des mesures réalisées par le dispositif expérimental.

Ces courbes révèlent bien l'existence de trois régions d'échange thermique, mises en évidence par la variation de la pente $\frac{dq}{d(\Delta T_p)}$ [Benkheira 2005]:

- Une région d'échange thermique monophasique liquide (CFL),
- Une région d'échange thermique par ébullition nucléée partielle (ENP),
- Une région d'échange thermique par ébullition nucléée totalement développée (ENT).

La région CFL est traduite par une évolution linéaire de la courbe $q=f(\Delta T_p)$. Cette région se distingue clairement à l'entrée par rapport à la sortie des tubes d'essai. Ceci découle de l'effet de sous-refroidissement que présente l'écoulement à l'entrée des tubes d'essai alors qu'à la sortie, l'écoulement est saturé, ce qui favorise le passage au régime d'ébullition nucléée. On remarque aussi qu'en tube Ø14, la région CFL est plus étendue qu'en tube Ø10, comme en témoigne les courbes V.12.(a) et V.14.(a). Cette différence est attribuée à l'effet du débit massique qui est plus grand pour le tube Ø14 (voir tableaux V.2 et V.3). Par conséquent, l'échange thermique par convection forcée est plus élevé, ce qui retarde l'apparition de l'ébullition nucléée et allonge la région CFL.

Sur les courbes d'ébullition, la région ENP se manifeste par un «coude» sur la courbe $q=f(\Delta T_p)$. Pour le tube Ø10, elle se situe entre 300 W/m² et 800 W/m² à l'entrée et entre 100 W/m² et 600 W/m² à la sortie. Pour le tube Ø14, elle s'étend de 400 W/m² à 800 W/m² à l'entrée et entre 200 W/m² et 800 W/m² à la sortie. On constate que cette zone est plus étendue à l'entrée qu'à la sortie du tube d'essai où le passage de la zone de convection forcée à la zone d'ébullition nucléée complètement développée est rapide. Cela est lié à l'effet de sous-refroidissement à l'entrée des tubes d'essai qui augmente la région d'influence de la convection forcée monophasique.

La région ENT est caractérisée par une pente très raide, ce qui signifie que le transfert de chaleur est important. Pour cette région, on remarque, tant pour le tube Ø10 que pour le tube Ø14, que la surchauffe pariétale ΔT_p diminue de l'entrée à la sortie de ces derniers. Elle passe de 0,3 K à l'entrée à 0,2 K à la sortie. Cette diminution provient du fait que le titre massique produit par ébullition nucléée est plus grand à la sortie qu'à l'entrée de la section d'essai. En effet, la présence de la vapeur améliore l'agitation de l'écoulement près de la paroi et par conséquent augmente le transfert de chaleur.

Dans ce qui suit, nous analyserons chaque région d'échange thermique séparément.

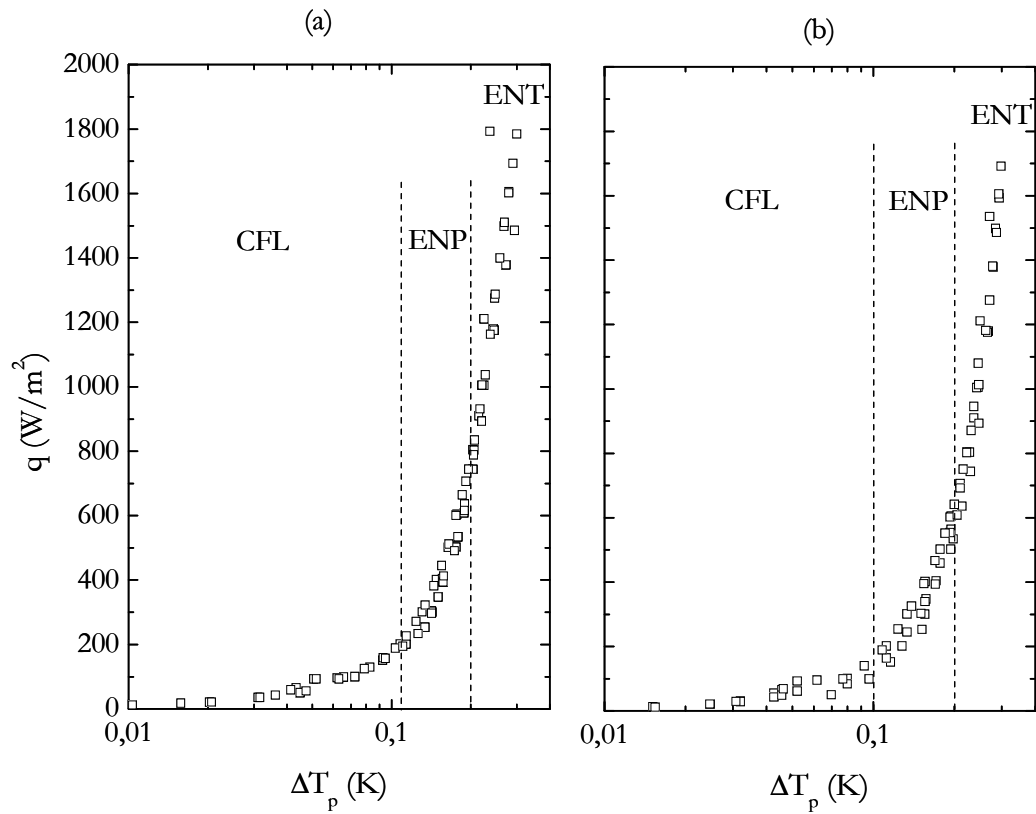


Figure V.12. Courbes d'ébullition en coordonnées semi-logarithmiques près de l'entrée du tube d'essai $\varnothing 10$: (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m.

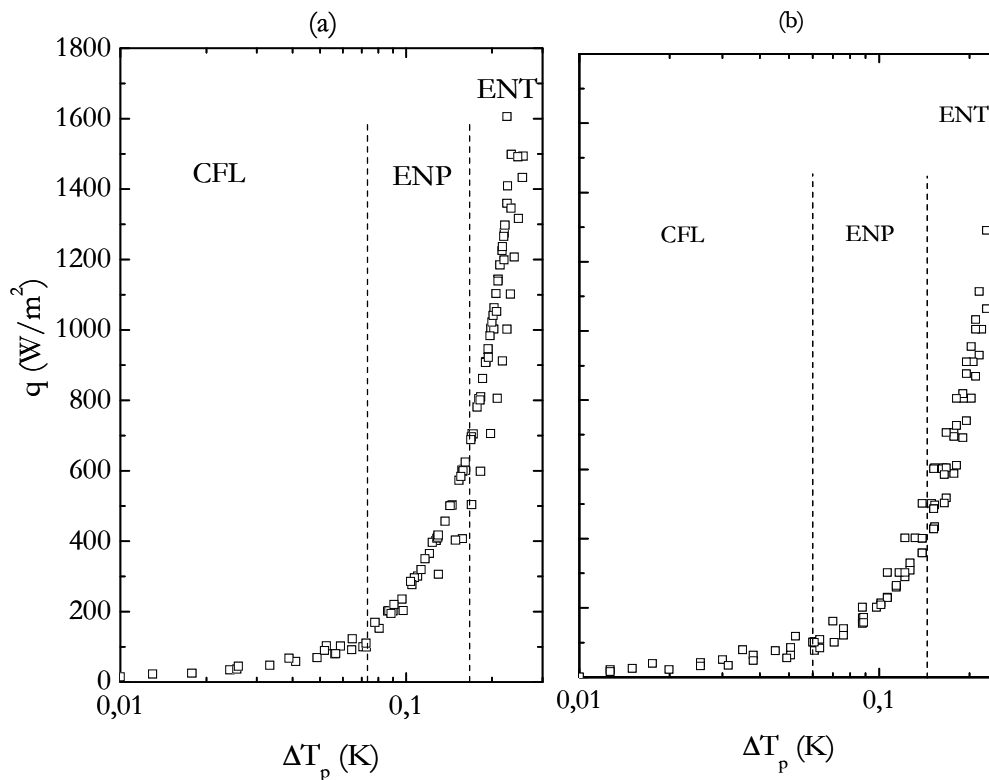


Figure V.13. Courbes d'ébullition près de la sortie du tube d'essai $\varnothing 10$: (a) $z=0,76$ m, (b) $z=0,9$ m.

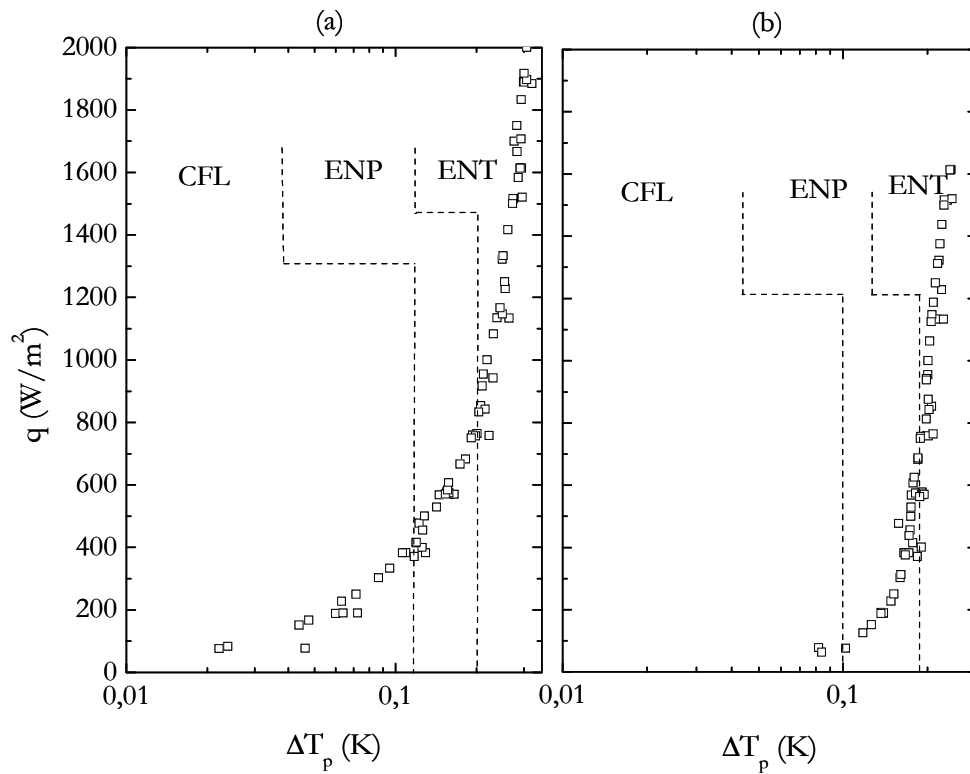


Figure V.14. Courbes d'ébullition près de l'entrée du tube d'essai $\varnothing 14$: (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m.

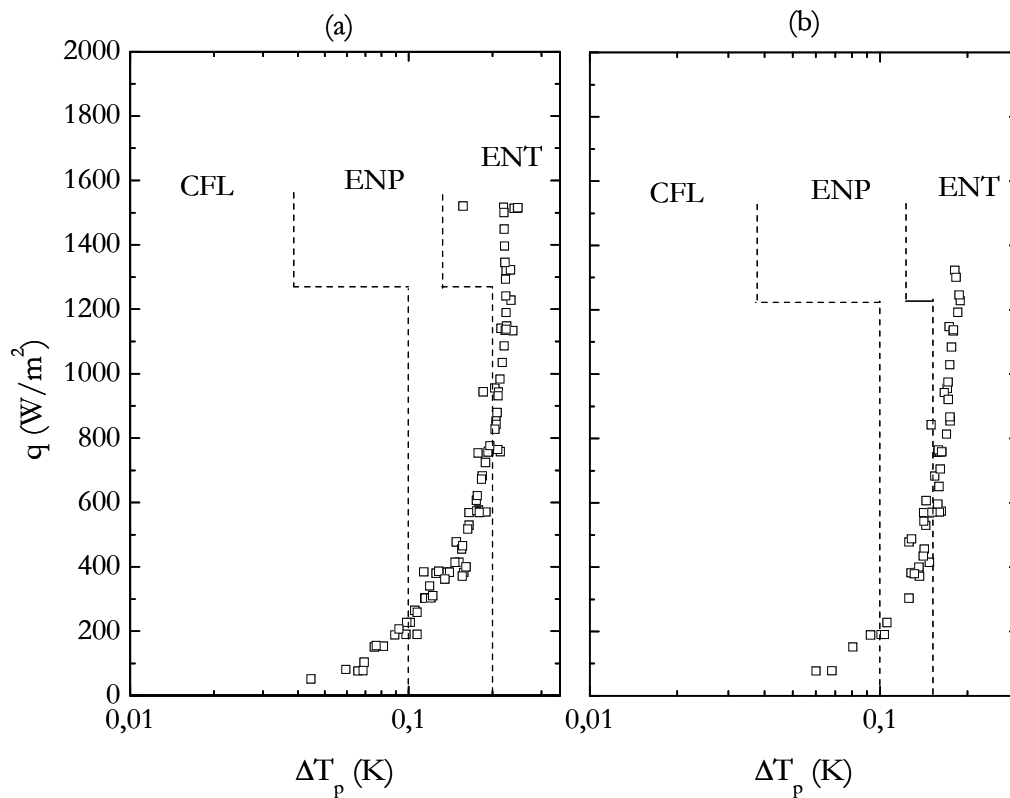


Figure V.15. Courbes d'ébullition près de la sortie du tube d'essai $\varnothing 14$: (a) $z=0,9$ m, (b) $z=1,2$ m.

II.3.2.1. Région d'échange thermique par convection forcée monophasique

Dans la zone de faibles flux de chaleur, la convection forcée en phase liquide est le mécanisme de transfert de chaleur prépondérant. La chaleur est donc évacuée par l'écoulement macroscopique de la masse liquide dans le tube d'essai et le coefficient d'échange thermique s'évalue par les lois de transfert de chaleur établies en convection monophasique. Par conséquent, on a :

$$q_{CV} = h_{CV} \Delta T_p \quad (V.1)$$

avec h_{CV} le coefficient de transfert de chaleur monophasique liquide calculé par la corrélation de Taine et Petit [Taine 1989], donné par :

$$h_{CV} = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,33} \left(\frac{\lambda_l}{D} \right) \left(1 + 6 \frac{D}{z} \right) \quad (V.2)$$

L'utilisation de cette équation est justifiée du fait que l'écoulement dans le tube d'essai est thermiquement et hydrodynamiquement non-établi. Ceci étant dû principalement au fait que les couches limites thermiques et hydrodynamiques sont en développement. L'équation (V.1) est représentée sur la figure V.16 en bleu. On voit bien qu'elle prédit d'une manière très satisfaisante nos points de mesure jusqu'à 300 W/m^2 en $z = 0,07 \text{ m}$ et jusqu'à 100 W/m^2 en $z = 0,3 \text{ m}$. La longueur de sous-refroidissement z_{sref} en tube $\text{Ø}10$, comme le montre le tableau V.2, vaut $0,07 \text{ m}$ pour $q = 300 \text{ W/m}^2$ environ. Cela veut dire qu'à cette altitude l'ébullition nucléée se produit. Ce résultat correspond bien au changement de pente qu'indique la courbe d'ébullition en $z = 0,07 \text{ m}$. Cependant à la sortie du tube d'essai (figure V.17), l'équation (V.1) sous-estime nos résultats expérimentaux. Ceci résulte certainement de l'effet de l'ébullition nucléée qui apparaît d'abord à la sortie de la section d'essai et qui est déjà présent pour ces densités de flux de chaleur.

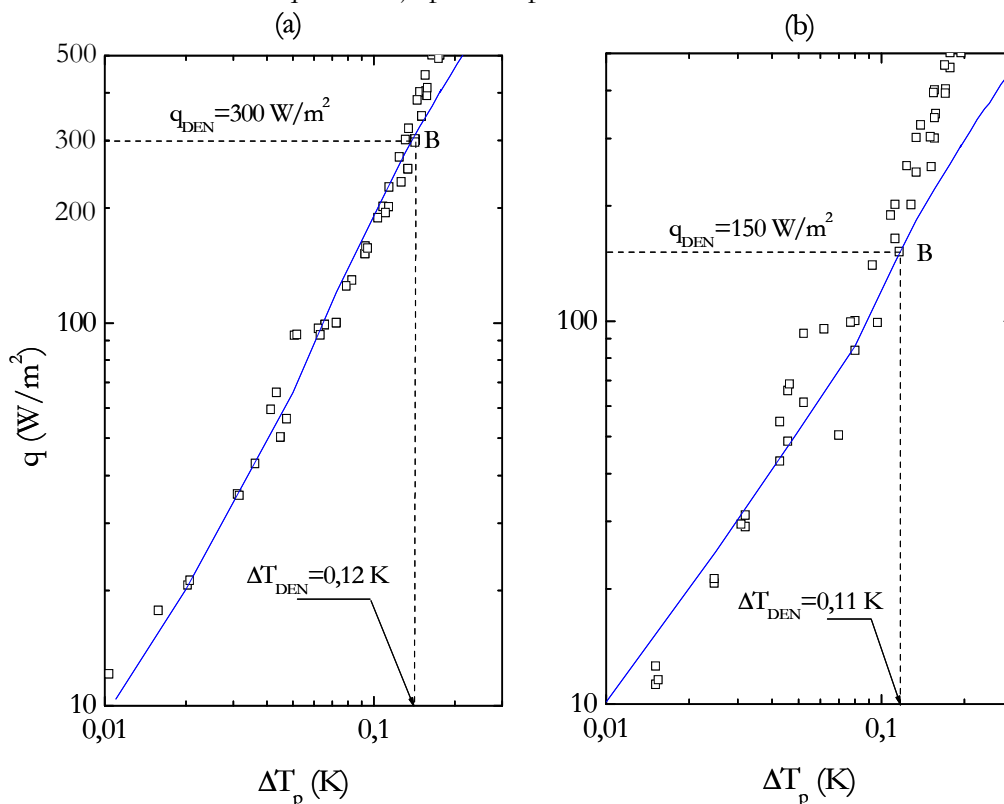


Figure V.16. Prédiction de la région d'échange thermique par convection forcée monophasique près de l'entrée du tube d'essai $\text{Ø}10$ avec l'équation (V.1) : (a) $z=0,07 \text{ m}$, (b) $z=0,3 \text{ m}$.

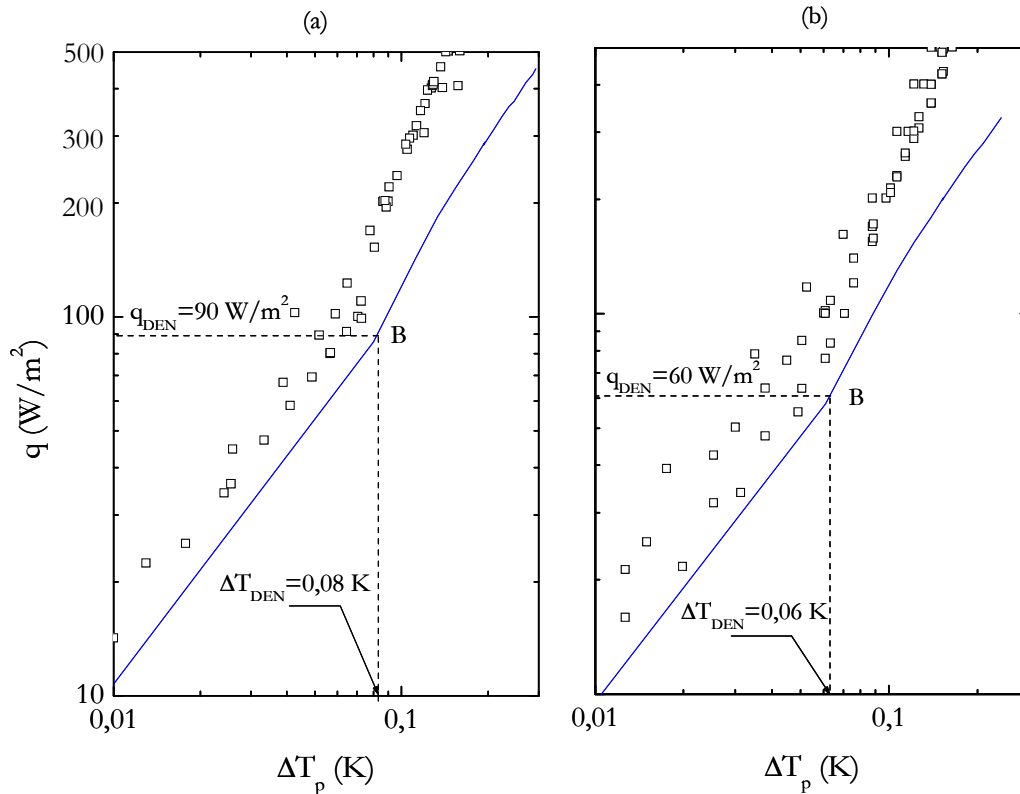


Figure V.17. Prédiction de la région d'échange thermique par convection forcée monophasique près de la sortie du tube d'essai Ø10 avec l'équation (V.1) : (a) $z=0,76$ m, (b) $z=0,9$ m.

