

DAPNIA/STCM 95-1001

Thèse soutenue  
le 11 Juillet 1995

COMPORTEMENT THERMIQUE D'UNE CONDUITE  
HORIZONTALE CHAUFFEE, REFROIDIE PAR UN  
ECOULEMENT DIPHASIQUE D'HELIUM

Damien NEUVEGLISE



**THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS 6**

Spécialité : **Mécanique**

par **Damien Neuvéglise**

pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

**COMPORTEMENT THERMIQUE D'UNE CONDUITE  
HORIZONTALE CHAUFFÉE, REFROIDIE PAR  
UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE D'HÉLIUM**

Soutenu le 11 juillet 1995

devant le jury composé de :

MM.

- |                 |            |
|-----------------|------------|
| - P. Brédy      | examineur  |
| - J.S. Darrozès | président  |
| - M.X. François | directeur  |
| - J.P. Hulin    | examineur  |
| - Y. Laumond    | examineur  |
| - F. Lusseyran  | rapporteur |
| - A. Mojtabi    | rapporteur |
| - J. Perot      | examineur  |



Cette thèse a été effectuée au



COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE  
Service Technique de Cryogénie et de Magnétisme

en collaboration avec



**G E C A L S T H O M**

P. G. D.

Département Électrotechnique Avancée, Belfort

et



DIVISION TECHNIQUES AVANCÉES



à Nathalie et à mes parents





L'homme ne doit jamais cesser de croire que l'incompréhensible peut se comprendre; sans cela, il renoncerait aux recherches.

Gœthe.



Cette thèse a été effectuée au Commissariat à l'Energie Atomique dans le Service Technique de CryoMagnétisme (STCM). Je tiens à remercier les chefs successifs de ce service MM. Patoux et Perot pour m'avoir accueilli et permis de continuer mes travaux dans les meilleures conditions possibles. Ce travail s'est déroulé en collaboration avec AIR LIQUIDE et GEC ALSTHOM. J'exprime ma reconnaissance à MM. Pelloux-Gervais de la Division Techniques Avancées de AIR LIQUIDE et Laumond du Département Électrotechnique Avancée de GEC ALSTHOM pour la confiance qu'ils m'ont témoigné. J'ai bénéficié d'un poste d'ATER au LIMSI durant la dernière année de cette thèse et je tiens à remercier son directeur M. J. Mariani.

Je remercie très particulièrement ma femme pour sa compréhension et sa patience lors de la difficile tâche de rédaction de ce mémoire. Qu'elle soit également remerciée pour la frappe de ce travail ainsi que pour ses relectures toujours pertinentes.

L'accomplissement de ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide précieuse et constante de M. F.P. Juster, ingénieur au CEA, notamment pour les modélisations numériques. Je n'oublie pas non plus M. P. Brédy, ingénieur au CEA, dont le grand sens pratique m'a été très instructif. Je tiens également à le remercier pour sa disponibilité et les discussions fructueuses que l'on a pu avoir.

Je remercie également M. R. Duthil, ingénieur au CEA, pour la justesse de ses remarques et sa grande connaissance de la cryogénie.

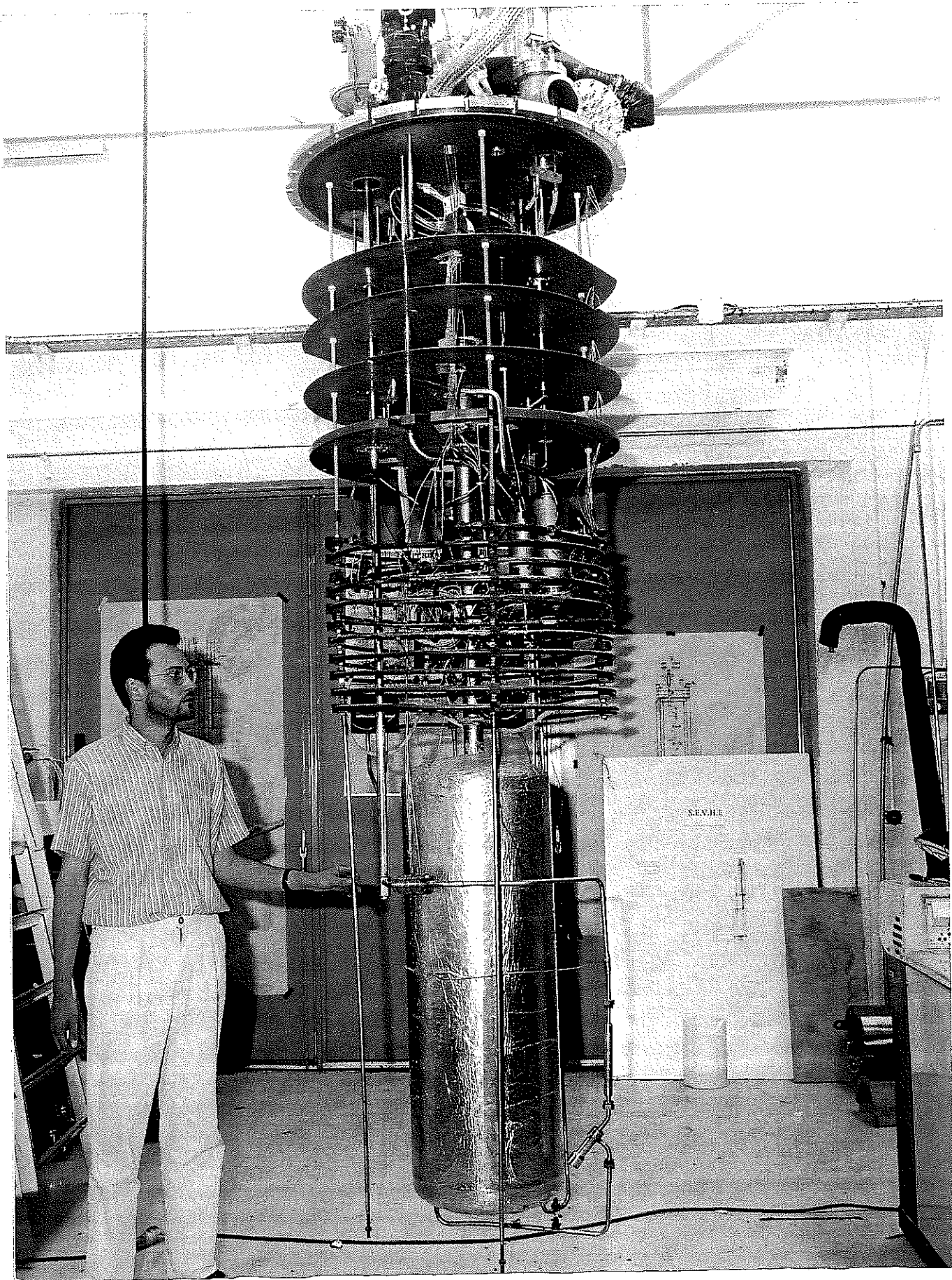
La partie expérimentale a été essentiellement supportée par MM. J.C. Paladji et D. Thomas, techniciens au CEA, qu'ils soient remerciés vivement pour leur efficacité et pour la qualité du travail accompli.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance aux personnes qui m'ont fait l'honneur d'examiner mon travail, notamment MM. J.S. Darrozès, J.P. Hulin, professeurs à Paris 6, et M. M.X. François, directeur universitaire de ce travail. La lourde tâche de rapporter sur ce travail incombe à MM. A. Mojtabi, professeur à l'université de Toulouse et M. F. Lusseyran, chargé de recherche au CNRS au LEMTA de Nancy, je leur exprime ici toute ma gratitude pour la qualité et la rapidité de leur travail.

Enfin, je ne peux oublier Mme C. Meuris et MM. G. Defresne, A. Le Coroller, C. Auerbach pour leurs interventions compétentes lors des problèmes rencontrés au cours de cette thèse.

Je remercie également toutes les nombreuses personnes et notamment mes compagnons thésards, qui ont su créer une atmosphère agréable durant ces quatre années passées au CEA.





dispositif expérimental SINÉ



## Table des matières

Introduction .....	1
I. Etude bibliographique.....	11
I.1. Hydraulique de l'écoulement diphasique.....	11
I.1.1. Configurations d'écoulement .....	11
I.1.1.1. Configurations des écoulements diphasiques .....	11
I.1.1.2. Cas de l'hélium et de notre expérience .....	13
I.1.2. Cartes d'écoulement .....	17
I.1.3. Modélisation des écoulements .....	22
I.1.3.1. Modèle homogène .....	22
I.1.3.2. Modèle à phases séparées.....	27
I.2. Echanges thermiques dans les écoulements diphasiques .....	30
I.2.1. Ecoulement monophasique.....	30
I.2.2. Différents modes d'échange thermique.....	34
I.2.3. Etude du début de la nucléation.....	35
I.2.4. Corrélation du coefficient d'échange pour un écoulement d'hélium diphasique.....	42
I.3. Conclusion.....	46
II. Dispositif expérimental .....	51
II.1. Présentation générale du dispositif expérimental .....	51
II.1.1. Description de l'appareillage cryogénique .....	51
II.1.2. Gamme des principaux paramètres .....	55
II.1.3. Obtention d'un écoulement .....	56
II.1.3.1. Processus général.....	56
II.1.3.2. Effet de la géométrie de la conduite sur l'écoulement.....	57
II.1.4. Mesure et précision des températures .....	71
II.1.4.1. Mesure des températures .....	71
II.1.4.2. Précision de la chaîne de mesure .....	74
II.1.4.3. Précision expérimentale de la mesure de température .....	80

II.2. Cellule en cuivre.....	84
II.2.1. Description de la cellule .....	84
II.2.2. Modélisation à trois dimensions de la cellule.....	85
II.2.2.1. Hypothèses .....	85
II.2.2.2. Résultats de la modélisation .....	86
II.2.3. Modèle à trois dimensions d'une maille élémentaire de la cellule.....	97
II.2.3.1. But du modèle .....	97
II.2.3.2. Description de la modélisation.....	98
II.2.3.3. Résultats de la modélisation .....	101
II.3. Vérification expérimentale de la cellule.....	107
II.3.1. Ecoulement monophasique sous-refroidi .....	107
II.3.2. Ecoulement diphasique.....	109
III. Présentation des résultats expérimentaux .....	113
III.1. Introduction .....	113
III.2. Fluctuations temporelles de la température .....	114
III.3. Ecoulement sous-refroidi.....	119
III.3.1. Présentation des résultats .....	119
III.3.1.1. Débit de $2 \times 10^{-3}$ kgs-1 .....	120
III.3.1.2. Débit de $2,83 \times 10^{-3}$ kgs-1.....	125
III.3.1.3. Débit de $5 \times 10^{-3}$ kgs-1 .....	126
III.3.2. Comparaison avec des résultats similaires obtenus par M. Mahé.....	127
III.3.3. Influence de la conductibilité thermique.....	130
III.3.4. Conclusion sur les écoulements sous-refroidis et le début de la nucléation .....	131
III.4. Ecoulements diphasiques.....	132
III.4.1. Courbes caractéristiques des échanges thermiques en hélium .....	134
III.4.1.1. Courbe d'échauffement en bain.....	134
III.4.1.2. Courbe d'échauffement en convection forcée pour une paroi en inox .....	135



III.4.1.3. Echauffement de la phase gazeuse.....	136
III.4.2. Ecoulements stratifiés à vagues .....	137
III.4.2.1. Zone d'ébullition en film.....	140
III.4.2.2. Zone d'ébullition nucléée.....	142
III.4.3. Ecoulements intermittents .....	144
III.4.3.1. Ebullition en film.....	149
III.4.3.2. Ebullition nucléée.....	152
III.4.3.2.1. Débits de $6 \times 10^{-3}$ kgs-1 et $3 \times 10^{-3}$ kgs-1 .....	153
III.4.3.2.2. Débit de $2 \times 10^{-3}$ kgs-1 .....	155
III.4.4. Ecoulements dispersés.....	156
III.4.5. Comparaison des différents écoulements.....	162
III.5. Crise d'ébullition.....	166
III.5.1. Densité de flux critique moyenne.....	166
III.5.2. Transition de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film .....	168
III.5.2.1. Comportement de la sonde basse.....	169
III.5.2.2. Comportement de la sonde haute .....	169
III.5.2.3. Reproductibilité des essais.....	171
III.5.2.4. Retard au déclenchement de la crise .....	173
III.5.2.5. Temps pour passer de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film	173
III.5.3. Transition de l'ébullition en film vers l'ébullition nucléée .....	175
III.5.3.1. Présentation d'une courbe typique .....	175
III.5.3.2. Influence de la rampe .....	178
III.5.3.3. Reproductibilité .....	179
III.5.3.4. Stabilité dans le temps des différentes zones .....	181
III.6. Retour du gaz à l'équilibre thermique.....	183
III.6.1. Problématique.....	183
III.6.2. Ecoulements stratifiés.....	187
III.6.3. Ecoulements intermittents .....	190

III.6.4. Ecoulements dispersés.....	193
III.6.5. Synthèse des résultats.....	195
IV. Analyse des résultats .....	199
IV.1. Ecoulement dispersé.....	199
IV.1.1. Modélisation de l'ensemble de la paroi.....	200
IV.1.1.1. Hypothèses de la modélisation .....	200
IV.1.1.2. Résultats du modèle.....	204
IV.1.1.3. Comparaison des courbes $q(DT)$ pour les parois en cuivre et en inox.....	208
IV.1.2. Interaction entre un brouillard et une paroi.....	210
IV.1.2.1. Différents mécanismes.....	210
IV.1.2.2. Condition de caléfaction.....	213
IV.1.2.3. Taille des gouttes.....	214
IV.1.3. Modélisation de l'évaporation d'une goutte unique en paroi .....	217
IV.1.3.1. Définition du modèle de goutte unique .....	217
IV.1.3.2. Résultats de la modélisation .....	219
IV.1.4. Multigouttes .....	224
IV.1.4.1. Paramètres du modèle.....	224
IV.1.4.2. Résultats du modèle.....	226
IV.1.5. Explication des courbes expérimentales $q(DT)$ .....	233
IV.1.5.1. Cas de la paroi en inox.....	233
IV.1.5.2. Cas de la paroi en cuivre .....	235
IV.1.6. Conclusion sur les écoulements dispersés .....	238
IV.2. Ecoulements stratifiés et intermittents.....	240
IV.2.1. Modélisation des écoulements stratifiés .....	240
IV.2.1.1. Premier modèle : coefficients d'échange de chaque phase constants .....	241
IV.2.1.2. Deuxième modèle : coefficient du liquide variable et celui du gaz constant .....	251

IV.2.1.3. Comparaison de la valeur du coefficient d'échange avec la littérature.....	253
IV.2.1.4. Troisième modèle : coefficients d'échange variables dans les deux zones .....	257
IV.2.1.5. Courbe d'échauffement.....	261
IV.2.2. Comparaison d'une paroi en cuivre avec celle en inox.....	264
IV.2.2.1. Explication de la différence de comportement des deux parois.....	264
IV.2.2.2. Puissance évacuée par la zone gaz.....	269
IV.2.3. Ecoulements intermittents .....	272
IV.2.4. Conclusion sur les écoulements stratifiés et intermittents .....	273
IV.3. Retour de la paroi et du gaz à l'équilibre thermique.....	276
IV.3.1. Introduction.....	276
IV.3.2. Modélisation de l'échange gaz-paroi.....	276
IV.3.3. Modélisation de l'échange du gaz avec le liquide à l'interface .....	277
4.3.3.1. Modèle.....	277
4.3.3.2. Résultats du modèle.....	279
IV.3.4. Conclusion sur le retour du gaz et de la paroi à la température de saturation.....	289
IV.4. Déclenchement de la crise d'ébullition.....	291
IV.4.1. Etude des différents mécanismes possibles.....	291
IV.4.2. Exploitation des modèles.....	293
Conclusion.....	297
Annexes .....	301
Annexe I : description de la cellule D en inox .....	301
Annexe II : cycles d'hystérésis .....	302
Annexe III : retour de la paroi à l'équilibre thermique .....	309
Annexe IV : résolution du système IV.7.....	317



## Nomenclature

$a = \lambda / \rho C_p$  : diffusivité thermique ( $m^2 s^{-1}$ )

$C_p$  : chaleur spécifique ( $J kg^{-1} K^{-1}$ )

$D$  : diamètre de la conduite (m)

$e$  : erreur sur la différence de température (%)

$g$  : accélération de la pesanteur ( $ms^{-2}$ )

$G = m/S$  : vitesse massique ( $kgs^{-1} m^{-2}$ )

$h$  : coefficient d'échange ( $Wm^{-2}K^{-1}$ )

$H$  : enthalpie ( $Jkg^{-1}$ )

$L$  : largeur de l'interface (m)

$L_v$  : chaleur latente de vaporisation ( $Jkg^{-1}$ )

$m$  : débit massique total ( $kgs^{-1}$ )

$M$  : masse molaire ( $kgmol^{-1}$ )

$N_u = hD/\lambda$  : nombre de Nusselt

$p$  : pression (Pa)

$P$  : périmètre mouillé (m)

$Pr = \mu / C_p \lambda$  : nombre de Prandtl

$q$  : densité de flux ( $Wm^{-2}$ )

$q_v$  : débit volumique ( $m^3 s^{-1}$ )

$Q$  : puissance totale (W)

$R$  : rayon de courbure de la conduite (m)

$R$  : résistance électrique ( $\Omega$ )

$Re = \rho v D / \mu$  : nombre de Reynolds

$S$  : section droite totale de la conduite (m)

$T$  : température (K)

$v$  : vitesse moyenne du fluide ( $ms^{-1}$ )

$W$  : travail mécanique (W)

$W_e = \rho v^2 d / \sigma$  : nombre de Weber

$x$  : titre massique de gaz

$y$  : distance à la paroi (m)

### **Lettres grecques**

$\alpha$  : taux volumique de vapeur

$\lambda$  : conductibilité thermique ( $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ )

$\mu$  : viscosité (Pa s)

$\rho$  : masse volumique ( $\text{kgm}^{-3}$ )

$\sigma$  : tension superficielle ( $\text{Nm}^{-1}$ )

$\tau_w$  : contrainte pariétale ( $\text{Nm}^{-2}$ )

### **Indices**

CF : convection forcée

DEN : début de l'ébullition nucléée

EN : ébullition nucléée

f : fluide

g : gaz

h : homogène

i : initial

l : liquide

m : mélange

p : paroi

sat : saturation

sri : sous-refroidissement initial

## INTRODUCTION





## Introduction

Le développement des applications de la supraconductivité basse température reste très soutenu tant pour les accélérateurs de particules (projet LHC) que pour la fusion contrôlée (projet ITER). La conception de ces machines implique un effort sur l'amélioration des performances magnétiques et énergétiques mais également une étude poussée du processus de réfrigération.

Comme on le précisera dans cette étude, nous trouvons dans la littérature peu d'informations de base sur les écoulements diphasiques d'hélium qui restent ainsi mal connus et donc employés avec de grandes marges de sécurité. Par exemple les ingénieurs évitent, autant que possible, d'avoir des forts taux de vapeur afin de ne pas se placer dans des régimes d'écoulements potentiellement instables, notamment les écoulements à bouchons de vapeur.

Rappelons que la cryogénie débute en 1877 par la liquéfaction de l'oxygène par L. Cailletet et R. Pictet. Il faut attendre 31 ans pour liquéfier le gaz ayant la température d'ébullition la plus basse c'est-à-dire l'hélium. H. Kamerlingh Onnes le liquéfie en 1908 et découvre la supraconductivité du mercure en 1911. Les années 1960 voient le premier grand développement de la cryogénie pour la fabrication des aimants supraconducteurs grâce à la découverte par Kunzler de nouveaux supraconducteurs  $\text{Nb}^3\text{Sn}$  et  $\text{NbZr}$  permettant la création de champs magnétiques intenses <sup>[0,1]</sup> à la température de l'hélium liquide. Un autre tournant a été franchi en 1987 avec l'apparition des supraconducteurs dits "haute température critique" nécessitant un refroidissement uniquement à l'azote liquide. Cette voie en pleine expansion est assez prometteuse car l'azote est un fluide d'utilisation beaucoup plus simple et d'un coût très réduit par rapport à l'hélium liquide.

On présente sur la figure 0.1 la gamme de température que l'on peut couvrir grâce aux fluides cryogéniques en équilibre avec leur vapeur. Pour chaque fluide la plage de température couverte correspond à la possibilité d'un équilibre liquide-vapeur entre le point triple et le point critique. Cette gamme s'étend de 155 K avec l'oxygène à 0 K théoriquement avec de l'hélium. On remarque des "trous" dans la gamme des températures. Les températures entre 5,2-14 K et

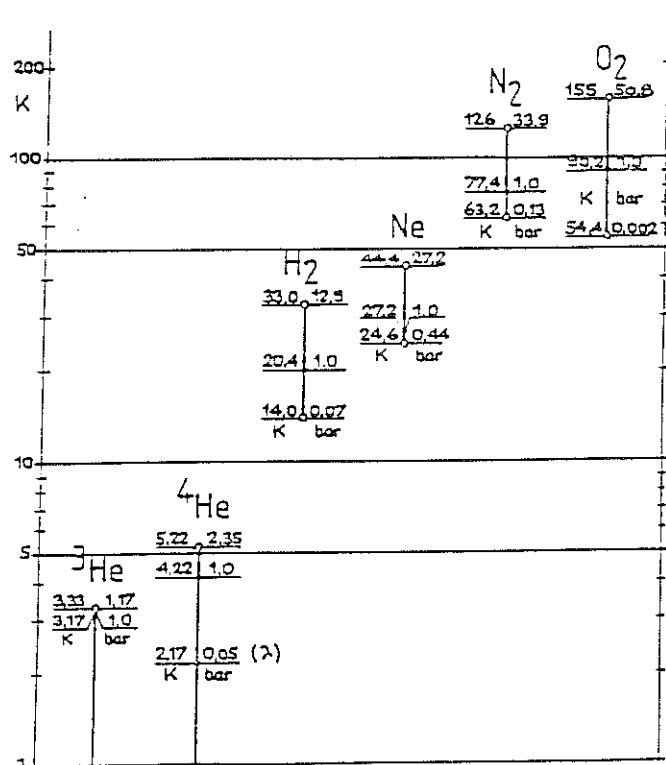


figure 0.1 : étendue du domaine des fluides cryogéniques

44-63 K ne sont pas couvertes par un fluide cryogénique en équilibre liquide-vapeur. On remarque également l'absence de point triple pour l'hélium. En effet l'hélium a un diagramme de phase singulier que l'on peut voir sur la figure 0.2. Pour une température supérieure à 2,17 K (point Lambda) l'hélium se présente comme un fluide classique appelé hélium I. Par contre pour des températures inférieures à  $T_\lambda$  il devient superfluide (appelé hélium II). Le caractère superfluide se traduit par une viscosité quasiment nulle, une conductibilité thermique très élevée et le comportement de ce fluide est régi par les équations de la mécanique quantique. C'est un peu l'équivalent du régime supraconducteur pour les matériaux.

L'hélium I que nous utilisons se caractérise également par des propriétés physiques très éloignées des autres fluides, cryogéniques ou non. A titre d'exemple nous avons regroupé quelques unes de ces constantes dans le tableau suivant, pour une pression atmosphérique :

fluide	masse volumique du liquide ( $\text{kgm}^{-3}$ )	masse volumique du gaz ( $\text{kgm}^{-3}$ )	viscosité du liquide (Pa s)	chaleur latente ( $\text{Jkg}^{-1}$ ) $\times 10^3$	chaleur spécifique du liquide ( $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) $\times 10^3$	pression critique (Pa) $\times 10^5$
eau	1 000	0,6	$10^{-3}$	2 250	4,212	224
azote	810	4,5	$160 \times 10^{-6}$	200	2,03	33,1
hélium	125	17	$3,6 \times 10^{-6}$	20	4,48	2,23

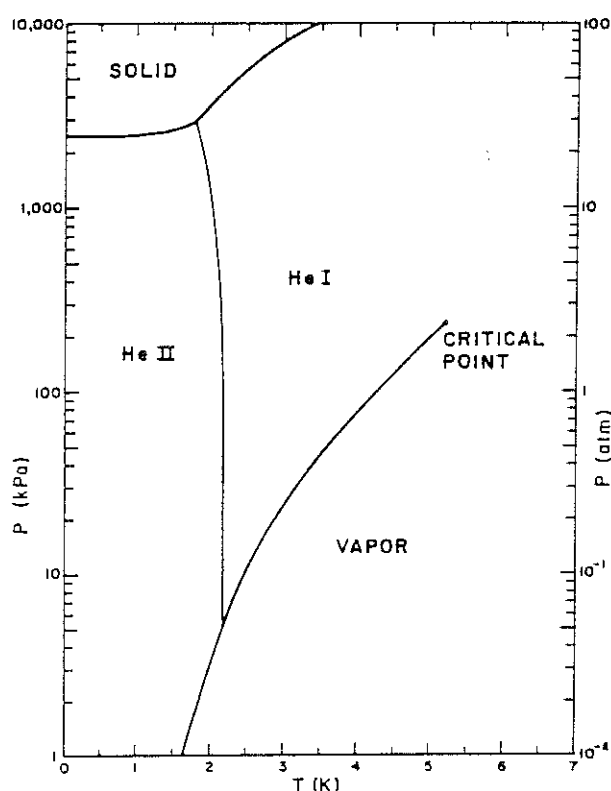


figure 0.2 : diagramme de phases de l'hélium

Nous remarquons qu'il existe des différences de plusieurs ordres de grandeur entre les propriétés de l'hélium et celle de l'eau. La différence entre l'hélium et l'azote n'est en général que d'un ordre de grandeur. Tout ceci fait que l'hélium est un fluide à part même parmi les fluides cryogéniques. Les études, notamment thermiques, faites avec d'autres fluides ne sont pas directement ou simplement applicables à l'hélium. Il est ainsi nécessaire de conduire des expériences en vue d'explorer le domaine particulier de la réfrigération hélium.

*Comment choisir le type de fluide dans les applications?*

Ces différents états de l'hélium sont diversement employés pour la réfrigération des supraconducteurs. Le courant maximum (courant critique  $I_C$ ) pouvant circuler dans un câble supraconducteur est fonction de la température et du champ magnétique dans lequel il se trouve (voir figure 0.3). La production de faisceaux de particules de plus en plus énergétiques impose des aimants de guidage et de focalisation générant des champs magnétiques de plus en plus élevés. La plupart des supraconducteurs utilisés à l'heure actuelle sont en Niobium-Titane (NbTi). Pour pouvoir construire les aimants il faut alors utiliser l'hélium superfluide car il permet d'obtenir des courants critiques suffisants sous un champ d'environ 9T. C'est l'option retenue <sup>[0.2]</sup> pour les dipôles et quadripôles du futur accélérateur du CERN, le Large Hadron Collider (LHC) dont la décision de construction vient d'être prise. Par contre pour les détecteurs de collisions, le champ magnétique nécessaire est plus faible (environ 1,5 T) et l'utilisation de l'hélium I est suffisante.

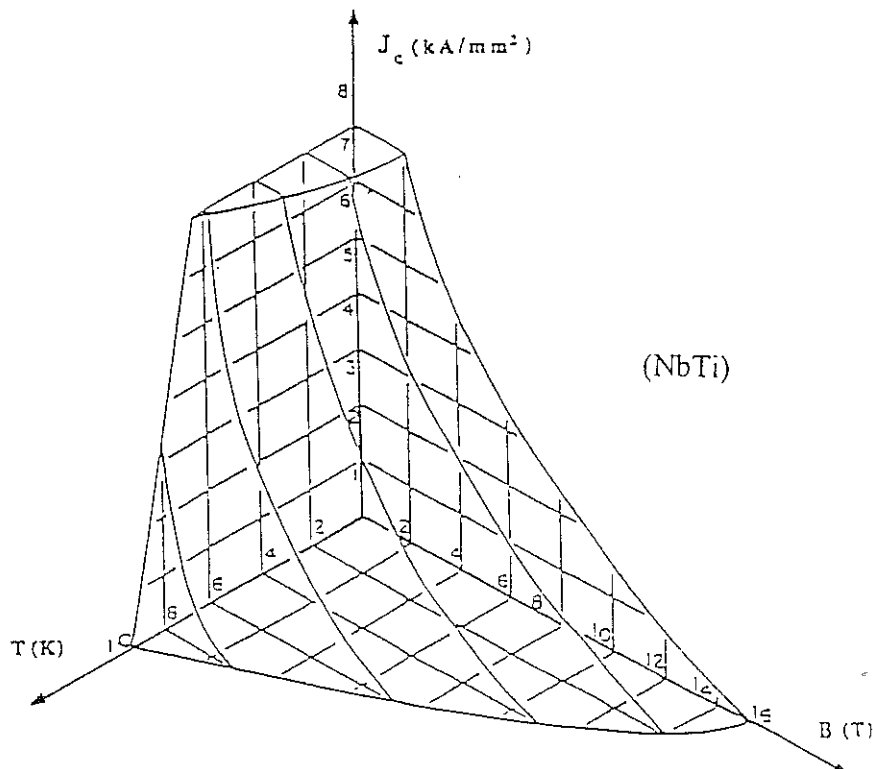


figure 0.3 : dépendance en température et champ magnétique du courant critique d'un supraconducteur

Le superfluide pose des problèmes de mise en oeuvre car il nécessite des systèmes de pompage pour abaisser la pression et donc la température. Cette mise en oeuvre coûte cher comparativement à l'hélium I surtout sur des ensembles aussi importants que le LHC.