II.3.2.2. Déclenchement de l'ébullition nucléée

Le point de démarrage de l'ébullition nucléée (DEN) est déterminé par le point B, représenté sur les figures V.16 et V.17, où les points de mesure commencent à s'éloigner de l'équation (V.1). A ce point, la première bulle d'hélium apparaît pour une surchauffe pariétale ΔT_{DEN} de l'ordre de 0,1 K à l'entrée du tube d'essai et de l'ordre de 0,06 K à sa sortie. Ces valeurs sont très supérieures à celles proposées par la corrélation de Davis & Anderson (Voir paragraphe II.2.1.1 du chapitre II). Cette théorie ne tient pas compte de l'état de la surface chauffée qui joue un rôle primordial dans la nucléation puisqu'elle impose la taille des sites de nucléation. Expérimentalement, on mesure des bulles d'environ 0,2 mm de diamètre, taille beaucoup plus importante que le diamètre minimum prévu par la théorie [Augyround 1996]. Donc, il faut chauffer plus fortement la paroi pour pouvoir former des bulles à la paroi. De plus, cette corrélation ignore l'effet de la convection forcée sur l'initialisation de l'ébullition nucléée (figure V.18) : plus le débit massique de l'écoulement est élevée, c'est-à-dire plus l'effet convectif est important, plus la nucléation est retardée. En effet, plus le débit massique est fort, plus la couche limite est mince. Par conséquent, l'écart de température linéaire dans la couche liquide surchauffée est plus faible et la surchauffe nécessaire à la nucléation n'est pas atteinte. Cet effet, outre celui de sous refroidissement, explique l'apparition des bulles d'abord à la sortie du tube d'essai. En écoulement thermosiphon, le débit massique m_t dépend de la densité du flux de chaleur appliquée : il augmente avec l'augmentation de q . Par conséquent, pour de faibles flux de chaleur, le débit massique est faible ce qui favorise l'apparition de l'ébullition nucléée à la sortie du tube d'essai où l'écoulement est saturé. En augmentant q , la température de l'écoulement T_f et le débit massique m_t augmentent jusqu'à ce que l'écoulement devienne saturé et le taux

d'augmentation de m_t diminue par rapport au pas d'accroissement de q qui est généralement constant. On note d'après le tableau V.2, qu'à partir de $q=300 \text{ W/m}^2$, l'effet d'accroissement du flux de chaleur l'emporte sur l'effet d'accroissement de m_t ainsi, $T_f = T_{\text{sat}}$ et l'ébullition nucléée s'amorce à l'entrée du tube d'essai.

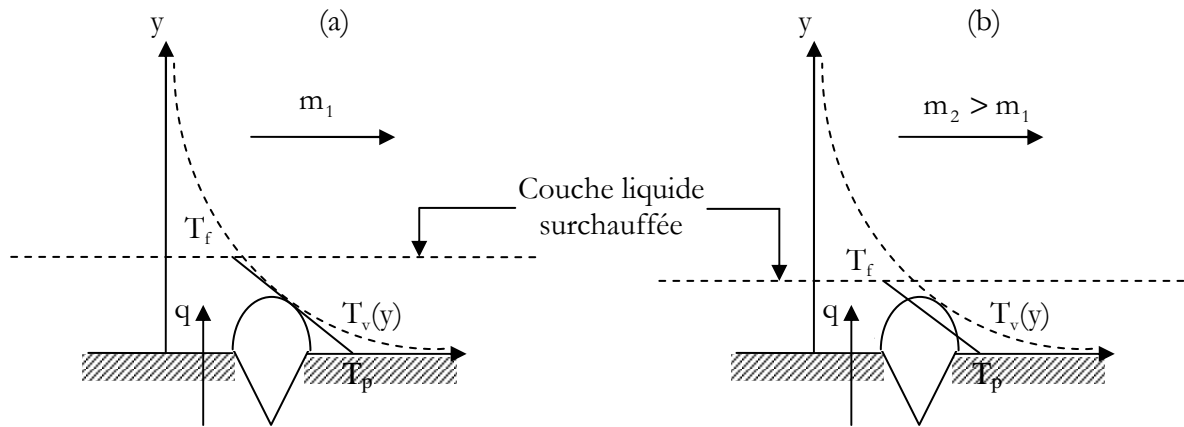


Figure V.18. Influence du débit massique sur l'apparition de l'ébullition nucléée.

II.3.2.3. Région d'échange thermique par ébullition nucléée totalement développée

Dans cette zone, le flux de chaleur q augmente rapidement avec ΔT_p et le coefficient d'échange thermique atteint $7000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ à une densité de flux de chaleur d'environ 2000 W/m^2 . Cette forte augmentation résulte de l'intensification du transfert de chaleur par ébullition nucléée pour laquelle tous les sites de nucléation qui peuvent être activés le sont. L'échange thermique est gouverné par la prédominance de l'ébullition nucléée et la composante de transfert de chaleur convectif devient négligeable. La relation entre le flux de chaleur q et la surchauffe en paroi ΔT_p dans la zone d'ébullition nucléée totalement développée s'exprime généralement par la loi suivante [Collier 1994] :

$$q = \Psi \cdot (T_p - T_{\text{sat}})^m \quad (\text{V.3})$$

où :

- Ψ est un paramètre dépendant de la pression, de l'angle de mouillabilité et des caractéristiques de la surface d'échange notamment la rugosité,
- m est un exposant généralement compris entre 2 et 4.

Notons que cette loi est similaire dans sa forme aux lois de transfert de chaleur développées en ébullition stagnante. Les corrélations de Rohsenow [Rohsenow 1952] et de Kutateladze [Kutateladze 1961] comptent parmi les plus utilisées. Le tableau V.4 donne l'expression de Ψ et la valeur de l'exposant m correspondantes.

Tableau V.4. Corrélations de Rohsenow et de Kutateladze.

Corrélation	Ψ	m
Rohsenow	$\frac{\mu_1 C_{pl}^3}{Pr^{5,1} C_{sf}^3 L_v^2 \left(\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_v)} \right)^{1/2}}$	3
Kutateladze	$1,9 \times 10^{-9} \left[g \left(\frac{\rho_l}{\mu_1} \right)^2 X^3 \right]^{0,3125} \left(\frac{pX}{\sigma} \right)^{1,75} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,5} \times \left(\frac{C_{pl}}{L_v} \right)^{1,5}$	2,5

où :

- C_{sf} , dans la corrélation de Rohsenow, est un coefficient qui dépend de la combinaison surface-fluide. Il est compris entre 0,012 et 0,013,
- X , dans la corrélation de Kutateladze, est le groupement $\left(\frac{\sigma}{g\rho_l} \right)^{0,5}$. Pour l'hélium I saturé à la pression atmosphérique, le coefficient Ψ vaut $58000 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^{2,5}$.

En ébullition convective, la littérature reporte diverses corrélations pour l'estimation du coefficient de transfert de chaleur. Parmi elles, on distingue la corrélation établie par Steiner [Steiner 1986]. Elle est déduite d'un lissage de nombreux résultats expérimentaux y compris ceux des fluides cryogéniques donnés par différents auteurs : Johannes et Mollard [Johannes 1972], Ogata et Sato [Ogata 1974], Keilin et al. [Keilin 1975], etc. Steiner constate que le coefficient d'échange thermique en écoulement diphasique vertical dépend de la rugosité de la paroi ϵ et de la pression saturante du fluide, p . Il note aussi qu'il ne varie pratiquement pas lorsque la vitesse augmente. Il est donc indépendant de x et de G . L'expression de cette corrélation est donnée dans l'annexe B.

Sur les figures V.19 et V.20, on représente pour le tube d'essai $\varnothing 10$, les résultats de la prédiction de la zone d'ébullition nucléée totalement développée par ces différentes corrélations. Nous avons tracé aussi un lissage de l'ensemble de nos points expérimentaux dans cette zone réalisé selon l'équation (V.3). Le meilleur lissage est obtenu avec $m=3$ et $\Psi=82000 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^3$ et apparaît en ligne rouge sur les figures. De plus, un lissage selon la corrélation de Rohsenow a permis de déterminer la valeur appropriée du coefficient C_{sf} qui caractérise la combinaison He I – cuivre. Sa valeur moyenne est de 0,04. Notons que l'auteur préconise la valeur 0,013 pour ce coefficient. La corrélation de Rohsenow a été testée pour cette valeur mais le résultat obtenu montre qu'elle surestime de plusieurs ordres de grandeurs nos points expérimentaux. Ce résultat est attendu du fait que cette corrélation est établie sur la base des données expérimentales de l'ébullition nucléée en bain pour des fluides classiques (eau, fluides organiques,...). Elle n'est pas représentée sur les figures V.19 et V.20. On remarque que la corrélation de Kutateladze, contrairement à celle de Rohsenow, est en bon accord avec nos points expérimentaux surtout à la sortie du tube d'essai. Ce résultat est surprenant d'autant que cette corrélation est développée pour l'ébullition nucléée en bain et ne tient pas compte de données expérimentales concernant les fluides cryogéniques. Néanmoins, les travaux de Schmidt [Schmidt 1981] sur l'ébullition nucléée en bain en He I, ont montré que la corrélation de Kutateladze prédit bien ses résultats expérimentaux. La corrélation de Steiner prédit moyennement la zone d'ébullition nucléée totalement développée avec un écart moyen de 20%. Le lissage établi suivant l'équation (V.3) reproduit assez bien nos mesures dans la zone d'ébullition nucléée totalement développée à l'entrée du tube d'essai avec une erreur maximale de 10%.

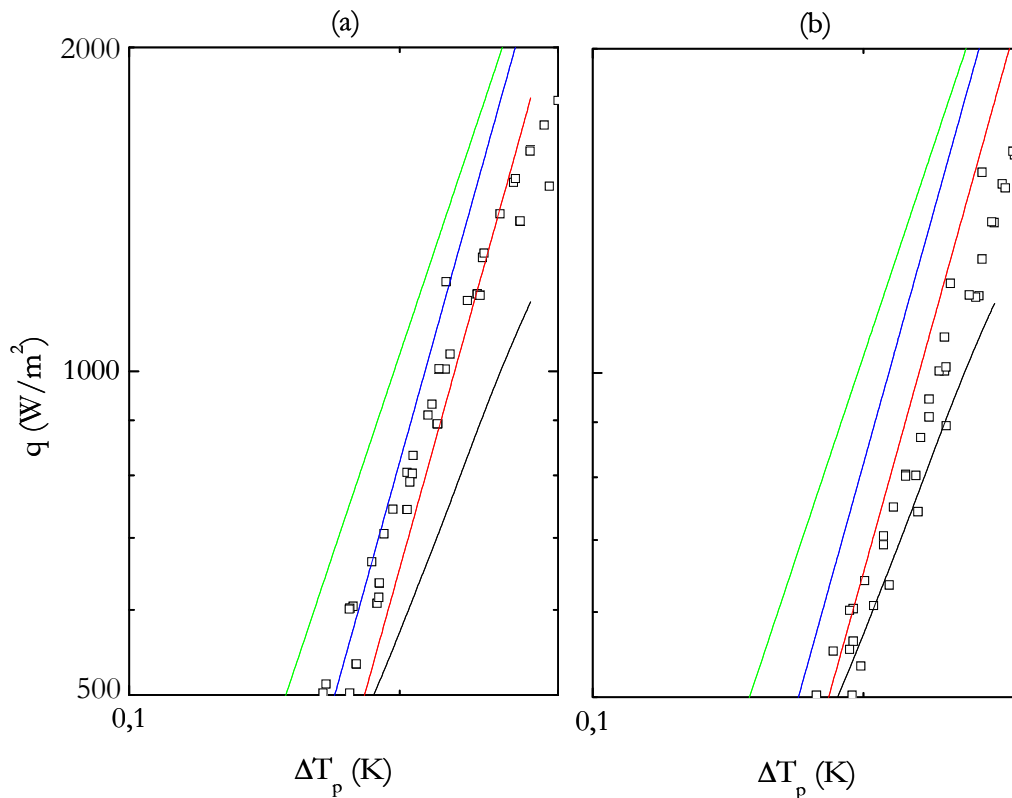


Figure V.19. Prédiction de la zone ENT près de l'entrée du tube d'essai Ø10 (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m par : — corrélation de Steiner — Corrélation de Kutatelidze — Lissage selon l'équation (V.3) et — corrélation de Rohsenow avec $C_{sf}=0,04$.

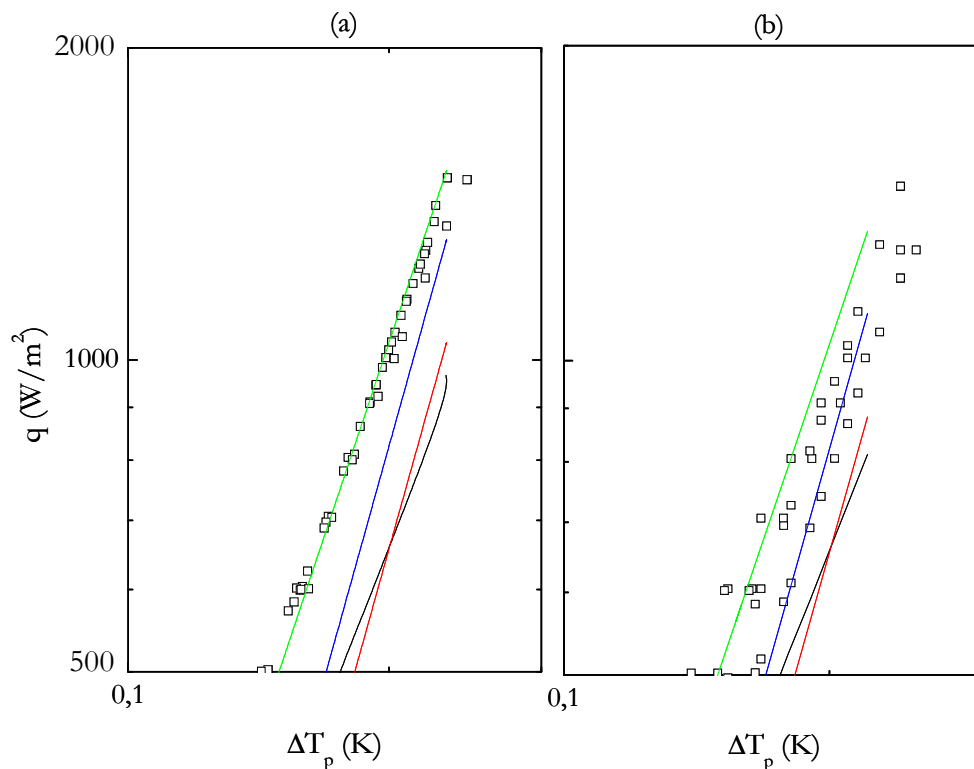


Figure V.20. Prédiction de la zone ENT près de la sortie du tube d'essai Ø10 (a) $z=0,76$ m, (b) $z=0,9$ m par : — corrélation de Steiner — Corrélation de Kutatelidze — Lissage selon l'équation (V.3) et — corrélation de Rohsenow avec $C_{sf}=0,04$.

II.3.2.4. Région d'échange thermique par ébullition nucléée partielle

Dans cette zone, le coefficient d'échange thermique continue à augmenter avec l'augmentation du flux de chaleur. Cette augmentation résulte de l'effet de l'ébullition nucléée qui s'accroît au fur et à mesure que le flux de chaleur croît. Cet effet améliore le mouvement de turbulence liquide à proximité de la paroi et augmente la quantité de chaleur échangée. Le transfert de chaleur est donc régi par l'effet combiné de la convection forcée et de l'ébullition nucléée. La contribution de chacun peut s'exprimer par un modèle asymptotique suivant la loi suivante :

$$q = \left(q_{CV}^n + q_{EN}^n \right)^{1/n} \quad (V.4)$$

L'exposant n varie d'un auteur à un autre et vaut généralement 3. Avec cette valeur de n , le modèle asymptotique reproduit bien le fait qu'à faibles flux de chaleur $q \rightarrow q_{CV}$ où l'effet de la convection forcée monophasique est prépondérant et qu'à forts flux de chaleur $q \rightarrow q_{EN}$ où l'effet de l'ébullition nucléée est dominant (figure V.21).

Les figures V.22 et V.23 montrent la prédiction de la zone d'ébullition nucléée partielle pour le tube $\varnothing 10$ par l'équation (V.4) avec $n=3$ [Benkheira 2007]. Le flux de chaleur par convection forcée q_{CV} est calculé à partir de l'équation (V.1). Le flux de chaleur par ébullition nucléée q_{EN} est obtenu à partir de l'équation (V.3) avec $m=3$ et $\Psi=82000 \text{ W/m}^2 \text{ K}^3$. On voit bien que la combinaison des équations (V.1) et (V.3) selon la loi (V.4) donne une excellente prédiction de la zone d'ébullition nucléée partielle à l'entrée comme à la sortie du tube d'essai.

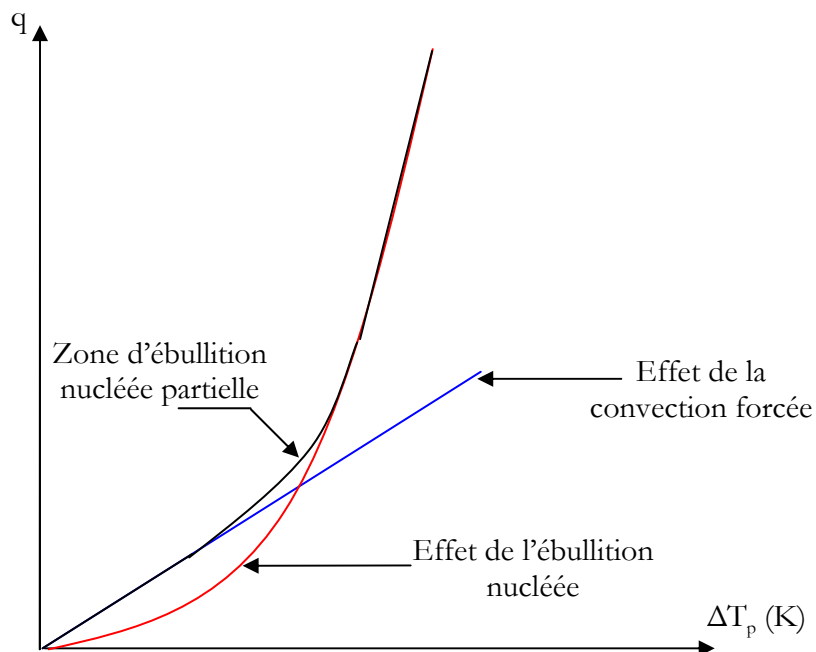


Figure V.21. Allure typique d'une courbe d'ébullition en convection forcée.

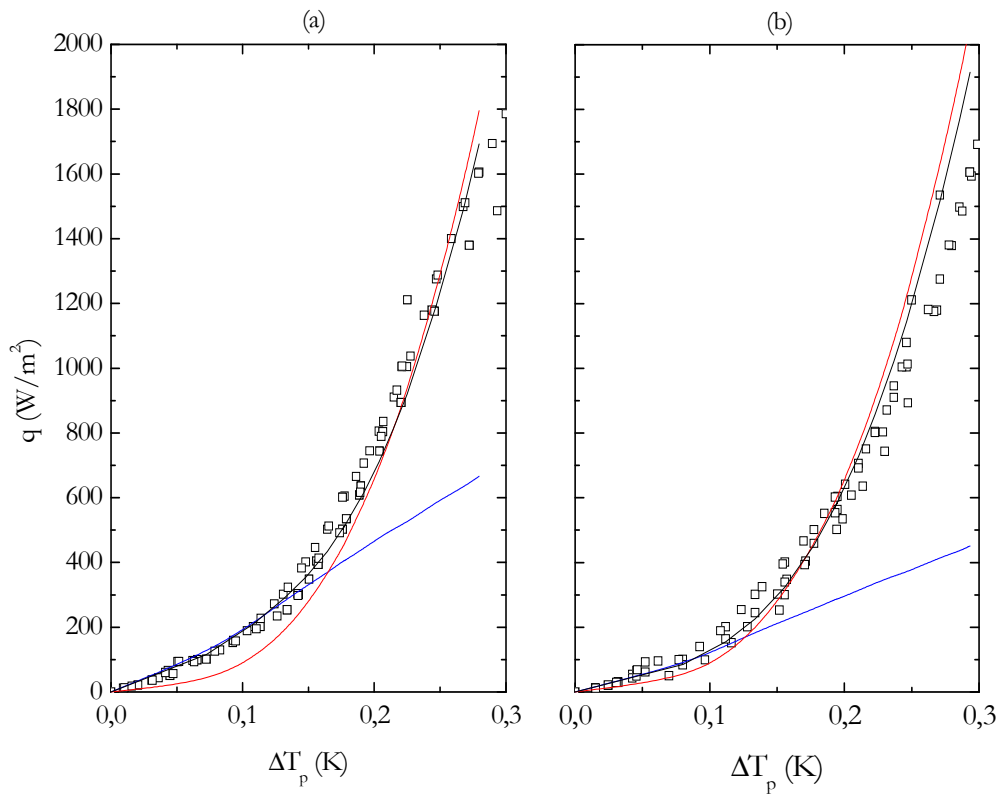


Figure V.22. Prédiction de la zone d'ébullition nucléée partielle à l'entrée du tube d'essai $\varnothing 10$:
 (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m. — Équation (V.1), — Équation (V.3), — Équation (V.4).

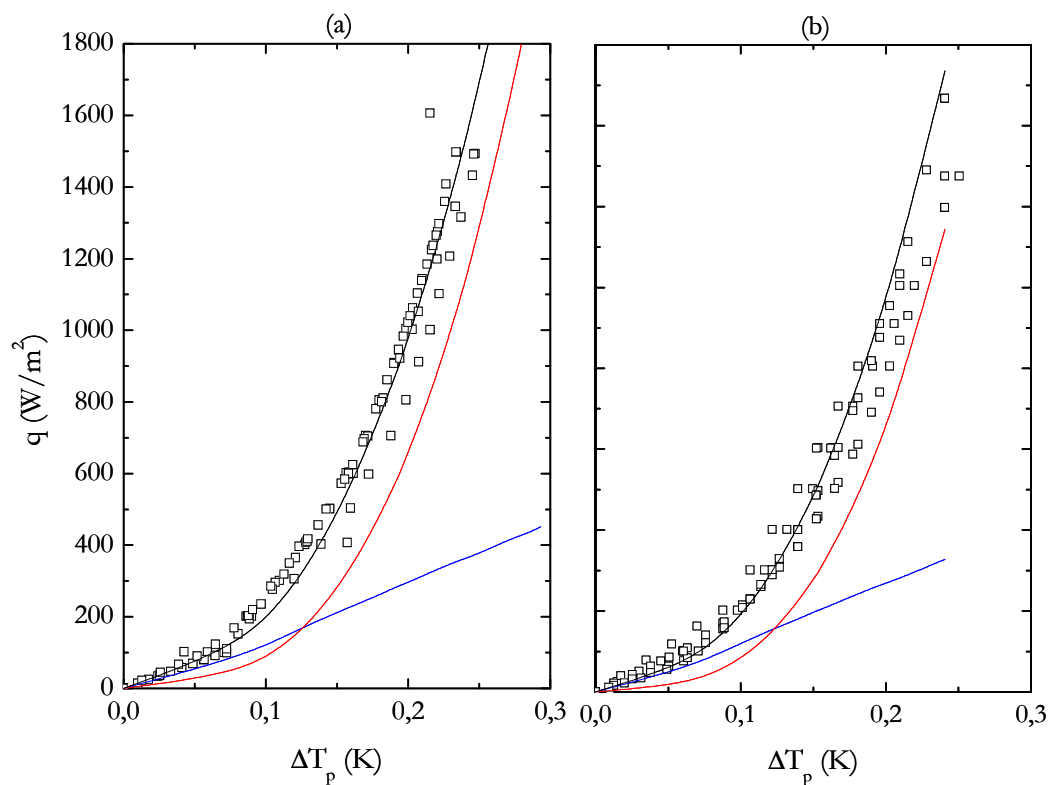


Figure V.23. Prédiction de la zone d'ébullition nucléée partielle à la sortie du tube d'essai $\varnothing 10$:
 (a) $z=0,76$ m (b) $z=0,9$ m. — Équation (V.1), — Équation (V.3), — Équation (V.4).

II.3.3. Étude comparative entre différentes corrélations

On présente dans ce paragraphe, une comparaison entre le modèle proposé pour prédire nos points de mesure avec les différentes corrélations disponibles dans la littérature. Parmi-elles, on a retenu que celles développées selon le modèle asymptotique (voir paragraphe III.3.2 du chapitre II) qui sont :

- la corrélation de Chen (n=1) [**Chen 1966**],
- La corrélation de Liu et Winterton (n=2) [**Winterton 1998**],
- la corrélation de Steiner (n=3) [**Steiner 1992**],

Pour plus de détails sur l'expression analytique relative à chaque corrélation, le lecteur peut se reporter à l'annexe B.

Le modèle proposé s'écrit :

$$h_{TP} = \left(h_{CV}^3 + h_{EN}^3 \right)^{1/3} \quad (V.5)$$

où :

- $h_{CV} = 0,023 \text{Re}_1^{0,8} \text{Pr}_1^{0,33} \left(\frac{\lambda_1}{D} \right) \left(1 + 6 \frac{D}{z} \right)$,
- $h_{EN} = 82000 \cdot \left(T_p - T_{sat} \right)^2$

Les résultats de la comparaison sont représentés sur les figures V.24 et V.25 [**Benkheira 2007**]. On remarque qu'en augmentant l'exposant n, les corrélations se rapprochent plus de nos points de mesure et parmi ces corrélations, celle proposée par Steiner donne le meilleur accord calcul-mesure. L'écart maximal revient à la corrélation de Chen qui sous-estime nos résultats expérimentaux avec une erreur de 50%. La corrélation de Liu et Winterton prédit nos résultats expérimentaux avec un écart maximal de 30%. La principale raison de la dispersion entre ces deux dernières corrélations et nos résultats tient au fait qu'elles ne considèrent pas dans leurs élaborations les données expérimentales disponibles dans la littérature sur l'ébullition nucléée convective en fluides cryogéniques.

Quant au modèle proposé, il s'avère le modèle le plus adapté pour prédire nos résultats expérimentaux avec une erreur de l'ordre de 15%.

Il faut noter tout de même, que des calculs ont été réalisés avec les corrélations de Gungor [**Gungor 1987**] et de Kandlikar [**Kandlikar 1990**] établis selon le modèle à majoration (voir paragraphe III.3.2 du chapitre II). Cependant, les résultats obtenus ont révélé que ces corrélations surévaluent nos résultats expérimentaux de plusieurs ordres de grandeur. Cette divergence a pour origine le fait que l'expression du coefficient de majoration E est établie pour des fluides classiques et ne considère pas le cas des fluides cryogéniques. De plus, ces corrélations conviennent mieux au cas où l'écoulement diphasique est annulaire, ce qui ne correspond pas à notre configuration pour laquelle on estime que l'écoulement est à bulles voire à poches dans la limite du titre massique mesuré (x=25%).

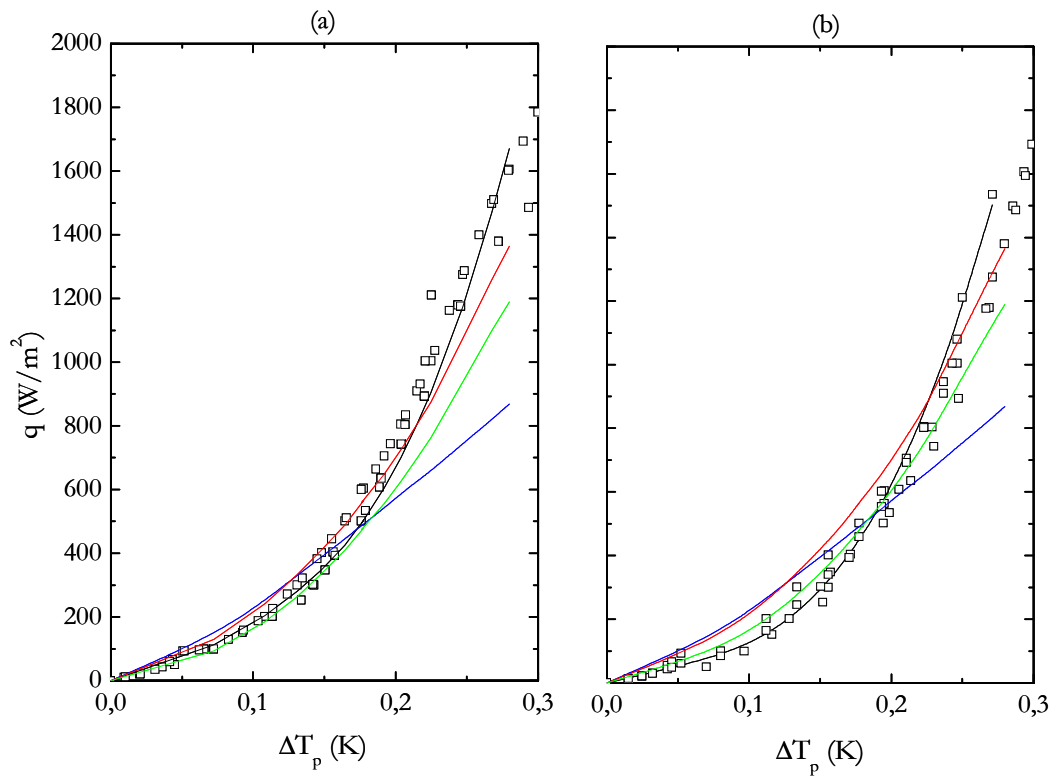


Figure V.24. Comparaison entre : — Modèle proposé, — Modèle de Chen, — Modèle de Liu-Winterton et — Modèle de Steiner près de l'entrée du tube d'essai $\varnothing 10$: (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m.

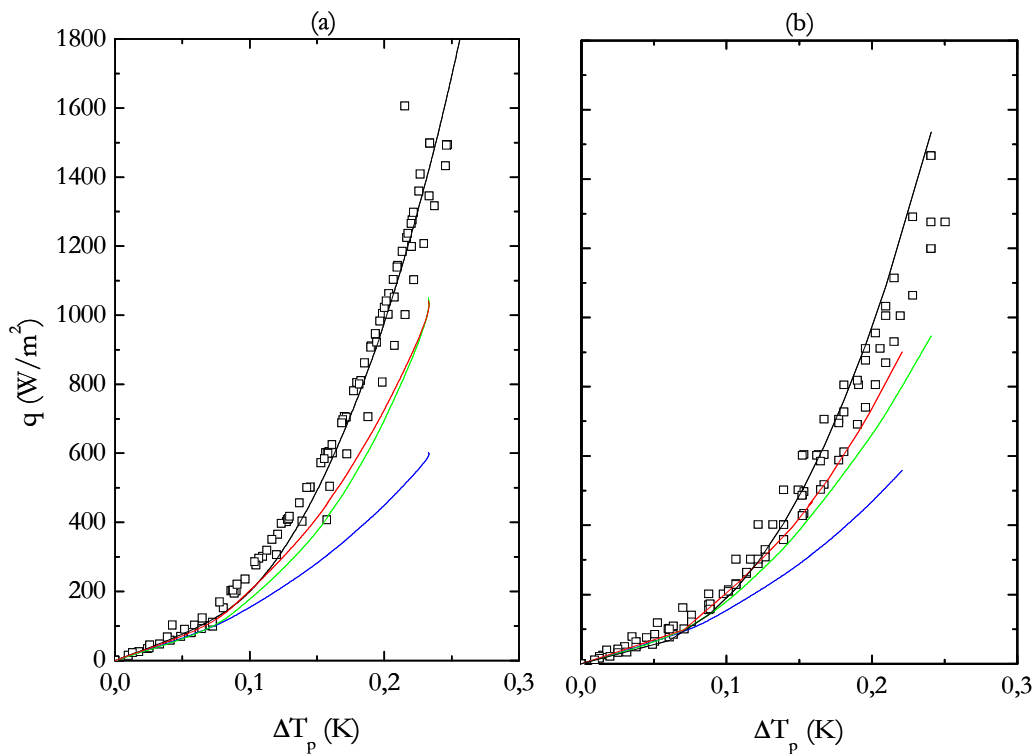


Figure V.25. Comparaison entre : — Modèle proposé, — Modèle de Chen, — Modèle de Liu-Winterton et — Modèle de Steiner près de la sortie du tube d'essai $\varnothing 10$: (a) $z=0,76$ m, (b) $z=0,9$ m.

II.3.4. Effet d'hystérésis dans la zone d'ébullition nucléée

La figure V.26 trace respectivement les courbes d'ébullition à l'entrée et à la sortie du tube d'essai. Elles ont été obtenues en faisant varier le flux de chaleur q par valeur croissante puis par valeur décroissante dans la gamme $0 \leq q \leq 1200 \text{ W/m}^2$. La figure V.26.(a) montre que q augmente pratiquement exponentiellement avec ΔT_p dans le sens croissant du flux de chaleur et décroît linéairement avec ΔT_p dans le sens décroissant de q . La courbe obtenue par valeur décroissante du flux est située à gauche de celle à flux croissant. Ainsi, les courbes font apparaître l'effet d'hystérésis associé au phénomène d'ébullition nucléée. Ce phénomène a été observé par de nombreux auteurs tant en ébullition stagnante qu'en ébullition convective. Il est lié au fait que le nombre de sites de nucléation actifs est plus élevé à densité de flux de chaleur décroissante que croissante, d'où l'irréversibilité du processus d'échange.

A la sortie du tube d'essai (figure V.26.(b)), le phénomène d'hystérésis est aussi présent même s'il est moins prononcé. Ceci s'explique par le fait qu'en sortie du tube le nombre de sites de nucléation actifs est moins élevé qu'à l'entrée. Cette différence peut être le résultat de l'existence d'un film liquide mince en paroi, cas typique d'un régime d'écoulement à poches ou annulaire. Ce film liquide favorise mieux le transfert de chaleur, comme en témoigne la diminution de la surchauffe ΔT_p de $z=0,07 \text{ m}$ à $z=0,9 \text{ m}$, et provoque la suppression partielle de la nucléation.

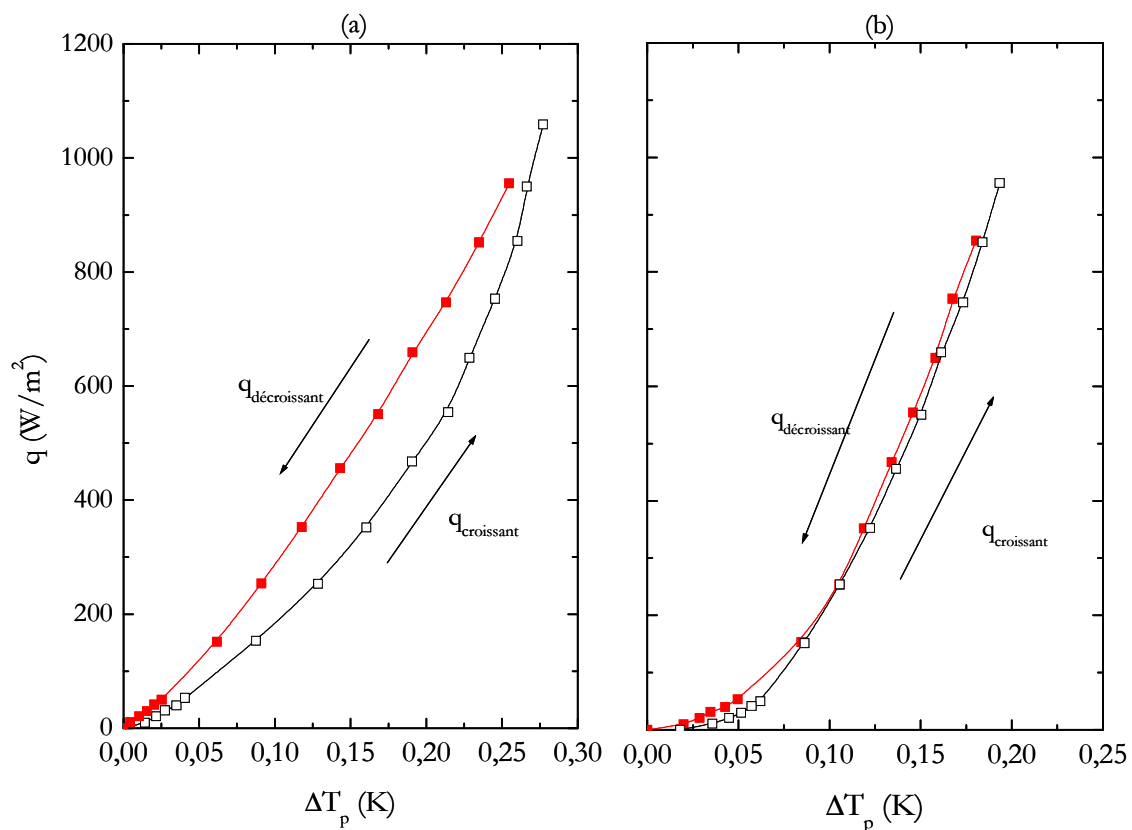


Figure V.26. Effet d'hystérésis pour le tube d'essai Ø10 : (a) $z=0,07 \text{ m}$, (b) $z=0,9 \text{ m}$.

II.4. Caractérisation de la transition ébullition nucléée-ébullition en film dans les écoulements diphasiques

L'étude présentée précédemment démontre que l'ébullition nucléée augmente le transfert de chaleur entre une paroi chauffée et un écoulement liquide. Cette augmentation est due au mouvement de turbulence liquide créé par le décrochement des bulles de la paroi. En revanche, l'augmentation continue de la densité de flux de chaleur génère un excès de vapeur qui peut sous certaines conditions entrer en contact avec la paroi. Il en résulte l'apparition de points chauds sur la longueur du circuit de refroidissement et le coefficient d'échange thermique chute instantanément. L'ébullition nucléée qui jusqu'ici améliorait le transfert de chaleur en convection forcée devient alors « critique ».

Dans la partie suivante, nous étudierons en détail le phénomène de la crise d'ébullition.

II.4.1. Transition Ébullition nucléée-Ébullition en film

Sur les figures V.27 et V.28, on représente les évolutions temporelles des températures pariétales T_p le long de la section d'essai $\varnothing 10$ pour les flux de chaleur 1500 W/m^2 et 2000 W/m^2 . On remarque qu'à 1500 W/m^2 , la sonde de température en sortie ($z = 0,9 \text{ m}$) indique un saut de l'ordre de 4 K . En augmentant progressivement le flux de chaleur q jusqu'à 2000 W/m^2 , le même phénomène se reproduit en $z=0,76 \text{ m}$ puis en $z=0,3 \text{ m}$ et enfin à l'entrée en $z=0,07 \text{ m}$. Cette augmentation est due à l'apparition de la crise d'ébullition. En effet, lorsque l'on augmente le flux de chaleur, le nombre de sites de nucléation croît ainsi que la fréquence de décrochement des bulles de la paroi au point où elles se coalescent et forment un film vapeur. Ce film de vapeur empêche le liquide de mouiller la paroi et par conséquent de la refroidir et la température T_p augmente brusquement.

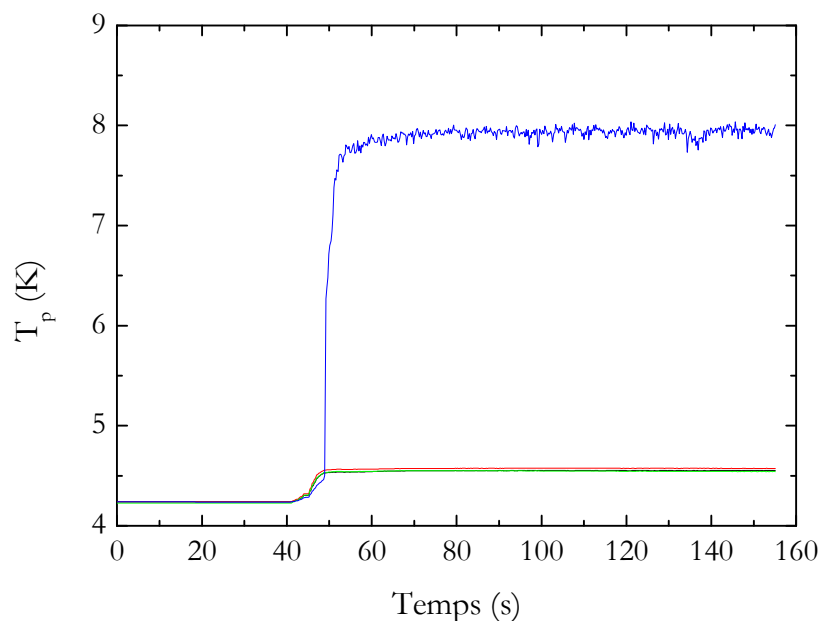


Figure V.27. Évolution des températures pariétales pour $q=1500 \text{ W/m}^2$: — $z=0,07 \text{ m}$,
— $z=0,3 \text{ m}$, — $z=0,76 \text{ m}$, — $z=0,9 \text{ m}$.

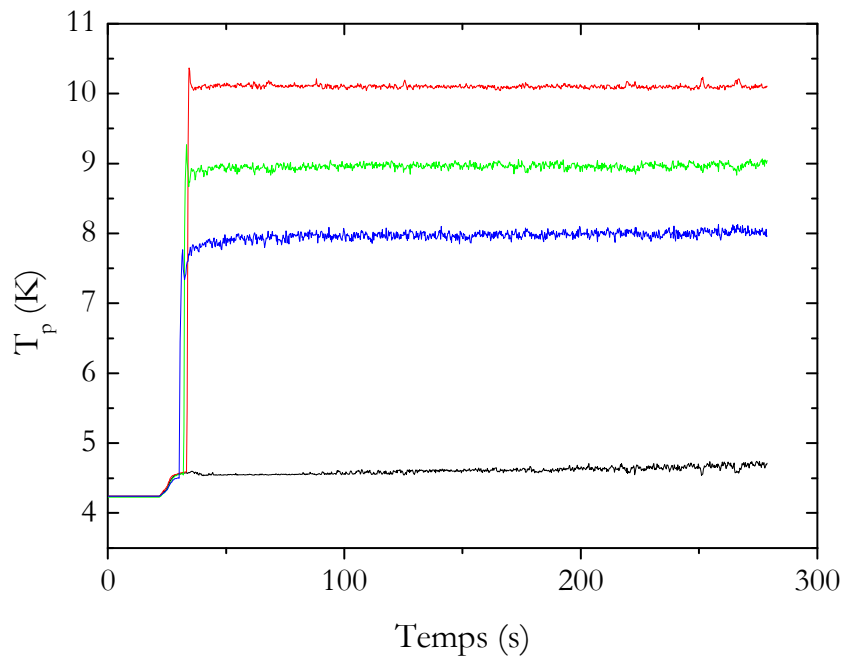


Figure V.28. Évolution des températures pariétales pour $q=2000 \text{ W/m}^2$: — $z=0,07 \text{ m}$,
— $z=0,3 \text{ m}$, — $z=0,76 \text{ m}$, — $z=0,9 \text{ m}$.

II.4.2. Courbes d'ébullition

Nous avons tracé sur les figures V.29, V.30, V.31 et V.32, les courbes d'ébullition jusqu'à $q=q_{cr}$ à l'entrée et à la sortie des sections d'essai $\text{Ø}10$ et $\text{Ø}14$. Le flux de chaleur maximum juste avant la crise d'ébullition correspond au flux de chaleur critique q_{cr} . Les tableaux V.5 et V.6 donnent les valeurs de q_{cr} mesurés pour les deux sections d'essai en fonction de l'altitude z . Ces valeurs sont obtenues en faisant varier le flux de chaleur de 10 W/m^2 autour du point de déclenchement de la crise d'ébullition à une altitude z donnée.

Tableau V.5. Variation de q_{cr} en fonction de l'altitude z pour le tube $\text{Ø}10$

L'altitude z (m)	q_{cr} (W/m^2)
0,07	1903
0,3	1817
0,76	1605
0,9	1498

Tableau V.6. Variation de q_{cr} en fonction de l'altitude z pour le tube $\text{Ø}14$

L'altitude z (m)	q_{cr} (W/m^2)
0,3	1701
0,6	1602
0,9	1504
1,2	1299

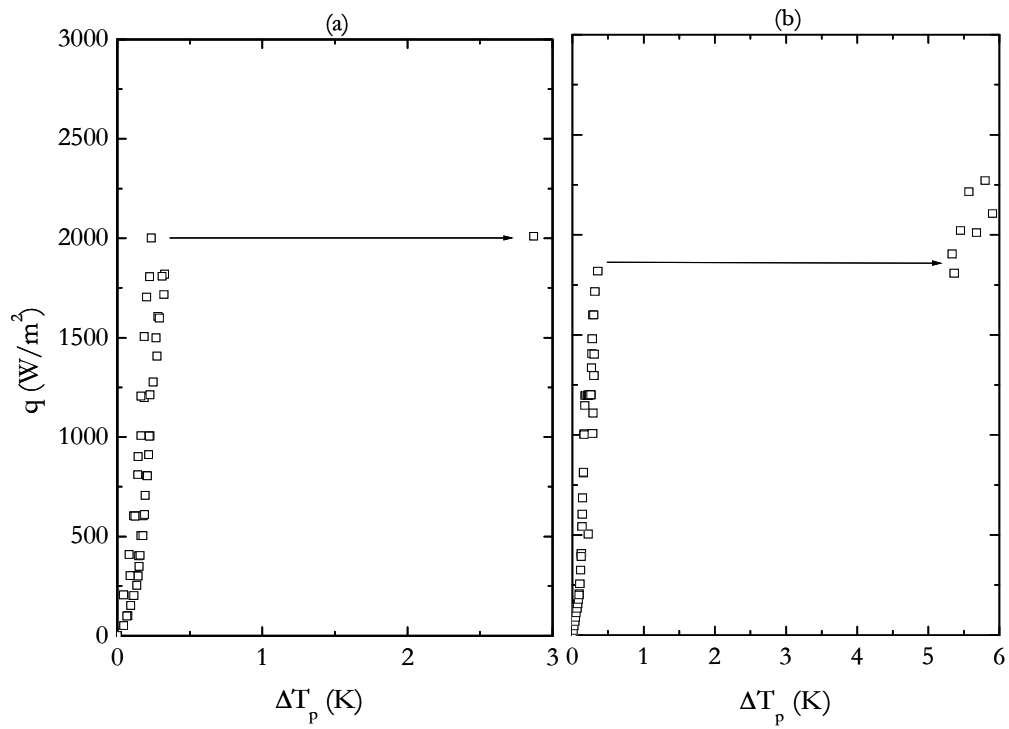


Figure V.29. Courbes d'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition près de l'entrée du tube d'essai $\text{Ø}10$: (a) $z=0,07$ m, (b) $z=0,3$ m.