Une fois le choix du type d'hélium effectué, il faut maintenant définir le type de refroidissement de l'aimant. Ce choix se fait parmi trois grands modes de réfrigération tant pour l'hélium I que superfluide :

- le bain,
- la convection forcée avec plusieurs options :
  - le monophasique (supercritique pour He<sup>I</sup> et sous-refroidi pour He<sup>II</sup>)
  - le diphasique
- la convection naturelle en diphasique (thermosiphon).

L'avantage du monophasique est son absence de changement de phase procurant ainsi une stabilité hydrodynamique. Par contre l'inconvénient majeur de ce mode de réfrigération est l'augmentation régulière de la température du fluide au fur et à mesure de son parcours dans l'élément à refroidir.

*Quels sont les avantages du liquide saturé en convection forcée par rapport au bain et au monophasique ?<sup>(0.3)</sup>*

Tout d'abord le fluide garde une température constante sur l'ensemble du circuit si la pression est la même. Les pertes de pression abaissent la pression dans le circuit et changent ainsi la température du fluide mais vers des températures plus froides ce qui n'est pas un inconvénient majeur. L'utilisation du fluide saturé en circulation forcée permet par rapport au bain, un gain de place et de masse du système de réfrigération ainsi qu'une minimisation du volume d'hélium contenu dans la bobine, facteur de sécurité lors de la transition accidentelle de la bobine de l'état supraconducteur à l'état résistif (quench). Il permet également une plus grande facilité de mise en froid de l'aimant grâce au contrôle du débit.

Les inconvénients du diphasique sont la présence de gaz dans l'écoulement qui peut

provoquer des instabilités hydrodynamiques de l'écoulement ainsi que localement des points chauds par la présence de poches de gaz. Il est enfin d'une mise en oeuvre beaucoup plus complexe que le bain.

La convection naturelle en diphasique exploite le fait que la présence de gaz diminue la masse volumique globale dans une section de l'écoulement par rapport au liquide pur. Il suffit d'amener le liquide pur au point le plus bas de la pièce à refroidir et de n'apporter la chaleur que sur les branches montantes du circuit pour créer une différence de poids entre les branches montantes et descendantes qui génère ainsi une circulation naturelle (thermosiphon). Ce principe a été utilisé pour la réfrigération du solénoïde Aleph pour le CERN. Ce mode de réfrigération est actuellement envisagé pour le projet de détecteur CMS. Ceci permet d'éviter des pompes de circulation dans le circuit mais l'emploi n'en est possible que pour des géométries simples et essentiellement verticales. Ces différents modes de réfrigération seront utilisés dans le LHC. Les dipôles et quadripôles seront baignés par de l'hélium superfluide sous-refroidi. Le maintien en température de ces bains s'effectuera grâce à une boucle de circulation d'hélium superfluide diphasique. L'hélium I diphasique en convection forcée est utilisé dans le projet de détecteur Atlas pour le refroidissement du toroïde.

*Qu'a-t-on besoin de connaître pour la mise en oeuvre d'un refroidissement avec un écoulement diphasique et que connaît-on ?*

Le but de toute réfrigération est évidemment d'évacuer la chaleur afin de garantir une température stable nécessaire au fonctionnement des matériaux supraconducteurs. Ce problème est d'autant plus délicat avec des écoulements diphasiques car on sait que les échanges thermiques sont directement liés à la distribution spatio-temporelle des deux phases.

En effet, plus la densité de la phase en contact avec le solide est grande, meilleur est l'échange thermique. De plus le mode d'échange des deux phases est différent. Le gaz échange par convection forcée tandis que le liquide échange par ébullition nucléée, mode bien plus efficace.

Les échanges thermiques peuvent également se compliquer si le transport de la chaleur dans le solide devient comparable avec celui à l'interface solide-fluide. Nous obtenons dans ce cas un phénomène tridimensionnel. Nous verrons que les conduites en cuivre généralement utilisées dans les circuits de réfrigération nous placent dans ce cas. Le matériau peut donc participer directement au processus global de transfert de la chaleur en drainant par conduction la chaleur vers les puits de réfrigération. Il peut également intervenir dans les phénomènes transitoires tels que échauffement brusque, vaporisation locale du liquide en paroi et participer à une sorte de propagation de cette vaporisation à l'ensemble du fluide.

Tout cet aspect important sera l'un des points forts de cette étude.

Le premier point important qu'il nous faut connaître est donc cette distribution des phases dans la section que l'on appelle habituellement configurations.

Les travaux considérables effectués sur les écoulements eau-vapeur pour le refroidissement des centrales nucléaires ne sont malheureusement pas directement transposables car les deux mélanges sont massiquement ( $\rho_l/\rho_v = 7$  pour l'hélium et 1 000 pour l'eau) et thermiquement ( $C_p/L_v = 4$  pour l'hélium et 1 000 pour l'eau) très différents.

Cependant, cette thèse fait suite aux travaux de E. Sauvage-Boutar et M. Mahé et on peut donc dire que l'écoulement adiabatique d'hélium diphasique en conduite horizontale est relativement bien maîtrisé. Ces travaux ont notamment permis de tracer des cartes de configurations d'écoulement pour l'hélium.

L'autre point majeur est la connaissance de la corrélation entre le transfert thermique et la phase en contact avec la paroi. L'écoulement chauffé (M. Mahé) sur une conduite en acier inoxydable a permis de quantifier à la fois la distribution moyenne dans le temps des phases et leur pouvoir de réfrigération, les deux n'étant d'ailleurs pas réellement dissociables. Des valeurs de coefficient d'échange local ont été obtenues. Le phénomène local est assuré grâce à la mauvaise conduction thermique de l'inox qui isole thermiquement deux régions voisines. Cette étude a également fourni des valeurs de flux critique. Ce travail comporte aussi une brève

étude sur une paroi en cuivre qui met en lumière l'influence du matériau dans l'échange thermique.

Notre travail a pour but l'étude des échanges thermiques avec une paroi en cuivre afin de déterminer le rôle du matériau dans l'échange. La réponse thermique est dans ce cas influencée mais également l'écoulement car la température du gaz varie, le titre volumique etc...

La forte chaleur massique du gaz donne ici de l'importance au pouvoir de réfrigération du gaz. Nous étudierons donc l'échauffement possible de la phase gazeuse ainsi que son refroidissement dans les parties adiabatiques du système expérimental.

Un autre paramètre clé de la réfrigération par écoulement saturé est la crise d'ébullition qui entraîne un échauffement brutal et important du solide qu'il faut absolument éviter. Nous allons montrer dans cette étude que l'intervention de la paroi chauffée dans le mécanisme de transfert de chaleur à l'écoulement diphasique modifie totalement la densité de flux de chaleur locale et donc la densité de flux provoquant la crise d'ébullition.

Cette étude se découpe en quatre grands chapitres. Le premier est consacré à la présentation des écoulements diphasiques d'hélium et à l'établissement des outils nécessaires au reste de l'étude. Il y est notamment présenté les problèmes de couche limite thermique et les corrélations donnant la valeur du coefficient d'échange.

Le deuxième chapitre présente le dispositif expérimental utilisé. Nous exposerons le mode d'obtention des écoulements diphasiques avec le problème délicat de l'obtention du titre massique nul. Il est ensuite présenté l'influence de la géométrie de notre conduite sur l'écoulement diphasique. Puis le problème de la précision des mesures est traité, notamment celle de la température. Nous présentons également des modélisations de la cellule de mesure de l'échange thermique, modèles indispensables à l'analyse des résultats.

La présentation de l'ensemble des résultats expérimentaux se fera au chapitre III. Une première partie de ce chapitre est constituée de l'étude des écoulements initialement



monophasiques. Puis l'échange entre la paroi en cuivre et les différents écoulements diphasiques est ensuite discuté dans le détail. Vient après la présentation des résultats spécifiques sur le déclenchement de la crise d'ébullition ainsi que ceux sur le retour à la température de saturation du gaz. Tout au long de ce troisième chapitre, l'accent sera mis sur l'originalité des phénomènes rencontrés.

L'interprétation de ces phénomènes sera l'objet du quatrième chapitre. Une modélisation et un traitement numérique de la paroi en contact avec un écoulement stratifié permettra de calculer la répartition des densités de flux locales et d'expliquer les valeurs des flux critiques. La modélisation d'une goutte collée en paroi expliquera le comportement obtenu avec des écoulements dispersés. Nous présenterons également le mécanisme permettant au gaz surchauffé de revenir à la température de saturation.

**Bibliographie de l'introduction**

[0.1] H. Desportes. Three decades of superconducting magnets development. *Cryogenics* 1994 vol 34 ICEC 15 Supplement pp 47-56

[0.2] P. Lebrun. Superfluid helium cryogenics for the Large Hadron Collider Project at CERN. *Cryogenics* 1994 vol 34 ICEC 15 Supplement pp 1-8

[0.3] M.A. Green. Helium cooling systems for large superconducting physics detector magnets. *Cryogenics* 1992 vol 32 ICEC 14 Supplement

CHAPITRE I :  
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE



## I. Etude bibliographique

### I.1. HYDRAULIQUE DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE

#### I.1.1. Configurations d'écoulement

##### I.1.1.1. Configurations des écoulements diphasiques

L'organisation de deux phases (liquide et vapeur) dans une même conduite est appelé configuration d'écoulement. Ces configurations dépendent de nombreux paramètres tels que, pression, vitesse de chaque phase, masses volumiques, tension superficielle, position de la conduite dans l'espace, proportions respectives des phases, débit massique total, viscosités...

Les écoulements diphasiques peuvent être obtenus de deux façons : soit par injection dans la conduite du gaz et du liquide, ce qui permet alors de régler le débit massique de chaque phase, soit par vaporisation de la phase liquide et on étudie ainsi des écoulements à la saturation. Cette dernière méthode ne permet pas de régler le débit de la phase vapeur qui est fixé automatiquement pour conserver le débit massique total. Ce mode de création de l'écoulement diphasique influe également sur les configurations.

Néanmoins on distingue généralement deux types de classification des écoulements : les écoulements horizontaux et les écoulements verticaux.

Une classification généralement admise pour les écoulements horizontaux est présentée sur la figure I.1. Le régime à bulles s'obtient pour des proportions de gaz assez faibles et une vitesse du liquide importante. Les bulles de gaz sont dispersées dans l'écoulement mais se retrouvent majoritairement dans le haut du tube.

Si la proportion de gaz est augmentée, les bulles coalescent et forment des bouchons de vapeur séparés par du liquide (écoulement à bouchons de vapeur (Plug pour la version anglo-saxonne)). Une autre configuration assez semblable est l'écoulement intermittent (Slug) où des vagues de liquide viennent régulièrement mouiller la paroi haute du tube. Certains auteurs ne font pas la différence entre ces deux écoulements, ils nomment alors écoulement intermittent

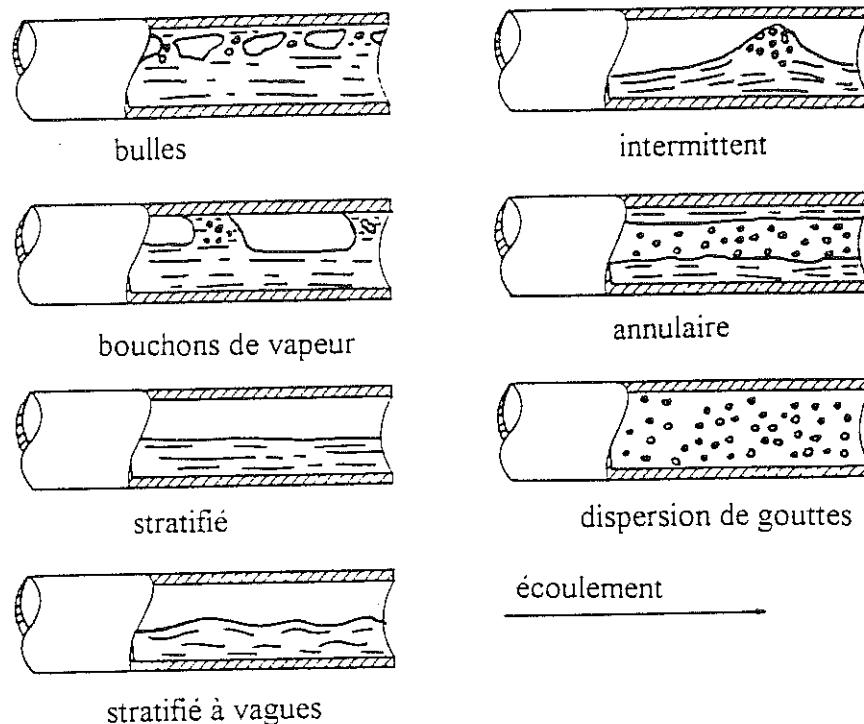


figure I.1 : configurations en écoulement horizontal

indifféremment les deux types de configuration.

Les écoulements stratifiés présentent une séparation nette entre la phase liquide située dans le bas du tube et la phase gazeuse. Cette configuration se rencontre pour des débits de gaz et de liquide assez faibles.

Pour des vitesses de gaz plus importantes, l'interface a tendance à se déformer et des petites vagues apparaissent à la surface qui ne sont pas suffisantes pour mouiller le haut du tube. Ce régime est appelé stratifié à vagues. L'augmentation du débit de gaz engendre des vagues plus importantes qui touchent alors le haut du tube, on retrouve ici les écoulements intermittents.

A des débits de gaz et taux de gaz plus importants et pour des débits de liquide faibles apparaissent les écoulements annulaires. Un film de liquide est présent sur l'ensemble du tube et le coeur de l'écoulement est constitué par la phase gazeuse qui peut contenir des gouttes de liquide arrachées à l'interface.

Enfin, pour des taux de gaz 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 (spray, mist, dispersed).

Les écoulements verticaux présentent des similitudes avec ceux horizontaux (voir figure I.2). On note toutefois que ces écoulements sont axisymétriques ce qui interdit le régime stratifié. Les configurations présentées sont celles relatives aux écoulements verticaux ascendants. Il apparaît deux types de régime spécifiques aux écoulements verticaux. Le régime à poches (Slug) qui est un peu l'équivalent du régime à bouchons. De grandes poches de gaz se forment à l'intérieur du tube et montent avec une vitesse supérieure à celle du liquide. Ce régime dégénère en régime à poches disloquées (froth ou churn) sous l'effet de la turbulence. Tous ces régimes sont symétriques par rapport à l'axe du tube et on note que pour tous les régimes, sauf le régime dispersé, le liquide est présent en paroi.

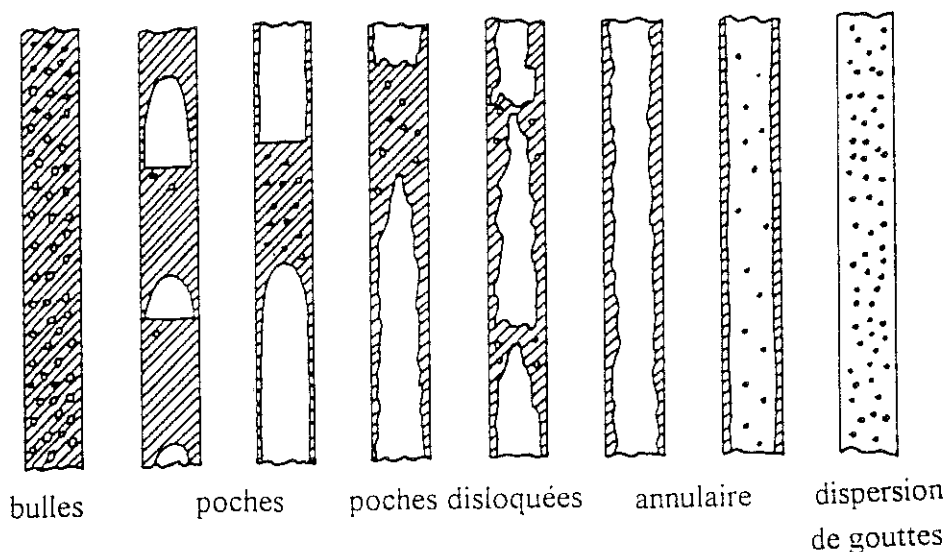


figure I.2 : configurations en écoulement vertical ascendant

#### I.1.1.2. Cas de l'hélium et de notre expérience

Pour le cas de l'hélium les configurations observées en écoulement horizontal sont globalement les mêmes que celles présentées précédemment. Nous étudions des écoulements d'hélium diphasique à la saturation, c'est-à-dire que la phase liquide est en équilibre

thermodynamique avec la phase vapeur. La phase gazeuse est alors créée par vaporisation du liquide ce qui nous empêche de fixer son débit indépendamment de celui du liquide.

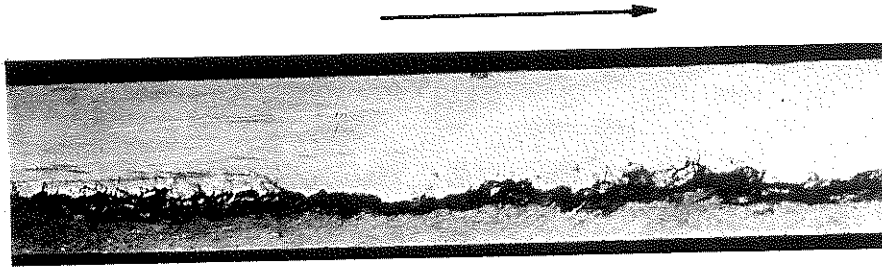
Notre boucle expérimentale ne nous permet pas d'atteindre le régime à bulles car cela nécessite des débits massiques élevés que nous ne sommes pas en mesure de produire. Notre débit maximal est de  $7 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et il faudrait un débit massique d'environ  $90 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  (d'après Alexeyev, voir ultérieurement) pour atteindre les écoulements à bulles. L'écoulement stratifié à interface lisse ne nous est également pas accessible car à l'inverse, il nécessite de très faibles débits que l'on ne peut pas obtenir de façon stable dans notre boucle. Notre débit minimum est de  $1,5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et le régime stratifié lisse se trouverait aux environs de  $0,4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . De plus, vu notre mode d'obtention de la phase gazeuse (par vaporisation), il n'est pas évident que l'on arrive à avoir une vitesse de gaz suffisamment faible pour ne pas créer de vagues à l'interface.

Nous obtenons des écoulements stratifiés à vagues (voir photographie 1 de la figure I.3<sup>(1.1)</sup>) où l'interface est assez perturbée. Des bulles de gaz sont entraînées dans le liquide. De même, il existe pour ce type d'écoulement des gouttes de liquide en suspension dans la vapeur. Ces gouttes ont une importance d'un point de vue thermique, comme on le verra.

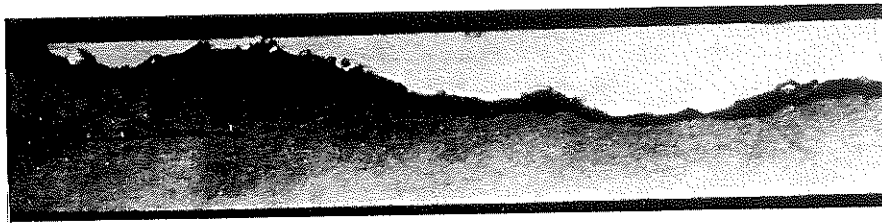
Les photographies 2, 3 et 4 présentent un écoulement intermittent à différents moments du passage de la vague. Nous ne voyons pas de différence notable entre le régime à bouchons de vapeur et intermittent. Nous appellerons donc intermittent indifféremment les deux configurations. Des vagues se forment régulièrement et viennent mouiller le haut du tube. Des bulles de vapeur de taille plus ou moins importante sont toujours présentes dans le liquide. Une des caractéristiques intéressantes de ce type d'écoulement est le dépôt d'un film de liquide en paroi, visible sur la photographie 4, après le passage de la vague. Le film liquide a une importance notable dans l'échange thermique.

La photographie n°5 est celle d'un écoulement dispersé. Le liquide contenu dans l'écoulement est sous forme de gouttes. On note une plus grande densité de gouttes dans le bas du tube, ce qui aura une influence sur la réponse thermique d'une paroi parcourue par de tels





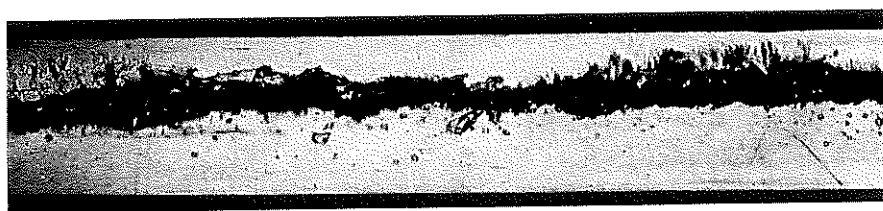
photographie 1 : stratifié à vagues ( $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ,  $x_i=0,5$ )



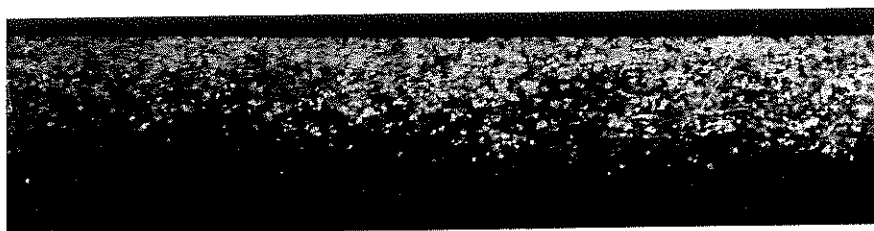
photographie 2 : intermittent, formation d'une vague ( $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ,  $x_i=0,1$ )



photographie 3 : intermittent, passage d'une vague ( $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ,  $x_i=0,2$ )



photographie 4 : intermittent, dépôt d'un film de liquide sur la paroi supérieure après le passage d'une vague ( $4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ,  $x_i=0,2$ )



photographie 5 : dispersion de gouttes ( $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ,  $x_i=0,9$ )

figure I.3 : écoulement horizontal d'hélium diphasique (M. Mahé)



écoulements comme nous le verrons dans la suite de l'étude. Un écoulement ayant une répartition plus homogène des gouttes serait obtenu avec un débit massique plus élevé que l'on ne peut atteindre.

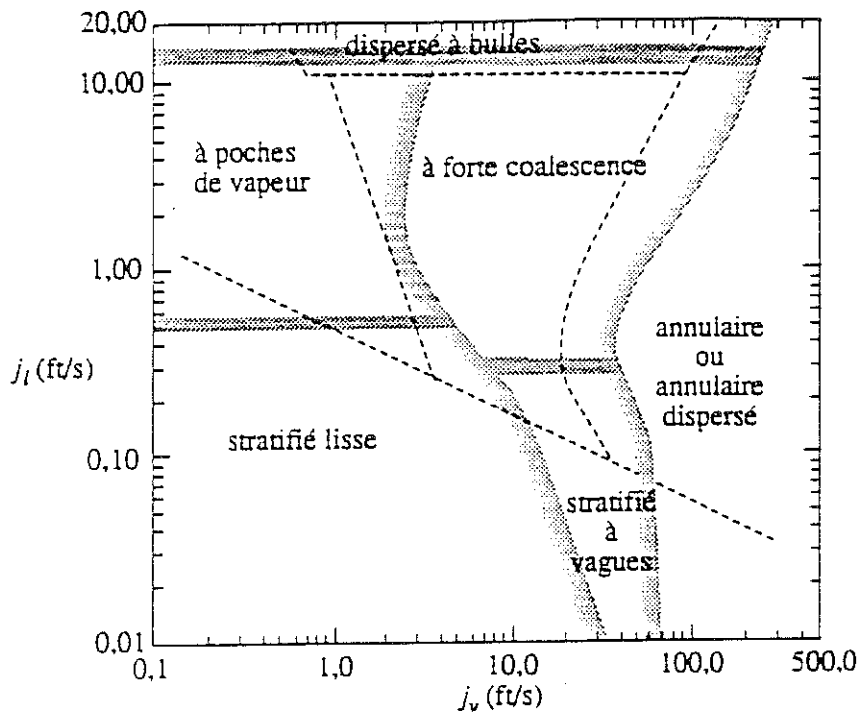
### I.1.2. Cartes d'écoulement

Les configurations d'écoulement dépendent de nombreux paramètres et il est utile de tracer des cartes d'écoulement qui précisent en fonction des deux paramètres quel type d'écoulement on obtient. Il existe de nombreuses cartes pour l'eau-air qui ne sont pas toujours cohérentes entre elles. On peut se référer au travail de synthèse fait par Rouhani<sup>[1.2]</sup>. Nous en présentons quelques unes classiques.

Pour les écoulements horizontaux, Baker<sup>[1.3]</sup> propose une première carte tracée pour les hydrocarbures en 1954. Les coordonnées de représentation choisies sont la vitesse superficielle du liquide  $j_l$  et celle du gaz  $j_g$ . J.M. Mandhane<sup>[1.4]</sup> et al. trouvent une carte assez similaire pour un mélange eau-air (voir figure I.4). Les transitions entre les différents régimes ont été calculées en 1976 par Y. Taitel et A.E. Duckler<sup>[1.5]</sup> et s'accordent bien avec la carte expérimentale de Mandhane (figure I.5).

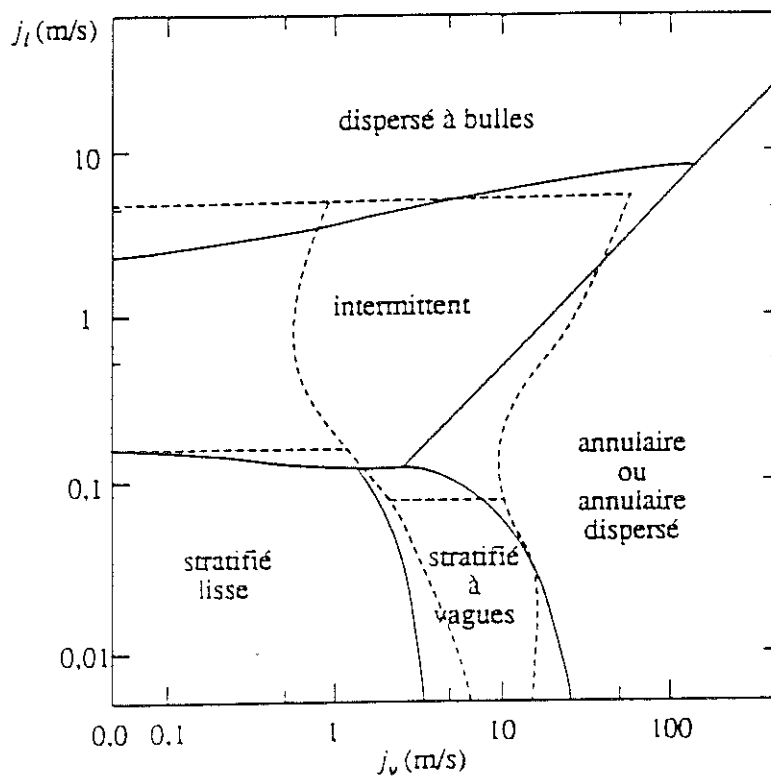
Ces transitions sont basées sur une approche théorique. La transition du régime stratifié au régime intermittent ou annulaire peut s'expliquer comme suit : sur une vague déjà formée, le gaz accélère par rétrécissement de la veine ce qui entraîne une baisse de pression sur la vague qui peut alors grossir. Les forces de pesanteur ont tendance à diminuer la taille de la vague. La théorie de Kelvin-Helmholtz fournit alors un critère de stabilité des vagues qui mène à l'écriture de la transition entre les deux régimes. Si la hauteur de liquide dans l'écoulement est suffisante, la vague va grossir jusqu'au haut du tube et l'écoulement stratifié devient intermittent. Si par contre la hauteur de liquide n'est pas suffisante pour maintenir un bloc de liquide, le liquide est chassé pour former un anneau et l'écoulement devient alors annulaire.

Le passage de l'écoulement intermittent à l'écoulement annulaire se fait uniquement en fonction de la hauteur de liquide dans l'écoulement. En effet l'apparition d'une vague peut former un écoulement intermittent ou annulaire. Si la hauteur du liquide est supérieure à la



..... : cas «eau-air» (J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz , 1974)  
 - - - - : cas «huile-air» (O. Baker , 1954)

figure I.4 : cartes de configuration d'écoulements horizontaux



— : théorie pour un écoulement horizontal (Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup>, 1976)  
 - - - : expériences pour un écoulement horizontal «eau-air» (J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz , 1974)

figure I.5 : comparaison des cartes théoriques et expérimentales

moitié du tube, il se forme un écoulement intermittent car dans ce cas le sommet de la vague atteint la paroi avant que le creux n'atteigne le bas du tube. Si la hauteur est inférieure à la moitié du tube, le creux atteindra le bas avant que le haut de la vague touche la paroi et l'écoulement devient alors annulaire.