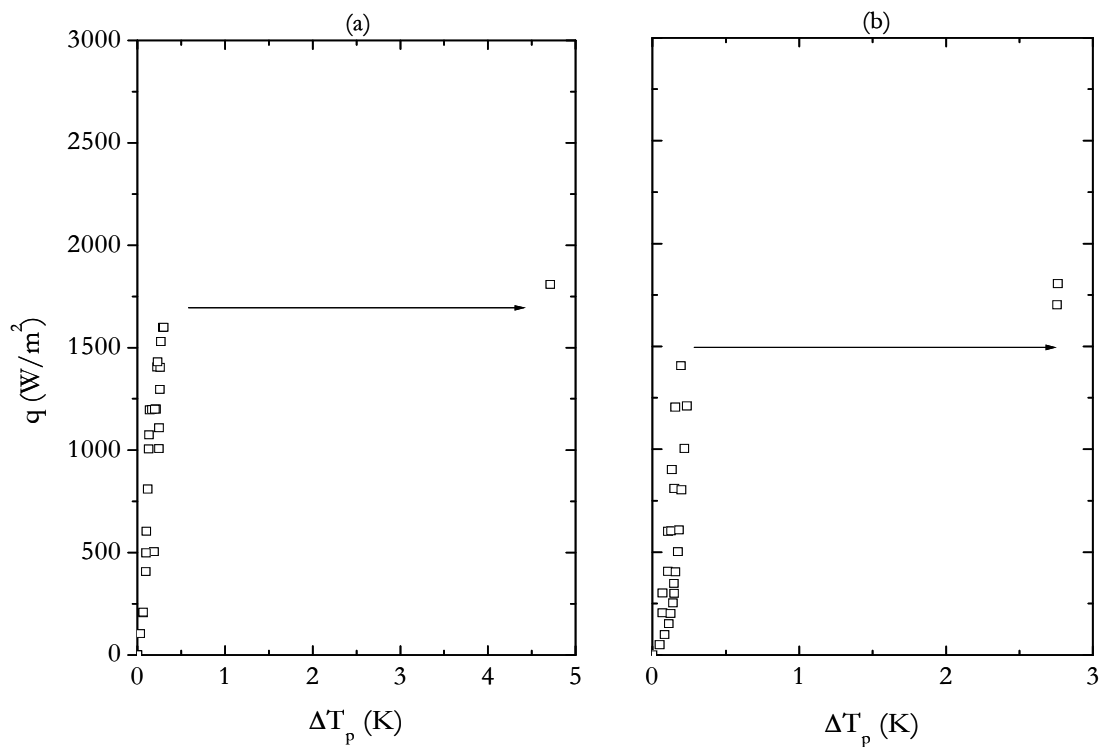


Figure V.30. Courbes d'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition près de la sortie du tube d'essai $\text{Ø}10$: (a) $z=0,76$ m, (b) $z=0,9$ m.

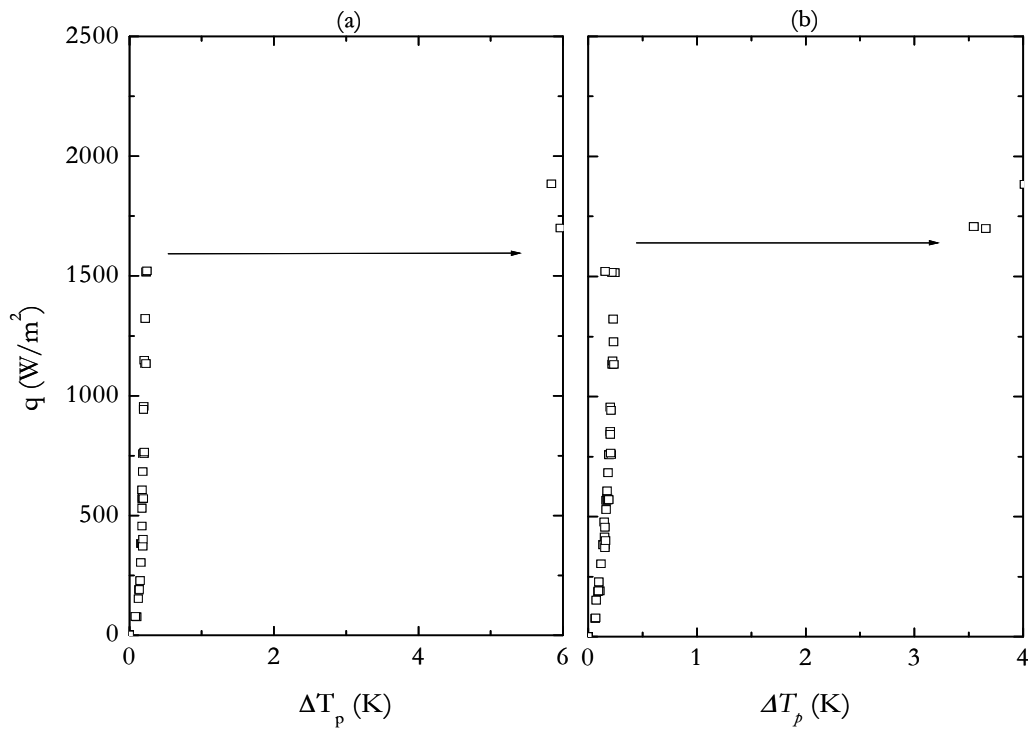


Figure V.31. Courbes d'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition près de l'entrée du tube d'essai Ø14 : (a) $z=0,3$ m, (b) $z=0,6$ m.

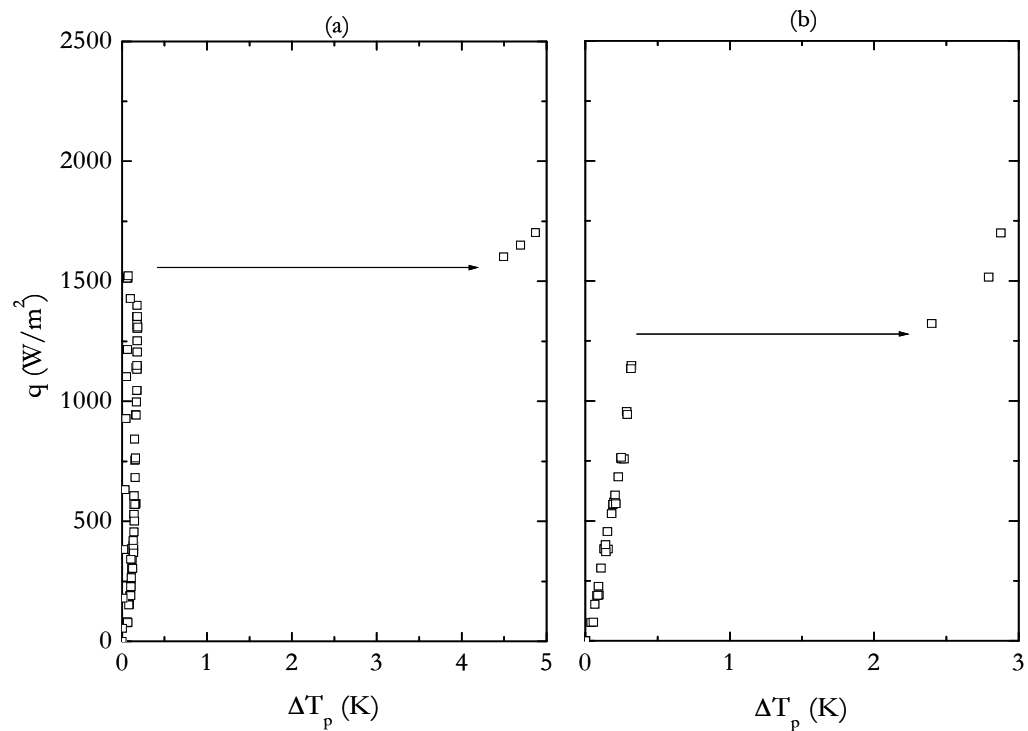


Figure V.32. Courbes d'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition près de la sortie du tube d'essai Ø14 : (a) $z=0,9$ m, (b) $z=1,2$ m.

Les valeurs de q_{cr} mesurées, d'après les tableaux V.5 et V.6, ne représentent que 35% de ceux mesurés par Lyon en ébullition stagnante sur une plaque plane horizontale [Lyon 1965]. Cette différence vient de l'effet combiné de la force de flottabilité et du confinement. Chen et Van Sciver ont réalisé des expériences afin d'élucider l'influence de ces deux paramètres sur l'apparition de la crise d'ébullition [Chen 1986]. Ils ont mesuré le flux critique q_{cr} dans un canal composé de deux surfaces rectangulaires séparées par une distance w et faisant un angle φ par rapport à la verticale. Le canal est immergé dans un bain d'He I saturé à 4,2 K (figure V.33). Notons que ce cas de figure est le seul cas trouvé dans la littérature qui représente le mieux notre configuration du fait que l'écoulement dans le canal est créé naturellement.

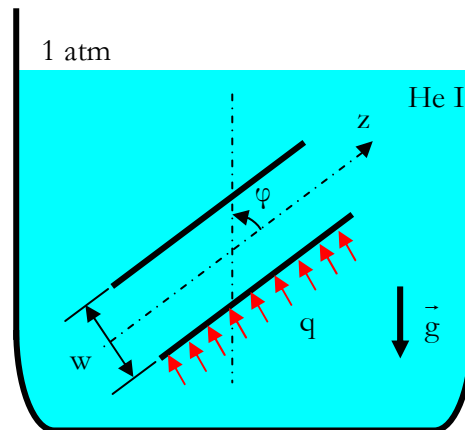


Figure V.33. Expérience de Chen et Van Sciver.

Les résultats des expériences sont reportés sur la figure V.34. Elle montre que q_{cr} diminue lorsque le canal passe de la position horizontale à la position verticale et augmente avec l'augmentation de la distance séparant les deux surfaces. L'orientation de la surface influe sur l'ébullition nucléée car elle modifie le sens d'agissement des forces d'Archimède qui selon l'angle φ aide ou empêche les bulles de se décrocher de la paroi. Quant à la distance w , elle présente un effet sur l'écoulement induit : l'augmentation de w accroît le débit de circulation qui augmente le transfert de chaleur par convection forcée et fait retarder l'apparition de la crise d'ébullition. Ceci explique la différence notable entre nos mesures et ceux de l'ébullition en bain.

Les tableaux V.5 et V.6 mettent clairement en évidence que la crise d'ébullition s'enclenche d'abord à la sortie de la section d'essai où le titre massique de vapeur est plus grand et à mesure que l'on augmente le flux de chaleur, elle se déplace vers l'entrée du tube d'essai. Ce résultat est concordant avec les résultats de Wilson [Wilson 1966] et de Lehongre et al. [Lehongre 1968] qui ont observé le même comportement.

Wilson a conduit des mesures de q_{cr} dans un canal vertical immergé dans un bain d'He I (voir figure V.33 avec $\varphi = 0^\circ$). Il note que pour w fixe, q_{cr} est inversement proportionnel à la racine carrée de z ($z^{-1/2}$). Aussi, il trouve que pour des rapports $\frac{w}{z} > 0,1$, q_{cr} tend vers la valeur de flux critique pour une surface verticale dans un bain d'He I qui est de l'ordre de 5900 W/m^2 (Résultats de Lyon dans la figure V.34).

Lehongre et al. ont réalisé de multitudes mesures sur q_{cr} avec des tubes verticaux de sections carrées et circulaires. Ils proposent la corrélation dimensionnelle suivante :

$$q_{cr} = \frac{1}{1,7 + 0,125 \left(\frac{z}{D_h} \right)^{0,88}} \quad (\text{V.6})$$

où D_h est le diamètre hydraulique des tubes et q_{cr} est en W/cm^2 . On remarque que lorsque le rapport $\frac{z}{D} \rightarrow 0$, $q_{cr} = 5882 \text{ W}/\text{m}^2$ étant la valeur du flux critique mesurée en bain pour une surface verticale.

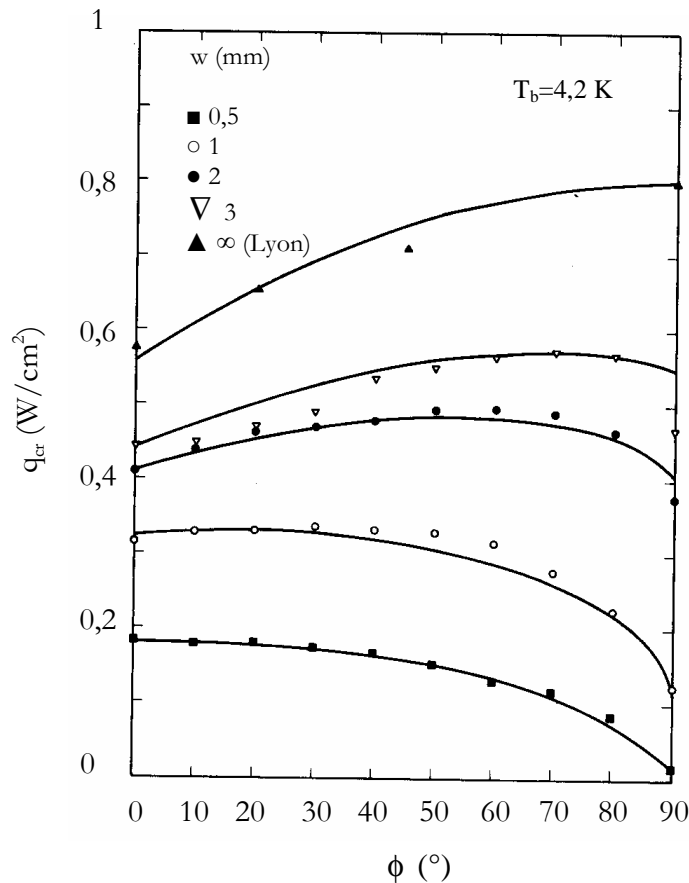


Figure V.34. Influence de l'angle d'inclinaison ϕ et de la distance w sur q_{cr} [Van Sciver 1986].

Notons également que dans la gamme du flux de chaleur $0 \leq q \leq 2500 \text{ W}/\text{m}^2$ la sonde de température située à l'entrée du tube d'essai $\text{Ø}14$ ($z=0,07 \text{ m}$), et contrairement à celle du tube $\text{Ø}10$, reste stable et ne subit aucun décrochement. Ceci s'explique par l'effet du diamètre de la section d'essai sur l'apparition de la crise d'ébullition. En effet, l'augmentation du diamètre augmente le débit massique total ($m_t|_{\text{Ø}14} \approx 2 m_t|_{\text{Ø}10}$), par conséquent, le transfert de chaleur par convection forcée croît et la crise d'ébullition est retardée.

II.4.3. Modèle proposé pour la prédiction du flux critique q_{cr}

Généralement, en écoulement thermosiphon, les résultats de flux critique q_{cr} peuvent être corrélés en fonction du rapport z/D selon la relation suivante :

$$Ku = \frac{1}{A\left(\frac{z}{D}\right) + B} \quad (V.7)$$

avec :

- A et B sont des constantes expérimentales qui varient d'un auteur à un autre,
- Ku est le nombre de Kutateladze défini par $Ku = \frac{q_{cr}}{L_v \sqrt{\rho_v} (\sigma g (\rho_l - \rho_v))^{0,25}}$,

Notons que cette relation a été établie originellement par Katto [Katto 1981] et utilisée par la suite par de nombreux auteurs, entre autre Monde [Monde 1990].

La figure V.35 reporte la variation de l'inverse du nombre de Kutateladze Ku^{-1} en fonction du rapport z/D . En ligne rouge, nous avons tracé un lissage des points expérimentaux pour les deux tubes d'essai Ø10 et Ø14 réunis. On voit bien que tant pour le tube Ø10 que pour le tube Ø14, le nombre Ku^{-1} varie linéairement en fonction du rapport z/D [Benkheira 2006]. Ce résultat est en bon accord avec la relation (V.7).

Par conséquent, on peut déduire que :

$$Ku = \frac{1}{24,29 + 0,093\left(\frac{z}{D}\right)} \quad (V.8)$$

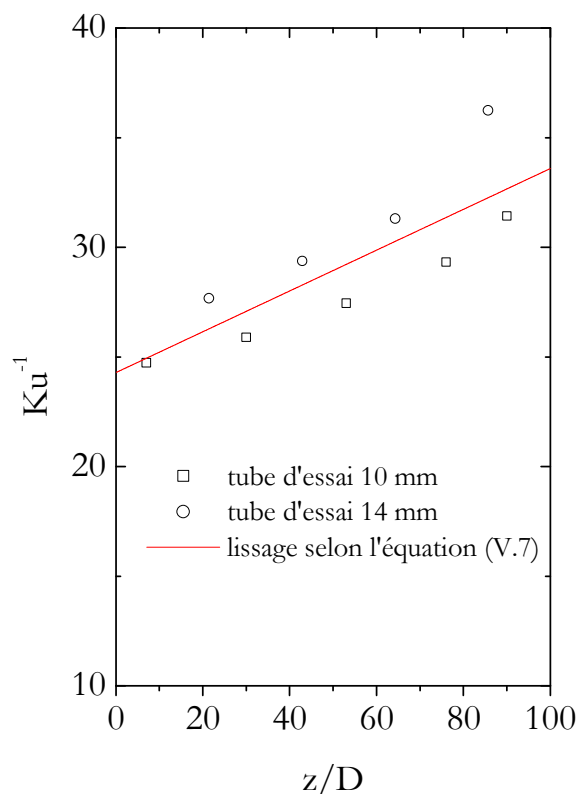


Figure V.35. Variation de Ku^{-1} en fonction du rapport z/D .

II.4.4. Étude comparative entre différents modèles de flux critique

La figure V.36 compare nos résultats expérimentaux avec les différentes corrélations proposées dans la littérature. Sur cette figure, sont représentées les corrélations de Shah [Shah 1979] et de Katto [Katto 1984] (voir annexe C) établies dans des conditions d'écoulements forcés et les corrélations de Monde [Monde 1990] et de Lehongre [Lehongre 1968]. On y trouve aussi la corrélation (V.8) que l'on propose pour prédire le flux de chaleur critique q_{cr} .

On constate que pour des rapports z/D élevés, la corrélation de Lehongre (équation (V.6)) prédit d'une manière très satisfaisante nos points de mesure. Cependant, pour de faibles rapports z/D , elle présente un grand écart. Parmi les corrélations testées, celles de Shah et de Katto donnent la meilleure estimation de nos mesures avec un écart de 20 % pour la première et de 30% pour la deuxième. Il est à noter que ces corrélations intègrent dans leurs développements les quelques données expérimentales sur les écoulements bouillants en fluides cryogéniques, l'hélium en particulier et que nos paramètres expérimentaux (débit massique, titre massique,...) sont dans la gamme des paramètres expérimentaux considérée par les auteurs [Collier 1994]. Le grand écart revient à la corrélation de Monde, établie pour les écoulements thermosiphons en fluides classiques (eau, ethanol, R113,...). Enfin, la corrélation proposée (équation (V.8)) est la corrélation la mieux adaptée pour prédire la densité de flux critique q_{cr} avec un écart moyen de 15%.

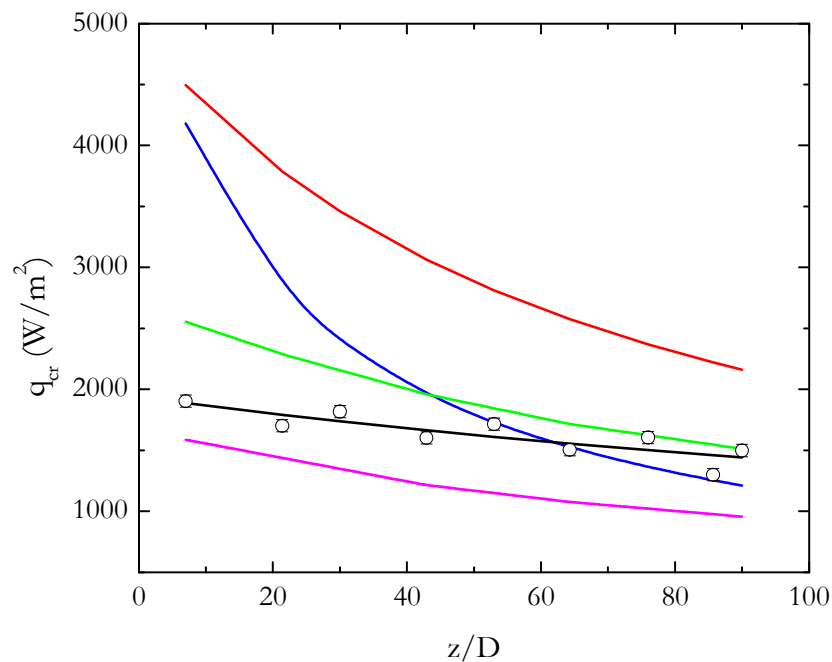


Figure V.36. Prédiction du flux critique q_{cr} en fonction du rapport z/D . \circ points expérimentaux, — Corrélation proposée, — Corrélation de Monde, — Corrélation de Lehongre, — Corrélation de Shah, — Corrélation de Katto.

II.4.5. Effet d'hystérésis au point de déclenchement de la crise d'ébullition

Les figures V.37 et V.38 présentent l'effet d'hystérésis qui apparaît à la crise d'ébullition en tube $\varnothing 14$ [Baudouy 2003]. On remarque, comme en ébullition nucléée (voir paragraphe V.2.2.6), que cet effet est d'autant plus élevé à l'entrée qu'à la sortie du tube d'essai. Dans la zone $q > q_{cr}$, quand le flux de chaleur est diminué, le régime d'ébullition en film persiste pour des valeurs de flux de chaleur plus basses que q_{cr} . Le flux critique minimum est généralement appelé le flux de chaleur de recouvrement que l'on note q_r , en dessous duquel le film vapeur n'est plus maintenu en paroi. On remarque une différence entre q_{cr} et q_r allant de 300 W/m^2 en $z=0,3 \text{ m}$ à 100 W/m^2 en $z=1,2 \text{ m}$. Dans la zone de faibles titres massiques vapeur, le transfert thermique est réalisé par le mécanisme d'ébullition nucléée. Par ailleurs, dans la zone de forts titres massiques vapeur, l'écoulement pourrait devenir annulaire et avec l'augmentation de la vitesse de la vapeur qu'occupe le centre de la conduite, le liquide est entraîné et le film liquide s'amincit. La nucléation dans ce dernier peut être partiellement ou totalement supprimée, ce qui pourrait expliquer la réduction du phénomène d'hystérésis à la sortie du tube d'essai.

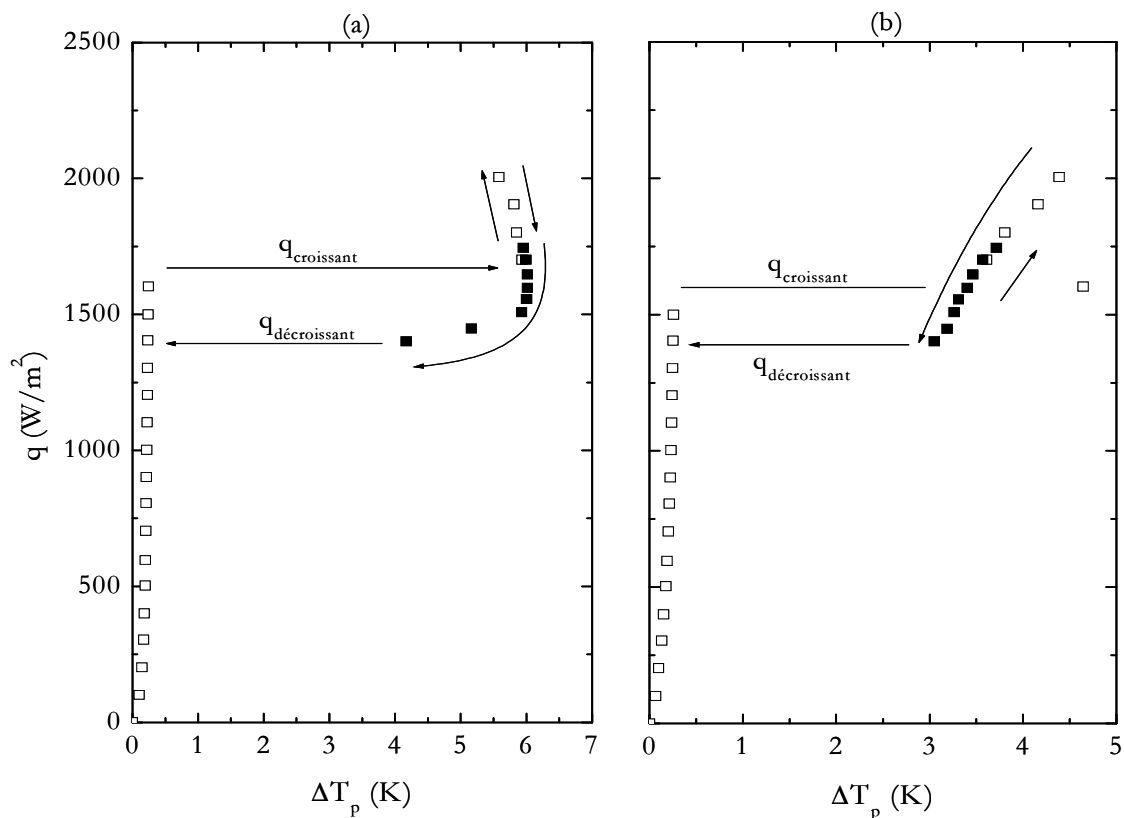


Figure V.37. Effet d'hystérésis près de l'entrée du tube d'essai $\varnothing 14$: (a) $z=0,3 \text{ m}$, (b) $z=0,6 \text{ m}$.

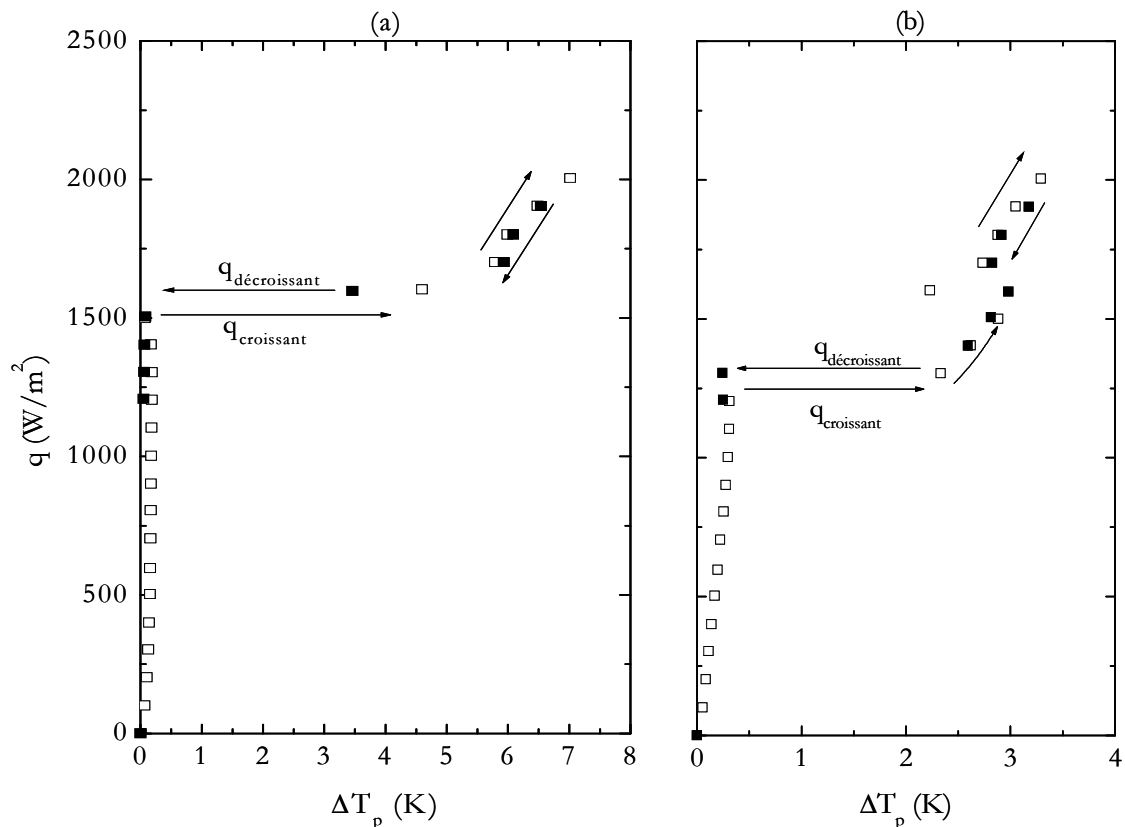


Figure V.38. Effet d'hystérésis près de la sortie du tube d'essai Ø14: (a) $z=0,9$ m, (b) $z=1,2$ m.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté les résultats des mesures relatifs au comportement thermique de l'écoulement thermosiphon.

Les tracés des courbes d'ébullition ont révélé l'existence de trois régions de transfert thermique :

- Une région de convection forcée en phase liquide seul (CFL) où l'effet de la convection forcée monophasique est dominant
- Une région d'ébullition nucléée partielle (ENP) où les effets de la convection forcée et de l'ébullition nucléée coexistent et participent au transfert de chaleur,
- Une région d'ébullition nucléée totalement développée où l'effet de l'ébullition nucléée devient prépondérant.

L'étude des conditions de déclenchement de l'ébullition nucléée a montré que la surchauffe nécessaire est plus grande que celle prédite par la théorie. Ceci est dû principalement à l'effet du débit massique qui retarde son déclenchement.

Un modèle basé sur le principe de superposition des effets de convection forcée et d'ébullition nucléée selon le modèle asymptotique a été proposé. Ce modèle est construit à partir des

corrélations de Taine et Petit pour prédire l'effet de la convection forcée et une corrélation établie par lissage de nos points expérimentaux dans la région (ENT) selon la loi $q = \Psi \Delta T_p^m$. Il prédit nos courbes d'ébullition avec un écart maximal de 15%.

La crise d'ébullition a été mise en évidence en augmentant graduellement le flux de chaleur jusqu'à l'observation d'un saut de l'ordre de 3 K de la température de la paroi. Elle apparaît d'abord à la sortie du tube d'essai et au fur et à mesure que l'on augmente le flux de chaleur, elle se propage vers l'entrée du tube d'essai. La densité du flux de chaleur critique est prédite en fonction du rapport z/D suivant l'approche proposée par Katto. Le modèle ainsi proposé prédit nos mesures avec un écart maximal de 15%.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Cette étude essentiellement expérimentale a été axée sur la détermination des propriétés hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement diphasique d'He I saturé à 4,2 K en mode thermosiphon. Ce mode de circulation est utilisé pour le refroidissement de l'aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS auprès du LHC au CERN à Genève. Ce système de réfrigération présente un grand intérêt pour sa simplicité et pour son faible coût. En effet, la puissance de chauffage dissipée dans l'aimant est exploitée dans la création de l'écoulement convectif à travers les tubes d'échange thermique, ce qui élimine l'utilisation de moyen de pompage externe souvent contraignant à mettre en œuvre à très basses températures.

La partie expérimentale, longue et difficile, a nécessité un travail d'équipe considérable. Elle a consisté en la mise au point de l'installation cryogénique allant du choix des capteurs appropriés fonctionnant aux basses températures au développement des différentes techniques de mesure comme la mesure de la température de paroi interne et la différence de la pression longitudinale. Les expériences ont été conduites avec deux sections d'essai. La première a un diamètre de 14 mm, équivalent à celui des tubes de refroidissement qui équipent l'aimant de CMS. La deuxième section de 10 mm de diamètre a permis d'aller plus loin dans l'étude pour mieux comprendre l'effet du diamètre sur les performances réfrigérantes du système. Le système expérimental a fourni des résultats expérimentaux originaux sur l'évolution du débit massique de circulation en fonction de la puissance de chauffage, sur le coefficient d'échange thermique diphasique, sur le coefficient de frottement diphasique et sur le flux critique.

Ces résultats constituent une base solide pour toute étude de dimensionnement de ce genre de systèmes de refroidissement pour de futurs systèmes cryo-magnétiques.

Sur le plan hydrodynamique, les mesures du débit massique créé par la puissance de chauffage ont montré qu'il augmente avec le flux de chaleur jusqu'à une valeur limite. Cette augmentation résulte principalement de la production de la vapeur qui allège le poids de la section d'essai soumise au flux de chaleur par rapport au poids de la colonne descendante contenant uniquement de l'hélium liquide. Quant aux mesures de la chute de pression le long de la partie chauffée, elles illustrent une diminution avec l'augmentation de la densité de flux de chaleur car le terme gravitationnel qui est le terme prépondérant dans l'équation des quantités de mouvement décroît lorsque le flux de chaleur croît. Un modèle numérique décrivant l'écoulement diphasique à travers la boucle thermosiphon a été développé. Il permet de prédire en fonction de la densité de flux de chaleur appliquée le débit massique de circulation, la chute de pression le long de la partie chauffée et le titre massique sortant.

Il a montré que le modèle homogène reste le modèle le plus adapté pour prédire les propriétés de l'écoulement diphasique dans la gamme de titre massique $0 \leq x \leq 30\%$.

Sur le plan thermique, le transfert de chaleur par ébullition nucléée est le régime le plus performant. Il permet d'atteindre des coefficients d'échange thermique très élevés, inaccessibles jusqu'ici par la convection forcée monophasique. Pour de faibles flux de chaleur, l'échange thermique se fait principalement par l'écoulement liquide monophasique. Pour des densités de flux de chaleur supérieures à une certaine valeur dite de démarrage de l'ébullition nucléée q_{DEN} , l'ébullition nucléée en paroi apparaît et améliore le transfert de chaleur. Une analyse du phénomène de déclenchement de l'ébullition nucléée a été effectuée. Elle révèle que l'ébullition nucléée apparaît d'abord à la sortie du tube chauffé où l'écoulement est saturé et en augmentant le flux de chaleur, elle se déplace vers l'entrée. Aussi, on note que la surchauffe nécessaire à l'apparition de l'ébullition nucléée est supérieure à celle proposée par la théorie. Ceci peut s'expliquer essentiellement par l'effet de la convection forcée qui retarde l'activation des sites de nucléation. L'échange thermique est modélisé par le modèle asymptotique basé sur le principe de

superposition des effets de la convection forcée et de l'ébullition nucléée. Il s'exprime par : $q=(q_{CV}^n + q_{EN}^n)^{1/n}$ où $n=3$.

Ce modèle reproduit à 15 % près les résultats expérimentaux.

Le passage du régime d'ébullition nucléée au régime d'ébullition en film a été atteint en augmentant le flux de chaleur au-delà du flux de chaleur critique. Cette transition se manifeste par une augmentation drastique de l'ordre de 3 K de la température de la paroi. Ce saut de température est dû à la formation d'un film de vapeur en paroi qui détériore le transfert de chaleur par sa faible conductibilité thermique en comparaison avec celle de la phase liquide. La crise d'ébullition apparaît en premier à la sortie du tube d'essai où le titre massique est important, puis en augmentant le flux de chaleur, elle se déplace vers l'entrée du tube d'essai à mesure que le flux de chaleur augmente.

Une corrélation pour la prédiction du flux de chaleur critique en fonction du rapport z/D a été établie et reproduit les résultats expérimentaux avec une meilleure justesse que les corrélations existantes.

En dépit du progrès accompli lors de cette étude, certaines questions restent en suspens.

En ce qui concerne le transfert de chaleur dans la zone d'ébullition en film, il est intéressant de mener des expériences afin d'en connaître les mécanismes et les lois d'échange thermique. Notons tout de même que quelques mesures ont été réalisées dans cette zone. Elles ont révélées que le coefficient de transfert de chaleur ne représente que 9% de la valeur du coefficient de transfert de chaleur atteinte en ébullition nucléée. En outre, nous avons observé une réduction brusque de la température pariétale dans le régime d'ébullition en film. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de gouttelettes liquides dans le film vapeur qui entrent en contact avec la paroi ce qui améliore le transfert de chaleur.

La détermination du régime d'écoulement diphasique par visualisation et la mesure du taux de vide sont également d'une extrême importance. En effet, l'étude par visualisation du régime d'écoulement diphasique permet de déterminer l'organisation spatiale des deux phases au sein de l'écoulement afin d'établir en fonction des paramètres expérimentaux des cartes d'écoulement et de déterminer les critères de transition entre régimes. Elle fournit également d'utiles informations mettant en évidence les mécanismes d'échange thermique notamment celui responsable de l'occurrence de la crise d'ébullition (assèchement ou caléfaction). Quant à la mesure du taux de vide, elle permet de remonter aux propriétés hydrodynamiques d'un écoulement diphasique ou d'un transfert de chaleur avec ébullition et de mieux comprendre leurs comportements.

Il faut noter que ces deux points ont été abordés lors de ce travail de thèse par le développement de deux systèmes de mesure.

Pour la visualisation, un système non-intrusif utilisant un tube en verre adapté à notre configuration a été développé. Ce système conçu grâce au support technique de notre laboratoire a montré une excellente tenue mécanique à 4,2 K et des premiers résultats encourageants ont été obtenus. Ces résultats ont permis de mettre en évidence l'existence du régime d'écoulement à bulles à faibles flux de chaleur où on distingue la phase vapeur dispersée dans la phase liquide. Cependant, en augmentant le flux de chaleur, l'écoulement diphasique s'accélère au point que l'image devient opaque et on est incapable d'affirmer la nature du régime d'écoulement diphasique.

Il serait donc souhaitable pour la suite de ce travail, d'améliorer la sensibilité du système de visualisation pour pouvoir détecter l'évolution du régime d'écoulement diphasique avec le flux de chaleur.

Pour la mesure du taux de vide, nous avons essayé de développer un capteur basé sur la technique d'atténuation de l'énergie d'un faisceau d'électrons traversant l'écoulement diphasique. Pour cela, une expérience de calibration a été mise en place et des tests de sensibilité du système à 4,2 K ont été réalisés. Toutefois et en raison de la lourdeur de cette méthode à très basses températures, elle n'a pas été menée à son terme.

Nous proposons comme prolongements à ce travail de continuer le développement du système de mesure de taux de vide fin d'affiner l'étude et apporter les compléments d'informations dont nous avons manqué.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Augyround 1996] L. Augyround, **Contribution à l'étude des écoulements verticaux d'hélium diphasique**, Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie, 1996
- [Barthau 1992] G. Barthau, "Active nucleation site density and pool boiling heat transfer - an experimental study", *Int. J. of Heat and Mass Transfer* Vol. **35** (1992), p. 271-278
- [Baudouy 1996] B. Baudouy, **Étude des transferts de chaleur dans les isolations électriques de câbles supraconducteurs d'aimant d'accélérateur refroidi par hélium superfluide**, Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie, 1996
- [Baudouy 2001] B. Baudouy, "Heat and Mass Transfer in Two-phase He I Thermosiphon Flow", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **47B** (2001), p. 1514-1521
- [Baudouy 2002] B. Baudouy, "Pressure drop in two-phase He I natural circulation loop at low vapor quality", *Proceedings of the Nineteenth International Cryogenic Engineering*, Grenoble, France, Vol. **19** (2002), p. 817-820
- [Baudouy 2003] B. Baudouy, "Heat transfer near critical condition in two-phase He I thermosiphon flow at low vapor quality", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **49** (2003), p. 1107-1114
- [Becker 1972] K. M. Becker et al., "Burnout conditions for round tubes at elevated pressures", *Progress of Heat and Mass Transfer* Vol. **6** (1972), p. 55-73
- [Becker 1992] K. M. Becker and B. Soderquist, "Assessments of round tube CHF tables", *Proc. European Two-Phase Flow Group Meeting*, Stockholm, Vol. **9** (1992), p. 1-23
- [Benkheira 2005] L. Benkheira et al., "Heat and mass transfer in nucleate boiling regime of He I in a natural circulation loop", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **51A** (2005), p. 871-878
- [Benkheira 2006] L. Benkheira et al., "Flow boiling regimes and CHF prediction in He I thermosiphon flow", *Présenté dans 21^e International Cryogenic Engineering*, Praha, Czech Republic, (2006)
- [Benkheira 2007] L. Benkheira et al., "Heat transfer characteristics of He I thermosiphon flow", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **50** (2007), p. 3534-3544
- [Berdnoz 1986] J. G. Berdnoz and K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system", *Z. Phys B - Condensed Matter* Vol. **64** (1986), p. 189-193
- [Bergles 1963] A. E. Bergles, "Subcooled burnout in tubes of small diameter", *ASME* Vol. **WAM 63-WA-182** (1963)
- [Biasi 1967] L. Biasi et al., "Studies on burnout : Part 3", *Energ. Nucl.* Vol. **14** (1967), p. 530-536
- [Bjornard 1977] T. A. Bjornard and P. Griffith, "PWR blowdown heat transfer", *ASME topical meeting on thermal and hydraulic aspects of nuclear safety*, Atlanta, Vol. **1** (1977), p. 17-41

- [Bottura 1998] L. Bottura, **Handbook of Applied Superconductivity, Volume I: Fundamental theory, basic hardware and low temperature science and technology**, Institute of Physics, 1998
- [Bowring 1972] R. W. Bowring, "A simple but accurate round tube uniform heat flux dryout correlation over the pressure range 0,7 - 17 MN/m²", AEEW-R 789, (1972)
- [Butterworth 1977] D. Butterworth and G. F. Hewitt, **Two-Phase Flow and Heat Transfer**, Oxford University Press, 1977
- [Carey 1992] V. P. Carey, **Liquid-vapor phase change phenomena**, Hemisphere, 1992
- [Carnahan 1969] B. Carnahan, **Applied numerical methods**, John Wiley and sons, 1969
- [Chen 1966] J. C. Chen, "A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow", *Ind Engng Chem. Proc. Des. Dev* Vol. **5** (1966), p. 322-329
- [Chen 1986] Z. Chen and S. W. V. Sciver, "Channel heat transfer in He I - Steady state orientation dependence", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **31** (1986), p. 431-438
- [Chisholm 1973] D. Chisholm, "Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase flow mixtures in smooth tubes and channels", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **16** (1973), p. 347-358
- [Ciazynski 1996] D. Ciazynski et al., "Results of the European study on conductor joints for ITER coils", *IEEE Trans. Magn.* Vol. **32** (1996), p. 2332-2335
- [CMS 1994] CMS Collaboration, CERN/LHCC 94-38, (1994)
- [Collier 1994] J. G. Collier and J. R. Thome, **Convective Boiling and Condensation**, Clarendo press, Oxford, 1994
- [Conte 1970] R. R. Conte, **Éléments de cryogénie**, Paris, Masson, 1970
- [Cryodata 1999] Cryodata, **Cryocomp materials properties version 3.06**, 1999
- [Cryodata 1999] Cryodata, **HEPAK helium properties version 3.4**, 1999
- [Cryotronics 2006] Cryotronics, <http://www.lakeshore.com/temp/sen/gtrd.html>, 2006
- [Dai 1995] P. Dai et al., "Synthesis and neutron powder diffraction study of the superconductor HgBaCaCuO by Ti substitution", *Physica C* Vol. **243** (1995), p. 201-206
- [Davis 1966] W. J. Davis and G. H. Anderson, "The incipience of nucleate boiling in forced convection flow", *AIChE J.* Vol. **12** (1966), p. 774-780
- [De La Harpe 1968] A. De La Harpe et al., "Boiling heat transfer and pressure drop of liquid helium-I under forced circulation in helically coiled tube", *Adv. in Cryo. Eng.* Vol. **14** (1968), p. 170-177
- [Dittus 1930] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter, "Heat transfer in automobile radiators of the tubular type", *University of california publications in engineering* Vol. **2** (1930), p. 443-461