Les mécanismes de formation d'une vague sur un écoulement stratifié lisse ne sont pas encore tout à fait compris et ce critère reste délicat. Il est admis que la vague se crée quand la pression et le travail de cisaillement peuvent vaincre la dissipation visqueuse dans la vague.

La transition de l'écoulement intermittent à bulles dispersés est possible quand les fluctuations turbulentes sont assez importantes pour vaincre les forces d'Archimède qui tendent à garder le gaz au dessus du liquide.

Nous notons que toutes ces transitions ont été établies avec des critères hydrodynamiques et non thermiques. Ces cartes d'écoulement ne fournissent donc que peu d'information sur la réponse thermique des écoulements.

Ces cartes sont tracées pour de l'eau-air mais l'hélium a des propriétés très différentes notamment le rapport des masses volumiques. J.C. Theilacker<sup>[1.6]</sup> a montré que la carte de Baker ne s'appliquait pas pour le cas de l'hélium (voir figure I.6). D'après le diagramme de Baker, il pensait être en écoulement dispersé. Or une étude expérimentale grâce à une séparation de l'écoulement a montré qu'il n'obtenait que des écoulements intermittents ou stratifiés mais pas d'écoulement dispersé. Il n'a pas proposé de carte car ses observations permettaient uniquement la différenciation entre le régime dispersé et les autres régimes. Ceci prouve néanmoins l'utilité d'une expérimentation spécifique pour l'hélium.

Des cartes spécifiques aux écoulements horizontaux d'hélium ont été tracées par E. Sauvage-Boutar<sup>[1.7]</sup> et M. Mahé<sup>[1.1]</sup> dans des conduites de  $10^{-2}$  m de diamètre. Ces cartes sont assez semblables et nous ne présentons que celle de M. Mahé (voir figure I.7). La différence doit venir d'une interprétation différente de la visualisation de l'écoulement car le dispositif expérimental utilisé est le même. C'est d'ailleurs celui dont on se sert. D'une façon générale ces cartes sont assez subjectives car l'identification précise des régimes par la simple observation

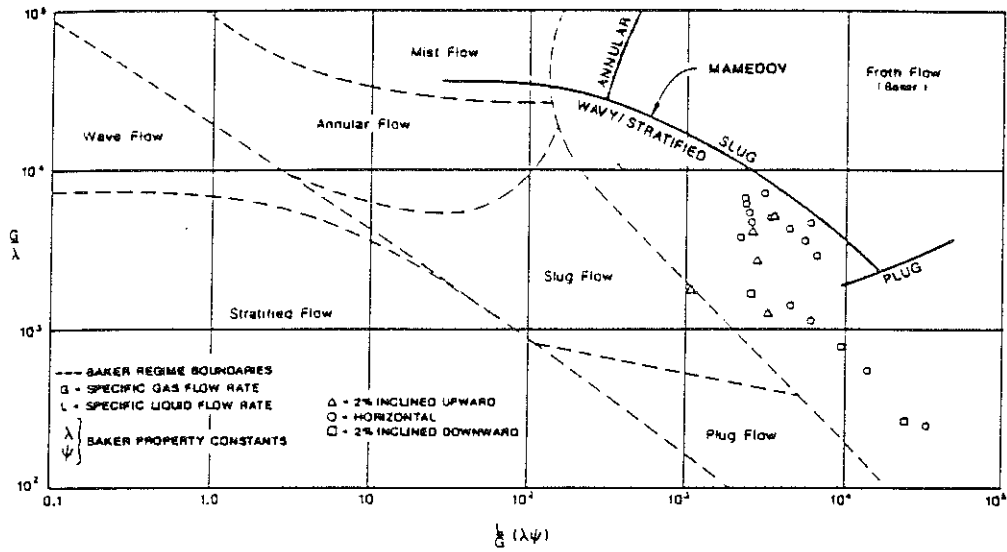


figure I.6 : comparaison de la carte de Baker et des points expérimentaux relatifs à des écoulements d'hélium

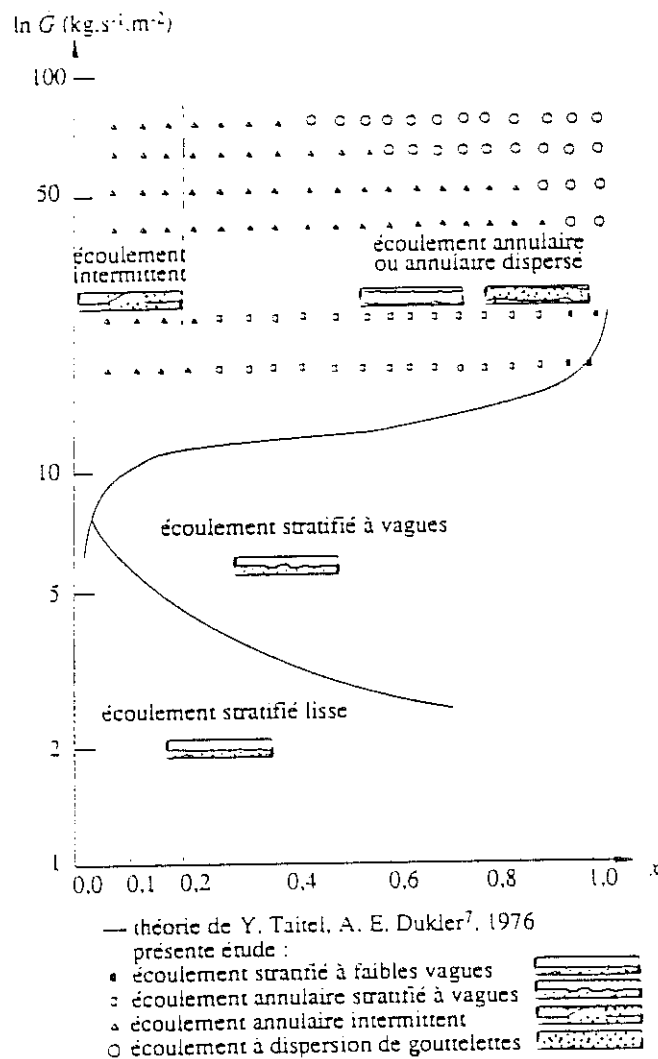
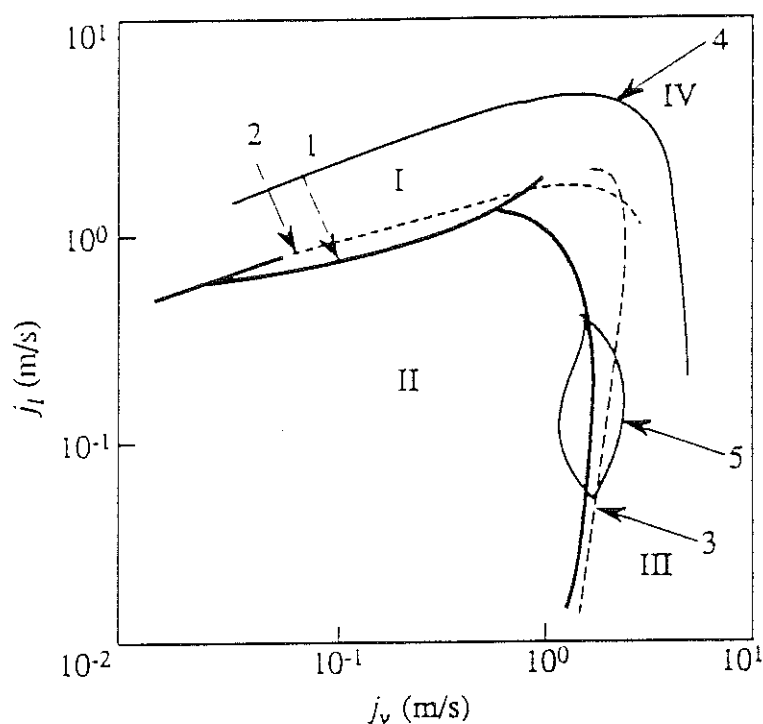


figure I.7 : carte expérimentale des écoulements horizontaux d'hélium diphasique (M. Mahé)

visuelle est délicate. Il faudrait développer d'autres critères plus quantitatifs pour l'identification des régimes.

A.J. Alexeyev<sup>[1.8]</sup> en 1991 a également tracé une carte d'écoulement pour l'hélium mais dans des tubes de diamètre très petits ( $D = 7,9 \times 10^{-3}$  m) et avec des débits massiques importants. Néanmoins cette carte est relativement cohérente avec celle de E. Sauvage-Boutar (voir figure I.8). La comparaison entre les cartes expérimentales pour l'hélium et la théorie de Taitel et Duckler montre que cette dernière ne s'applique pas à l'hélium.



1 : frontières expérimentales, 2 et 3 : limites calculées, 4 : limite des écoulements homogénéisés dans un tube de diamètre 0,05 m, 5 : données de E. Sauvage-Boutar pour l'écoulement dispersé, I : bulles, II : stratifié, III : dispersé, IV : brouillard

figure I.8 : carte d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique (A. Alexeyev)

D'une façon générale les cartes d'écoulements tracées pour un mélange de fluides ayant une grande différence de propriétés physiques (masse volumique, viscosité...) entre eux s'accordent assez bien à la théorie de Taitel et Duckler et sont relativement cohérentes entre elles. Mais elles ne s'appliquent pas au cas de l'hélium, vraisemblablement à cause du fait que,

pour l'hélium, on crée la phase gazeuse par vaporisation et non pas avec un débit fixé indépendamment du débit de liquide et aussi à cause des propriétés physiques très différentes de l'hélium. Les cartes tracées spécialement pour l'hélium semblent être cohérentes entre elles.

Nous mentionnons ici les cartes pour les écoulements verticaux uniquement pour souligner la non concordance entre les cartes tracées pour de l'eau-air ou de l'eau-vapeur et celle pour l'hélium. Pour les configurations verticales la carte la plus souvent utilisée est celle de G.F. Hewitt<sup>[1.9]</sup> pour de l'eau (voir figure I.9). De même que pour l'horizontal les cartes tracées pour l'eau ne s'appliquent que moyennement au cas de l'hélium. Il existe une carte expérimentale pour l'hélium due à H.K. Züst<sup>[1.10]</sup> présentée sur la figure I.10.

### I.1.3. Modélisation des écoulements

L'étude des configurations d'écoulement horizontal montre que l'on peut définir deux grandes familles d'écoulements : les écoulements où les phases sont intimement mélangées (écoulements à bulles et dispersé) et les écoulements où les phases sont clairement séparées (écoulement stratifié et intermittent). La recherche d'une modélisation simple de chaque type de famille a conduit à développer le modèle dit homogène et le modèle dit à phases séparées.

#### I.1.3.1. Modèle homogène

Ce modèle tente de donner une représentation simple des écoulements à bulles et des écoulements dispersés. On considère que les phases sont suffisamment liés pour être considérés comme une phase unique ayant les propriétés moyennes des deux phases. On moyenne ainsi la vitesse, la température, la masse volumique ainsi que la viscosité. La masse volumique homogène peut alors se définir de la façon suivante :

$$\rho_h = (1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_g \quad (\text{I.1})$$

$\alpha$  étant le taux volumique de gaz.

On peut également définir la masse volumique homogène à partir du titre massique, soit :

$$\frac{1}{\rho_h} = \frac{1-x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g} \quad (\text{I.2})$$



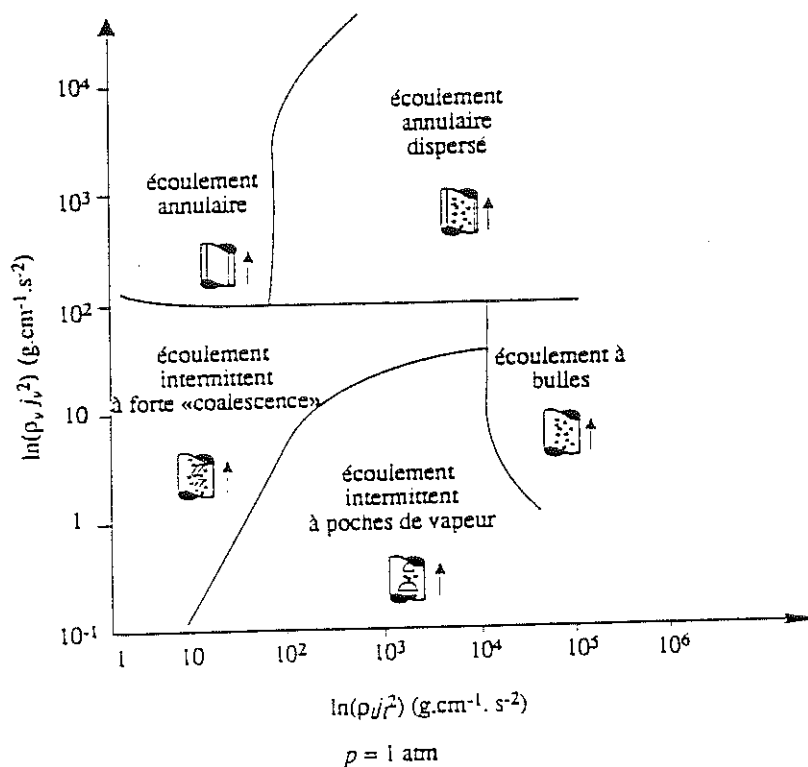


figure I.9 : configurations des écoulements verticaux ascendants pour de l'eau-air (G.F. Hewitt)

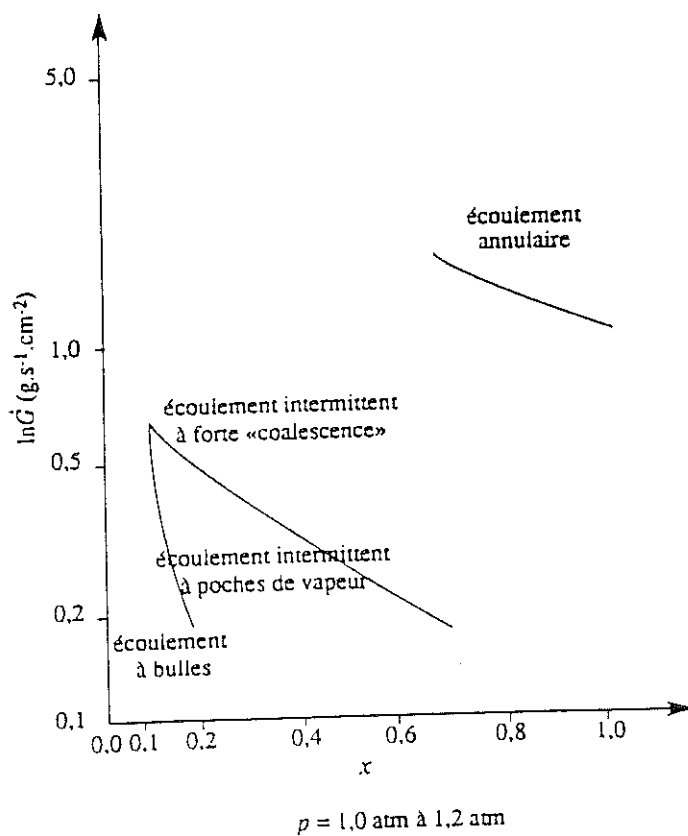


figure I.10 : configurations des écoulements verticaux ascendants pour l'hélium (H.K. Züst)

Les vitesses moyennes du liquide et du gaz sont les mêmes par hypothèse,  $v_l = v_g$  et on définit une vitesse homogène :

$$v_h = \frac{G}{\rho_h} \quad (\text{I.3})$$

On peut alors définir le débit massique par rapport à la vitesse homogène :

$$m = \rho_h v_h S \quad (\text{I.4})$$

Les vitesses moyennes s'écrivent :

$$v_h = \frac{q_{vl}}{S_l} = \frac{(1-x)m}{\rho_l(1-\alpha)S} \quad (\text{I.5a})$$

$$v_h = \frac{q_{vg}}{S_g} = \frac{xm}{\rho_g\alpha S} \quad (\text{I.5b})$$

L'égalité des vitesses moyennes nous donne la relation entre le titre massique  $x$  et le taux de vide  $\alpha$  :

$$\frac{1-x}{x} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1-\alpha}{\alpha} \quad (\text{I.6})$$

Excepté pour les cas extrêmes  $x \approx 0$  et  $x \approx 1$ , la viscosité homogène peut être définie par plusieurs relations :

$$\text{soit } \frac{1}{\mu_h} = \frac{1-x}{\mu_l} + \frac{x}{\mu_g} \quad (\text{I.7a})$$

$$\text{soit } \mu_h = (1-x)\mu_l + x\mu_g \quad (\text{I.7b})^{[I.11]}$$

$$\text{soit } \mu_h = (1-x)\frac{\rho_h}{\rho_l}\mu_l + x\frac{\rho_h}{\rho_g}\mu_g \quad (\text{I.7c})^{[I.12]}$$

Le modèle homogène ramène l'écoulement diphasique à un écoulement monophasique ayant des propriétés moyennes. Les équations du modèle homogène sont alors celles d'un écoulement monophasique. Elles peuvent s'écrire dans le cas d'un écoulement monophasique à une dimension stationnaire :

$$\text{continuité} \quad m = \rho_h v_h S = \text{constante} \quad (\text{I.8a})$$

$$\text{quantité de mouvement} \quad m \frac{dv_h}{dz} = -S \frac{dp}{dz} - P \tau_w - S \rho_h g \cos \theta \quad (\text{I.8b})$$

énergie 
$$\frac{dQ}{dz} - \frac{dW}{dz} = m \left( \frac{d}{dz} h + \frac{v^2}{2} + gz \right) \quad (I.8c)$$

où :

- S est la section droite de l'écoulement
- P le périmètre mouillé
- $\tau_w$  la contrainte pariétale
- h le coefficient d'échange
- Q la chaleur apportée
- W le travail mécanique
- $\theta$  l'inclinaison de la conduite par rapport à la verticale (voir figure I.11)

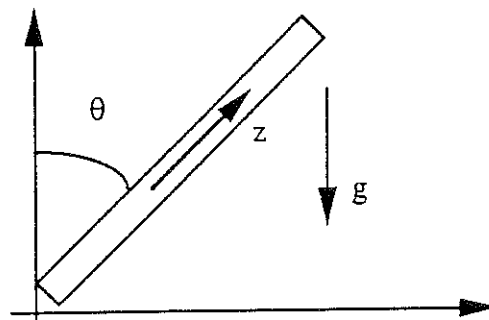


figure I.11 : position de la conduite dans l'espace

\* Domaine de validité de ce modèle

La prédiction du taux volumique de vapeur avec le modèle homogène n'est en général pas en bon accord avec les résultats expérimentaux (voir figure I.12). Il est satisfaisant pour les écoulements fortement dispersés.

Par contre le modèle homogène fournit une bonne estimation des pertes de charge dans les écoulements diphasiques horizontaux d'hélium quelque soit la configuration d'écoulement<sup>[1.13]</sup>.

Le domaine d'application de l'écoulement homogène est donc très restreint. La différence de vitesse entre le gaz et le liquide fait que la prévision du taux de vide pour des écoulements non fortement homogénéisés n'est pas bonne. Par contre la prévision des pertes de pression est correcte pour l'hélium vraisemblablement à cause de la plus faible viscosité du gaz

qui est compensée par sa plus grande vitesse, ce qui rend les deux phases de la même importance pour le frottement pariétal.

La perte de pression par unité de longueur peut s'exprimer pour des vitesses massiques  $G$  comprises entre 32 et 104  $\text{kgs}^{-1}\text{m}^{-2}$  et pour une pression expérimentale de l'ordre de 0,6 fois la pression critique par :

$$\frac{\Delta p_h}{L} = \Lambda_h \rho_h \frac{v_h^2}{2D} \quad (\text{I.9})$$

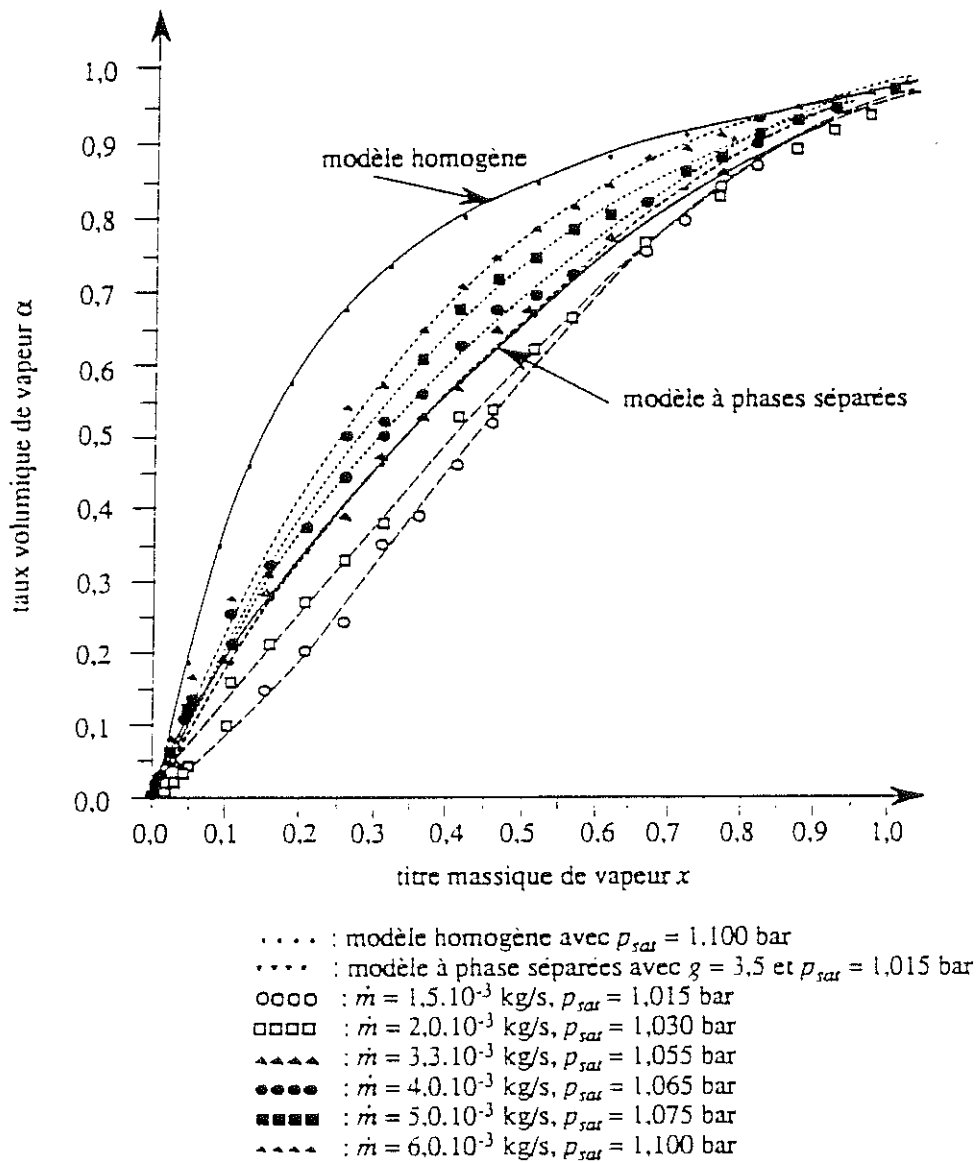


figure I.12 : taux volumique de vapeur en fonction du titre massique pour les écoulements horizontaux d'hélium (M. Mahé)

avec  $\Lambda_h = 0,0054 + 0,3964Re_h^{-0,3}$

$$Re_h = \frac{\rho_h v_h D}{\mu_h}$$

$$\mu_h = (1-x)\mu_l + x\mu_g$$

où  $\Lambda_h$  est le coefficient de frottement et  $D$  le diamètre de la conduite.

L'ordre de grandeur des pertes de charge pour notre expérience ( $D = 10^{-2}$  m) est de  $150 \text{ Pam}^{-1}$ . Cet ordre de grandeur a été confirmé expérimentalement.

### I.1.3.2. Modèle à phases séparées

La description précise des écoulements diphasiques a fait l'objet de nombreux travaux. On peut par exemple consulter les travaux de J.M. Delhaye<sup>[1.14]</sup>. Les modèles sont basés sur l'écriture des équations de la mécanique des fluides pour chaque phase. Il faut pour résoudre ce système introduire une équation de couplage entre les deux phases, ce qui est un des points délicat de ces modélisations. Nous n'entrons pas dans ces questions car cela nous entraînerait bien au delà du sujet de cette thèse. Nous nous contenterons d'une approche à une dimension où seules les vitesses de chaque phase varient. Cette modélisation s'applique particulièrement au cas d'un écoulement stratifié ayant un débit assez faible, mais ceci nous permet néanmoins de donner quelques définitions usuelles.

On peut citer :

- la surface occupée par le liquide  $S_l$  dans une section droite  $S$  de l'écoulement,
- la surface de gaz  $S_g$  et  $S = S_l + S_g$ ,
- le débit massique total  $m$ ,
- le débit massique du liquide seul  $m_l$ ,
- le débit massique du gaz seul  $m_g$ , et on a  $m = m_l + m_g$ ,
- le titre massique du gaz,  $x = \frac{m_g}{m}$ ,
- le taux volumique de gaz ou taux de vide  $\alpha = \frac{S_g}{S}$ ,
- les vitesses moyennes de chaque phase,  $v_l = \frac{m_l}{\rho_l S_l}$  pour le liquide et de même

$$v_g = \frac{m_g}{\rho_g S_g} \text{ où } \rho \text{ désigne la masse volumique,}$$

- la vitesse massique  $G$  ou débit massique rapporté à la surface de la section de la conduite,  $G = \frac{m}{S}$ . On définit de même les vitesses massiques de chaque phase,  $G_l = \frac{m_l}{S}$  et

$$G_g = \frac{m_g}{S},$$

- les débits volumiques  $q_v$  de chaque phase,  $q_{vl} = \frac{m_l}{\rho_l}$  et  $q_{vg} = \frac{m_g}{\rho_g}$ ,

- les vitesses "superficielles" des deux phases, en fait la vitesse débitante ramenée à la surface,  $j_l = \frac{q_{vl}}{S}$  et  $j_g = \frac{q_{vg}}{S}$ ,

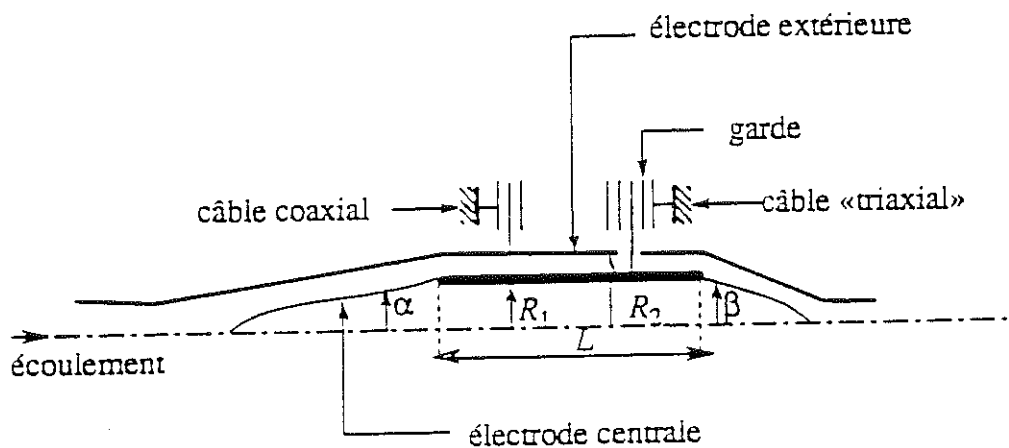
- le glissement entre les phases  $g = \frac{v_g}{v_l}$ .

On peut combiner ces relations pour obtenir un paramètre en fonction de tel ou tel autre. Par exemple, la relation entre le titre massique et le taux de vide peut s'écrire :

$$\frac{1-x}{x} = \frac{v_l \rho_l}{v_g \rho_g} \frac{1-\alpha}{\alpha}$$

Cette relation fait apparaître le rapport des vitesses moyennes de chaque phase. Il n'est pas évident de connaître ces vitesses mais on peut les estimer si l'on connaît le taux de vide  $\alpha$ . Ce taux de vide est plus facilement mesurable. On peut le faire par absorption de lumière, atténuation ou dispersion de rayons X,  $\gamma$  ou neutronique mais la méthode la plus simple est la mesure par capteurs capacitifs. Les constantes diélectriques du gaz et du liquide sont différentes, la capacité mesurée est donc fonction du taux de vide. M. Mahé<sup>[1.1]</sup> a développé un capteur capacitif annulaire pour les écoulements d'hélium. Le capteur comporte une électrode centrale et une électrode extérieure formant une capacité annulaire (voir figure I.13). Cette forme a été rendue nécessaire car les constantes diélectriques des deux phases sont assez proches ( $\epsilon_{r,l} = 1,04692$  et  $\epsilon_{r,g} = 1,00626$  à  $T = 4,2$  K) et il faut donc un capteur très sensible et de capacité globale suffisamment élevée pour pouvoir être mesurée. La capacité à mesurer est de  $C_0 = 118,0$  pF en liquide pur et de  $C_1 = 113,4$  pF en vapeur. L'inconvénient de ce capteur est de perturber la géométrie de l'écoulement. Néanmoins il permet d'établir des courbes  $\alpha$  en

fonction de  $x$  qui ont été vérifiées grâce à la visualisation. On considérera ces courbes exactes à 10% près. La figure I.12 présente le titre volumique de vapeur  $\alpha$  en fonction du titre massique  $x$  pour différents écoulements. Il existe une dépendance de la relation  $\alpha/x$  avec le type d'écoulement. Ces courbes nous seront d'autant plus utiles qu'elles ont été effectuées sur la même boucle expérimentale que la nôtre.



$$\begin{aligned}
 L &= 140 \text{ mm} \\
 R_1 &= 14 \text{ mm} \\
 R_2 &= 15 \text{ mm} \\
 \alpha \text{ (angle d'entrée)} &= 8^\circ \\
 \beta \text{ (angle de sortie)} &= 14^\circ
 \end{aligned}$$

figure I.13 : schématisation du capteur capacitif annulaire

## I.2. ECHANGES THERMIQUES DANS LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES

### I.2.1. **Ecoulement monophasique**

Avant de s'intéresser aux échanges thermiques dans les écoulements diphasiques, on rappelle le comportement de l'écoulement monophasique soumis à un échauffement pariétal. Nous aurons besoin de cette étude car nous avons vérifié notre dispositif expérimental avec des écoulements monophasiques. Nous commencerons par établir le profil de la couche limite thermique dans un régime thermiquement établi.

#### \* Profil de température

En régime thermiquement établi, Prandtl suppose en 1910 que le comportement de la vitesse et de la température et donc les équations qui les régissent, sont les mêmes à condition que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement  $\varepsilon_m$  et de chaleur  $\varepsilon_t$  soient identiques, ce qui implique que le nombre de Prandtl turbulent soit voisin de 1, ce qui est généralement le cas. Connaissant la distribution des vitesses on obtient alors la distribution des températures de profil semblable<sup>[1.15]</sup> :

$$T^+ = P_r y^+ \quad 0 \leq y^+ \leq 5 \quad (\text{I.12a})$$

$$T^+ = 5 \left[ P_r + \ln \left( 1 + P_r \left( \frac{y^+}{5} - 1 \right) \right) \right] \quad 5 \leq y^+ \leq 30 \quad (\text{I.12b})$$

$$T^+ = 5 \left[ P_r + \ln(1 + 5P_r) + 0,5 \ln \frac{y^+}{30} \right] \quad y^+ \geq 30 \quad (\text{I.12c})$$

où les grandeurs ont été rendues sans dimension par les formules suivantes :

$$y^+ = \frac{\rho y V_f}{\mu} \quad (\text{I.12d})$$

$$T^+ = \frac{\rho C_p V_f (T_p - T)}{q_p} \quad (\text{I.12e})$$

$$V^+ = \frac{V}{V_f} \quad (\text{I.12f})$$



- où :
- $V$  est la vitesse axiale moyenne ( $v = V + v'$ )
  - $V_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$  est la vitesse de frottement
  - $T_p$  est la température moyenne de la paroi.

Pour donner un ordre de grandeur, l'épaisseur de la couche limite dans un écoulement purement gazeux de débit  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  chauffé avec une densité de flux de  $500 \text{ Wm}^{-2}$  est d'environ  $0,6 \times 10^{-3} \text{ m}$ .

Cette formule donne le profil de température dans l'écoulement mais n'est pas d'un emploi commode. On définit alors un coefficient d'échange thermique  $h$  de la façon suivante :

$$h = \frac{q_p}{T_p - T_m} \quad (\text{I.13})$$

où  $T_m$  est la température de mélange définie qui, si  $\rho$  et  $C_p$  ne varient pas dans la section, se formule par :

$$T_m = \frac{1}{\pi R^2 V} \int_0^{2\pi R} \int_0^R v T r dr d\theta \quad (\text{I.14})$$

Une hypothèse généralement admise<sup>[1.16]</sup> et n'entraînant pas d'erreur importante est que  $T_m = T_\infty$ ,  $T_\infty$  étant la température du fluide à l'extérieur de la couche limite.

#### \* Coefficient d'échange en convection forcée et longueur d'établissement du régime thermique

On définit un coefficient d'échange thermique  $h$  pour s'affranchir du calcul de la couche limite thermique (voir formule I.13). Pour la convection forcée turbulente en fluide monophasique dans des conduites cylindriques, on définit le nombre de Nusselt  $Nu = \frac{hD}{\lambda}$ .

Pour un régime thermiquement établi on propose deux corrélations généralement bien vérifiées par l'expérience :

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$$

Corrélation de Dittus-Boelter (I.15)

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{1/4}$$

Corrélation de Colburn (I.16)

La corrélation de Dittus-Boelter s'applique pour des nombres de Prandtl compris entre 0,7 et 160 et pour des différences  $T_p - T_m$  assez faibles. Les propriétés du fluide sont calculées à la température de mélange  $T_m$ . Celle de Colburn s'applique pour les mêmes nombres de Prandtl et dans le cas où les propriétés des fluides dépendent de la température. Elle convient bien pour les faibles différences de température. Le nombre de Reynolds doit être supérieur à  $10^4$ . Dans le cas de cette corrélation les propriétés du fluide sont prises à la température de film  $T_f$ ,  $T_f = \frac{T_m + T_p}{2}$ .

les corrélations précédentes s'appliquent pour un régime thermiquement établi. L'établissement de ce régime se fait sur une certaine distance à partir de l'endroit où débute l'application du chauffage. La couche limite s'épaissit lors du parcours de la conduite (voir figure I.14). Le transfert thermique est plus efficace quand la couche limite est fine de part la proximité entre la paroi chauffée et le coeur du fluide. Il finit par atteindre une valeur asymptotique où les corrélations présentées précédemment s'appliquent.

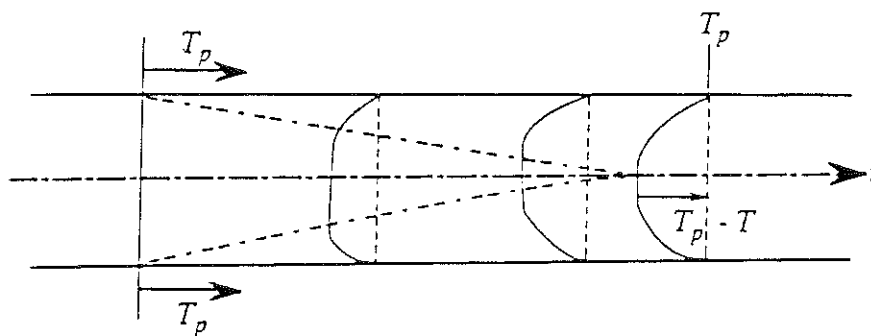


figure I.14 : profil de température en régime transitoire

La longueur d'établissement du régime thermique est comprise entre 40 et 60 fois le diamètre<sup>(1.15, 1.17)</sup>. Il semble que pour l'hélium M. Mahé ait trouvé une longueur supérieure de l'ordre de  $100D$  (voir figure I.14 où  $D = 10^{-2}$  m). Ces valeurs sont établies pour de la convection forcée dans une conduite rectiligne.

On peut considérer lors de l'établissement du régime thermique permanent un nombre de Nusselt local dépendant de la cote  $z$ . Taine et Petit<sup>(1.17)</sup> propose une formule pour calculer

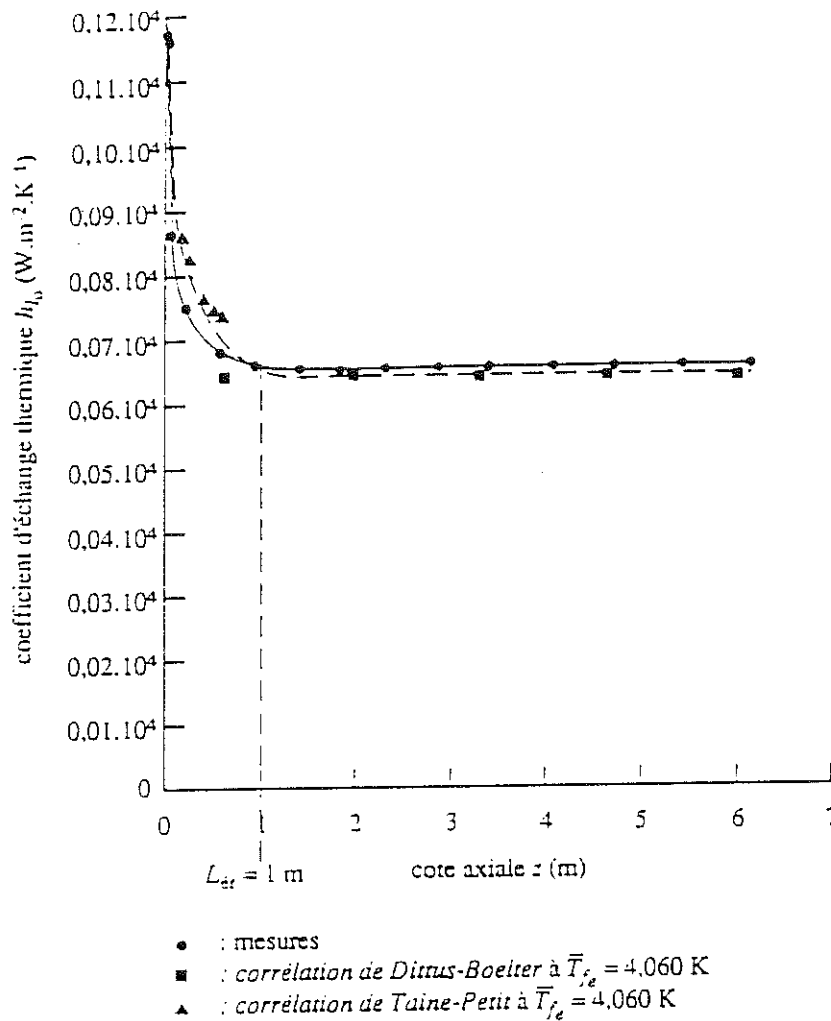


figure I. 15 : coefficient d'échange thermique par convection forcée en écoulement d'hélium sous-refroidi en fonction de la cote axiale (M. Mahé)

ce nombre de Nusselt  $Nu_z$  :

$$Nu_z = \frac{h(z)D_h}{\lambda} = Nu \left( 1 + 6 \frac{D_h}{z} \right) \quad 20 \leq \frac{z}{D_h} \leq 60 \quad (I.17)$$

où  $Nu$  est le nombre de Nusselt en régime établi soit  $Nu = 0,023Re^{0,8}Pr^{1/3}$  avec  $Re = \frac{\rho V D_h}{\mu}$

où  $D_h$  est le diamètre hydraulique du tuyau. Les propriétés du fluide sont calculées à la température de mélange. Cette corrélation pour l'établissement du régime thermique est assez bien vérifiée pour le cas de l'hélium (voir figure I.15). Il en est de même pour la corrélation de Dittus-Boelter pour le régime thermiquement établi.

I.2.2. Différents modes d'échange thermique

Si l'on considère un écoulement initialement monophasique sous-refroidi que l'on chauffe uniformément, les régimes d'échange de chaleur vont varier. Tant que la paroi n'a pas atteint la température de saturation, l'échange de chaleur se fait par convection forcée (voir région A des figures I.16). On passe ensuite à une ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi (région B) où seule une couche pariétale de liquide est à la saturation permettant l'ébullition, le coeur du liquide étant encore inférieur à la température de saturation (sous-refroidi). Dans la région C, tout le liquide est à la saturation, l'échange se fait par ébullition nucléée et l'écoulement est à bulles. Le mode d'échange est le même dans la région D mais dans ce cas l'écoulement est intermittent. Ces deux régions correspondent au régime d'ébullition nucléée.

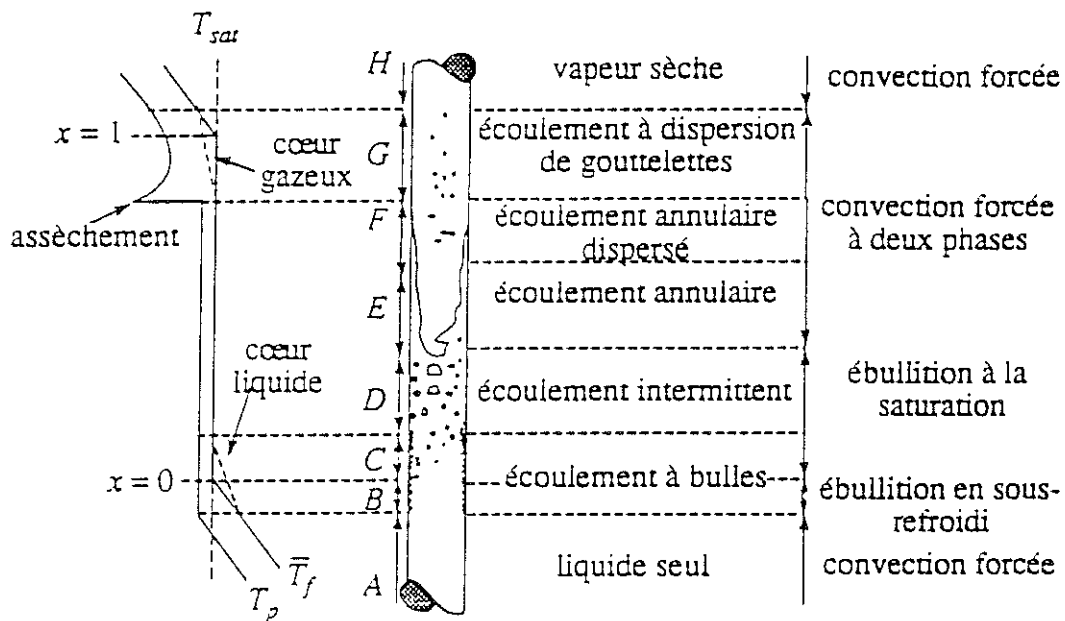


figure I.16a : régions de transfert thermique en écoulement vertical chauffé

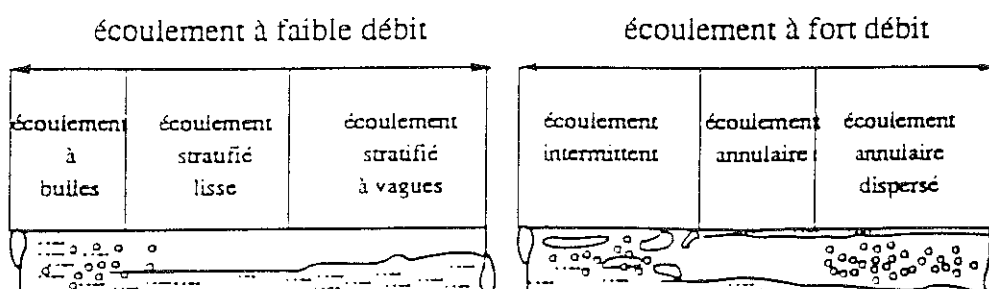


figure I.16b : régions de transfert thermique en écoulement horizontal chauffé

Pour les régions suivantes l'épaisseur de liquide en paroi est trop fine pour permettre l'ébullition nucléée et le mode d'échange de chaleur se fait maintenant par conduction dans le film liquide puis évaporation à l'interface liquide-vapeur. On parle alors de convection forcée à deux phases. Une fois tout le liquide vaporisé, on est ramené à de la convection forcée mais cette fois-ci avec de la vapeur. Chaque type de régime, ébullition nucléée et convection forcée à deux phases a fait l'objet de recherche pour essayer de prévoir la valeur du coefficient d'échange. Nous présentons maintenant une brève étude sur le début de la nucléation.

### I.2.3. Etude du début de la nucléation

#### \* Condition d'équilibre d'une bulle

Pour qu'une bulle de rayon  $r$  puisse exister au sein d'un liquide, il est nécessaire que sa pression  $p_v$  soit supérieure à la pression  $p_l$  du liquide afin de compenser les forces de tension superficielle (voir figure I.17). Cette différence de pression est donnée par la relation suivante :

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{I.18})$$

où  $\sigma$  est la tension superficielle à l'interface liquide-vapeur. Si l'interface est rectiligne ( $r=\infty$ ), les pressions du gaz et du liquide sont identiques.

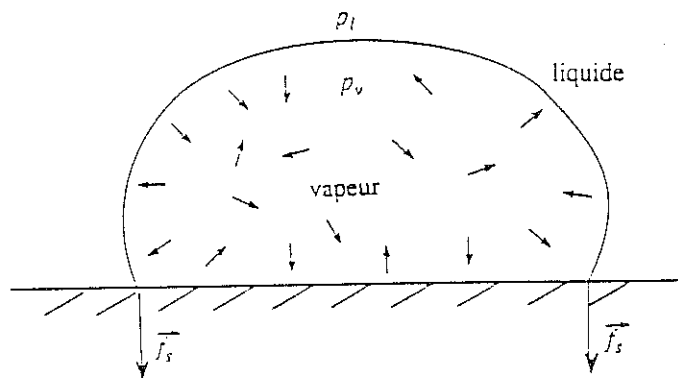


figure I.17 : formation d'une bulle dans le liquide

Afin d'assurer l'équilibre thermodynamique des deux phases, il est nécessaire que la température  $T_v$  de la vapeur soit supérieure à celle du liquide  $T_l$  qui lui est à la saturation,  $T_l = T_{\text{sat}}$ .

Déterminons cette température de la vapeur en fonction du rayon critique de la bulle.

Si  $p_\infty$  est la pression qui correspond à la pression de vapeur saturante à la température  $T_v$  pour une interface plane, la relation entre les pressions  $p_v$  et  $p_\infty$  est donnée par la formule suivante qui traduit l'évolution d'une masse de liquide dans les conditions  $(p_\infty, p_v)$  à l'état  $(p_v, T_v)$  :

$$p_v = p_\infty \exp\left(\frac{-2\sigma v_l M}{rRT_v}\right) \quad (I.19)$$

où  $v_l = 1/\rho_l$  et  $M$  est la masse molaire.

Le terme de l'exponentielle est petit devant l'unité ( $= 1,82 \times 10^{-10}/r$  pour l'hélium à  $T_v = 4,224$  K et  $p_\infty = 1,013 \times 10^5$  Pa), on peut donc faire l'approximation suivante :

$$p_v = p_\infty \left(1 - \frac{2\sigma v_l M}{rRT_v}\right)$$

soit encore en écrivant que  $p_\infty v_v = \frac{RT_v}{M}$  et que  $p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r}$  :

$$p_\infty - p_l = \frac{2\sigma}{r} \left(\frac{v_l}{v_v} + 1\right) \quad (I.20)$$

L'ordre de grandeur des rayons pour les bulles d'hélium est de quelques micromètres. Le terme  $p_\infty - p_l$  vaut donc environ 200 Pa pour  $T_v = 4,224$  K et  $p_\infty = 1,013 \times 10^5$  Pa. On se trouve donc très près de la courbe de saturation, domaine dans lequel l'équation de Clausius-Clapeyron est applicable. Cette relation s'écrit :

$$\frac{p_\infty - p_l}{T_v - T_{sat}} = \frac{L_v(T_{sat})}{T_{sat}(v_v - v_l)} \quad (I.21)$$

En utilisant la formule I.20 on peut écrire :

$$(T_v - T_{sat}) \frac{L_v(T_{sat})}{T_{sat}} = \frac{2\sigma}{r} \left(\frac{v_v^2 - v_l^2}{v_v}\right)$$

mais comme  $v_v^2 \gg v_l^2$  (vrai à 2% pour l'hélium), on peut donc simplifier la formule pour finalement obtenir la température de la vapeur en fonction du rayon de la bulle :

$$T_v - T_{\text{sat}} = \frac{2\sigma v_v}{rL_v} T_{\text{sat}} \quad (\text{I.22})$$

#### \* Formation d'une bulle en paroi

On considère une paroi chauffée en contact avec un fluide. Nous venons de voir que pour qu'il y ait formation d'une bulle, il faut que la température de la vapeur  $T_v$  soit supérieure à la température de saturation de la quantité donnée par la formule I.22 soit :

$$\Delta T_{\text{sat}} = T_v - T_{\text{sat}} = \frac{2\sigma v_v}{rL_v} T_{\text{sat}} = \frac{2\sigma}{rp_l} \frac{RT_{\text{sat}}^2}{L_v M}$$

L'augmentation du flux de chaleur induit une température de paroi qui finit par être supérieure à  $T_{\text{sat}}$ , permettant ainsi à une bulle de se former. Cette formation, ou nucléation, est fortement dépendante du gradient de température dans le voisinage de la paroi chauffée (couche limite thermique).

Y.Y. Hsu et R.W. Graham<sup>[1,18]</sup> proposent comme critère de nucléation que la température du liquide au sommet de la bulle de rayon  $r$  soit égale à la température de la vapeur nécessaire à la formation de cette bulle de rayon  $r$  (équation I.22) d'où :

$$T_f(y=r) = T_{\text{sat}} + \frac{2\sigma}{rp_l} \frac{RT_{\text{sat}}^2}{L_v M}$$

Dans la couche limite thermique d'épaisseur  $\delta$ , siège de la nucléation, le gradient de température est essentiellement imposé par la conduction et est quasiment linéaire. Donc  $T_f$  est donné par  $T_p - T_f(y) = \frac{qy}{\lambda_l}$  avec  $q$  : densité de flux et  $\lambda_l$  : conductivité thermique du liquide.

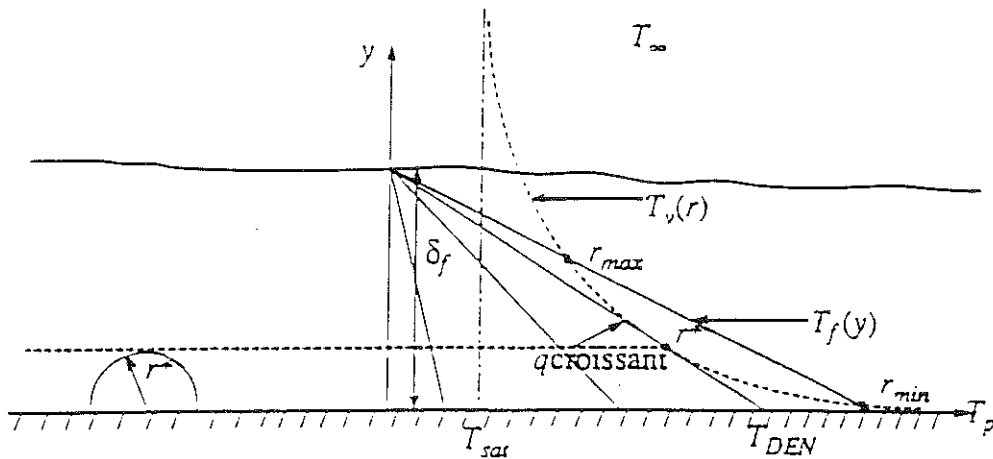


figure I.18 : apparition de l'ébullition

Pour avoir formation d'une bulle, il faut que le profil de température dans le liquide rencontre celui d'une bulle en équilibre (voir figure I.18). Quand le flux augmente, la pente de la droite  $T_f(r) = T_v(y)$  diminue et il y a formation d'une bulle de rayon  $r^*$  au point de tangence des deux courbes. On a alors  $T_v(r^*) = T_{\text{sat}} + \frac{2\sigma}{\rho_l r^*} \frac{RT_{\text{sat}}^2}{L_v M}$ . La température de la paroi atteint alors la température de démarrage de l'ébullition nucléée  $T_{\text{DEN}}$ . Si la densité de flux de chauffage est augmentée au delà de celle nécessaire à commencer la nucléation, le profil de température du fluide a deux points d'intersection avec celui de la goutte en équilibre (voir figure I.18). Il se forme alors une bulle de rayon  $r_{\text{max}}$  et une autre de rayon  $r_{\text{min}}$ .

Il est maintenant intéressant de connaître la relation entre le rayon critique et la surchauffe de la paroi. Pour qu'une bulle de rayon  $r^*$  se forme il faut que les profils de température du fluide et de la bulle soient tangents, d'où :

$$\frac{\partial T_f(y)}{\partial y} = \frac{\partial T_f(r)}{\partial r} = -\frac{2\sigma}{\rho_l r^{*2}} \frac{RT_{\text{sat}}^2}{L_v M} = -\frac{2\sigma T_{\text{sat}} v_v}{L_v r^{*2}}$$

mais  $T_f(y=r^*) = T_v(r^*)$  donc :

$$\left( \frac{\partial T_f(y)}{\partial y} \right)_{y=r^*} = -\frac{q}{\lambda_l}$$

on trouve alors :



$$r^* = \sqrt{\frac{2\sigma T_{\text{sat}} l_l}{q L_v r_v}} \quad (\text{I.23})$$

L'échauffement de la paroi nécessaire à l'apparition d'une bulle de rayon  $r^*$  donc au démarrage de l'ébullition nucléée s'écrit  $\Delta T_{\text{DEN}} = T_p - T_{\text{sat}}$  soit  $\Delta T_{\text{DEN}} = T_p - T_v(r^*) + T_v(r^*) - T_{\text{sat}}$  donc  $\Delta T_{\text{DEN}} = \frac{qr^*}{l} + \frac{2\sigma T_{\text{sat}} v_v}{L_v r^*}$ . D'où, en remplaçant  $r^*$  par sa valeur trouvée

précédemment :

$$\Delta T_{\text{DEN}} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{\text{sat}} q}{L_v \lambda_l r_v}} \quad (\text{I.24})$$

On a ainsi trouvé une relation liant la température de paroi au début de l'ébullition nucléée pour un flux donné. Cette relation est théorique car elle suppose que la bulle de rayon  $r^*$  peut se former. Dans la pratique il a été constaté que les bulles se formaient sur des sites préférentiels (sites de nucléation) qui sont formés par des aspérités de la paroi. Ces sites peuvent être remplis de gaz, ce qui favorise l'ébullition au détriment du reste de la paroi. Il s'ensuit donc que la taille des bulles est généralement définie par ces sites. S'il n'existe pas de bulle potentielle au rayon  $r^*$  (voir figure I.19), il faut alors continuer à chauffer pour activer les sites de rayons  $r_{\text{max}}$  et  $r_{\text{min}}$ . Les échauffements de la paroi  $\Delta T_{\text{DEN}}$  de départ d'ébullition nucléée peuvent être, dans la pratique, très différents de ceux donnés par la formule I.24.

#### \* Apparition de l'ébullition nucléée dans un fluide initialement sous-refroidi

On considère l'écoulement d'un fluide initialement sous-refroidi, c'est-à-dire de température inférieure à la température de saturation. Le fait de chauffer la paroi contenant cet écoulement augmente la température de celle-ci mais également celle des couches de liquide proches de la paroi (couche limite thermique).

Tant que ce fluide reste à une température inférieure à la saturation, le mode d'échange thermique ne se fait que par convection forcée dont le coefficient d'échange est donné par la loi de Dittus-Boelter (région A de la figure I.20). Si l'on continue de chauffer, la température de paroi va excéder la température de départ de l'ébullition nucléée (point b de la figure I.20) et

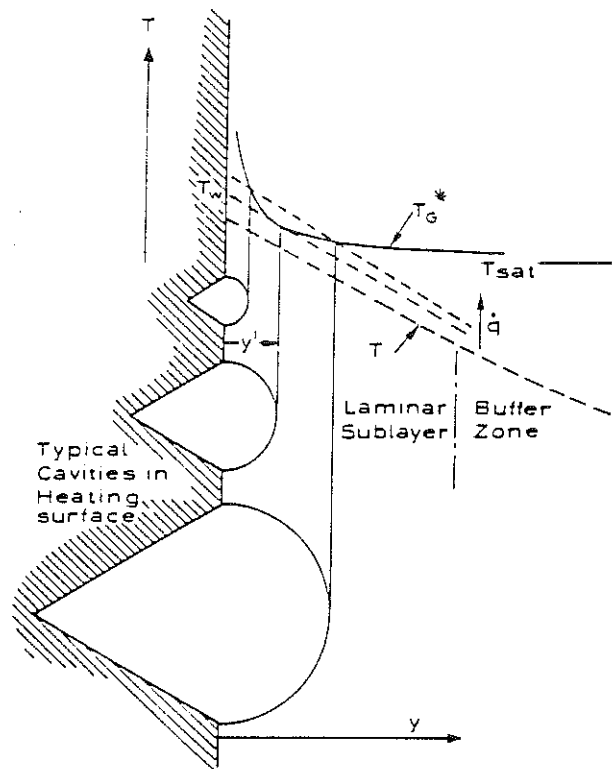


figure I.19 : croissance d'une bulle sur une paroi

ainsi activer des sites de nucléation, le coeur de l'écoulement restant lui à une température inférieure à la saturation. Nous avons donc une ébullition nucléée en écoulement en moyenne encore sous-refroidi.