- [Forster 1959] H. K. Forster and R. Greif, "Heat transfer to boiling liquid, Mechanisms and Correlations", *Trans. ASME, J. Heat Transfer* Vol. **81** (1959), p. 43-53
- [Fox 2000] R. Fox et al., **Introduction to fluid mechanics**, John Wiley and sons, 2000
- [Friedel 1979] L. Friedel, "Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow", *European two phase flow group meeting*, Ispra, 5-8 juin (1979)
- [Gnielinski 1983] V. Gnielinski, "Forced convection in ducts", **Heat exchanger design handbook (HEDH)**, Hemisphere, New York, 1983
- [Griffith 1960] P. Griffith and J. D. Wallis, "The role of surface conditions in nucleate boiling", *AIChE Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.* Vol. **56** (1960), p. 49-63
- [Gungor 1986] K. E. Gungor and R. H. S. Winterton, "A general correlation for flow boiling in tubes and annuli", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **29** (1986), p. 351-358
- [Gungor 1987] K. E. Gungor and R. H. S. Winterton, "Simplified general correlation for saturated flow boiling and comparisons of correlation with data", *Chem. Eng. Res. Des.* Vol. **65** (1987), p. 148-156
- [Hébral 1995] B. Hébral et al., **Cryogénie : ses applications en supraconductivité**, Institut international du froid et Techniques de l'ingénieur, 1995
- [Hoenig 1975] M. O. Hoenig and D. B. Montgomery, "Dense supercritical-helium cooled superconductors for large high field stabilized magnets," *IEEE Trans. Magn.* Vol. **MAG-11** (1975), p. 569-572
- [Huq 1992] R. H. Huq and J. L. Loth, "Analytical two-phase flow void prediction method", *J. Thermophysics* Vol. **6** (1992), p. 139-144
- [Idel'Cik 1986] I. E. Idel'Cik, **Mémento des pertes de charge**, Eyrolles, 1986
- [Incropera 1990] F. P. Incropera and D. P. D. Witt, **Fundamentals of heat and mass transfer**, Wiley, 1990
- [Ishii 1977] M. Ishii, "One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes", ANL-77-47, (1977)
- [Johannes 1972] C. Johannes, "Studies of forced convection heat transfer to helium I", *CEC*, Vol. **17** (1972), p. 352-360
- [Johannes 1972] C. Johannes and J. Mollard, "Nucleate boiling of helium I in channels simulating the cooling channels of large superconducting magnets", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **17** (1972), p. 332-341
- [Kandlikar 1990] S. G. Kandlikar, "A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes", *J. Heat Transfer* Vol. **112** (1990), p. 219-228

- [**Katto 1981**] Y. Katto and S. Kawamura, "Critical heat flux during natural convective boiling in vertical uniformly heated tubes submerged in saturated liquid", *Trans. ASME* Vol. **47** (1981), p. 2186-2190
- [**Katto 1984**] Y. Katto and H. Ohno, "An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **27** (1984), p. 1641-1648
- [**Keilin 1975**] V. E. Keilin et al., "Forced convection heat transfer to liquid helium I in the nucleate boiling regime region", *Cryogenics* Vol. **15** (1975), p. 141-145
- [**Khalil 1981**] A. Khalil et al., "Experimental measurement of void fraction in cryogenic two phase upward flow", *Cryogenics* Vol. **21** (1981), p. 411-414
- [**Kircher 2002**] F. Kircher et al., "CMS Coil Design and Assembly", *IEEE. Trans. on applied superconductivity* Vol. **12** (2002), p. 395-398
- [**Kutateladze 1948**] S. S. Kutateladze, "On the transition to film boiling under natural convection", *Kotloturbostroenie* Vol. **10** (1948), p.
- [**Kutateladze 1961**] S. S. Kutateladze, "Boiling heat transfer", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **4** (1961), p. 3-45
- [**Lallemand 2005**] M. LALLEMAND, **Transferts en changement de phase - Ébullition libre**, Techniques de l'ingénieur, 2005
- [**Lee 2002**] P. J. Lee, <http://www.asc.wisc.edu>, 2002
- [**Lee 1995**] P. J. Lee et al., **Composite Superconductors**, 1995
- [**Lehongre 1968**] S. Lehongre et al., "Critical nucleate boiling of liquid helium in narrow tubes and annuli", *ICEC*, Vol. **2** (1968), p. 274-275
- [**Lema 1998**] LEMA, <http://www.lema.phys.univ-tours.fr>, 1998
- [**Levy 1960**] S. Levy, "Stream Slip-theoretical prediction from momentum model", *Trans. ASME J. of Heat Transfer* Vol. **82** (1960), p. 113-124
- [**Levy 1967**] S. Levy, "Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction", *Int. J. of Heat and Mass Transfer* Vol. **10** (1967), p. 951-965
- [**LHC 1993**] LHC, "Study Group", CERN/AC/93-03, (1993)
- [**Liu 1991**] Z. Liu, Winterton, R.H.S., "A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli based on a nucleate pool boiling equation", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **34** (1991), p. 2759-2766
- [**Lockhart 1949**] R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two component flow in pipes", *Chem Eng Prog* Vol. **45** (1949), p. 39-48

- [Lottin 1998] J. C. Lottin and F.-P. Juster, "Liquid Helium Thermosiphon for the 4 Tesla CMS Solenoid", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. **43** (1998), p. 1505-1511
- [Lyon 1965] D. N. Lyon, "Boiling Heat Transfer and Peak Nucleate Boiling Fluxes in Saturated Liquid Helium Between 1 and Critical Temperatures", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. **10** (1965), p. 371
- [Monde 1990] M. Monde and K. Yamaji, "Critical heat flux during natural convective boiling in a vertical uniformly heated tubes submerged in saturated liquid", *J. Heat Transfer* Vol. **112** (1990), p. 111-116
- [Nagamatsu 2001] J. Nagamatsu et al., "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride", *Nature* Vol. **410** (2001), p. 63-64
- [NI 1998] NI, **LabVIEW : Manuel de base d'acquisition de données**, National Instruments Corporation, 1998
- [Ogata 1974] H. Ogata and S. Sato, "Forced convection heat transfer to boiling helium in a tube", *Cryogenics* Vol. **14** (1974), p. 375-380
- [Pérot 1989] J. Pérot, "Special magnets", CERN 89-04, S. Turner (1989)
- [Rohsenow 1952] W. M. Rohsenow, "A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids", *Trans. ASME* Vol. **74** (1952), p. 969-976
- [Rohsenow 1964] W. M. Rohsenow and A. E. Bergles, "The determination of forced convection surface boiling heat transfer", *Trans. ASME* Vol. **86** (1964), p. 365-372
- [Rossi 2003] L. Rossi, "Superconducting Magnets for accelerators and detectors", *Cryogenics* Vol. **43** (2003), p. 281-285
- [Royet 1987] J. M. Royet and R. M. Scanlan, "Manufacture of keystone flat superconducting cables for use in SSC dipoles", *IEEE Trans. Magn.* Vol. **MAG-23** (1987), p. 480-483
- [Schmidt 1981] C. Schmidt, "Review of steady state and transient heat transfer to pool boiling helium I", Saclay (1981), p. 17-31
- [Schneider 1994] T. Schneider and P. Turowski, "Critical current degradation of a NbTi-Multifilament conductor due to heat treatment", *IEEE Trans. Magn.* Vol. **30** (1994), p. 2391-2394
- [Schwitters 1993] R. F. Schwitters, "Future hadron collider : the SSC", *International Conference on High Energy Physics*, Vol. **272** (1993), p. 306-320
- [Shah 1976] M. M. Shah, "A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes", *ASHRAE Trans.* Vol. **82** (1976), p. 66-86
- [Shah 1979] M. M. Shah, "A generalized graphical method for predicting CHF in uniformly heated vertical tubes", *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **22** (1979), p. 557-568

- [Shah 1987] M. M. Shah, "Improved general correlation for critical heat flux during upflow in uniformly heated vertical tubes", *Int. J. Heat Fluid Flow* Vol. **8** (1987), p. 326-335
- [Simon 1988] R. Simon and A. Smith, **Superconductors: Conquering Technology's New Frontier**, Plenum Press, 1988
- [Souhar 2000] M. Souhar, **Transfert de chaleur par changement d'état liquide - vapeur**, Note de cours, ENSEM-INPL, Nancy, 2000
- [Steiner 1986] D. Steiner, "Heat transfer during flow boiling of cryogenic fluids in vertical and horizontal tubes", *Cryogenics* Vol. **26** (1986), p. 309-318
- [Steiner 1992] D. Steiner and J. Taborek, "Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model", *Heat Transfer Engng* Vol. **13** (1992), p. 43-69
- [Taine 1989] J. Taine and J.-P. Petit, **Transferts Thermiques - Mécanique des Fluides Anisothermes**, Dunod, 1989
- [Tixador 1995] P. Tixador, **Les supraconducteurs**, HERMES, 1995
- [Tong 1972] L. S. Tong and G. F. Hewitt, "Overall viewpoint of flow boiling CHF mechanisms", 72-HT-54, ASME (1972)
- [Tong 1997] L. S. Tong and Y. S. Tang, **Boiling heat transfer and two-phase flow**, Taylor & Francis, 1997
- [Vandervort 1992] C. L. Vandervort et al., "Heat transfer mechanisms in very high heat flux subcooled boiling, Fundamentals of Subcooled Flow Boiling", *HTD* Vol. **217** (1992)
- [Van Sciver 1986] S. W. Van Sciver, **Helium Cryogenics**, Plenum Press, 1986
- [Wallis 1969] G. B. Wallis, **One-dimensional Two-phase flow**, MacGraw-Hill, New York, 1969
- [Wang 1993] C. H. Wang and V. K. Dhir, "Effect of surface Wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface", *Journal of Heat Transfer* Vol. **115** (1993), p. 659-669
- [Whalley 1987] P. B. WHALLEY, **Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow**, Oxford Univ. Press, 1987
- [Wilson 1966] M. N. Wilson, "Heat transfer to boiling liquid helium in narrow vertical channels", **Liquid helium technology**, Pergamon press, Oxford, 1966
- [Wilson 1986] M. N. Wilson, **Superconducting Magnets**, Clarendon Press, 1986
- [Wilson 1996] M. N. Wilson, "Superconducting Materials for Magnets", *Proc. of CERN Accelerator School on Superconductivity in Particle Accelerators*, Geneva, Switzerland (1996), p. 47-69
- [Winterton 1998] R. H. S. Winterton, "Where did the Dittus and Boelter equation come from?" *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. **41** (1998), p. 809-810

[Wu 1987] M. K. Wu et al., "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound System at ambient pressure", *Phy. Rev. Lett* Vol. **58** (1987), p. 908-910

[Zuber 1965] N. Zuber and J. A. Finlay, "Average volumetric concentration in two-phase flow", *Trans ASME* (1965), p. 453-468

[Zvirin 1981] Y. Zvirin, "A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and other systems", *Nuclear Engineering and Design* Vol. **67** (1981), p. 203-225

ANNEXE A

MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

Dans cette annexe, nous présentons en détail un formalisme général, développé sans référence aux régimes d'écoulements, pour le calcul des propriétés hydrodynamiques d'un écoulement diphasique tout particulièrement le gradient de pression.

A.1. Équations de conservations locales

Les équations locales constituent la base de tout modèle décrivant un écoulement diphasique. Elles sont appliquées directement dans certains cas simples, par exemple l'ascension d'une bulle de vapeur isolée dans un milieu infini ou l'écoulement d'un film liquide sur une paroi plane.

Soit $v(t)$ un volume de contrôle représentatif du milieu diphasique (figure A.1). L'interface qui sépare les deux phases est matérialisée par la surface $A_i(t)$, supposée infiniment mince et sans masse. Elle divise $v(t)$ en $v_1(t)$ et $v_2(t)$, deux sous-volumes délimités respectivement par les surfaces $A_1(t)$ et $A_2(t)$.

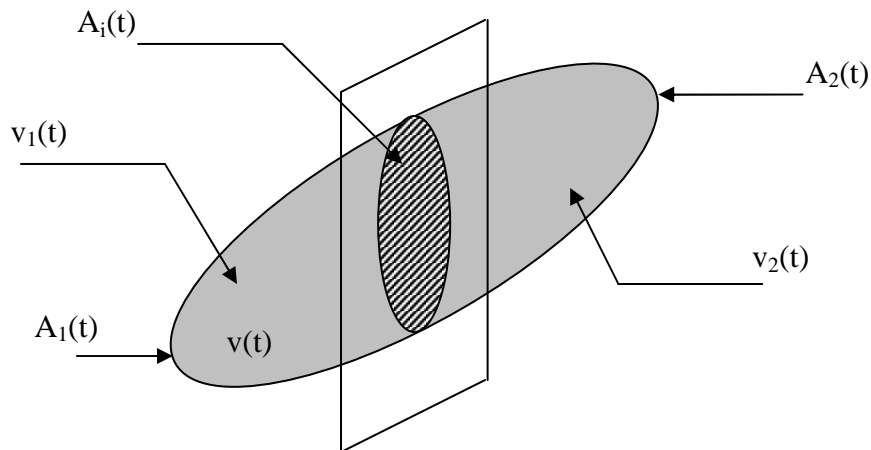


Figure A.1. Volume de contrôle représentatif $v(t)$.

Les lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont établies à partir des bilans réalisés sur le volume de contrôle $v(t)$. Elles s'écrivent :

Équation de continuité

$$\sum_{k=1,2} \frac{D}{Dt} \int_{v_k(t)} \rho_k dv = 0 \quad (A.1)$$

Équation de quantité de mouvement

$$\sum_{k=1,2} \frac{D}{Dt} \int_{v_k(t)} \rho_k \vec{V}_k dv = \sum_{k=1,2} \left[- \int_{A_k(t)} \rho_k \vec{V}_k (\vec{V}_k \cdot \vec{n}) dA + \int_{v_k(t)} \vec{f}_k dv + \int_{A_k(t)} \overline{\overline{T}}_k \cdot \vec{n}_k dA \right] \quad (A.2)$$

Équation d'énergie

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1,2} \frac{D}{Dt} \int_{v_k(t)} \rho_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) dv \\ &= \sum_{k=1,2} \left[- \int_{A_k(t)} \rho_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \vec{V}_k \cdot \vec{n} dA + \int_{v_k(t)} \vec{f}_k \cdot \vec{V}_k dv + \int_{A_k(t)} \left(\overline{\overline{T}}_k \cdot \vec{n}_k \right) \cdot \vec{V} dA - \int_{A_k(t)} \vec{q} \cdot \vec{n} dA \right] \end{aligned} \quad (A.3)$$

Dans ces équations :

- L'indice k ($k=1, 2$) signifie que la grandeur exprimée est attachée à la phase k ,
- ρ est la masse volumique,
- \vec{V} est le vecteur vitesse,
- \vec{f} est la densité massique des forces extérieures (gravité),
- $\overline{\overline{T}}$ est le tenseur de contraintes,
- e est l'énergie interne,
- \vec{q} est la densité surfacique du flux de chaleur

Les termes intégraux des équations précédentes sont ensuite décomposés par application des théorèmes de Leibnitz et de gauss. Ils s'énoncent comme suit :

Théorème de Leibnitz

$$\int_{A(t)} f \vec{V} \cdot \vec{n} dA = \int_{v(t)} \text{div} (f \vec{V}) dv \quad (A.4)$$

Théorème d'Ostrogradski

$$\frac{D}{Dt} \int_{v(t)} f dv = \int_{v(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dv + \int_{A(t)} f \vec{V} \cdot \vec{n} dA \quad (A.5)$$

Les équations (A.1), (A.2) et (A.3) deviennent :

$$(A.1) \rightarrow \sum_{k=1,2} \left[\int_{v_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \bar{\nabla} \rho_k \bar{V}_k \right) dv - \int_{A_i(t)} m_k dA \right] = 0 \quad (A.6)$$

$$(A.2) \rightarrow \sum_{k=1,2} \int_{v(t)} \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \bar{V}_k + \bar{\nabla} \cdot (\rho_k \bar{V}_k \bar{V}_k) - \bar{\nabla} \cdot \bar{T}_k - \rho_k \bar{f}_k \right] dv - \int_{A_i(t)} \left[\sum_{k=1,2} m_k \bar{V}_k - \bar{T}_k \cdot \bar{n}_k \right] dA = 0 \quad (A.7)$$

$$(A.3) \rightarrow \sum_{k=1,2} \int_{v(t)} \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) + \bar{\nabla} \cdot \left(\rho_k \left(u_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \bar{V}_k \right) - \bar{\nabla} \cdot (\rho_k - \bar{T}_k \cdot \bar{V}_k) - \rho_k \bar{f}_k \cdot \bar{V}_k \right] dv - \int_{A_i(t)} \left[\sum_{k=1,2} m_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) - (\rho_k - \bar{T}_k \cdot \bar{V}_k) \cdot \bar{n}_k \right] dA = 0 \quad (A.8)$$

avec :

$$m_k = \rho_k (\bar{V}_k - \bar{V}_i) \cdot \bar{n}_k \quad (A.9)$$

Sous une forme générale, les équations (A.6), (A.7) et (A.8) s'écrivent :

$$\sum_{k=1,2} \int_{v(t)} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \bar{\Psi}_k) + \bar{\nabla} \cdot (\rho_k \bar{\Psi}_k \bar{V}_k) + \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_k - \rho_k \bar{\Phi}_k \right] dv - \int_{A_i(t)} \left[\sum_{k=1,2} m_k \bar{\Psi}_k - \bar{J}_k \cdot \bar{n}_k \right] dA = 0 \quad (A.10)$$

Les valeurs de $\bar{\Psi}_k$, \bar{J}_k et $\bar{\Phi}_k$ sont donnés par le tableau suivant.

Tableau A.1. Expressions de $\bar{\Psi}_k$, \bar{J}_k et $\bar{\Phi}_k$

Équations de Bilan	$\bar{\Psi}_k$	\bar{J}_k	$\bar{\Phi}_k$
Masse	1	0	0
Quantité de mouvement	V_k	$-\bar{T}_k$	\bar{f}_k
Énergie	$e_k + \frac{V_k^2}{2}$	$\rho_k - \bar{T}_k \cdot \bar{V}_k$	$\bar{f}_k \cdot \bar{V}_k$

L'équation (A.10) est vérifiée pour tout $v(t)$ et $A_i(t)$ et il s'en suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \bar{\Psi}_k) + \bar{\nabla} \cdot (\rho_k \bar{\Psi}_k \bar{V}_k) + \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_k - \rho_k \bar{\Phi}_k = 0, k=1, 2 \quad (A.11)$$

et

$$\sum_{k=1,2} \left[m_k \bar{\Psi}_k - \bar{J}_k \cdot \bar{n}_k \right] = 0, k=1, 2 \quad (A.12)$$

L'équation (A.11) est l'équation locale instantanée de bilan, quant à (A.12), elle traduit les conditions de saut à l'interface.

A.2. Équations d'écoulement diphasique en conduite

Partant des équations locales établies précédemment, un modèle unidimensionnel est développé. Il est basé sur les techniques de prise de moyenne surfacique et temporelle qui simplifient considérablement les équations d'écoulements et qui font apparaître des grandeurs moyennes accessibles expérimentalement. Cependant, l'écoulement n'est pas représenté dans tous ses détails car le modèle ignore la complexité géométrique des interfaces. Cette dernière se trouve incluse dans les équations constitutives nécessaires à la fermeture du problème.

La figure A.2 résume la procédure à suivre pour établir ces équations.

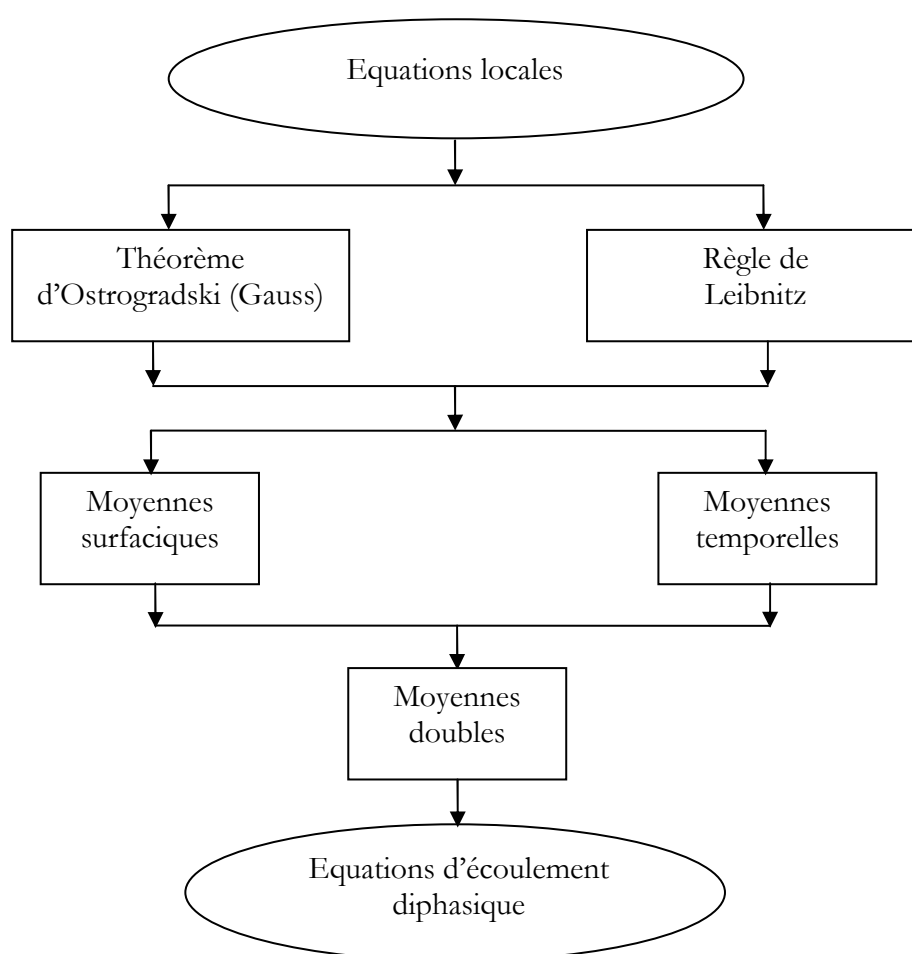


Figure A.2. Procédure adoptée pour l'établissement des équations d'écoulements diphasiques.

A.2.1. Équations moyennées sur une surface

Considérons un écoulement diphasique liquide-vapeur dans une conduite verticale de section droite notée A (figure A.3). On définit :

\vec{n} la normale à A ,

A_k la section droite occupée par la phase k ,

\vec{n}_k la normale à A_i dirigé vers l'extérieur de la phase k ,

v_k le volume de la phase k délimité par la surface A_i ,

$C = A_i \cap A$ la circonférence suivant la section droite A ,

$C_k = A_k \cap A$ la circonférence suivant la section droite A_k

\vec{n}_{kc} la normale à C_k située dans le plan de la section de la conduite,

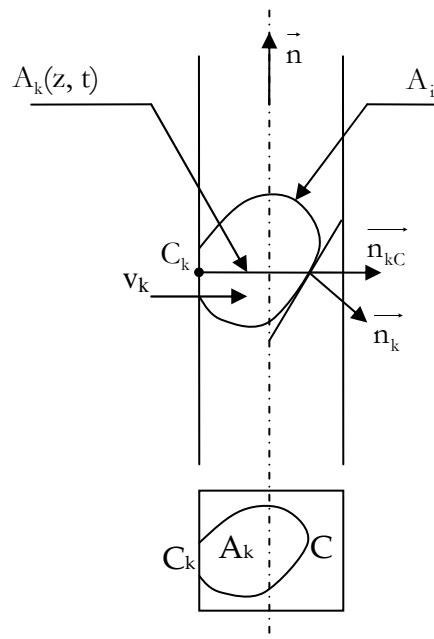


Figure A.3. Écoulement diphasique à travers une conduite circulaire.

Pour cette configuration, les théorèmes de transport de Reynolds (Leibnitz) et de Gauss (Ostrogradski) s'écrivent:

Théorème de Leibnitz

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} f(x,y,z,t) dA = \int_{A_k(z,t)} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial t} dA + \int_{C(z,t)} f(x,y,z,t) \vec{\nabla}_i \cdot \vec{n}_k \frac{dC}{n_k n_{kc}} \quad (A.13)$$

Théorème d'Ostrogradski

$$\int_{A_k(z,t)} \vec{\nabla} \cdot B dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} B n_z dA + \int_{C(z,t)} B n_k \frac{dC}{n_k n_{kc}} \quad (A.14)$$

Avec B une grandeur vectorielle ou tensorielle.

Bilan de masse

La figure A.4 représente une vue dessus d'une conduite verticale où les deux phases sont séparées :

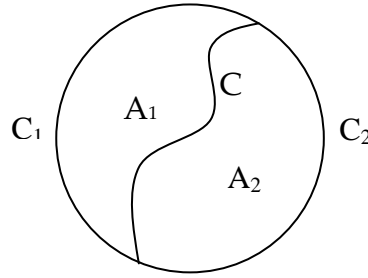


Figure A.4. Vue dessus de la conduite

Le bilan local de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \text{div}(\rho_k \mathbf{V}_k) = 0 \quad (\text{A.15})$$

Par prise de moyenne surfacique suivant A_k , L'équation (A.15) devient :

$$\int_{A_k(z,t)} \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \text{div}(\rho_k \overline{\mathbf{V}_k}) \right) dA = \int_{A_k(z,t)} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dA + \int_{A_k(z,t)} \text{div}(\rho_k \overline{\mathbf{V}_k}) dA = 0 \quad (\text{A.16})$$

Théorème de Leibnitz

$$\int_{A_k(z,t)} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dA = \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} \rho_k dA - \int_{C_k} \rho_k \overline{\mathbf{V}_{ik} \cdot \mathbf{n}_k} \frac{dC}{n_k n_{kC}} - \int_C \rho_k \overline{\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_k} \frac{dC}{n_k n_{kC}} \quad (\text{A.17})$$

$$\int_{C_k} \rho_k \overline{\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_k} \frac{dC}{n_k n_{kC}} = \mathbf{0}, \text{ car } \overline{\mathbf{V}_i} = \vec{0} \text{ sur } C_k \text{ (condition de non-glissement en paroi)}$$

L'équation (A.17) se réduit à :

$$\int_{A_k(z,t)} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dA = \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} \rho_k dA - \int_C \rho_k \overline{\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_k} \frac{dC}{n_k n_{kC}} \quad (\text{A.18})$$

Théorème d'Ostrogradski

$$\int_{A_k(z,t)} \text{div}(\rho_k \overline{\mathbf{V}_k}) dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} \rho_k W_k dA + \int_{C(z,t)} \rho_k \overline{\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_k} \frac{dC}{n_k n_{kC}} \quad (\text{A.19})$$

Finalement, le bilan de masse est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} \varrho_k dA - \int_C \varrho_k \overline{\overline{\mathbf{V}_i \mathbf{n}_k}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} + \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} \varrho_k W_k dA + \int_C \varrho_k \overline{\overline{\mathbf{V}_k \mathbf{n}_k}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} = 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} \varrho_k dA + \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} \varrho_k W_k dA = - \int_C \varrho_k \left(\overline{\overline{\mathbf{V}_k}} - \overline{\overline{\mathbf{V}_i}} \right) \overline{\overline{\mathbf{n}_k}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

On définit $\langle f_k \rangle$ la moyenne surfacique d'une grandeur $f(x, y, z, t)$ sur A_k , donnée par l'expression suivante :

$$\langle f_k \rangle = \frac{1}{A_k} \int_{A_k(z,t)} f_k(x, y, z, t) dA \quad (\text{A.21})$$

En introduisant l'expression précédente dans l'équation (A.20), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (A_k \langle \varrho_k \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (A_k \langle \varrho_k W_k \rangle) = - \int_{C(z,t)} \underbrace{\varrho_k \left(\overline{\overline{\mathbf{V}_k}} - \overline{\overline{\mathbf{V}_i}} \right) \overline{\overline{\mathbf{n}_k}}}_{m_k} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} \quad (\text{A.22})$$

L'équation (A.22) est l'équation de continuité phasique pour la phase k.

Bilan de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement pour la phase k s'écrit :

$$\frac{\partial (\varrho_k \cdot (\mathbf{V}_k)_i)}{\partial t} + (\varrho_k (\mathbf{V}_k)_i)_j (\mathbf{V}_k)_j - \varrho_k f_i - (t_k)_{ij,j} = 0 \quad (\text{A.23})$$

Par application des règles de Leibnitz et d'Ostrogradski, l'équation précédente s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (A_k \langle \varrho_k \overline{\overline{\mathbf{V}_k}} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (A_k \langle \varrho_k W_k \overline{\overline{\mathbf{V}_k}} \rangle) - A_k \langle \varrho_k \overline{\overline{\mathbf{f}_k}} \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (A_k \langle p_k \overline{\overline{\mathbf{n}_z}} \rangle) \\ - \frac{\partial}{\partial z} (A_k \langle \overline{\overline{\mathbf{T}_k \mathbf{n}_z}} \rangle) = - \int_{C(z,t)} \left(m_k \overline{\overline{\mathbf{V}_k}} - \overline{\overline{\mathbf{T}_k \mathbf{n}_k}} \right) \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} + \int_{C_k(z,t)} \overline{\overline{\mathbf{T}_k \mathbf{n}_k}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Supposons que :

- la pression p_k est uniforme suivant la section A_k quelque soit le temps t,
- La section totale A de la conduite est constante,

L'équation (A.24) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\langle R_k \varrho_k W_k \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (R_k \varrho_k W_k^2) - \langle R_k \varrho_k f_k \rangle \\ + R_k \frac{\partial p_k}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \langle (R_k \overline{\overline{\tau_k \mathbf{n}_z}}) \overline{\overline{\mathbf{n}_z}} \rangle = - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \left(m_k \overline{\overline{\mathbf{V}_k}} - \overline{\overline{\tau_k \mathbf{n}_k}} \right) \overline{\overline{\mathbf{n}_z}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} - \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} \left(\overline{\overline{\tau_k \mathbf{n}_k}} \right) \overline{\overline{\mathbf{n}_z}} \frac{dC}{\mathbf{n}_k \mathbf{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Bilan d'énergie

Il est donnée par :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\langle R_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) \rangle \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\langle R_k \rho_k \left(H_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) W_k \rangle \right) - \langle R_k \rho_k \left(\vec{f}_k \cdot \vec{V}_k \right) \rangle \\
 & - \frac{\partial}{\partial z} \langle R_k \left(\overline{\tau}_k \cdot \overline{V}_k \right) \overline{n}_z \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle R_k \overline{q}_k \overline{n}_z \rangle = \\
 & - \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} \left(m_k \left(e_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) - \left(\overline{T}_k \cdot \overline{V}_k \right) \overline{n}_k + \overline{q}_k \overline{n}_k \right) \frac{dC}{n_k n_{kC}} - \int_{C_k(z,t)} \overline{q}_k \overline{n}_z \frac{dC}{n_k n_{kC}}
 \end{aligned} \tag{A.26}$$

A.2.2. Équations moyennées dans le temps

Définitions

Considérons f_k une grandeur caractéristique de la phase k . En un point donné de l'écoulement diphasique, la phase k passe d'une façon discontinue comme l'indique la figure A.5 :

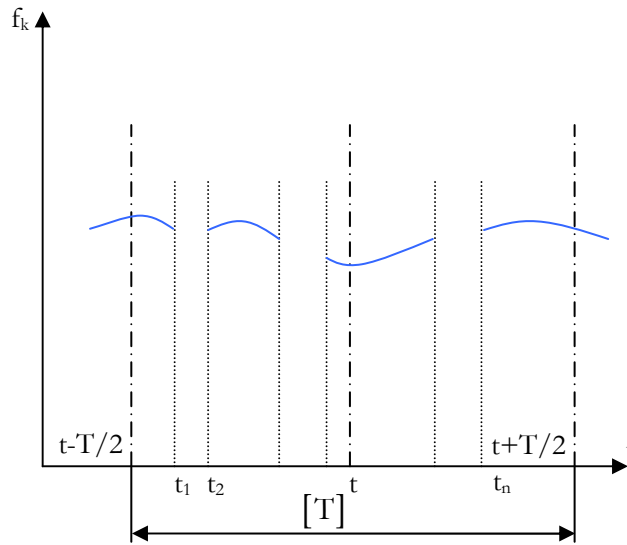


Figure A.5. Évolution temporelle d'une grandeur f_k

Soit $\left[t - \frac{T}{2}, t + \frac{T}{2} \right]$ un intervalle du temps dans lequel on définit :

$[T_k] = \bigcup_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} [T_k]$ est l'intervalle du temps de présence de la phase k ,

$T_k = \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} [T_k]$ est le temps total cumulé de présence de la phase k sur $\left[t - \frac{T}{2}, t + \frac{T}{2} \right]$

Forme limite du théorème de Leibniz

$$\int_{[T_k]} \frac{\partial f_k}{\partial t} dt = \frac{\partial}{\partial t} \int_{[T_k]} f_k dt + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} f_k \overrightarrow{V_i n_k} \quad (\text{A.27})$$

Si $f_k=1$, l'équation (A.27) devient :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} = \frac{1}{T} \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{\overrightarrow{V_i n_k}}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} \quad (\text{A.28})$$

Avec α_k est la fraction du temps de présence de la phase k, définit par :

$$\alpha_k = \frac{T_k}{T} \quad (\text{A.29})$$

Forme limite du théorème de Gauss

$$\int_{[T_k]} \overrightarrow{\nabla} B_k dt = \overrightarrow{\nabla} \cdot \int_{[T_k]} B_k dt + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} \overrightarrow{n_k} B_k \quad (\text{A.30})$$

Équations moyennées dans le temps

Par intégration des équations locales sur l'intervalle du temps $[T_k]$, on obtient :

$$\underbrace{\int_{[T_k]} \frac{\partial}{\partial t} (\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k) dt}_{(1)} + \underbrace{\int_{[T_k]} \overrightarrow{\nabla} \cdot (\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k \overrightarrow{V}_k) dt}_{(2)} + \underbrace{\int_{[T_k]} \overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{J}_k dt}_{(3)} - \underbrace{\int_{[T_k]} \varrho_k \overrightarrow{\Phi}_k dt}_{(4)} = 0 \quad (\text{A.31})$$

En appliquant les théorèmes (A.27) et (A.30), les termes de l'équation précédente s'expriment :

$$\begin{aligned} (1) &\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int_{[T_k]} \varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k dt + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k}{|\overrightarrow{V_k n_k}|} \overrightarrow{V_i n_k} = \frac{\partial}{\partial t} T_k \left[\frac{1}{T_k} \int_{[T_k]} \varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k dt \right] + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k}{|\overrightarrow{V_k n_k}|} \overrightarrow{V_i n_k} \\ &= \frac{\partial \left(T_k \varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k^x \right)}{\partial t} + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k}{|\overrightarrow{V_k n_k}|} \overrightarrow{V_i n_k} \\ (2) &\Rightarrow \overrightarrow{\nabla} \cdot \int_{[T_k]} (\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k \overrightarrow{V}_k) dt + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} (\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k \overrightarrow{V}_k) \overrightarrow{n_k} = \overrightarrow{\nabla} \cdot \left(T_k \varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k \overrightarrow{V}_k^x \right) + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} (\varrho_k \overrightarrow{\Psi}_k \overrightarrow{V}_k) \overrightarrow{n_k} \\ (3) &\Rightarrow \overrightarrow{\nabla} \cdot \int_{[T_k]} \overrightarrow{J}_k dt + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} \overrightarrow{J}_k \overrightarrow{n_k} = \overrightarrow{\nabla} \cdot \left(T_k \overrightarrow{J}_k^x \right) + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overrightarrow{V_i n_k}|} \overrightarrow{J}_k \overrightarrow{n_k} \\ (4) &\Rightarrow \varrho_k \overrightarrow{\Phi}_k T_k \end{aligned}$$

Finalement, l'équation (A.31) devient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left(T_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k^x \right)}{\partial t} + \overline{\nabla} \cdot \left(T_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k \overline{\overline{V}}_k^x \right) + \overline{\nabla} \cdot \left(T_k \overline{\overline{J}}_k^x \right) + \varrho_k \overline{\overline{\Phi}}_k T_k = \\ & - \left[\sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T]}} \frac{\varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k}{|\overline{\overline{V}}_k \cdot \overline{\mathbf{n}}_k|} \overline{\overline{V}}_i \cdot \overline{\mathbf{n}}_k + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overline{\overline{V}}_i \cdot \overline{\mathbf{n}}_k|} \left(\varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k \overline{\overline{V}}_k \right) \cdot \overline{\mathbf{n}}_k + \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overline{\overline{V}}_i \cdot \overline{\mathbf{n}}_k|} \overline{\overline{J}}_k \cdot \overline{\mathbf{n}}_k \right] \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left(\alpha_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k^x \right)}{\partial t} + \overline{\nabla} \cdot \left(\alpha_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k \overline{\overline{V}}_k^x \right) + \overline{\nabla} \cdot \left(\alpha_k \overline{\overline{J}}_k^x \right) + \varrho_k \alpha_k \overline{\overline{\Phi}}_k = \\ & - \frac{1}{T} \sum_{\substack{\text{disc} \\ \in [T_k]}} \frac{1}{|\overline{\overline{V}}_i \cdot \overline{\mathbf{n}}_k|} \left[\underbrace{\varrho_k \left(\overline{\overline{V}}_k - \overline{\overline{V}}_i \right) \cdot \overline{\mathbf{n}}_k}_{\overline{\overline{m}}_k} \overline{\overline{\Psi}}_k + \overline{\overline{J}}_k \cdot \overline{\mathbf{n}}_k \right] \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Ainsi, les équations de conservation s'écrivent :

Équation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k^x + \overline{\nabla} \cdot \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{\Psi}}_k \overline{\overline{V}}_k^x = - \sum_j l_j^{-1} m_{kj} \quad (\text{A.34})$$

Équation de quantités de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{V}}_k^x + \overline{\nabla} \cdot \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{V}}_k \overline{\overline{V}}_k^x - \overline{\nabla} \cdot \alpha_k \overline{\overline{T}}_k^x - \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{f}}_k^x = - \sum_j l_j^{-1} \left(m_k \overline{\overline{V}}_k - \overline{\overline{T}}_k \cdot \overline{\mathbf{n}}_k \right)_j \quad (\text{A.35})$$

Équation de l'énergie

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \alpha_k \varrho_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \overline{\overline{\Psi}}_k^x + \overline{\nabla} \cdot \alpha_k \varrho_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \overline{\overline{V}}_k \overline{\overline{\Psi}}_k^x + \overline{\nabla} \cdot \alpha_k \overline{\overline{T}}_k \cdot \overline{\overline{V}}_k^x + \alpha_k \overline{\overline{q}}_k^x - \alpha_k \varrho_k \overline{\overline{f}}_k \overline{\overline{V}}_k^x \\ & = - \sum_j l_j^{-1} \left[m_k \left(e_k + \frac{V_k^2}{2} \right) - \left(\overline{\overline{T}}_k \cdot \overline{\overline{V}}_k \right) \cdot \overline{\mathbf{n}}_k + \overline{\overline{q}}_k \cdot \overline{\mathbf{n}}_k \right]_j \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

avec :

- $\overline{\overline{f}}_k^x = \frac{1}{T} \int_{[T_k]} f_k dt$ représente la valeur moyenne de la grandeur f_k sur $[T_k]$,
- $l_j = T \left| \overline{\overline{V}}_i \cdot \overline{\mathbf{n}}_k \right|_j$, j dénote la $j^{\text{ème}}$ interface qui passe par le point x durant l'intervalle $[T]$.

A.2.3. Équation doublement moyennées

Une équation doublement moyennées est une équation qui est moyennée à la fois dans l'espace et dans le temps.

$$\begin{aligned} \langle \bar{f}_k \rangle &= \frac{1}{A} \int_A \bar{f}_k dA = \frac{1}{A} \int_A \left(\frac{1}{T} \int_{[T]} X_k f_k dt \right) dA = \frac{1}{T} \int_{[T]} \left(\frac{1}{A} \int_A X_k f_k dA \right) dt \\ &= \frac{1}{T} \int_{[T]} \left(\frac{A_k}{A} \frac{1}{A_k} \int_A X_k f_k dA \right) dt = \overline{R_k \langle f_k \rangle} \end{aligned} \quad (A.37)$$

D'autre part :

$$\langle \bar{f}_k \rangle = \langle \alpha_k \bar{f}_k^x \rangle \quad (A.38)$$

Il découle des relations (A.37) et (A.38) :

$$\langle \alpha_k \bar{f}_k^x \rangle = \overline{R_k \langle f_k \rangle} \quad (A.39)$$

Cas particulier

Si $f_k = 1$, on a :

$$\langle \alpha_k \rangle = \overline{R_k} \quad (A.40)$$

En moyennant dans le temps sur [T] les équations (A.22), (A.25) et (A.26), on obtient :

Équation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{R_k \langle \varrho_k \rangle}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{R_k \langle \varrho_k W_k \rangle}) = - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \varrho_k (\overline{V_k} - \overline{V_i}) \overline{n_k \frac{dC}{n_k n_{kC}}} \quad (A.41)$$

En utilisant la relation (A.39) l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\langle \alpha_k \overline{\varrho_k^x} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \alpha_k \overline{\varrho_k W_k^x} \rangle) = - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \varrho_k (\overline{V_k} - \overline{V_i}) \overline{n_k \frac{dC}{n_k n_{kC}}} \quad (A.42)$$

Équation de quantité de mouvement

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} (\langle \varrho_k \alpha_k \overline{W_k^x} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \alpha_k \varrho_k \overline{W_k^2 x} \rangle) - \langle \alpha_k \overline{\varrho_k f_k^x} \rangle \\ &+ \overline{R_k} \frac{\partial \overline{p_k}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \alpha_k \overline{(\overline{\tau_k \cdot n_k}) \overline{n_z^x}} \rangle \right) \\ &= - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} (\overline{m_k \overline{V_k} - \overline{\tau_k \cdot n_k}}) \overline{n_k \frac{dC}{n_k n_{kC}}} + \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} (\overline{\tau_k \cdot n_k}) \overline{n_k \frac{dC}{n_k n_{kC}}} \end{aligned} \quad (A.43)$$

Équation de l'énergie

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\overline{\left\langle \alpha_k \varrho_k \left(\mathbf{e}_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) \right\rangle} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{\left\langle \alpha_k \varrho_k \left(H_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) W_k \right\rangle} \right) - \overline{\left\langle \alpha_k \varrho_k \left(\overline{\mathbf{f}_k} \cdot \overline{\mathbf{V}_k} \right) \right\rangle} \\
& - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\left\langle \alpha_k \left(\overline{\overline{\tau}_k} \cdot \overline{\mathbf{V}_k} \right) \overline{\mathbf{n}_z} \right\rangle} + R_k \frac{\partial}{\partial z} \overline{\left\langle \alpha_k \overline{\mathbf{q}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_z} \right\rangle} = \\
& - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \left(m_k \left(\mathbf{e}_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) - \left(\overline{\overline{\mathbf{T}_k}} \cdot \overline{\mathbf{V}_k} \right) \overline{\mathbf{n}_k} + \overline{\mathbf{q}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_k} \right) \frac{dC}{\overline{\mathbf{n}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_{kC}}} - \int_{C_k(z,t)} \overline{\mathbf{q}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_z} \frac{dC}{\overline{\mathbf{n}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_{kC}}}
\end{aligned} \tag{A.44}$$

Hypothèses simplificatrices

Soit f et g deux fonctions dépendantes de l'espace et du temps. Les moyennes surfaciques et temporelles du produit s'écrivent :

$$\begin{cases} \langle f \cdot g \rangle = A \langle F \rangle \langle g \rangle \\ \overline{f \cdot g} = B \overline{f} \cdot \overline{g} \end{cases} \tag{A.45}$$

On prend $A = B = 1$. Cette hypothèse est très grossière, mais on espère que les erreurs introduites seront compensées par des choix judicieux au niveau des lois constitutives (équation de fermeture).