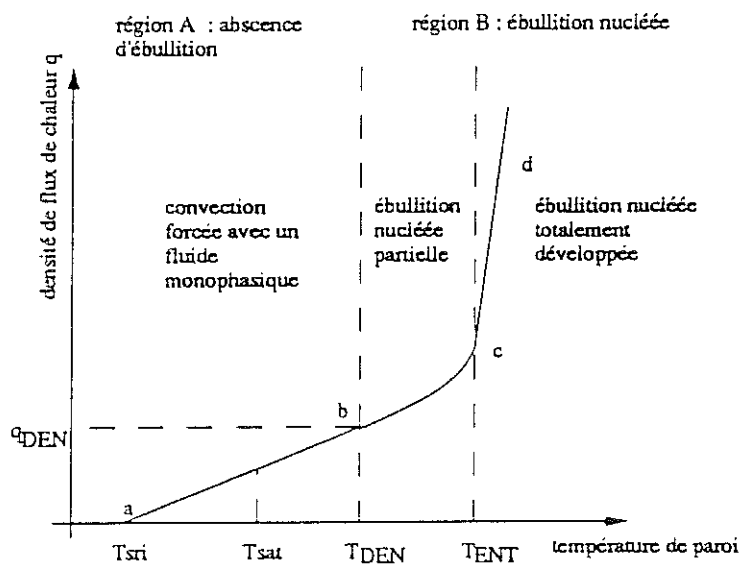


figure I.20 : schématisation de l'apparition de l'ébullition nucléée

A ce stade, seuls quelques sites de nucléation sont activés et l'échange thermique se fait à la fois par ébullition nucléée et par convection forcée : c'est la zone d'ébullition nucléée partielle (entre les points b et c de la figure I.20). L'ébullition nucléée ne devient l'unique mode d'échange thermique qu'à partir d'un certain flux et d'une certaine température de paroi  $T_{ENT}$ . L'ébullition nucléée est alors totalement développée et correspond au cas où tous les sites de nucléation sont activés. L'augmentation de la densité de flux de chauffage n'entraînera pas l'activation d'autres sites mais un départ plus fréquent des bulles sur chaque site. Cette zone d'ébullition nucléée totalement développée est située entre le point c et d de la figure I.20.

La surchauffe de la paroi  $\Delta T_{DEN}$  correspondant à l'apparition de l'ébullition nucléée est donnée par la formule I.24 soit :

$$\Delta T_{DEN} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q}{L_v \lambda_l r_v}}$$

Il a été montré expérimentalement que cette surchauffe de la paroi ne dépendait pas du sous-refroidissement initial<sup>[1.1, 1.19, 1.20]</sup>. A partir du moment où la paroi a atteint la température de saturation, les conditions de création d'une bulle sont les mêmes quelque soit le sous-refroidissement initial. L'ébullition nucléée apparaît pour le même  $\Delta T_{DEN}$ . Par contre il existe une dépendance de la surchauffe avec le débit.

L'apparition de l'ébullition dépend fortement du gradient de température dans la couche limite thermique et dépend donc de son épaisseur. Or cette épaisseur est influencé par la convection forcée. Plus le débit est important, plus la couche limite thermique est mince et donc pour un même flux de chaleur (voir figure I.21) l'écart de température linéaire dans la couche est plus faible, retardant ainsi la nucléation. La dépendance de l'apparition de l'ébullition nucléée avec l'épaisseur de la couche limite se manifeste également lors de l'établissement de cette couche limite thermique. Au début du chauffage la couche limite est plus fine que lorsqu'elle est établie au bout d'une distance de  $100D$ . Il faudra donc des densités de flux de chaleur plus importantes dans le début de la zone de chauffage pour voir apparaître l'ébullition qu'au bout de  $100D$  où la couche limite thermique est établie et donc plus épaisse.

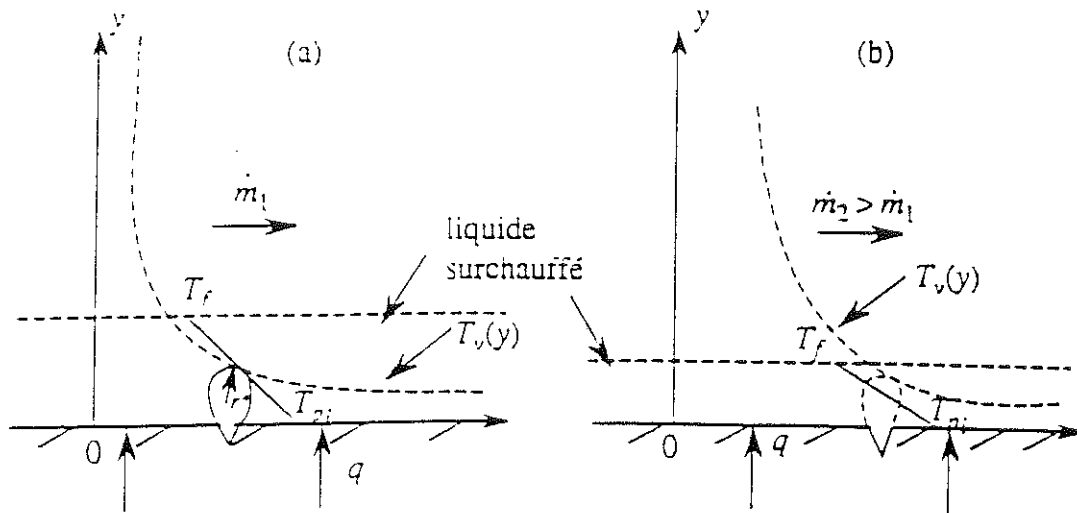


figure I.21 : influence du débit sur la formation des bulles

#### I.2.4. Corrélation du coefficient d'échange pour un écoulement d'hélium diphasique

Il existe de nombreuses corrélations du coefficient d'échange pour un écoulement diphasique basées sur l'étude des fluides non cryogéniques. Ces corrélations ne sont pas en bon accord avec des fluides cryogéniques. Klimenko<sup>[1.21]</sup> propose en 1982 une corrélation basée sur des résultats expérimentaux pour des fluides cryogéniques tant en écoulement vertical qu'horizontal. Cette corrélation ne s'avère que peu satisfaisante comme le démontre Shah en 1984<sup>[1.22]</sup>. Il propose une corrélation pour le régime d'ébullition nucléée qui s'applique mieux que celle de Klimenko aux fluides cryogéniques. Il considère les écoulements verticaux et horizontaux avec des conduites de différents matériaux. Cette corrélation s'écrit :

$$\psi_0 = 230 B_0^{0.5} \quad (I.25)$$

où :

$$B_0 = \frac{q}{GL_v}$$

$$\psi_0 = \left( \frac{h}{h_1} \right)_{x=0}$$

$$h_1 = 0,023 [Re_1 (1-x)]^{0.8} Pr_1^{0.4} \frac{\lambda_1}{D}$$

avec  $L_V$  : chaleur latente de vaporisation

$G$  : vitesse massique

$h$  : coefficient d'échange diphasique.

Steiner<sup>[I.23]</sup> propose en 1986 une étude sur le coefficient d'échange thermique moyen dans les écoulements horizontaux. Le problème majeur avec les corrélations de Steiner est qu'il définit un coefficient d'échange moyen sur la section du tube. Pour cela il considère que  $\lambda_p e > 0,7 \text{ WK}^{-1}$  où  $\lambda_p$  est la conductibilité de la paroi et  $e$  son épaisseur. Ceci lui permet d'avoir une température quasi-homogène dans la section et ainsi de définir un coefficient d'échange moyen. Quand  $\lambda_p e < 0,7 \text{ WK}^{-1}$ , la définition d'un coefficient d'échange moyen n'est pas facile et n'apporte pas d'information intéressante. Nous reviendrons sur ce point dans l'exploitation des résultats au chapitre IV.2.

Il propose la formule suivante :

$$h = (h_{EN}^3 + h_{CF}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I.26})$$

où

$$h_{EN} = h_{0,3} C_F \left( \frac{q}{q_0} \right)^{m(p^*)} n(p^*) \left( \frac{D_0}{D} \right)^{0,5} \left( \frac{R_p}{R_{p0}} \right)^{0,13} \left( \frac{G}{G_0} \right)^{0,25} \left[ 1 - p^{*0,1} \left( \frac{q}{q_{cENB}} \right)^{0,3} x \right] \quad (\text{I.27})$$

$$h_{CF} = h_{10} \left[ \left[ (1-x) + 1,2x^{0,4} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,37} \right]^{-2,2} + \left[ \frac{h_{g0}}{h_{10}} \left( 1 + 8(1-x)^{0,7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,67} \right) \right]^{-2,0} \right]^{-0,5} \quad (\text{I.28})$$

avec  $C_F = 0,71M^{0,07}$   $M$  : masse molaire -  $C_F = 0,78$  pour l'hélium

$$m(p^*) = 0,7 - 0,18x10^{0,38p^*}$$

$$n(p^*) = 1,68p^{*0,43} + \frac{p^{*6,5}}{1-p^{*4,4}}$$

$p^* = \frac{p}{p_{cr}}$ , rapport de la pression à la pression critique,

$q_0 = 1\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour l'hélium

$h_{0,3} = 5\,050 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

$$q_{cENB} = 23\,200 p^{*0,4} (1-p^*) \quad (\text{en } \text{Wm}^{-2})$$

$$D_0 = 0,01 \text{ m}$$

$$R_p, \text{ rugosité moyenne (en m)}$$

$$R_{p0} = 10^{-6} \text{ m}$$

$$G_0 = 100 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-2}$$

$$h_{l0} = \frac{\lambda_l \text{Nu}_{l\infty}}{D} \quad (\text{I.29a})$$

$$h_{g0} = \frac{\lambda_g \text{Nu}_{g\infty}}{D} \quad (\text{I.29b})$$

où :

$$\text{Nu}_\infty = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right)(\text{Re} - 1000)\text{Pr}}{1 + 12,7\left(\frac{\xi}{8}\right)^{0,5}\left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad (\text{I.30})$$

$$\text{Re} = \frac{GD}{\mu}$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

$$\xi = [1,82 \log_{10}(\text{Re}) - 1,64]^{-2} \quad (\text{I.31})$$

Les relations précédentes donnent un coefficient d'échange moyenné sur le pourtour du tube. Or nous mesurons des coefficients d'échange en haut et en bas du tube. le coefficient d'échange mesuré dans le bas du tube est relatif à l'ébullition nucléée uniquement. Il peut être alors intéressant de le comparer à des corrélations pour les écoulements verticaux car dans ce type d'écoulement le liquide mouille toute la paroi du tube, évitant les flux de conduction dans la paroi. Steiner propose la corrélation suivante pour les écoulements verticaux :

$$h_{EN} = h_{0,3} \left[ C_{FV} \left( \frac{q}{q_0} \right)^{n(p^*)} \left[ 1,66 p^{*0,45} + \left( 2 + \frac{1}{1-p^{*7}} \right) p^{*3,7} \right] \left( \frac{D_0}{D} \right)^{0,4} \left( \frac{R_p}{R_{p0}} \right)^{0,13} \right] \quad (\text{I.32})$$

avec :

$$n(p^*) = 0,7 - 0,13 \times 10^{(0,48 p^*)}$$

$$C_{FV} = 0,35 M^{0,24} \quad C_{FV} = 0,57 \text{ pour l'hélium}$$

Pour la convection forcée à deux phases, il propose :

$$h_{CF} = h_{10} \left[ \left[ (1-x)^{1.5} + 1,9x^{0.6} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \frac{h_{g0}}{h_{10}} \left[ 1 + 8(1-x)^{0.7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.67} \right]^{-2.0} \right]^{-0.5} \quad (I.33)$$

Les paramètres de référence (indice 0) sont les mêmes que pour la corrélation en écoulement horizontal.

### 1.3. CONCLUSION

La première partie de ce chapitre fait apparaître les différentes configurations d'écoulement diphasique que l'on rencontre tant pour les fluides "classiques" que pour l'hélium et notamment dans notre dispositif expérimental. Elles dépendent de nombreux paramètres et il est d'usage de les tracer en fonction d'uniquement deux d'entre eux afin de localiser les frontières des différents écoulements. Les cartes tracées pour de l'eau ne s'appliquent en général pas à l'hélium, mais il existe quelques cartes spécifiques à ce fluide. Elles sont relativement cohérentes entre elles.

Deux modèles simples des écoulements diphasiques ont été présentés et ils seront utiles par la suite.

Il a été ensuite regardé les problèmes d'établissement du régime thermique. la longueur d'établissement pour les écoulements d'hélium dans une conduite rectiligne est d'environ 100D, un peu supérieure à celle des autres fluides (60D). Pour le régime monophasique établi en convection forcée turbulente la corrélation de Dittus-Boelter fournit une bonne valeur du coefficient d'échange thermique.

Nous avons également présenté une étude du début de la nucléation. Des relations théoriques de l'apparition de l'ébullition nucléée ont été données et nous les confronterons à nos résultats expérimentaux au chapitre III.

Enfin, les rares corrélations du coefficient d'échange thermique diphasique applicables à l'hélium tant en écoulement vertical ascendant qu'horizontal ont été établies.

Nous présentons maintenant le dispositif expérimental que l'on a utilisé.



**Bibliographie du chapitre I**

- [I.1] M. Mahé. Etude des propriétés d'échange thermique de l'hélium diphasique en convection forcée. Thèse de doctorat. Université Pierre et Marie Curie, Paris, 20/12/1991
- [I.2] S. Z. Rouhani. Progress in nuclear energy, Vol 11,n°3, 1983, pp219-259
- [I.3] O. Baker. Simultaneous flow of oil and gaz : full report on Magnolia's research on two-phase pipeline design. Oil and gaz journal, 53 (12), 26/7/1954, pp185-195
- [I.4] J.M. Mandhane, G.A. Gregory, K. Aziz. A flow pattern map for gaz-liquid flow in horizontal pipes. Int. Journal of multiphase flow, 1 ,1974, pp537-553
- [I.5] Y. Taitel et A.E. Duckler. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gaz-liquid flow. AIChE journal, 22(1), 01/1976, pp47-55
- [I.6] J.C. Theilacker. An investigation into flow regimes for two-phase helium flow. Advances in Cryogenic Engineering, Vol 33, 1988, pp391-398.
- [I.7] E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivillier, M.X. François. Observation of two-phase helium flows in a horizontal pipe. Advances in Cryogenic Engineering, Vol 33, 1988, pp 441-447.
- [I.8] A.I. Alexeyev, Y.P. Filippov, I.S. Mamedov. Flow patterns of two-phase helium flow in horizontal channels. Cryogenics, 31(5), 05/1991, pp 327-329
- [I.9] G.F. Hewitt, D.N. Robert. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photographie. AERE, M2159, 1969
- [I.10] H.K. Zust, W.B. Bald. Experimental observation of flow boiling of liquid helium I in vertical channels. Cryogenics, 21(11), 10/1981, pp 657-666

- 
- [I.11] A. Cicchitti et al. Two-phase cooling experiments : pressure drop, heat transfert and burnout measurement. *Energia Nuclear*, 7(6), 1960, pp 407-425
- [I.12] A.E. Duckler et R.G. Cleveland. Frictional pressure drop in two-phase flow : a comparison of existing correlations for pressure loss and holdup. *AICHE journal* 10(1), 01/1964, pp38-43
- [I.13] V.E. Keilin, E.Y. Klimenko, I.A. Kovalev. Device for measuring pressure drop and heat transfer in two-phase helium flow. *Cryogenics*, 9(1), 02/1969, pp 36-38
- [I.14] J.M. Delhaye, M. Giot, M.L. Riethmuller. *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*. Mc graw Hill, New York 1981
- [I.15] B. Gebhart. *Heat transfer*. 2e éd. Bombay : Tata Macgraw Hill, 1971
- [I.16] A. Bejan. *Convection Heat transfer*. John Wiley, New York 1984
- [I.17] J. Taine et J.P. Petit. *Transferts thermiques : mécanique des fluides anisothermes*. Bordas, Paris, 1989
- [I.18] Y.Y. Hsu et R.W. Graham. *Transport processes in boiling and two-phase systems including near-critical fluids*, American Nuclear Society, (Series in thermal and fluids engineering), USA, 1986
- [I.19] Saha et Zuber. Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling, *Heat Transfer*, 1974, Proceedings of the 5 th international Heat Transfer Conference, Tokyo, 3-7 sept 1974
- [I.20] S. Caspi. *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol 29, 1984, pp 281-287
- [I.21] V.K. Klimenko. Heat Transfer Intensity at forced flow boiling of cryogenics liquids in tubes. *Cryogenics* 11/1982 pp569-576

[I.22] M.M. Shah. Prediction of Heat Transfer during boiling of cryogenic fluids flowing in tube. *Cryogenics* 05/1984 pp 231-236

[I.23] D. Steiner. Heat Transfer during flow boiling of cryogenic fluids in vertical tubes. *Cryogenics* Vol26, 05/1986



CHAPITRE II :  
DISPOSITIF EXPERIMENTAL



## II. Dispositif expérimental

Ce chapitre présente le dispositif expérimental que nous avons utilisé. La première partie est consacrée à la description du cryostat et à la présentation des paramètres accessibles à l'expérience (débit, titre massique, mesures de température, pression...). Il y est également présenté le processus d'obtention d'un écoulement en général, puis l'influence de la géométrie de la conduite sur cet écoulement. Les problèmes de précision de mesure notamment celle de la température sont ensuite analysés de deux façons, l'une concernant la précision de la chaîne de mesure et l'autre consistant en la détermination expérimentale de la précision de la mesure. La deuxième partie présente en détail la cellule de mesure de température d'une paroi chauffée. Une modélisation numérique a été effectuée afin d'en connaître le plus parfaitement possible le comportement thermique de façon à pouvoir exploiter au mieux les mesures. La vérification grâce à un écoulement sous-refroidi de l'ensemble du dispositif expérimental et notamment de la cellule de mesure, est présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

### II.1. PRESENTATION GENERALE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### II.1.1. Description de l'appareillage cryogénique

Le dispositif expérimental est constitué d'un cryostat et d'un insert contenant les différents éléments nécessaires à l'obtention et l'étude des écoulements d'hélium diphasique. Le cryostat est constitué d'une enceinte à vide (voir (1) sur figure II.1) et d'un écran refroidi à l'azote liquide (2). Cet écran azote délimite la partie utile du cryostat également sous vide (4). On y trouve un écran refroidi aux vapeurs d'hélium (3) maintenu à une température de 25 K afin de limiter les apports parasites de chaleur par rayonnement. L'insert est placé à l'intérieur de cet écran d'hélium suspendu à la platine (300 K) par des tirants en matériau composite de longueur suffisante pour éviter les apports de chaleur par conduction sur les parties froides. Le vide est nécessaire à l'intérieur pour éviter l'apport de chaleur par convection sur la conduite contenant l'hélium.

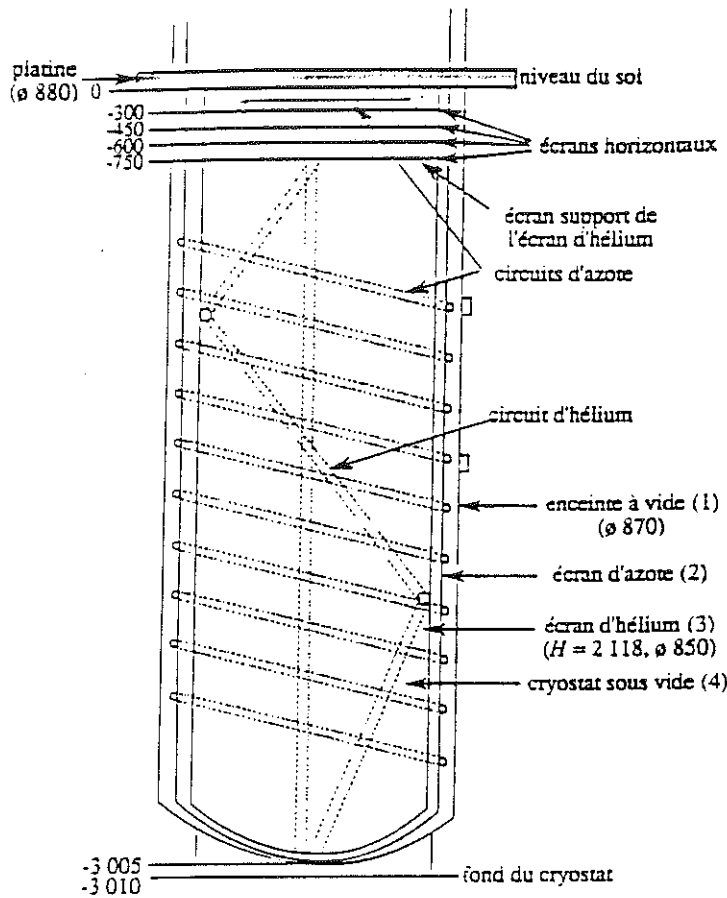
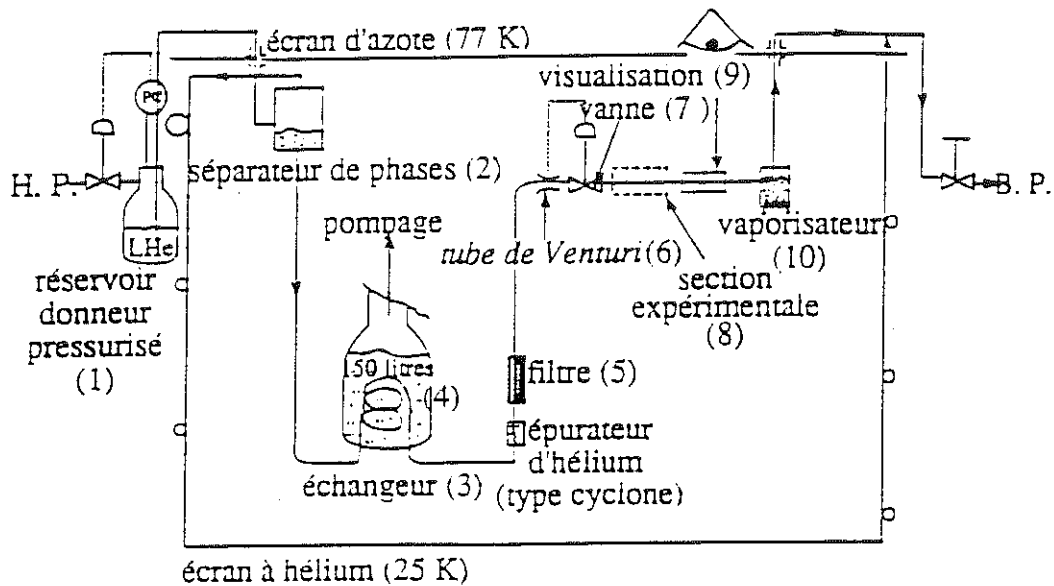


figure II.1 : schéma du cryostat

L'insert porte le circuit cryogénique qui est schématisé sur la figure II.2a. La circulation de l'hélium se fait entre un réservoir pressurisé (dit donneur) contenant le liquide ((1) de la figure II.2) et un vaporisateur (10) où l'on vaporise totalement l'hélium liquide restant dans l'écoulement. Le vaporisateur assure une condition aux limites bien définie (gaz) à l'écoulement diphasique. En effet l'hélium gaz sortant de ce vaporisateur est ensuite évacué vers le collecteur général de récupération du gaz qui devient donc la référence de pression aval. Entre le réservoir donneur et le vaporisateur nous trouvons :

- un séparateur de phases (2) qui permet de séparer la phase liquide du gaz généré par la ligne de transfert. Ce gaz froid (environ 5 K) est envoyé dans l'écran hélium.
- un échangeur (3) placé dans un réservoir de 150 litres (4). Ce réservoir est initialement rempli de liquide bouillant que l'on peut dépressuriser par pompage afin d'abaisser





B. P. : basse pression  
 H. P. : haute pression  
 LHe : hélium liquide

figure II.2a : schéma du circuit cryogénique

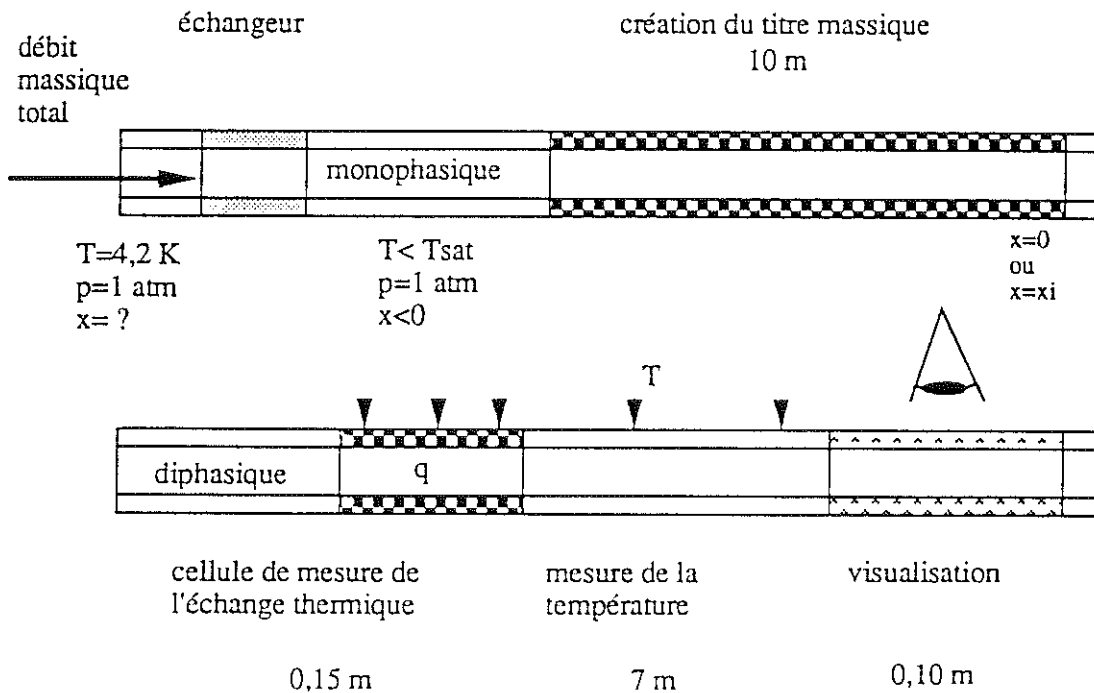


figure II.2b : schématisation de la partie expérimentale

la température de l'écoulement pour avoir une température de sortie inférieure à la température de saturation et *s'assurer ainsi que l'écoulement est bien monophasique.*

- un filtre (5) dit de Poiseuille qui crée une perte de charge linéaire pour stabiliser le débit, la configuration présentant des parties descendantes et ascendantes.
- un venturi (6) pour mesurer le débit. Ce venturi a été étalonné pour l'hélium liquide. Il mesure des débits compris entre 1 et  $7 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ .
- une vanne froide (7) qui permet de réguler le débit, d'après l'information du venturi.
- la section expérimentale (8) de diamètre interne  $10 \times 10^{-3}$  m où l'on dispose les cellules nécessaires à l'étude de l'échange thermique ainsi qu'un capteur de taux volumique de gaz.
- la visualisation (9) constituée par un tube en verre Pyrex de longueur 0,15 m. Cette visualisation basée sur l'ombroscopie a été dimensionnée de manière à apporter le minimum de chaleur à l'écoulement.
- enfin, le vaporisateur (10) précédemment cité.

Le circuit expérimental est constitué d'un tube en cuivre de diamètre interne  $10^{-2}$  m et externe  $12 \times 10^{-3}$  m enroulé en spirale sur un diamètre de 0,75 m et comporte 11 spires. L'écoulement diphasique de titre massique inconnu est sous-refroidi afin d'obtenir un écoulement purement monophasique liquide (voir figure II.2b). Cet écoulement est ensuite remis dans les conditions de saturation grâce à une résistance chauffante de longueur 10m. On s'assure ainsi d'un titre initial nul précis. Un apport de chaleur supplémentaire sur cette résistance permet de créer un titre massique de gaz donné. L'écoulement diphasique ainsi obtenu est ensuite chauffé dans la cellule de mesure de l'échange thermique où l'on mesure la température de paroi. Une longueur d'environ 7m après cette cellule est instrumentée avec des sondes de température permettant de connaître la décroissance en température du gaz. Enfin l'écoulement est visualisé sur une longueur de 0,10m.