Dans le cas général, certaines hypothèses simplificatrices sont rajoutées :

- a) les équations d'état qui sont valables pour les grandeurs locales s'appliquent aussi aux grandeurs moyennées,
- b) les termes de conduction longitudinale dans chaque phase, ainsi que leurs dérivées sont négligeables,
- a) les dérivées des tensions visqueuses phasiques et des puissances de ces tensions sont négligeables,
- b) la pression reste constante dans une section droite.

Dans ce qui suit, afin d'alléger l'écriture des équations, les opérateurs de moyennes temporelles et surfaciques sont supprimés.

En tenant compte des hypothèses a), b), c) et d), les équations phasiques (A.42), (A.43) et (A.44) deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \varrho_k) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_k \varrho_k W_k) = - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \varrho_k \left(\overline{\mathbf{V}_k} - \overline{\mathbf{V}_i} \right) \overline{\mathbf{n}_k} \frac{dC}{\overline{\mathbf{n}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_{kC}}} \tag{A.46}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (\varrho_k \alpha_k W_k) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_k \varrho_k W_k^2) - \alpha_k \varrho_k f_k + \alpha_k \frac{\partial p_k}{\partial z} \\
& = - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \left(m_k \overline{\mathbf{V}_k} - \overline{\overline{\tau}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_k} \right) \frac{dC}{\overline{\mathbf{n}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_{kC}}} + \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} \left(\overline{\overline{\tau}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_k} \right) \frac{dC}{\overline{\mathbf{n}_k} \cdot \overline{\mathbf{n}_{kC}}}
\end{aligned} \tag{A.47}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_k \rho_k \left(H_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) W_k \right) - \alpha_k \rho_k \left(\overleftarrow{f}_k \overleftarrow{V}_k \right) = \\ & - \frac{1}{\Lambda} \int_{C_k(z,t)} \left(m_k \left(e_k + \frac{1}{2} V_k^2 \right) - \left(\overleftarrow{T}_k \overleftarrow{V}_k \right) \overleftarrow{n}_k + \overleftarrow{q}_k \overleftarrow{n}_k \right) \frac{dC}{\overleftarrow{n}_k \overleftarrow{n}_{kC}} - \int_{C_k(z,t)} \overleftarrow{q}_k \overleftarrow{n}_z \frac{dC}{\overleftarrow{n}_k \overleftarrow{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Finalement, les équations diphasiques s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_1 \rho_1 W_1 + \alpha_2 \rho_2 W_2) = 0 \quad (\text{A.49})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 \rho_1 W_1 + \alpha_2 \rho_2 W_2) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_1 \rho_1 W_1^2 + \alpha_2 \rho_2 W_2^2) - (\alpha_1 \rho_1 f_1 + \alpha_2 \rho_2 f_2) + \frac{\partial p}{\partial z} \\ & = \frac{1}{\Lambda} \int_{C_k(z,t)} \left(\overleftarrow{\tau}_k \cdot \overleftarrow{n}_k \right) \frac{dC}{\overleftarrow{n}_k \overleftarrow{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_1 \rho_1 \left(e_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \right) + \alpha_2 \rho_2 \left(e_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_1 \rho_1 \left(H_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \right) W_1 + \alpha_2 \rho_2 \left(H_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \right) W_2 \right) \\ & - \left[\alpha_1 \rho_1 \left(\overleftarrow{f}_1 \overleftarrow{V}_1 \right) + \alpha_2 \rho_2 \left(\overleftarrow{f}_2 \overleftarrow{V}_2 \right) \right] = - \frac{1}{\Lambda} \int_{C_k(z,t)} \overleftarrow{q}_k \overleftarrow{n}_z \frac{dC}{\overleftarrow{n}_k \overleftarrow{n}_{kC}} \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

ANNEXE B

CORRÉLATIONS D'ÉCHANGE THERMIQUE EN

ÉBULLITION CONVECTIVE

CORRÉLATIONS D'ÉCHANGE THERMIQUE

EN

ÉBULLITION CONVECTIVE

Dans cette annexe, sont présentées les différentes corrélations pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur diphasique h_{TP} établies selon le modèle asymptotique ($h_{TP} = \sqrt[n]{(Fh_{CV})^n + (Sh_{ENB})^n}$) et le modèle à majoration ($h_{TP} = Eh_{CV}$). Pour le premier, on précise la valeur de l'exposant n et les expressions de F , h_{CV} , S et h_{EN} . Pour le deuxième, on donne les expressions de h_{CV} et le coefficient E

B.1. Modèle asymptotique

B.1.1. Corrélation de Chen

Chen propose [Chen 1966] :

- $n=1$,
- h_{cv} est calculé par la corrélation de Dittus-Boelter, donné par :

$$h_{CV} = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4} \left(\frac{\lambda_l}{D} \right)$$

$$- F = \begin{cases} 1 & \text{pour } \frac{1}{\chi_{tt}} \leq 0,1 \\ 2,35 \left(\frac{1}{\chi_{tt}} + 0,213 \right)^{0,736} & \text{pour } \frac{1}{\chi_{tt}} > 0,1 \end{cases}, \chi_{tt} \text{ est le paramètre de Martinelli,}$$

- h_{EN} est calculé par la corrélation de Forster et Zuber établie en ébullition en bain :
- $$h_{EN} = 0,00122 \frac{k_1^{0,79} C_{pl}^{0,45} q_1^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_1^{0,29} L_v^{0,24} \rho_v^{0,24}} (T_p - T_{sat})^{0,24} (p_{sat}(T_p) - p_{sat}(T_1)),$$
- $S = \begin{cases} \left[1 + 0,12 (Re_{TP}^*)^{1,14}\right]^{-1} & \text{pour } Re_{TP}^* < 32,5 \\ \left[1 + 0,42 (Re_{TP}^*)^{0,78}\right]^{-1} & \text{pour } 32,5 \leq Re_{TP}^* < 70 \quad \text{où } Re_{TP}^* = \frac{G(1-x)D}{\mu_1} F^{1,25} 10^{-4} \\ 0,1 & \text{pour } Re_{TP}^* > 70 \end{cases}$

B.1.2. Corrélation de Gungor et Winterton

Gungor et Winterton proposent **[Gungor 1986]** :

- $n=1$,
 - h_{cv} est calculé par la corrélation de Dittus-Boelter, donnée par :
- $$h_{CV} = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4} \left(\frac{\lambda_1}{D}\right)$$
- $F = 1 + 24000 Bo^{1,16} + \frac{1}{\chi_{tt}^{0,86}}$, où Bo est le nombre d'ébullition donné par : $Bo = \frac{q}{GL_v}$,
 - h_{EN} est calculé par la corrélation de Cooper avec une rugosité de surface fixée à $1\mu m$, donnée par : $h_{EN} = 55 \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{0,12} \left[-\log_{10} \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)\right]^{-0,55} M^{-0,5} q^{0,67}$, où M est la masse molaire,
 - $S = \left[1 + 1,15 \times 10^{-6} F^2 Re_1^{1,17}\right]^{-1}$

B.1.3. Corrélation de Liu et Winterton

Liu et Winterton proposent **[Liu 1991]**:

- $n=2$,
- h_{cv} est donné par : $h_{CV} = 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4} \left(\frac{\lambda_1}{D}\right)$ (corrélation de Dittus-Boelter),
- $F = \left[1 + x Pr_1 \left(\frac{q_1}{q_v} - 1\right)\right]^{0,35}$,
- h_{EN} est donnée par : $h_{EN} = 55 \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{0,12} \left[-\log_{10} \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)\right]^{-0,55} M^{-0,5} q^{0,67}$ (corrélation de Cooper),
- $S = \left[1 + 0,055 F^{0,1} Re_1^{0,16}\right]^{-1}$.

B.1.4. Corrélation de Steiner et Taboreck

Steiner et Taboreck suggèrent **[Steiner 1992]** :

- $n=1$,
- h_{CV} est calculé à partir de la corrélation de Gnielinski **[Gnielinski 1983]**, donné par :
- $h_{CV} = \frac{(f_l/8)(Re_1 - 1000) Pr_1}{1 + 12,7(f/8)^{0,5} (Pr_1^{2/3} - 1)} \left(\frac{D}{\lambda_1} \right)$, où f est le coefficient de perte de charge en phase liquide donné par la loi suivante : $f_l = (1,82 \log_{10}(Re_1) - 1,64)^{-2}$
- $F = \left((1-x)^{1,5} + 1,9x^{0,6} (1-x)^{0,01} \left(\frac{Q_l}{Q_v} \right)^{0,35} \right)^{1,1}$,
- $h_{EN} = 5050 \text{ W/m}^2\text{K}$ valeur préconisée pour le cas de l'hélium,

$$S = F_{pf} \left(\frac{q}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{D}{D_0} \right)^{-0,4} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{0,133} F[M], \text{ où } q_0 = 1000 \text{ W/m}^2, D_a = 0,01 \text{ m}, \varepsilon = \varepsilon_0 = 1 \text{ }\mu\text{m},$$

$$F_{pf} = 2,816 p_r^{0,45} + \left(3,4 + \frac{1,7}{(1-p_r^7)} \right) p_r^{3,7}, p_r = \frac{P}{P_{cr}}, nf = 0,7 - 0,13e^{1,105 p_r} \text{ et } F[M] = 0,35 M^{0,24}.$$

B.2. Modèle de majoration

B.2.1. Corrélation de Gungor et Winterton

Gungor propose **[Gungor 1987]**:

- $E = 1 + 3000 Bo^{0,86} + 1,12 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,75} \left(\frac{Q_l}{Q_v} \right)^{0,41}$,
- Le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée h_{CV} est donné par la corrélation de Dittus-Boelter : $h_{CV} = 0,023 \frac{\lambda_1}{D} Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4}$

B.2.2. Corrélation de Kandlikar

Kandlikar suggère **[Kandlikar 1990]**:

$$E = A_1 Co^{A_2} + A_3 Bo^{A_4} F_{fluide}$$

avec :

- Co est le nombre de convection donné par $Co = \sqrt{(Q_v/Q_l)} [(1-x)/x]^{0,8}$,
- F_{fluide} est un coefficient dépendant de la nature du fluide.

- Le coefficient de transfert convectif est calculé par la corrélation de Dittus-Boettler, donnée par : $h_{CV} = 0,023 \frac{\lambda_1}{D} Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4}$

Les valeurs des coefficients A_1 , A_2 , A_3 et A_4 sont données, selon le régime d'échange thermique prépondérant, par le tableau suivant.

Tableau B.1. Valeurs des coefficients A_1 , A_2 , A_3 et A_4 pour la corrélation de Kandlikar

Coefficients	Convection forcée diphasique	Ébullition nucléée
A_1	1,136	0,6683
A_2	-0,9	-0,2
A_3	667,2	1058
A_4	0,7	0,7

-

ANNEXE C

CORRÉLATIONS DE FLUX DE CHALEUR CRITIQUE

CORRÉLATIONS DE FLUX

DE

CHALEUR CRITIQUE

Dans cette annexe, on présente les corrélations développées en convection forcée pour le calcul de la densité de flux de chaleur critique q_{cr} . Elles concernent essentiellement les corrélations de Shah et de Katto et Ohn utilisées lors de cette étude.

C.1. Corrélation de Shah

Shah fait intervenir un paramètre Y défini comme [Shah 1987]:

$$Y = PeFr^{0,4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,6} \quad (C.1)$$

où :

- Pe est le nombre de Péclet donné par : $Pe = \frac{GDC_{pl}}{\lambda_l}$,
- Fr est le nombre de Froude donné par : $Fr = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D}$.

Le calcul de q_{cr} s'effectue comme suit :

- Si $Y \leq 10^6$, $q_{cr} = q_{UCC}$ (UCC pour « Upstream Condition Correlation »),
- Si $Y > 10^6$, $q_{cr} = q_{LCC}$ (LCC pour « Local Condition Correlation »),

La corrélation UCC

Le flux q_{UCC} est donné par :

$$\frac{q_{UCC}}{GL_v} = 0,124 \left(\frac{D}{L} \right)^{0,89} \left(\frac{10^4}{Y} \right)^n (1-x) \quad (C.2)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 & - \text{ Si } Y \leq 10^4 \Rightarrow n = 0 \\
 & - \text{ Si } Y > 10^4 \Rightarrow \begin{cases} \text{ si } Y \leq 10^6: n = \left(\frac{D}{L}\right)^{0,54} \\ \text{ si } Y > 10^6: n = \frac{0,12}{(1-x)^{0,5}} \end{cases}
 \end{aligned}$$

La corrélation LCC

Le flux q_{LCC} est donné par :

$$\frac{q_{UCC}}{GL_v} = F_E F_X Bo_0 \quad (C.3)$$

avec :

- F_E est un facteur d'entrée donnée par : $F_E = 1,54 - 0,032 \left(\frac{L_{Ch}}{D}\right)$,
- L'expression de F_X est différente suivant que le titre massique au point de la crise d'ébullition est négative (écoulement sous refroidi) ou positif (écoulement saturé). Pour

$$x_{cr} > 0, F_X \text{ s'obtient de la manière suivante : } F_X = F_3 \left[1 + \frac{\left(F_3^{-0,29} - 1\right) \left(\frac{P}{P_{cr}} - 0,6\right)}{0,35} \right], \text{ où}$$

$$F_3 = \left(\frac{1,25 \times 10^5}{Y}\right)^{0,833 x_{CHF}} \text{ et } c=0 \text{ si } p/p_{cr} \leq 0,6 \text{ sinon } c=1,$$

- Bo_0 est le nombre d'ébullition pour $x_{cr} = 0$. Il se calcule en choisissant la valeur maximale parmi les trois expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 & - Bo_0 = 15Y^{-0,612} \\
 & - Bo_0 = 0,082Y^{-0,3} \left\{ 1 + 1,45 \left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{4,03} \right\} \\
 & - Bo_0 = 0,0024Y^{-0,105} \left\{ 1 + 1,15 \left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{3,39} \right\}
 \end{aligned}$$

C.2. Corrélation de Katto et Ohno

Katto et Ohno propose l'expression suivante [Katto 1984] :

$$q_{cr} = q_0 \left(1 + K_K \frac{\Delta H_{sref}}{L_v} \right) \quad (C.4)$$

Les grandeurs q_0 et K_K sont calculées suivant un choix complexe entre respectivement cinq valeurs de flux q_{0i} ($1 \leq i \leq 5$) et trois expressions K_{Kj} ($1 \leq j \leq 3$). Les variables q_{0i} et K_{Kj} dépendent de la vitesse massique G , de la chaleur latente L_v , du paramètre géométrique (L_{Ch}/D), du rapport des masses volumiques ρ_v / ρ_l et du nombre de Weber $We_1 = G^2 L_{Ch} / \rho_l \sigma$.

Le tableau suivant donne les expressions de q_{0i} ($1 \leq i \leq 5$) et de K_{Kj} ($1 \leq j \leq 3$).

Tableau B.1. Expressions des paramètres q_{0i} et K_{Kj} dans la corrélation de Katto

q_0 (W/m ²)	K_{Kj}
$q_{01} = C_k G L_v We_1^{-0,043} \left(\frac{L_{Ch}}{D} \right)^{-1}$	$K_{K1} = \frac{1,043}{4C_k We_1^{-0,043}}$
$q_{02} = 0,1 G L_v \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,133} We_1^{-1/3} \left[\frac{1}{1 + 0,0031(L_{Ch}/D)} \right]$	$K_{K2} = \left(\frac{5}{6} \right) \frac{0,0124 + D/L_{Ch}}{(\rho_v / \rho_l)^{0,133} We_1^{-1/3}}$
$q_{03} = 0,098 G L_v \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,133} We_1^{-0,433} \left[\frac{(L_{Ch}/D)^{0,27}}{1 + 0,0031(L_{Ch}/D)} \right]$	$K_{K2} = 1,12 \frac{1,52 We_1^{-0,233} + D/L_{Ch}}{(\rho_v / \rho_l)^{0,6} We_1^{-0,173}}$
$q_{04} = 0,0384 G L_v \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,6} We_1^{-0,173} \left[\frac{1}{1 + 0,28 We_1^{-0,233} (L_{Ch}/D)} \right]$	
$q_{04} = 0,234 G L_v \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,513} We_1^{-0,433} \left[\frac{(L_{Ch}/D)^{0,27}}{1 + 0,031(L_{Ch}/D)} \right]$	

Le coefficient C_k est donné suivant le rapport L_{Ch}/D :

Si $L_{Ch}/D < 50$	Si $50 \leq L_{Ch}/D \leq 150$	Si $L_{Ch}/D > 150$
$C_k = 0,25$	$C_k = 0,25 + 0,0009 [(L_{Ch}/D) - 50]$	$C_k = 0,34$

Le choix des paramètres q_0 et K_K s'effectue comme suit :

Pour $\rho_v / \rho_l < 0,15$	Pour $\rho_v / \rho_l \geq 0,15$
$q_{01} < q_{02} \Rightarrow q_0 = q_{01}$	$q_{01} < q_{05} \Rightarrow q_0 = q_{01}$
$q_{01} > q_{02} \Rightarrow \begin{cases} q_0 = q_{02} \text{ si } q_{02} < q_{03} \\ q_0 = q_{03} \text{ si } q_{02} \geq q_{03} \end{cases}$	$q_{01} > q_{05} \Rightarrow \begin{cases} q_0 = q_{05} \text{ si } q_{05} > q_{04} \\ q_0 = q_{04} \text{ si } q_{05} \leq q_{04} \end{cases}$
$\begin{cases} \text{si } K_{K1} > K_{K2} \Rightarrow K_K = K_{K1} \\ \text{si } K_{K1} \leq K_{K2} \Rightarrow K_K = K_{K2} \end{cases}$	$\begin{cases} \text{si } K_{K1} > K_{K2} \Rightarrow K_K = K_{K1} \\ \text{si } K_{K1} \leq K_{K2} \Rightarrow \begin{cases} K_K = K_{K2} \text{ pour } K_{K2} < K_{K3} \\ K_K = K_{K3} \text{ pour } K_{K2} \geq K_{K3} \end{cases} \end{cases}$

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Madame Monique LALLEMAND, Professeur, INSA, Villeurbanne

Monsieur Bernard ROUSSET, Ingénieur de Recherche, CEA, Grenoble

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur BENKHEIRA Lahcène

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Contribution à l'étude d'un écoulement d'hélium diphasique en circulation naturelle
pour le refroidissement des aimants supraconducteurs de détecteurs de particules"**

en vue de l'obtention du titre de :

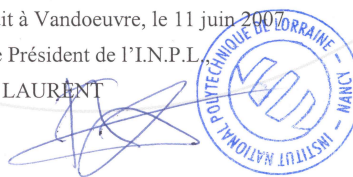
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Mécanique et énergétique** »

Fait à Vandoeuvre, le 11 juin 2007

Le Président de l'I.N.P.L.

F. LAURENT



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

Résumé

La méthode de refroidissement basée sur le principe thermosiphon présente un grand intérêt en raison de sa simplicité, de sa nature passive et de son coût faible. Elle est adoptée pour le refroidissement à 4,5 K de l'aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS auprès du LHC en construction au CERN à Genève. Le travail présenté dans cette thèse étudie expérimentalement les propriétés thermiques et hydrodynamiques d'un écoulement d'He I diphasique en circulation naturelle. Le dispositif expérimental utilisé consiste en une boucle thermosiphon monobranche composée principalement d'un séparateur de phases, d'un tube descendant et d'une section d'essai. Les expériences ont été réalisées en faisant varier plusieurs paramètres tels que le diamètre des sections d'essai (10 mm ou 14 mm) et le flux de chaleur allant jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition. Ces expériences ont permis de déterminer les lois d'évolution des différentes grandeurs caractérisant l'écoulement (le débit massique de circulation, le débit massique vapeur, le titre massique, le coefficient de friction et le coefficient d'échange thermique) en fonction de la densité du flux de chaleur appliquée. Au regard des résultats obtenus, nous discutons la validité des différents modèles classiques existants dans la littérature. Nous montrons que le modèle homogène est le modèle le mieux adapté pour prédire les propriétés hydrodynamiques de ce type d'écoulement dans la gamme de titre massique $0 \leq x \leq 30\%$. De plus, nous proposons deux modèles pour la prédiction du coefficient de transfert de chaleur diphasique et la densité de flux de chaleur critique. Le premier considère que les effets de la convection forcée et de l'ébullition nucléée agissent simultanément et contribuent au transfert de chaleur. Le deuxième corrèle la densité de flux de chaleur critique mesurée en fonction du rapport altitude sur diamètre.

Mots clefs : thermosiphon, aimant supraconducteur, détecteur de particules, He I, écoulement diphasique, coefficient de transfert de chaleur, coefficient de frottement, flux de chaleur critique.

Abstract

The method of cooling based on the thermosiphon principle is of great interest because of its simplicity, its passivity and its low cost. It is adopted to cool down to 4,5 K the superconducting magnet of the CMS particles detector of the Large Hadron Collider (LHC) experiment under construction at CERN, Geneva. This work studies heat and mass transfer characteristics of two phase He I in a natural circulation loop. The experimental set-up consists of a thermosiphon single branch loop mainly composed of a phase separator, a downward tube, and a test section. The experiments were conducted with varying several parameters such as the diameter of the test section (10 mm or 14 mm) and the applied heat flux up to the appearance of the boiling crisis. These experiments have permitted to determine the laws of evolution of the various parameters characterizing the flow (circulation mass flow rate, vapour mass flow rate, vapour quality, friction coefficient, two phase heat transfer coefficient and the critical heat flux) as a function of the applied heat flux. On the base of the obtained results, we discuss the validity of the various existing models in the literature. We show that the homogeneous model is the best model to predict the hydrodynamical properties of this type of flow in the vapour quality range $0 \leq x \leq 30\%$. Moreover, we propose two models for the prediction of the two phase heat transfer coefficient and the density of the critical heat flux. The first one considers that the effects of the forced convection and nucleate boiling act simultaneously and contribute to heat transfer. The second one correlates the measured critical heat flux density with the ratio altitude to diameter.

Key words : thermosiphon, superconducting magnet, particles detector, He I, two phase flow, heat transfer coefficient, friction coefficient, critical heat flux.