Des mesures d'apport thermique sur les différentes parties du dispositif ont été effectuées précédemment<sup>[11]</sup>. L'apport sur la ligne de transfert en amont de l'échangeur contenu

dans le réservoir de 150 l est évalué à 3 W, ce qui correspond à 1W par mètre. Cette puissance est déterminée en fermant la circulation des vapeurs froides dans l'écran et en mesurant la quantité d'hélium évaporé dans le réservoir de 150 l pour retrouver un écoulement monophasique. La puissance venant de la ligne de transfert génère de la vapeur qui est recondensée dans l'échangeur contenu dans le réservoir de 150 l et ainsi ne perturbe pas les mesures. L'apport du réservoir de 150 l est négligeable. La chaleur déposée sur la ligne en aval de l'échangeur est également importante à connaître car les mesures de coefficient d'échange sont faites dans cette zone. La détermination de cette chaleur se fait en écoulement monophasique sous-refroidi par la mesure de la température et de la pression entre la sortie du réservoir de 150 l et l'entrée du vaporisateur. La connaissance de la pression et de la température de ces deux points permet de calculer la variation d'enthalpie et donc la quantité de chaleur reçue par la conduite. Cette chaleur provient essentiellement du rayonnement du hublot de visualisation et de l'écran hélium. Elle est mesurée à  $50 \times 10^{-3}$  W pour une distance de 30 m. Des calculs théoriques de rayonnement confirment l'ordre de grandeur de cet apport de chaleur. Cette perte est évidemment indépendante du débit, ce qui engendre une erreur sur le titre massique d'au plus 0,2% pour le débit le plus faible de  $1,5 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup>.

### II.1.2. Gamme des principaux paramètres

Le débit massique est limité par le dispositif expérimental. Le débit stable minimum est de  $1,5 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> donné avec une précision de 5% tandis que le débit maximum est de  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup>. L'erreur est alors de 3%. L'obtention d'un débit se fait par pressurisation du bidon donneur. Etant donné les différentes pertes de charge de la ligne (filtre de Poiseuille, vanne...), il est nécessaire de pressuriser le bidon de  $1,080 \times 10^5$  Pa à  $1,7 \times 10^5$  Pa pour obtenir la gamme complète des écoulements. Il en résulte une pression dans la zone expérimentale comprise entre 1,015 et  $1,1 \times 10^5$  Pa. Les écoulements que l'on étudie sont donc proches de la pression atmosphérique. Le titre massique est obtenu par vaporisation d'une partie de l'écoulement réalisé grâce à une résistance chauffante de 10 m de long insérée dans le début du circuit. Nous pouvons atteindre des titres massiques compris entre 0 et 1.

### II.1.3. Obtention d'un écoulement

#### II.1.3.1. Processus général

Les écoulements diphasiques sont naturellement sujets à des instabilités de pression et de débit. Les causes en sont variables et notamment dues aux variations de la masse volumique au cours du parcours dans la conduite, à la compressibilité différente du gaz et du liquide qui agissent dans ce cas en système masse-ressort et enfin à des régimes thermiques différents le long de la conduite. Le fait d'avoir deux phases générant une non-linéarité des propriétés physiques peut suffire à générer des instabilités de pression et de débit. Afin de limiter ces oscillations nous avons incorporé un filtre de Poiseuille au début du circuit pour créer une perte de charge supérieure aux fluctuations de pression et d'amortir ainsi celles-ci. Il a été également nécessaire de placer un vaporisateur en fin de boucle pour éviter d'envoyer du liquide dans des branches verticales situées dans les parties chaudes du cryostat. Ces dispositifs ainsi qu'une vanne de régulation du débit permettent d'obtenir un écoulement diphasique stable. Nous sommes donc en mesure de produire des écoulements stables mais il faut maintenant garantir l'obtention d'un titre massique avec une précision suffisante.

#### \* Titre initial de l'écoulement diphasique

Le problème majeur pour créer un titre massique donné est la connaissance exacte du titre massique nul. Pour ce faire, on sous-refroidit l'écoulement jusqu'à condenser tout le gaz contenu dans celui-ci. Une fois l'écoulement entièrement liquide, on le chauffe par la résistance précédemment mentionnée pour ramener le fluide dans les conditions de saturation. Les thermomètres situés en aval dans la zone expérimentale voient leur température augmenter jusqu'à se stabiliser (voir 1 sur figure II.3). On a alors atteint la température de saturation. Afin de déterminer de façon précise le titre nul, le flux de chauffage est diminué jusqu'à refroidissement des thermomètres (2) puis réaugmenté légèrement (3) pour se remettre dans les conditions de saturation. Ce protocole assure une précision que l'on apprécie à 0,3% sur le

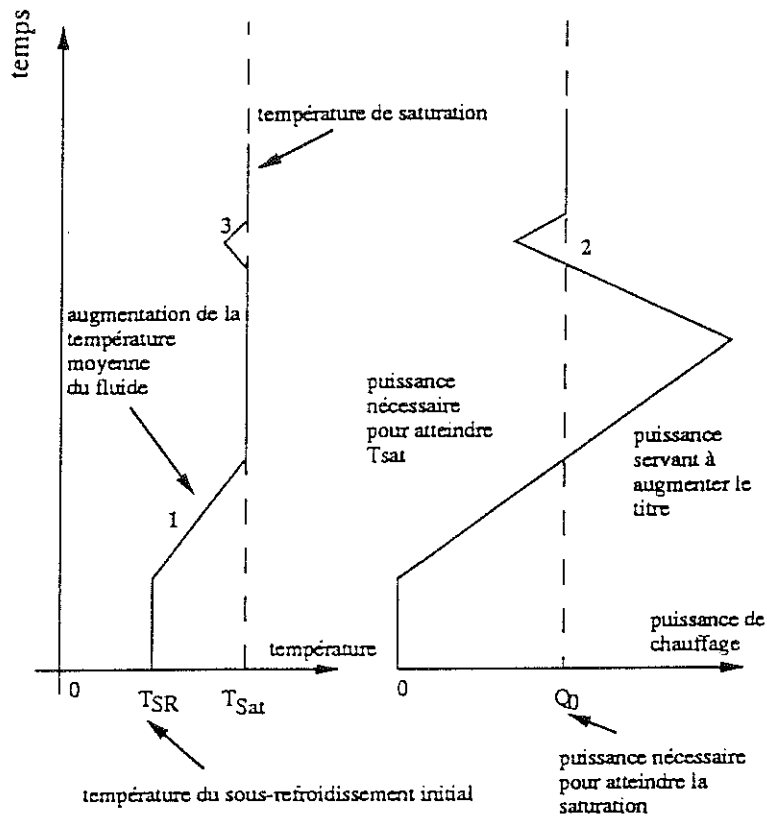


Figure II.3 : obtention du titre nul

titre massique nul. Une fois le titre massique nul déterminé, le titre voulu est alors donné par :

$$x = \frac{Q}{mL}$$

où  $Q$  est la chaleur nécessaire pour atteindre le titre massique demandé à partir du titre nul. La puissance totale à fournir à la résistance servant à créer le titre massique à partir de l'écoulement sous-refroidi est alors  $Q + Q_0$  où  $Q_0$  est la puissance nécessaire pour ramener le fluide dans les conditions de saturation et  $Q$  celle à fournir pour amener le titre massique de la valeur nulle à celle désirée. La précision sur le titre est alors estimée de 1 à 3% pour les débits de 6 à  $1,5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ .

### II.1.3.2. Effet de la géométrie de la conduite sur l'écoulement

La conduite où circule l'écoulement diphasique est, comme nous l'avons vu, en hélice. Or nos cellules de mesure sont rectilignes, il faut donc courber plus fortement la conduite pour insérer la cellule dans le circuit. Il résulte de cette configuration, schématisée sur la figure II.4,

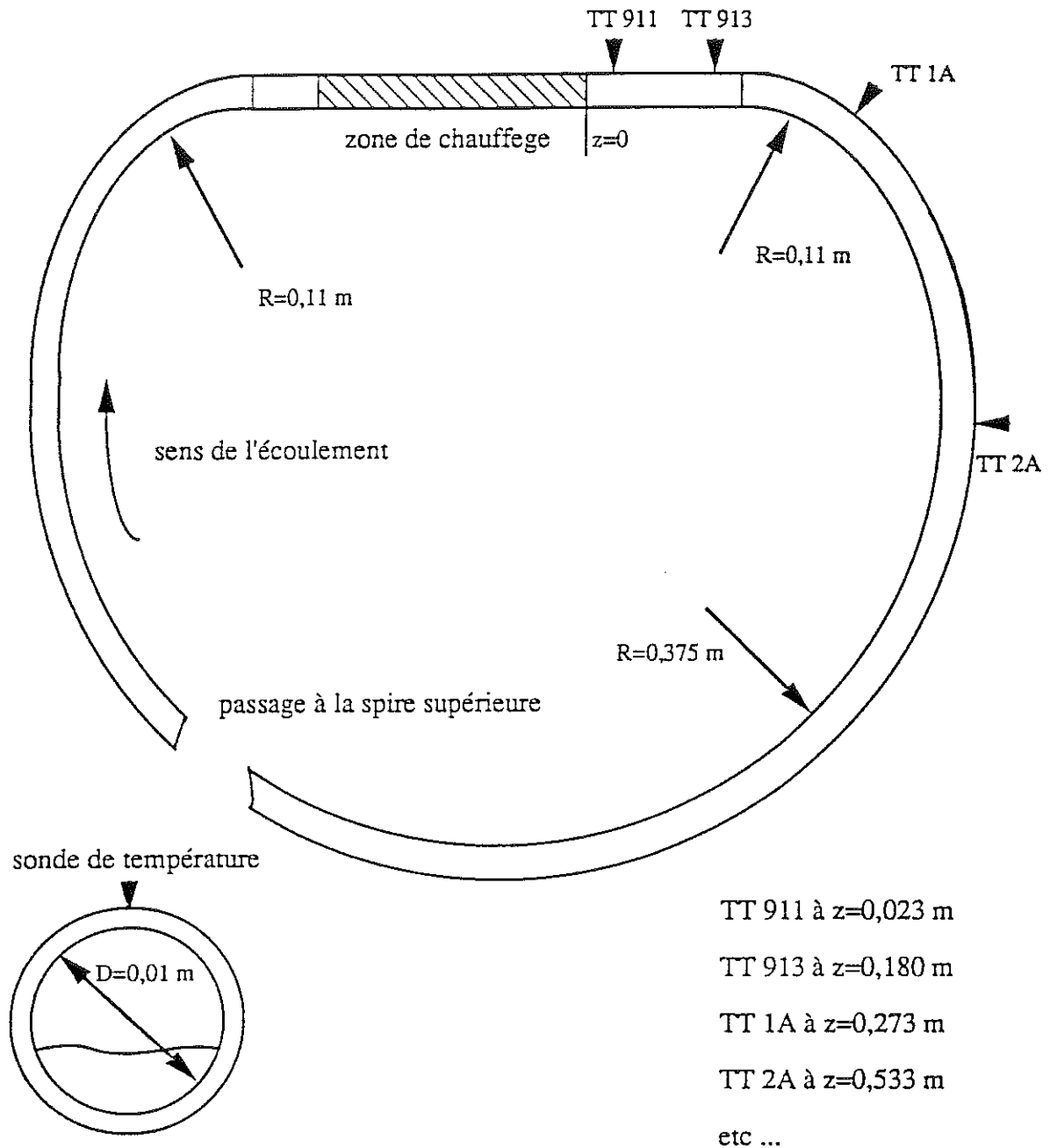


figure II.4 : schématisation de la conduite expérimentale

un virage assez important à la sortie et à l'entrée de la cellule. Or la présence d'un virage perturbe la géométrie de l'écoulement ainsi que les coefficients d'échange locaux tant en fluide monophasique qu'en diphasique.

Nous allons commencer par étudier le cas d'un écoulement monophasique.

\* Écoulement monophasique

Le changement de direction de l'écoulement dû à la présence du virage dans un écoulement horizontal génère des forces centrifuges dirigées vers l'extérieur de la conduite<sup>(II.1, II.2)</sup>. La vitesse sur l'extérieur de la conduite devient plus importante que sur l'intérieur (voir figure II.5) et cette différence de vitesse induit une différence de pression. La pression sur l'extérieur du virage est supérieure à celle de l'intérieur ce qui force le liquide à s'écouler de l'extérieur vers l'intérieur en suivant la paroi. Cet écoulement secondaire crée deux vortex (voir figure II.6). La superposition de l'écoulement principal et de l'écoulement secondaire crée des lignes de courant hélicoïdales (voir figure II.7).

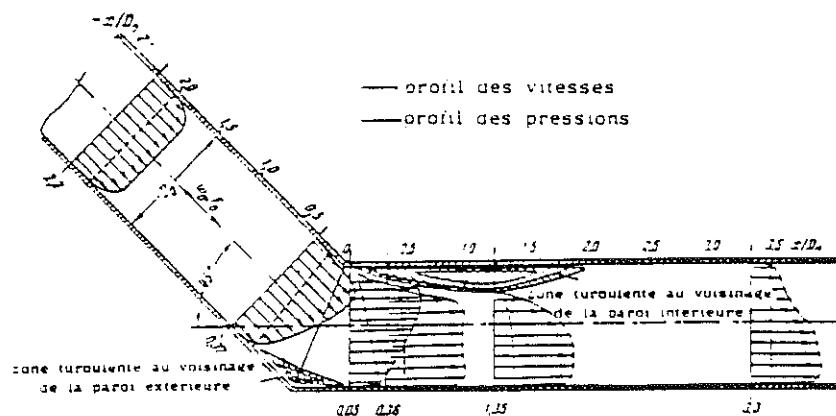


figure II.5 : changement des profils des vitesses et de la pression dans le coude et dans la section rectiligne qui le suit

Lorsque le coude est placé entre deux tronçons rectilignes, il se manifeste dans la partie droite avant le coude un effet de divergence près de la paroi extérieure et de convergence près de la paroi intérieure (voir figure II.5). A la sortie du virage, le phénomène s'inverse ce qui provoque un effet oscillatoire qui s'amortit dans la partie rectiligne suivant le coude. La figure II.8 donne une indication de la longueur nécessaire au rétablissement de l'écoulement. On y remarque également que le coude perturbe l'écoulement à la fois en amont et en aval de celui-ci. En aval, les pressions sur les parois internes et externes s'égalisent rapidement (environ 5 fois le diamètre du tube) mais le profil des vitesses n'est complètement rétabli qu'à 50D.

AXE HELICE

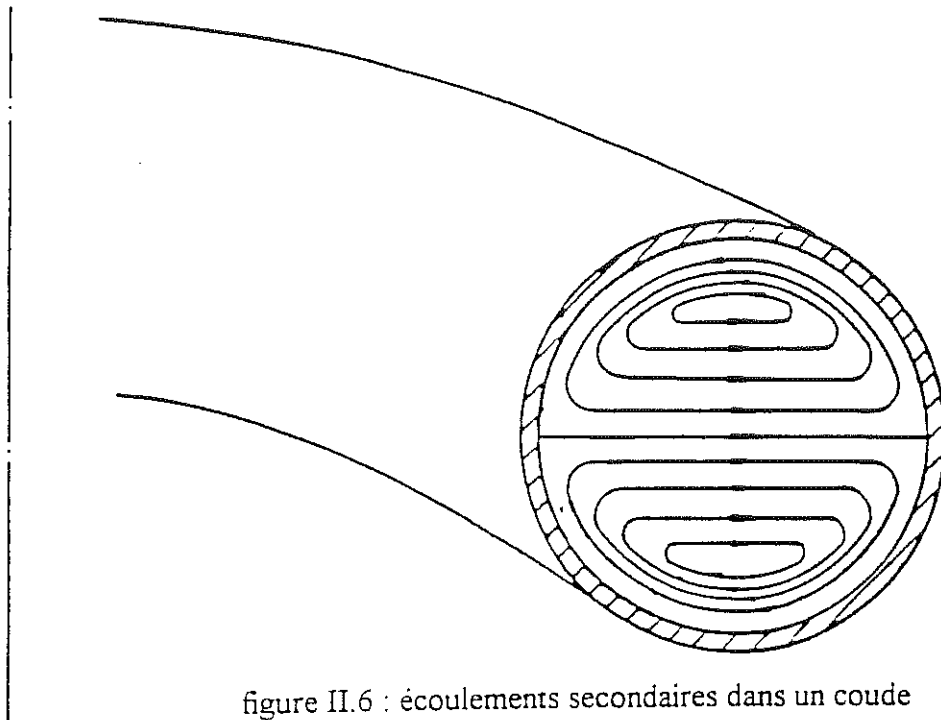


figure II.6 : écoulements secondaires dans un coude

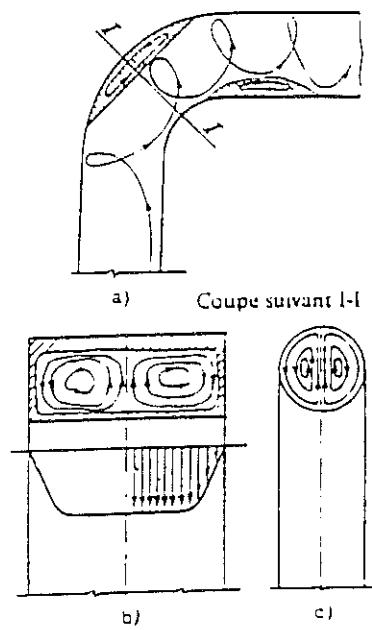


figure II.7 : double tourbillon dans le coude  
a) coupe longitudinale, b) section transversale (canal rectangulaire), c) section transversale (canal circulaire)



L'effet du coude est d'autant plus important que le rapport rayon de courbure  $R$  sur diamètre intérieur du tube  $D$  est petit. Dans notre cas le rayon de courbure maximal est de 0,11 m pour un diamètre de tube de  $10^{-2}$  m soit un rapport de 11. Un rapport  $R/D$  inférieur à 1,5 est suffisant pour provoquer un décollement sur la paroi interne. Si  $R/D$  est suffisamment petit, le décollement peut également se produire sur la surface externe. A priori vu notre rapport  $R/D$ , nous évitons ces décollements.

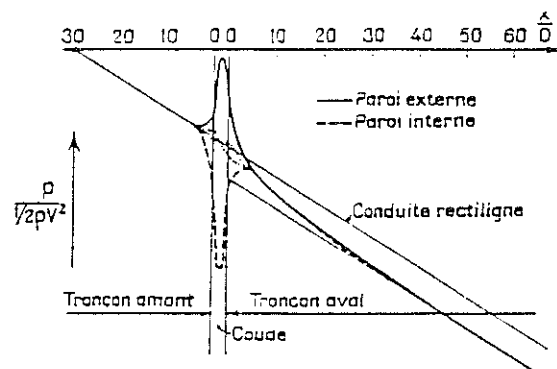


figure II.8 : répartition de la pression statique au voisinage d'un coude placé entre deux longs tronçons rectilignes

Ces études ont été effectuées pour des conduites courbes horizontales mais dans notre cas le tube est en hélice. Nous n'avons pas trouvé d'études sur l'importance du paramètre de torsion  $\lambda$  de l'hélice en écoulement turbulent. Cependant des études ont été faites en écoulement laminaire<sup>[11,13]</sup> pour le cas des hélices. Elles montrent que pour des nombres de Prandtl voisins de 1, le paramètre  $\lambda = a/2\pi R$  ( $a$  : élévation au bout d'un tour d'hélice,  $R$  : rayon de courbure) ne modifiait significativement les résultats qu'à partir de  $\lambda = 0,1$ . Dans notre cas  $\lambda \sim 10^{-3}$  et on peut donc supposer que la torsion de l'hélice n'a pas d'influence majeure sur l'écoulement.

Le coude a une influence sur l'hydrodynamique de l'écoulement ce qui entraîne nécessairement une influence sur les coefficients d'échange locaux. Il existe des corrélations classiques pour les nombres de Nusselt dans les écoulements monophasiques pour les

conduites courbes. Ces corrélations donnent un nombre de Nusselt moyenné sur la circonférence en fonction du paramètre  $\frac{Nu_h}{Nu_d}$  ( $Nu_h$  : nombre de Nusselt pour une hélice et  $Nu_d$  pour une conduite droite) et de  $D/2R$ . La tendance générale est que le coefficient d'échange moyen dans une hélice est supérieur à celui d'une conduite droite et qu'il augmente lorsque  $D/2R$  croît. Pour des hélices de faible rayon de courbure, une corrélation en général correcte du nombre de Nusselt moyen est donnée par Mac Adams<sup>[II.4]</sup> :

$$\frac{Nu_h}{Nu_d} = 1 + 3,5 \frac{D}{2R}$$

soit  $\frac{Nu_h}{Nu_d} = 1,16$  pour le cas du virage avant notre cellule.

Clark<sup>[II.5]</sup> propose la corrélation suivante qu'il a établi à partir de différents travaux expérimentaux :

$$\frac{Nu_h}{Nu_d} = 1 + 2,12 \left( \frac{D}{2R} \right)^{0,731} \quad \text{avec } 0,01 < \frac{D}{2R} < 0,16$$

Il propose comme méthode de moyenne la plus satisfaisante de calculer les coefficients d'échange locaux puis de les moyennner sur la périphérie du tube. Cette corrélation donne  $\frac{Nu_h}{Nu_d} = 1,22$  dans notre cas ce qui est assez proche de la corrélation de Mac Adams.

Des études plus théoriques donnent les coefficients d'échange sur l'intérieur et l'extérieur du virage. Kreith<sup>[II.6]</sup> calcule que pour un écoulement d'air le rapport du coefficient d'échange de la paroi extérieure sur celui de la paroi intérieure est de 1,62 pour un nombre de Reynolds de  $5 \times 10^4$ . De même pour de l'eau avec un nombre de Reynolds d'environ  $5 \times 10^4$ , ce rapport  $h_{ext}/h_{int}$  est égal à environ 1,5. Hendricks<sup>[II.7]</sup> confirme que le coefficient d'échange est meilleur sur la paroi extérieure que sur la paroi intérieure pour de l'hydrogène aux alentours de la pression critique.

Il est donc clair que l'écoulement dans un tube coudé diffère grandement de celui d'une conduite droite. Mais dans notre étude nous ne sommes pas à proprement parlé dans un coude mais nous avons un virage avant une partie rectiligne. Les sondes 905 et 906 que nous utiliserons pour nos mesures d'échauffement de la paroi sont à environ  $16D$  de la fin du virage. Or, si l'on regarde la perturbation engendrée par un coude sur la figure II.8 nous constatons

que nous sommes dans une zone où l'écoulement est déjà nettement moins perturbé par le virage. De plus notre relativement faible rayon de courbure ne doit pas engendrer des perturbations trop importantes. Il est donc probable que là où nous effectuons notre mesure l'écoulement soit presque similaire à celui d'une conduite droite du point de vue hydrodynamique.

Il n'en est pas de même pour l'établissement de la couche limite thermique. La longueur d'établissement de la couche limite thermique est d'environ  $60D$  à  $100D$  pour une conduite droite. Frost<sup>[II.8]</sup> rapporte des expériences faites dans une conduite courbe pour de l'hydrogène où le régime thermique développé se situe à  $10D$ . Il semblerait donc que l'établissement du régime se fasse beaucoup plus rapidement dans une conduite courbée que droite. Nos sondes 905 et 906 sont à  $8D$  du début du chauffage. Le début de la cellule est plus proche du virage et subit donc plus fortement ses effets. On peut alors considérer que l'établissement du régime thermique se fait dans des conditions proches de celles d'un virage. On s'attend donc à mesurer des coefficients d'échange au niveau des sonde 905 et 906 qui sont ceux d'un régime thermiquement développé et donc prédits par la corrélation de Dittus-Boelter.

#### \* Écoulement diphasique

Nous venons de voir l'influence du virage à l'entrée de la cellule sur l'écoulement monophasique mais il est nécessaire de savoir quel est son effet sur un écoulement diphasique. La différence majeure pour le diphasique est la présence de deux phases qui n'ont pas la même masse volumique ni la même vitesse, la force centrifuge n'aura donc pas la même intensité pour chaque phase. Un paramètre important est alors le rapport des masses volumiques liquide sur gaz. Pour l'hélium à pression atmosphérique ce rapport  $\rho_l/\rho_g$  est égal à 7 environ, ce qui est très différent du cas des fluides les plus couramment utilisés.

Pour les écoulements diphasiques à phases séparées la vitesse du liquide est en général plus faible que celle du gaz. Cependant si le rapport  $\rho_l/\rho_g$  est assez grand, le terme  $\frac{\rho_l v_l^2}{R}$  dû à la force centrifuge appliquée sur le liquide est prépondérante par rapport à ce même terme

pour le gaz. On s'attend donc à voir la phase liquide rejetée sur l'extérieur du coude. Barbier<sup>[11.9]</sup> a étudié des écoulements diphasiques d'eau et d'hexafluorure de soufre ( $\text{SF}_6$ ) à une pression de 4 à  $13,5 \times 10^5$  Pa dans une hélice. Le rapport  $\rho_l/\rho_g$  à  $13,5 \times 10^5$  Pa vaut 10 ce qui se rapproche de nos conditions expérimentales. Le diamètre intérieur du tube est de  $19,8 \times 10^{-3}$  m, celui d'enroulement de 1,170 m et le pas de l'hélice de 0,481 m. Le rapport rayon de courbure sur diamètre du tube vaut environ 30 ce qui est plus élevé que dans notre cas ( $R/D = 11$ ). Le rapport de torsion  $\lambda$  vaut 0,13, bien supérieur à  $10^{-3}$  dans notre cas. Les cartes de taux de vide qu'il a tracé ne fourniront donc qu'une indication de la géométrie de l'écoulement. Nous pouvons voir sur la figure II.9 l'évolution du taux de vide d'un écoulement stratifié en fonction de la pression et donc du rapport des masses volumiques. Plus la pression augmente, plus ce rapport diminue et on constate que *le liquide se déplace progressivement de l'extérieur du virage vers l'intérieur*.

Nous remarquons que les écoulements secondaires qui existent aussi en diphasique déforment l'interface. Dans une conduite rectiligne, l'interface est globalement plane et horizontale. Elle prend ici une forme circulaire et n'est plus horizontale. La figure II.10 présente le même type d'évolution mais pour un écoulement annulaire. L'effet de la pression ici est beaucoup plus spectaculaire car à  $13,5 \times 10^5$  Pa le liquide est rejeté vers l'intérieur du virage du fait de l'augmentation de la masse volumique du gaz par rapport à celle du liquide. Cependant cette différence de masse volumique est compensée par la plus grande différence de vitesse entre les deux fluides. Ce phénomène d'inversion du film se produit donc à des vitesses débitantes du gaz élevées par rapport à celles du liquide.

Dans quel cas se situe-t-on dans notre expérience? Pour répondre à cette question nous avons fait un calcul simple en calculant le gradient de pression créé par chaque phase.

Si l'on considère un écoulement monophasique d'un fluide parfait, le gradient de pression généré dans le virage est le suivant<sup>[11.2]</sup> :

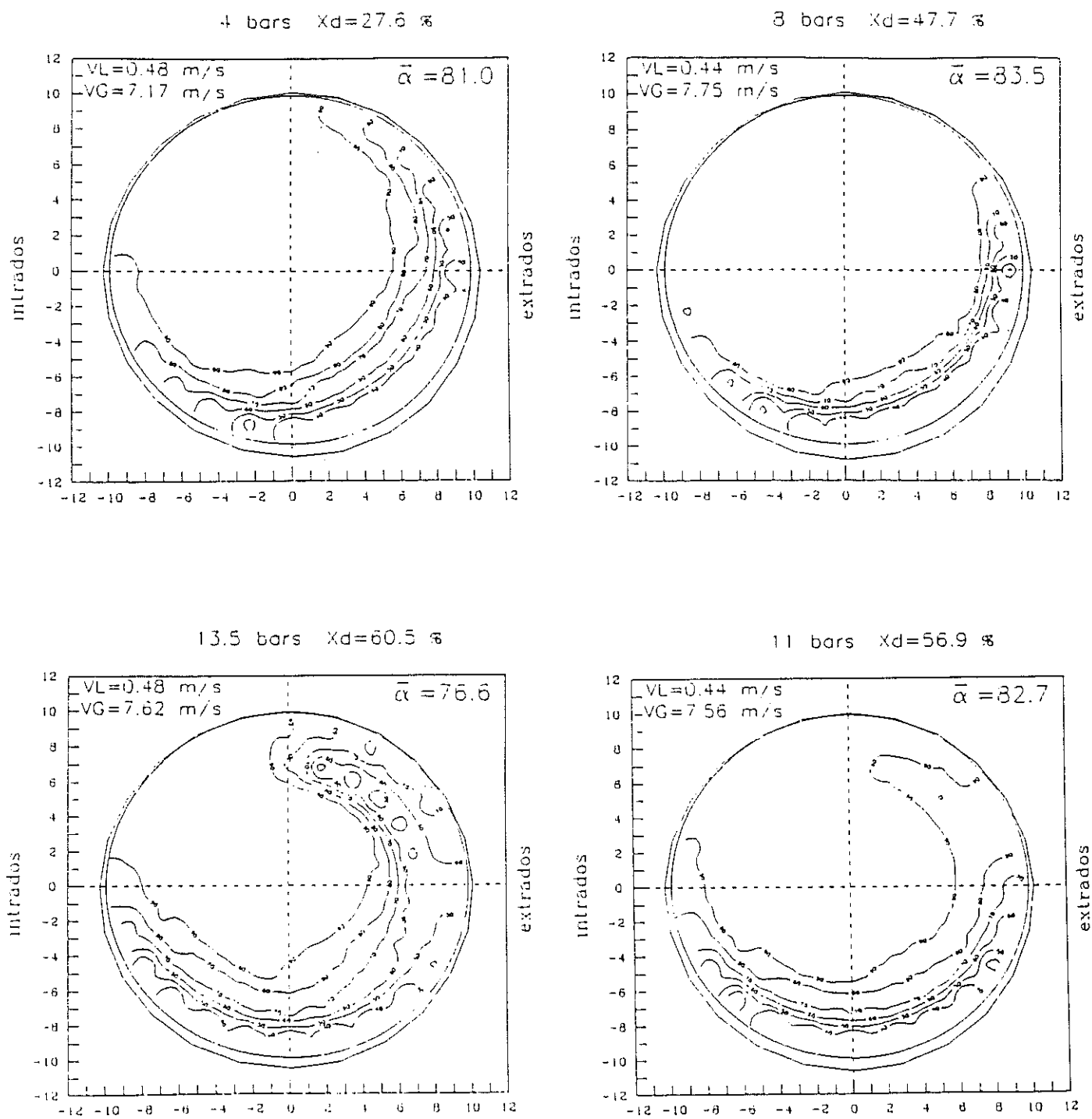


figure II.9 : évolution des cartes de taux de vide en fonction de la pression pour un écoulement stratifié (Barbier)

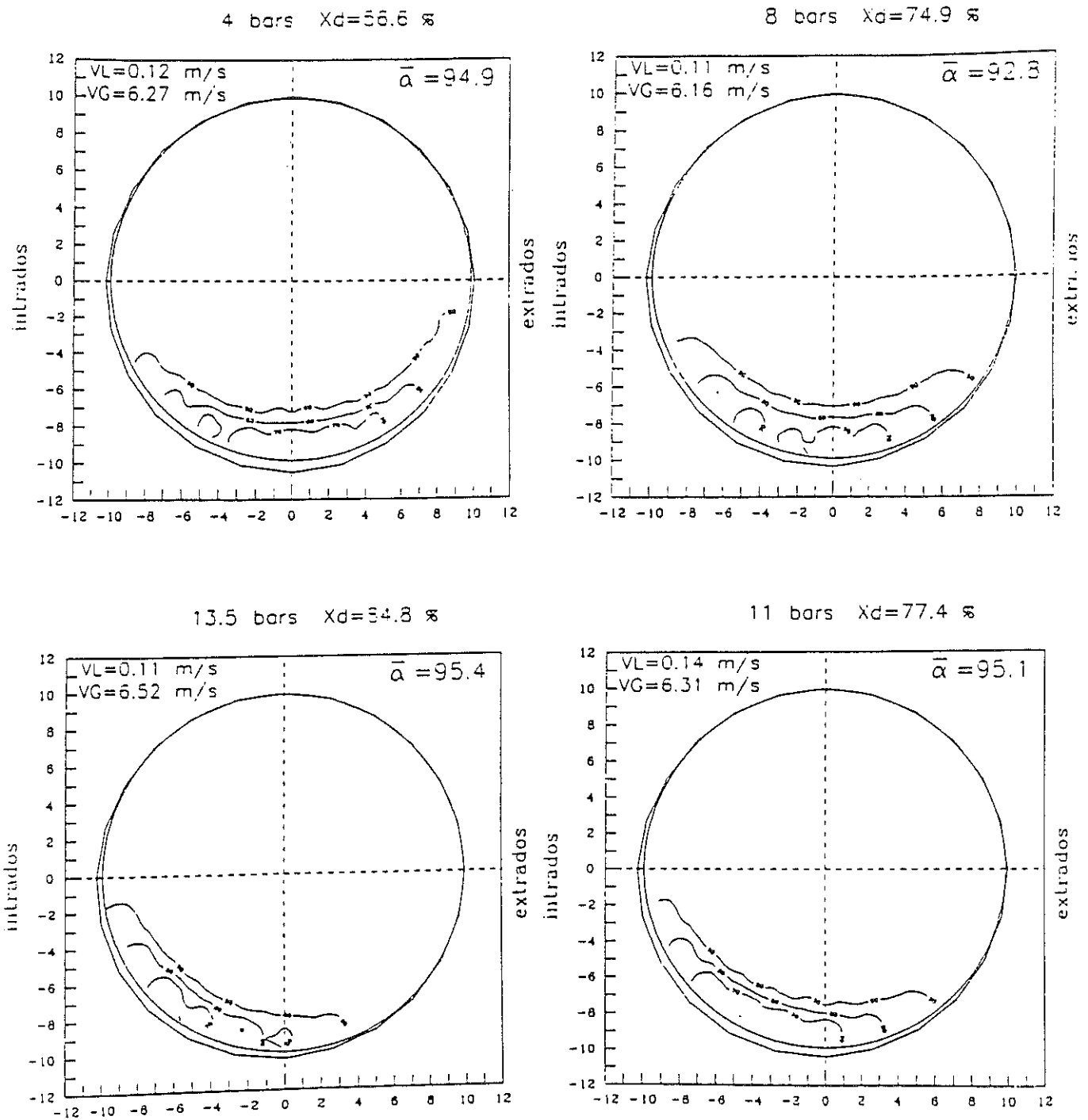


figure II.10 : évolution des cartes de taux de vide en fonction de la pression pour un écoulement annulaire (Barbier)

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v^2}{R}$$

$v$  : vitesse du fluide

$R$  : rayon de courbure

$\rho$  : masse volumique

Ceci montre que la pression est plus grande sur l'extérieur du virage que sur l'intérieur. Qualitativement ce résultat reste valable pour l'hélium liquide qui se rapproche d'un fluide parfait. Pour un écoulement diphasique, chaque phase crée son gradient de pression radial. Les phases liquide et gaz n'ont pas toujours la même vitesse. Si l'on admet un écoulement à phases séparées, on peut calculer ces vitesses qui sont alors données par :

$$v_l = \frac{(1-x)m}{\rho_l S_{tot}(1-\alpha)} \quad v_g = \frac{xm}{\rho_g S_{tot}\alpha}$$

$x$  : titre massique

$\alpha$  : titre volumique

$\rho$  : masse volumique

$S_{tot}$  : surface totale de l'écoulement

$v_l$  : vitesse du liquide

$v_g$  : vitesse du gaz

Avec un écoulement stratifié de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un titre initial de 30% et un titre volumique de 40%, un rayon de courbure de 0,11 m on obtient une vitesse du liquide de  $v_l = 0,24 \text{ ms}^{-1}$  et de gaz  $v_g = 1,13 \text{ ms}^{-1}$ . La masse volumique du liquide vaut  $\rho_l = 125 \text{ kgm}^{-3}$  et celle du gaz  $\rho_g = 19 \text{ kgm}^{-3}$ , les gradients générés sont les suivants :

$$\left( \frac{\partial p}{\partial r} \right)_{\text{liquide}} = 65,5 \text{ Pam}^{-1} \quad \left( \frac{\partial p}{\partial r} \right)_{\text{gaz}} = 216,8 \text{ Pam}^{-1}$$

Le gaz est donc soumis à un gradient de pression 3,3 fois plus important que celui du liquide.

En conséquence il est "déplacé" sur l'extérieur du virage et impose son gradient de pression, rejetant de ce fait le liquide sur l'intérieur du virage.

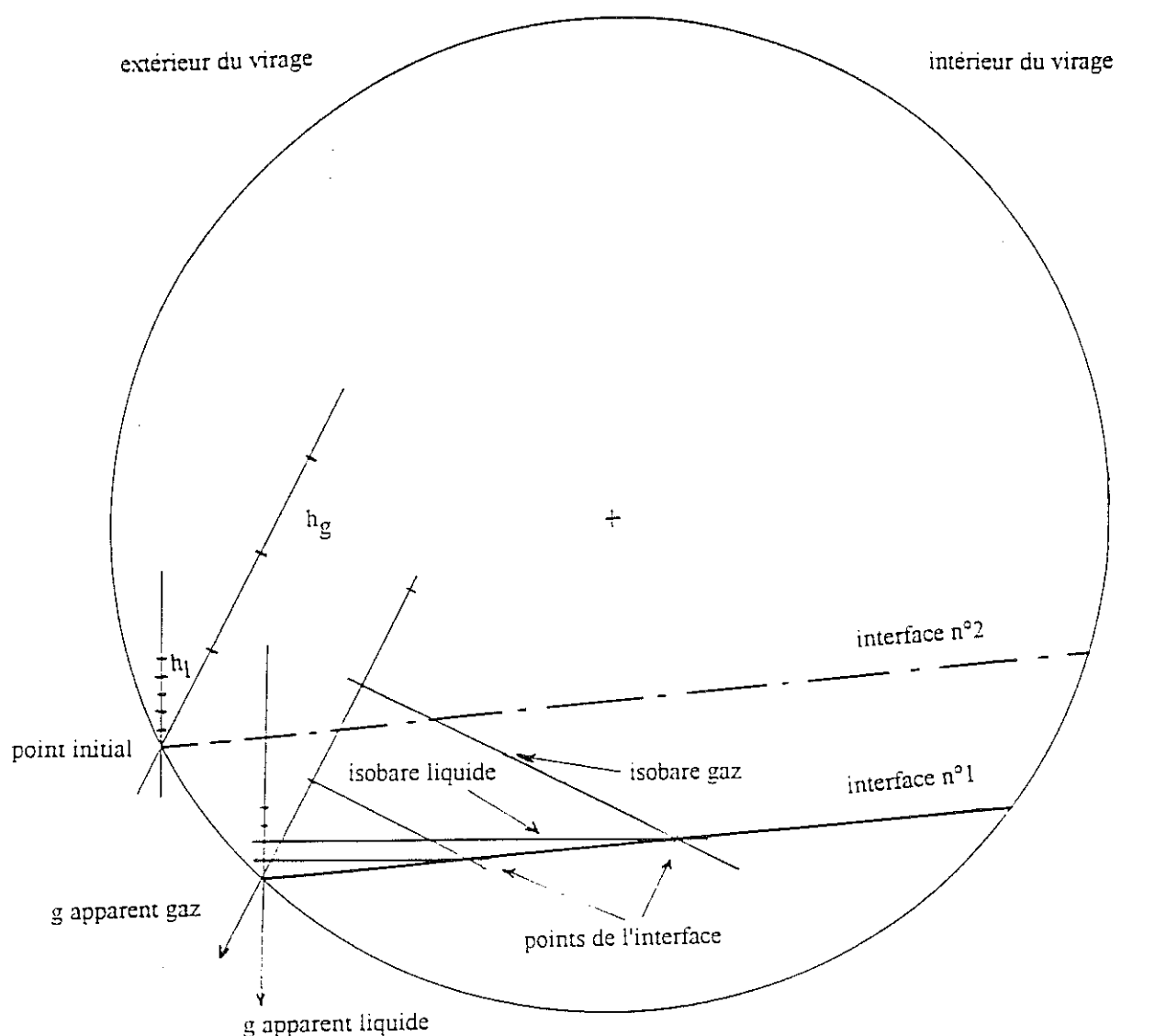
#### \* Tracé graphique de l'interface

Dans le cas d'un écoulement stratifié nous pouvons tracer graphiquement l'interface. La méthode est valable quelque soit le profil des vitesses dans la section, dans notre cas nous supposons que la vitesse est constante pour faciliter l'exposé de la méthode. La force d'entraînement peut se considérer comme une gravité apparente qui vaut  $g_{app} = \sqrt{g^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)}$

et, si la vitesse est constante dans la section, les isobares sont des droites orthogonales à l'axe de la gravité. Il suffit alors de tracer les isobares  $p = \rho g_{app} h$  pour les deux phases. Si l'on admet qu'il n'y a pas de discontinuité de pression à l'interface donc elle va passer par l'ensemble de l'intersection des isobares gaz et liquide de même valeur. Pour initier ce calcul, il est nécessaire de choisir un point au hasard. Ce point est supposé appartenir à l'interface. L'interface une fois construite à partir de ce point détermine une certaine section de liquide. Par la conservation du débit massique de gaz et de liquide avant et après le virage, on ajuste la position du point initial jusqu'à trouver la bonne position de l'interface.

Un exemple de cette méthode de tracé est donné sur la figure II.11 correspondant à un débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et un titre massique initial de 30% (voir paragraphe précédent). On constate effectivement que le liquide est rejeté sur l'intérieur du virage. Ce calcul nous montre que dans le cas de l'hélium la vitesse du gaz est suffisante pour créer une inversion de film. Mais comme dans le cas du monophasique, nous ne mesurons pas la température dans un virage mais à 16D de la fin de celui-ci. Nous reviendrons dans la suite sur l'effet du virage dans la cellule E avec un écoulement diphasique. Pour certaines expériences, notamment celles de mesure de la longueur nécessaire au gaz surchauffé pour revenir à sa température de saturation, nous avons des sondes de température très proches de la sortie du virage. Ceci va nous permettre de vérifier le calcul précédent et de déterminer la position de l'interface.





$$p_g = \rho_g g h_g \quad p_l = \rho_l g h_l$$

$p_g$  et  $p_l$  sont égaux. L'intersection des isobares appartient à l'interface

figure II.11 : construction graphique de l'interface

\* Confirmation par mesure de température

Quand on chauffe un écoulement diphasique, le liquide est vaporisé mais le gaz contenu dans l'écoulement s'échauffe également au contact de la paroi. Nous avons disposé après la zone de chauffage constituée par une cellule en cuivre, une cellule en inox (voir annexe I)

comportant 5 thermomètres sur une section. Cette cellule en inox, située à 0,6 m de la zone de chauffage, ne reçoit pas de chaleur extérieure. La mauvaise conduction thermique de l'inox permet de mesurer des températures locales de paroi. L'écoulement le plus facilement interprétable est l'écoulement stratifié. La phase gazeuse d'un tel écoulement est chargée en gouttelettes de liquide qui ne sont pas également réparties. La densité de gouttelettes augmente près de l'interface où elles sont générées et en raison de la gravité. Cette répartition inhomogène des gouttelettes est visible sur les températures de paroi. Cette température de paroi résulte de l'équilibre entre son chauffage par le gaz surchauffé et son refroidissement par les projections de gouttelettes. Plus on mesure la température proche de l'interface, plus celle-ci se rapproche de la température de saturation. Le tracé du profil de température nous permet de retrouver cette dépendance de la température de paroi avec la distance à l'interface et d'en déduire la position de l'interface.

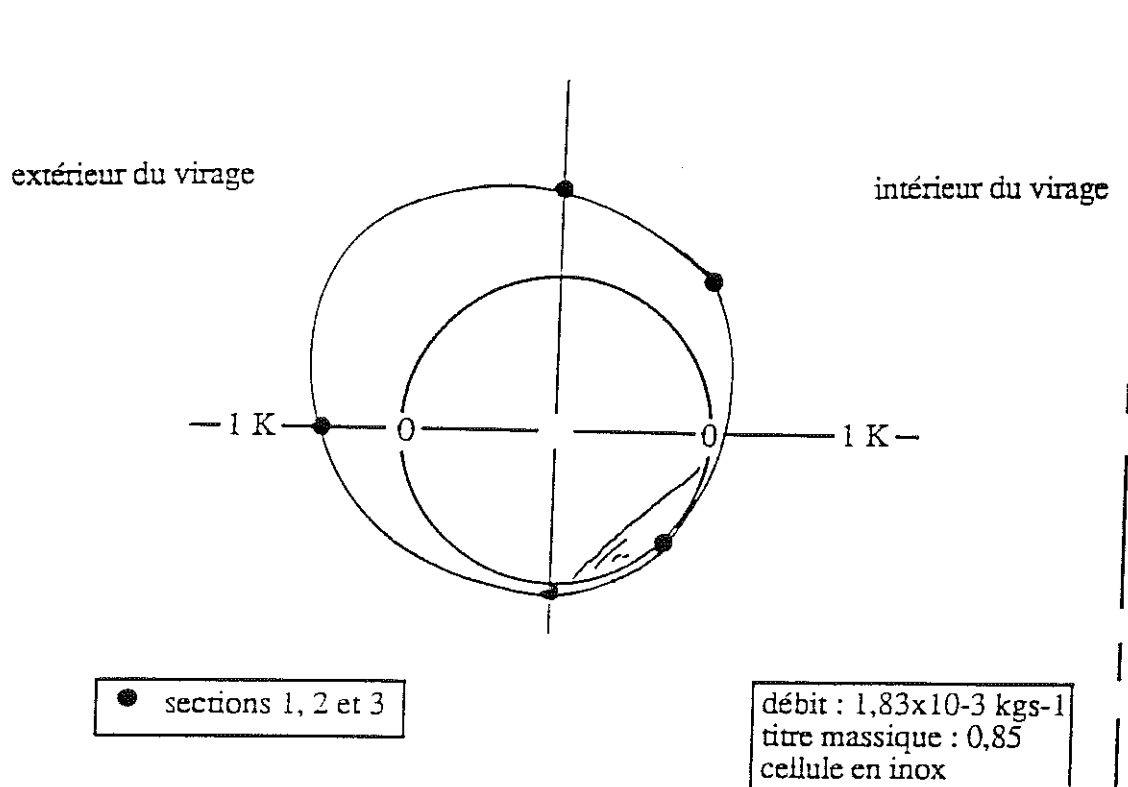


figure II.12 : tracé de l'interface à partir des mesures de température

Nous observons ce phénomène sur la figure II.12 qui correspond à un débit de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un titre massique de 0,85. Cet écoulement a préalablement été chauffé avec une densité de flux de  $2000 \text{ Wm}^{-2}$ . Les températures ont été portées avec des coordonnées polaires à partir du cercle central schématisant la conduite. La reconstruction du profil de température à partir des valeurs expérimentales permet de donner la position de l'interface. Il apparaît alors clairement que le liquide a été rejeté sur l'intérieur du virage plaçant l'interface dans une position très différente de celle d'un tronçon rectiligne. Ceci confirme l'effet perturbateur du virage sur la géométrie de l'écoulement. Nous retrouverons ultérieurement les effets néfastes de cette géométrie, notamment dans les problèmes de retour de la paroi à l'équilibre thermique au niveau des sondes 1A et 2A (voir figure II.4). Le virage a donc pour effet de déporter la phase liquide vers l'intérieur du virage mais nous mesurons ces effets à des endroits très proches de la sortie du virage. Il faut maintenant essayer de déterminer ce qui se passe au milieu de la cellule E en cuivre là où nous mesurons les températures de la paroi chauffée.

Certains auteurs<sup>[II.10]</sup> ont essayé de calculer le coefficient d'échange sur l'intérieur et l'extérieur d'un coude. Ils trouvent le même type de comportement que dans le cas du monophasique, à savoir que le coefficient d'échange sur l'extérieur est plus élevé que sur l'intérieur. Mais en diphasique les phases liquide et gaz n'ont pas le même coefficient d'échange, ce qui complique singulièrement les études et rend difficile la détermination de l'effet dû au virage. Nous verrons dans le dernier paragraphe de ce chapitre les modifications induites par le virage sur la réponse thermique de la cellule lors de nos essais. Nous reviendrons de façon plus détaillée sur ce point au début du chapitre suivant.

#### **II.1.4. Mesure et précision des températures**

##### **II.1.4.1. Mesure des températures**

La connaissance précise de la température de paroi est un point clé de l'expérience.

Pour mesurer des températures comprises entre 4 K et 30 K, nous avons choisi des résistances de carbone de type Allen-Bradley dont la résistance varie fortement avec la température (environ 1 000 ohms à 4 K et 200 ohms à 30 K). La loi Résistance/Température  $R(T)$  de ces sondes dépend de la structure de la sonde et est sensible aux contraintes mécaniques et thermiques. Il faut donc, pour coller les sondes, trouver une méthode qui, d'une part assure un bon contact thermique entre la sonde et la paroi et, d'autre part ne change pas les caractéristiques  $R(T)$  de la sonde.

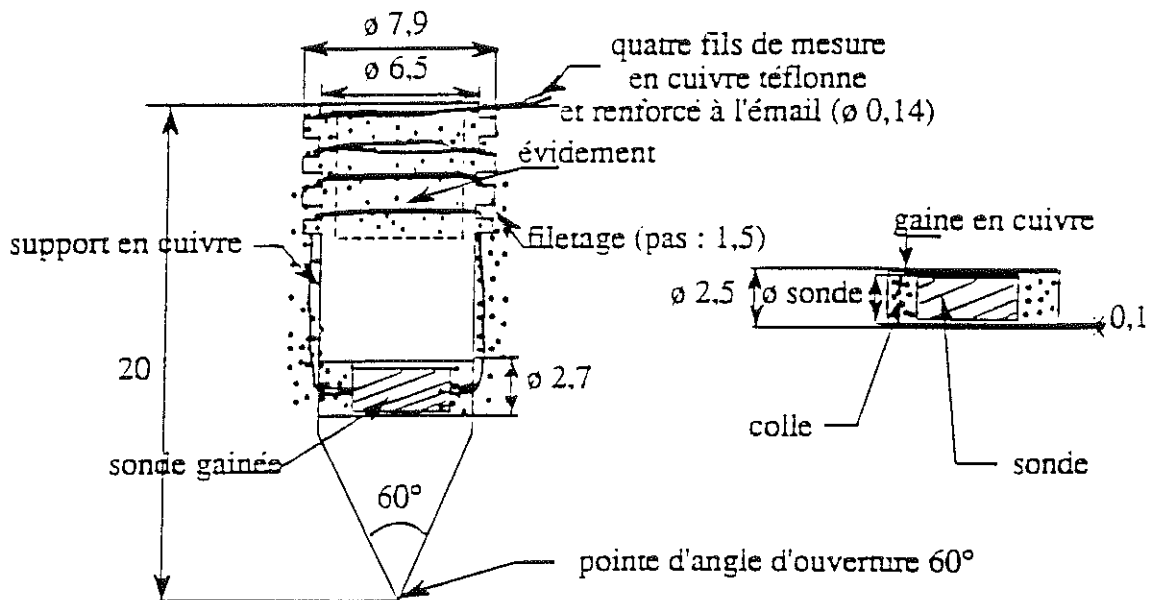


figure II.13 : ensemble de mesure de la température

Pour ce faire le porte-sonde schématisé sur la figure II.13 a été défini. Il est constitué d'une partie cylindrique terminée par un cône d'angle  $60^\circ$ , le tout en cuivre de conductivité  $500 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 4 K. Un trou de diamètre  $2,7 \times 10^{-3} \text{ m}$  a été aménagé dans la partie cylindrique afin de placer la sonde. Pour assurer un bon contact thermique, ce porte-sonde est brasé sur la paroi mais sans la sonde pour ne pas l'échauffer, échauffement qui changerait la loi  $R(T)$ . Afin de limiter les contraintes mécaniques subies par la sonde lors de la mise en froid, elle est placée dans une gaine de diamètre  $2,5 \times 10^{-3} \text{ m}$  en cuivre remplie de colle de type stycast 2850FT. Cette colle assure un bon contact thermique et ne se fissure pas lors du passage à 4 K. Sa conductivité à cette température vaut  $0,06 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Lors du refroidissement, ce montage

exerce des contraintes mécaniques sur la sonde. Ces contraintes n'évoluent plus<sup>[II.11]</sup> au bout d'une vingtaine de cycle thermique entre 300 et 4 K et la sonde présente alors une structure stable (les instables sont éliminées). On peut alors étalonner la sonde dans son environnement réel. L'ensemble gaine plus sonde est alors collé dans le porte-sonde. Le porte-sonde et la gaine sont tous deux en cuivre ce qui limite les contraintes mécaniques entre les deux pièces lors du refroidissement. De plus la faible épaisseur de colle entre le porte-sonde et la gaine ( $0,1 \times 10^{-3}$  m) influence peu les rétreints. Grâce à ce montage les contraintes mécaniques exercées sur la sonde in situ restent identiques à celles rencontrées lors de l'étalonnage. Ce processus opératoire est résumé sur la figure II.14.

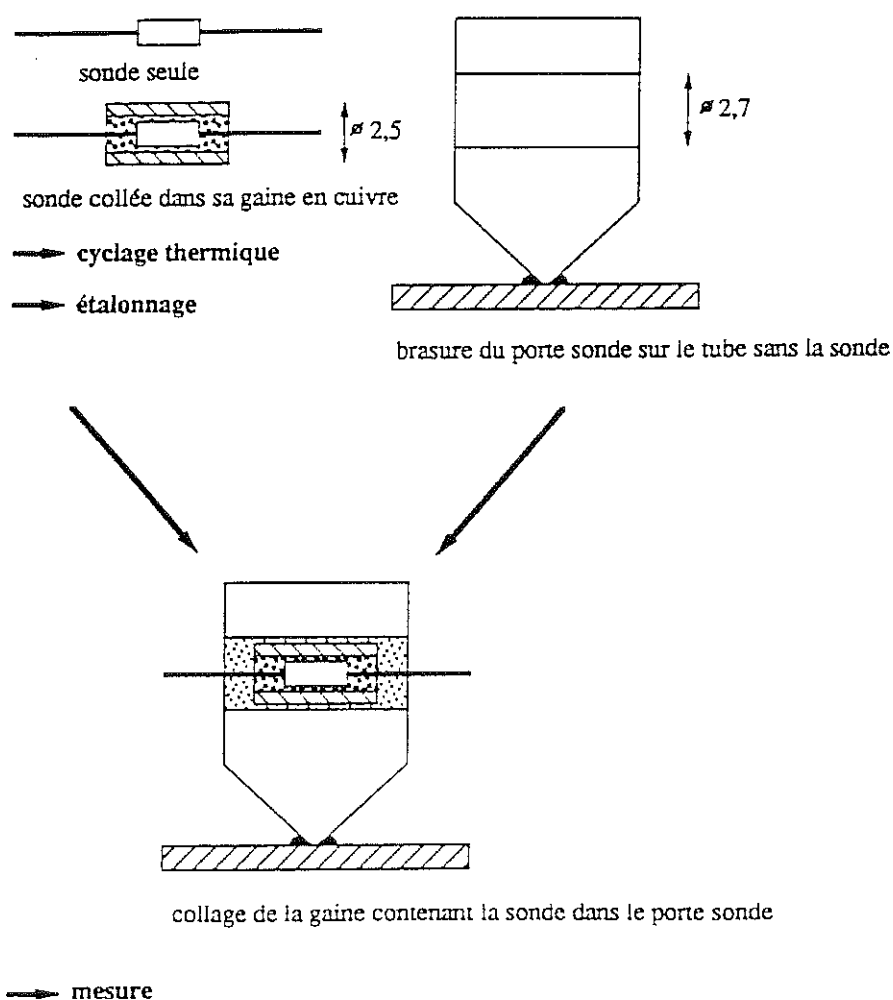


figure II.14 : procédure de mise en place des sondes de température

Par ailleurs, les fils de la sonde sont collés sur le haut du porte-sonde afin d'éviter de chauffer la sonde par le flux de conduction provenant des fils. Les fils d'alimentation de la sonde sont d'un diamètre de  $0,14 \times 10^{-3}$  m pour limiter les flux de conduction. Ils sont thermalisés à 4 K et 77 K pour assurer un flux de chaleur minimum. De plus, une longueur d'environ 1,5 m de fil a été rajoutée entre le point de thermalisation à 4 K et la sonde pour réduire encore cet apport thermique. Ainsi le flux de chaleur arrivant sur la sonde par les fils est négligeable (inférieur à  $10^{-4}$  W).

Le temps de réponse de l'ensemble porte-sonde/sonde caractérise le temps mis par la chaleur pour arriver sur la sonde et est déterminé par la diffusivité thermique des matériaux des ensembles constituant le porte-sonde et la sonde. Du fait de la très bonne diffusivité thermique du cuivre ( $a = \lambda/\rho C_p$  avec  $\rho$  masse volumique,  $\lambda$  conductibilité thermique et  $C_p$  chaleur spécifique) ( $a=0,3065 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  à 4 K) le porte-sonde se met presque instantanément à la température de la paroi. Les liaisons thermiques entre le porte-sonde et la sonde sont de deux types : les fils de la sonde qui sont collés sur le porte-sonde et la colle qui entoure la sonde. Il a été calculé que la constante de temps nécessaire à la mise en température de la sonde par le biais des fils est d'environ  $17 \times 10^{-3}$  s tandis qu'elle est de  $45 \times 10^{-3}$  s à travers la colle entourant la sonde. Le temps de réponse de l'ensemble est donc imposé par les fils et vaut environ  $17 \times 10^{-3}$  s [11].

#### II.1.4.2. Précision de la chaîne de mesure

Le principe de mesure de la sonde de température est basé sur la variation de la résistance en fonction de la température. Il s'agit donc de mesurer la résistance de la sonde. Les sondes sont montées en 4 fils. Deux fils servent à les alimenter en courant et les deux autres à mesurer la tension aux bornes de la sonde. La connaissance de l'intensité et de la tension permet de déduire la valeur de la résistance de la sonde. La précision de la mesure de la résistance dépend donc de la bonne mesure de l'intensité du courant et de la tension aux bornes de la sonde.

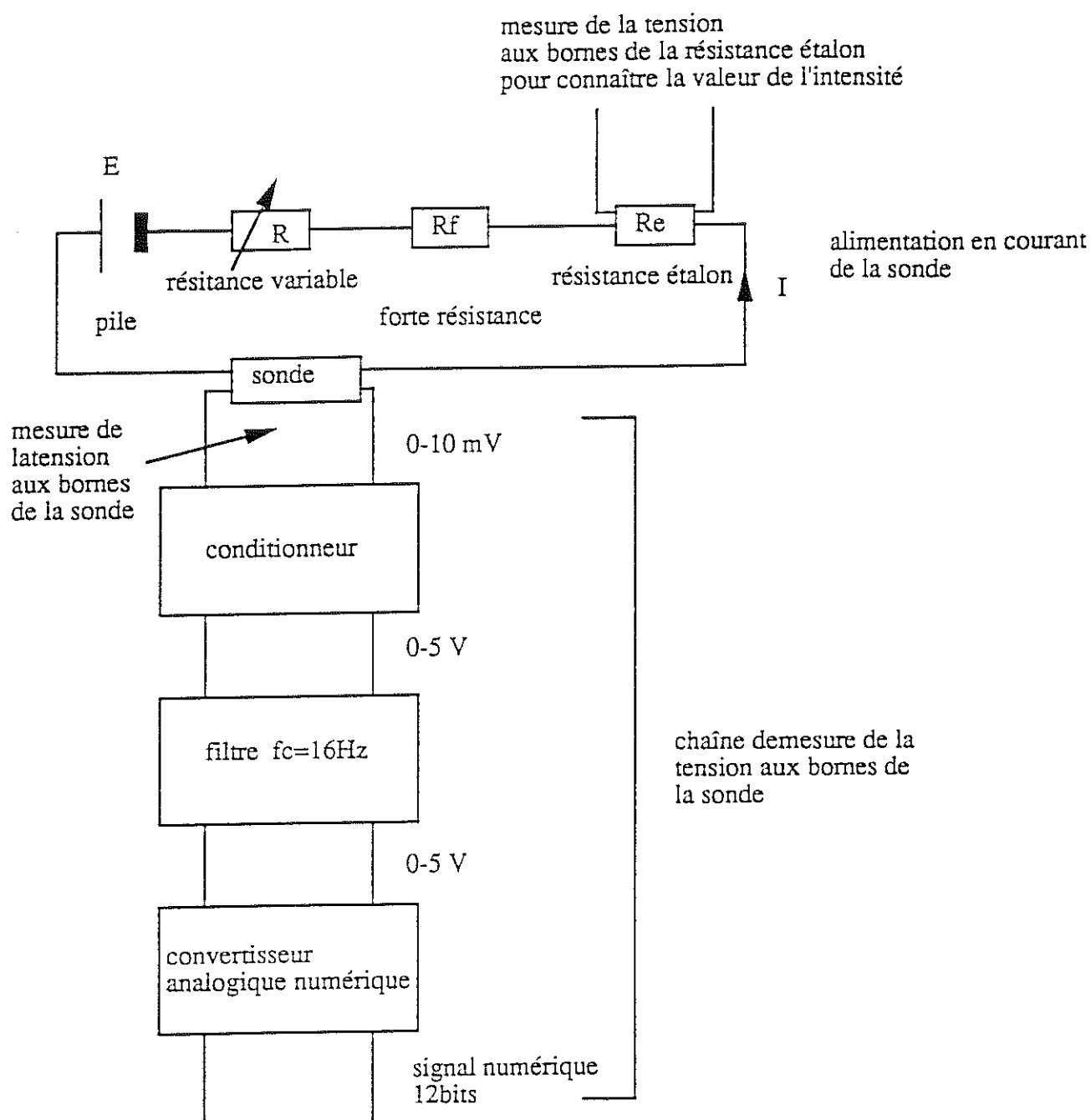


figure II.15 : chaîne de mesure de la température

La chaîne de mesure utilisée est présentée sur la figure II.15. Elle comprend un ensemble de génération du courant constitué d'un générateur de tension (pile) avec une résistance variable  $R_v$ , une forte résistance  $R_f$ , une résistance étalon  $R_e$  ainsi que les sondes à

mesurer. Le courant est soit de  $10 \times 10^{-6}$  A soit de  $8 \times 10^{-6}$  A suivant le type de conditionneur utilisé pour la mesure de la tension. Toutes les sondes sont en série et pour que leurs variations modifient peu la valeur de l'intensité, une résistance très supérieure  $R_f$  a été placée sur le circuit. Néanmoins nous contrôlons la valeur du courant à travers une résistance étalon de 1 000 ohms. Le voltmètre permettant la mesure aux bornes de la résistance étalon est précis à  $5 \times 10^{-6}$  V. La valeur du courant est donc connue avec une erreur négligeable (inférieure à 0,05%). La résistance variable sert à corriger le courant en fonction de l'évolution des sondes.

La mesure de la tension aux bornes de la sonde se fait grâce à un convertisseur analogique-numérique (CAN). La tension d'entrée acceptée par ce convertisseur est comprise entre 0 et 5 V. Or, les sondes à 4 K font environ 1 000 ohms, le courant d'alimentation  $10 \times 10^{-6}$  A et donc la tension aux bornes de la sonde vaut environ  $10 \times 10^{-3}$  V. Cette valeur de tension est trop faible pour être lue avec une bonne précision directement par le CAN. Il est donc nécessaire d'employer un conditionneur pour transformer cette tension en tension comprise entre 0 et 5 V pour l'entrée du CAN.

Nous disposons de deux types de conditionneurs. L'un a une gamme d'entrée de  $\pm 50 \times 10^{-3}$  V avec une gamme de sortie de 0-5 V. Les sondes peuvent atteindre une résistance de 1 200 ohms, on peut donc alimenter les sondes avec un courant de  $10 \times 10^{-6}$  A sans sortir de la gamme des conditionneurs. L'autre type de conditionneurs a une gamme d'entrée de  $\pm 10 \times 10^{-3}$  V pour une gamme de sortie de  $\pm 5$  V. Il est nécessaire d'alimenter les sondes connectées à ces conditionneurs avec un courant de  $8 \times 10^{-6}$  A pour rester dans la gamme de  $\pm 10 \times 10^{-3}$  V. Malheureusement, ces deux types de conditionneurs génèrent un bruit assez important ( $\pm 20 \times 10^{-3}$  V par rapport à 5 V), il a donc fallu mettre un filtre de fréquence de coupure de 16 Hz entre les conditionneurs et le CAN. Le filtre nous assure un bruit réduit au maximum sur la carte d'acquisition. Il est alors de  $\pm 0,61 \times 10^{-3}$  V.

L'erreur systématique de la chaîne d'acquisition a été réduite grâce à un étalonnage avec une résistance étalon. L'erreur résiduelle suite à cet étalonnage est d'environ 0,01%, ce qui est négligeable. L'erreur due à la mesure de la tension est donc de  $\pm 0,61 \times 10^{-3}$  V qui



correspond à  $\pm 1/2$  digit.

Le CAN code la tension sur 12 bits soit  $2^{12}-1$  digits. La correspondance entre tension et digit dépend du conditionneur (voir figures II.16). Les conditionneurs  $\pm 10 \times 10^{-3}$  V de gamme d'entrée ont une gamme de sortie de  $\pm 5$  V. Les 4 095 digits correspondent donc à  $10 \times 10^{-3}$  V car la carte d'acquisition a une gamme d'entrée de 0-5 V, soit pour un digit  $2,442 \times 10^{-6}$  V, ce qui donne une erreur de  $\pm 0,153$  ohm pour un courant d'alimentation de  $8 \times 10^{-6}$  A. De plus chaque mesure de température est en fait la moyenne de 128 mesures, ce qui diminue l'erreur d'un facteur  $(128)^{1/2}$  soit 11,31. L'erreur sur la résistance devient alors de 0,0135 ohms.

Les conditionneurs  $\pm 50 \times 10^{-3}$  V de gamme d'entrée ont une gamme de sortie 0-5 V. Donc les 4 095 digits correspondent à  $100 \times 10^{-3}$  V. L'erreur de  $\pm 1/2$  digit correspond alors à  $\pm 1,221$  ohms pour un courant d'alimentation de  $10 \times 10^{-6}$  A. De même que précédemment il faut diviser cette valeur par 11,31 soit une erreur de 0,1079 ohms.

Il faut maintenant convertir cette erreur sur la résistance en erreur sur la température. Le passage de la résistance à la température se fait grâce aux lois d'étalonnage des sondes. Chaque sonde a été étalonnée par rapport à des sondes précises (sondes au Germanium) et un point fixe de tension de vapeur. Il a été ensuite fait un lissage des points expérimentaux pour donner la loi entre la résistance et la température. Cette loi est de la forme  $1/T = \sum_{i=0}^n C_i (\ln R)^i$ . Il existe une erreur entre le lissage et la valeur réelle qui est au maximum de  $15 \times 10^{-3}$  K qu'il faut rajouter à l'erreur sur la valeur de la résistance. L'erreur sur la résistance est constante mais la résistance varie entre environ 1 000  $\Omega$  à 4,2 K et 200  $\Omega$  à 30 K. De ce fait l'erreur relative varie beaucoup avec la température. Pour trouver l'erreur  $\Delta T$  sur la température due à l'erreur  $\Delta R$  sur la résistance nous avons calculé la température  $T_0$  pour une valeur  $R_0$  de la résistance, puis la température  $T_1$  pour la résistance  $R_0 + \Delta R$  (voir figure II.17). Il faut de même calculer la température  $T_2$  correspondante à la résistance  $R_0 - \Delta R$ . Les écarts de température  $T_1 - T_0$  et  $T_2 - T_0$  sont a priori différents, mais cette différence est minime, nous considérerons donc que la température est connue à  $\pm T_1 - T_0 = \Delta T$ .

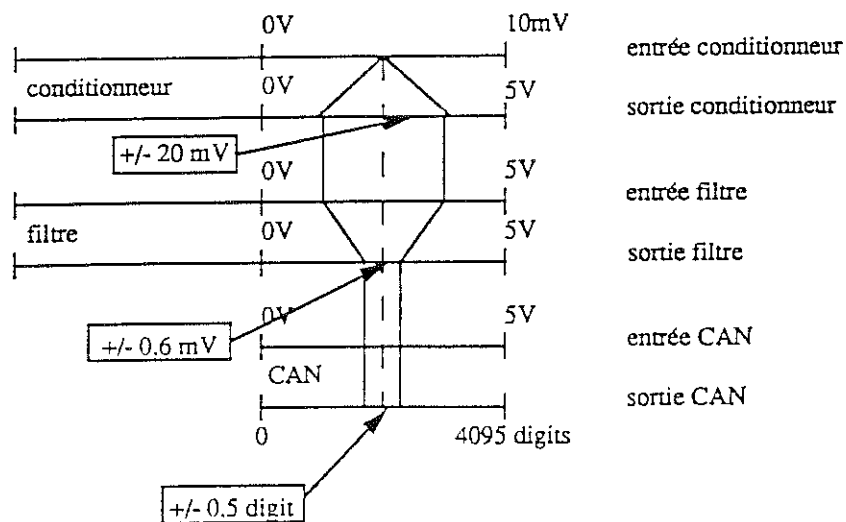
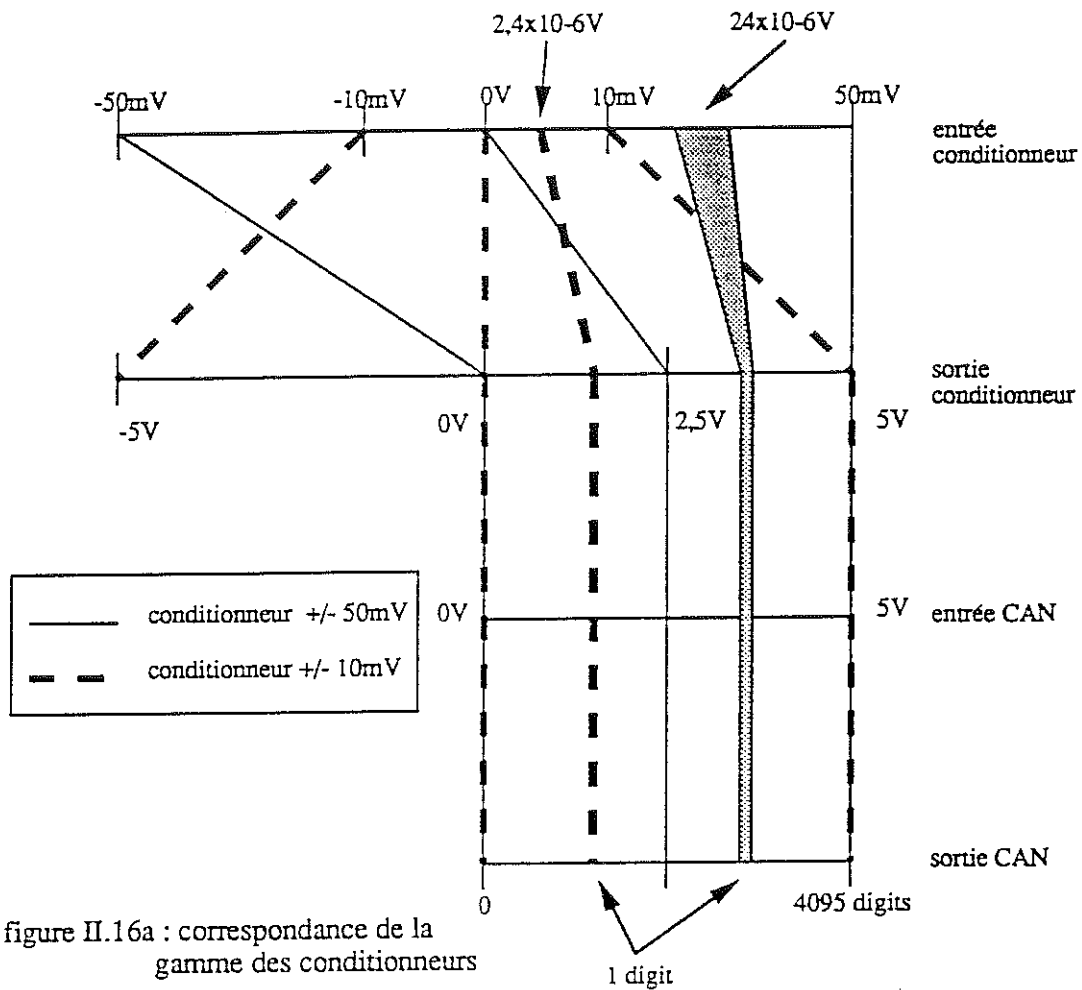


figure II.16b : évolution du bruit dans la chaîne de mesure

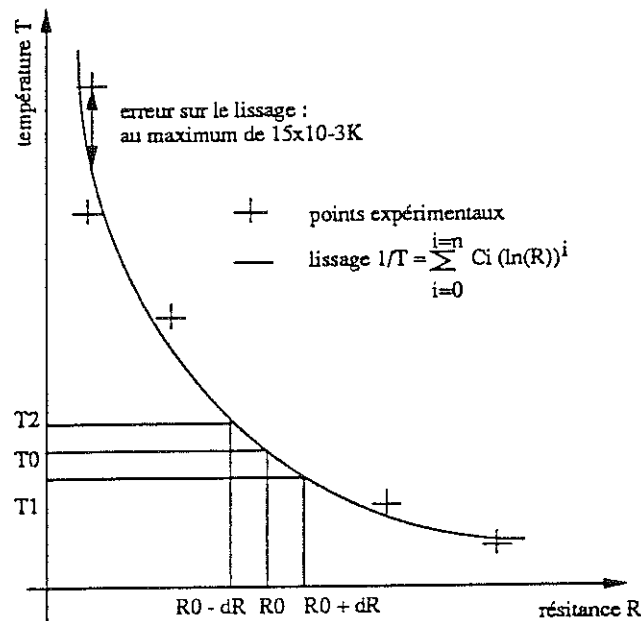


figure II.17 : transformation de l'erreur sur la résistance en erreur sur la température

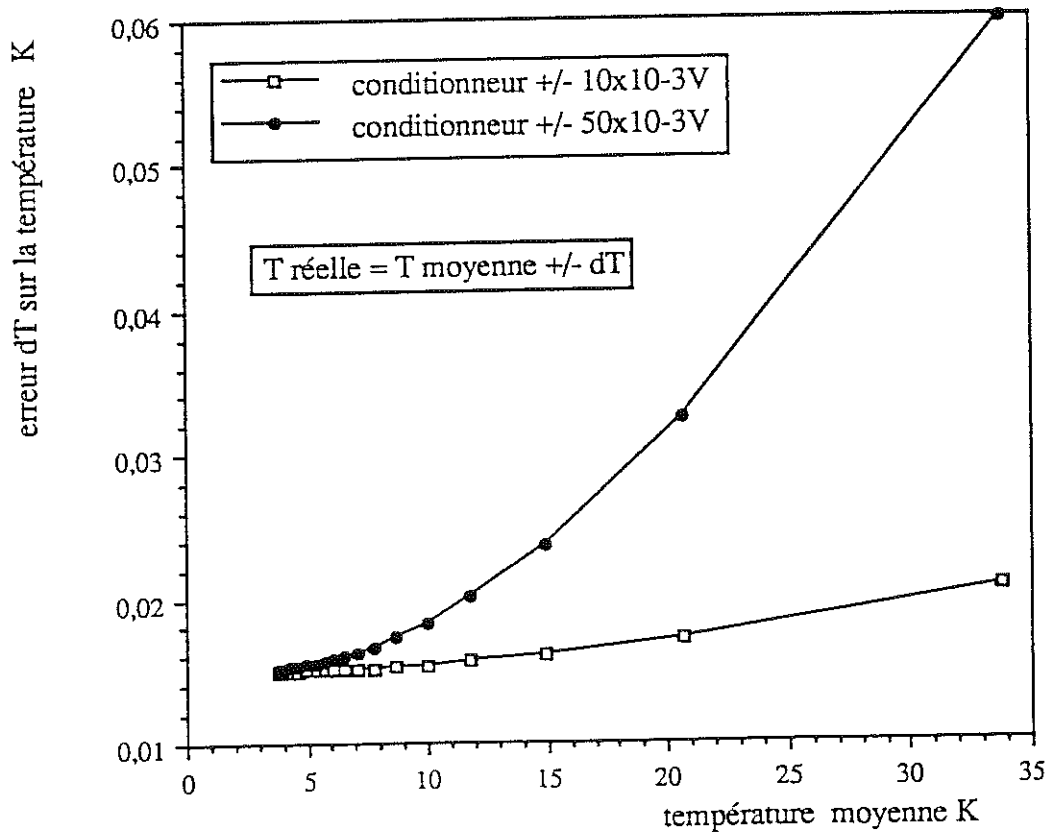


figure II.18 : erreur sur la température due à la chaîne de mesure

L'erreur sur la température due à celle sur la résistance ainsi que celle due au lissage des courbes d'étalonnage est présentée sur la figure II.18 pour différentes températures.

Nous venons de calculer l'erreur sur la température en s'intéressant aux erreurs de la chaîne de mesure. Nous avons les moyens d'estimer expérimentalement cette erreur grâce aux écoulements monophasiques.

#### II.1.4.3. Précision expérimentale de la mesure de température

Nous pouvons vérifier la précision des mesures grâce à un écoulement monophasique de température inférieure à la saturation. Cet écoulement initialement sous-refroidi est obtenu en abaissant la pression dans le réservoir de 150 l ce qui diminue sa température d'ébullition. Ce réservoir contient un échangeur dans lequel circule l'hélium à pression quasi-atmosphérique. A la sortie de celui-ci l'écoulement est alors à la température du bain pompé (échangeur parfait) mais à la pression atmosphérique, on obtient ainsi un écoulement entièrement monophasique.

La perte de charge entre la première et la dernière sonde de température est au maximum de 1 800 Pa (débit de  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup>), ce qui diminue la température du fluide sous-refroidi d'au plus  $0,8 \times 10^{-3}$  K (détente isenthalpique et adiabatique), donc d'une quantité négligeable. La variation de pression hydrostatique entre les sondes extrêmes est d'environ 200 Pa ce qui introduit une erreur négligeable sur la température. Nous obtenons donc un écoulement à température uniforme sur toute la distance de notre expérience. Nous disposons d'une cellule de chauffage qui nous permet de faire varier la température du fluide jusqu'à obtenir la saturation. De plus nous pouvons mesurer la température de l'hélium après la zone de chauffage et ce sur une distance d'environ 10 m. Pour s'assurer que l'effet d'inhomogénéité de la température du fluide créé lors du chauffage ne nous perturbe pas, seules les sondes suffisamment éloignées du chauffage ont été prises en compte. Ces sondes mesurent donc la même température.

Les résultats sont présentés sur la figure II.19 en fonction de la densité de chauffage sur la cellule et pour un débit de  $2,83 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup>. La température du fluide augmente

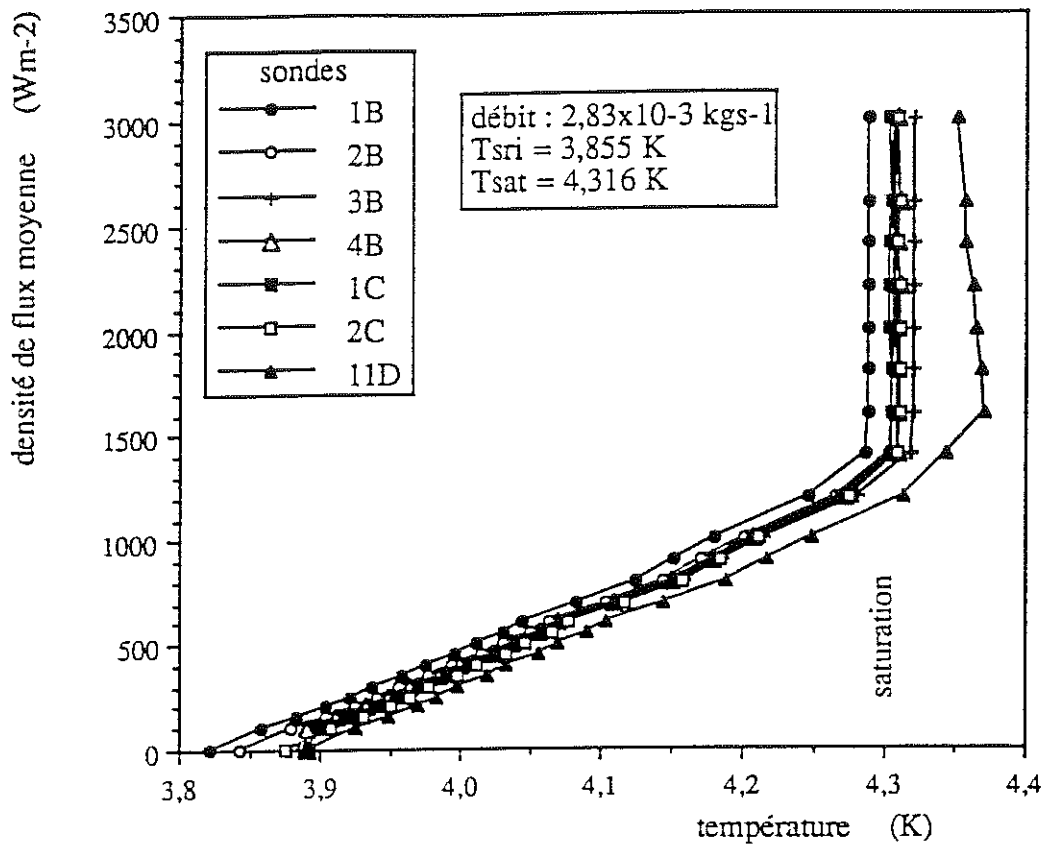


figure II.19 : température moyenne du fluide sous-refroidi après la zone de chauffage pour différents flux de chauffage

régulièrement avec le flux jusqu'à atteindre la saturation où elle reste logiquement constante. La température est la même pour toutes les sondes, nous devrions donc avoir la même réponse des capteurs, or nous constatons une dispersion qui fournit une précision sur la mesure de température, elle est de 2%. Elle est notamment due aux différences de contraintes entre la sonde lors de l'étalonnage et la sonde montée dans son support sur le dispositif expérimental. D'autres facteurs tels que résistance de contact de la colle, flux parasites ... peuvent expliquer également cette dispersion. Cette erreur de 2% est beaucoup plus importante que l'erreur de la chaîne de mesure calculée précédemment, nous supposons donc qu'elle est représentative de l'erreur absolue sur la température et ce sur l'ensemble de la gamme utilisée. La température est alors connue à  $T \pm \Delta T$ .

\* Précision sur les écarts de température

Nous pouvons de même obtenir la précision sur la mesure des différences de température. Les écarts de température  $\Delta T$  présentés sur la figure II.20 sont calculés comme la température de paroi moins la température de sous-refroidissement initial  $T_{sri}$  :  $\Delta T = T - T_{sri}$  pour une même sonde. Cette méthode nous permet a priori de nous affranchir des décalages systématiques des sondes et d'obtenir ainsi une mesure plus précise. L'écart-type sur les différentes sondes est présenté sur la figure II.21 pour plusieurs débits. Il est représentatif de l'erreur commise sur la mesure. Nous obtenons les mêmes erreurs pour les différents débits, ce qui nous autorise à calculer un lissage unique pour ces courbes. L'erreur  $e$  en % est donc donnée par la relation suivante :  $e = 3,347 \times (\Delta T)^{-0,369}$ . Nous n'avons pu calculer cette erreur que jusqu'à un échauffement de 0,45 K, nous supposons que l'erreur donnée par la loi précédente est valable au delà. On a alors  $\Delta T$  à  $\pm e$  près.

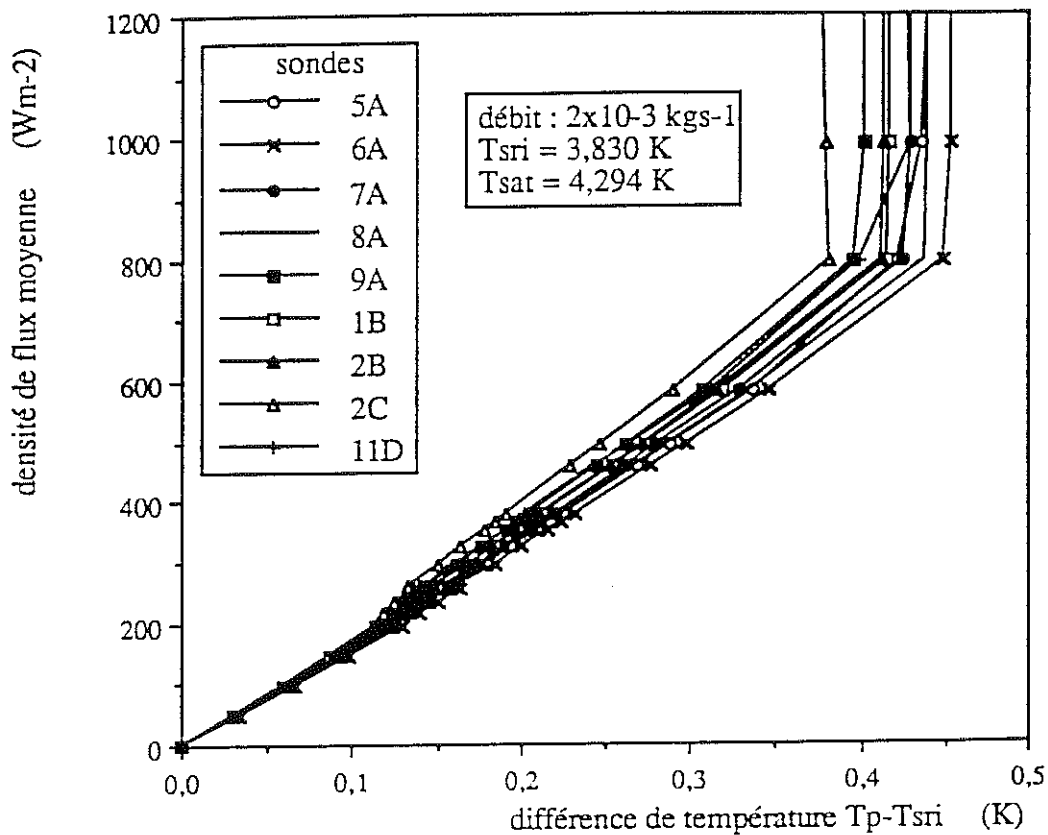


figure II.20 : échauffement moyen du fluide sous-refroidi après la zone de chauffage pour différents flux de chauffage

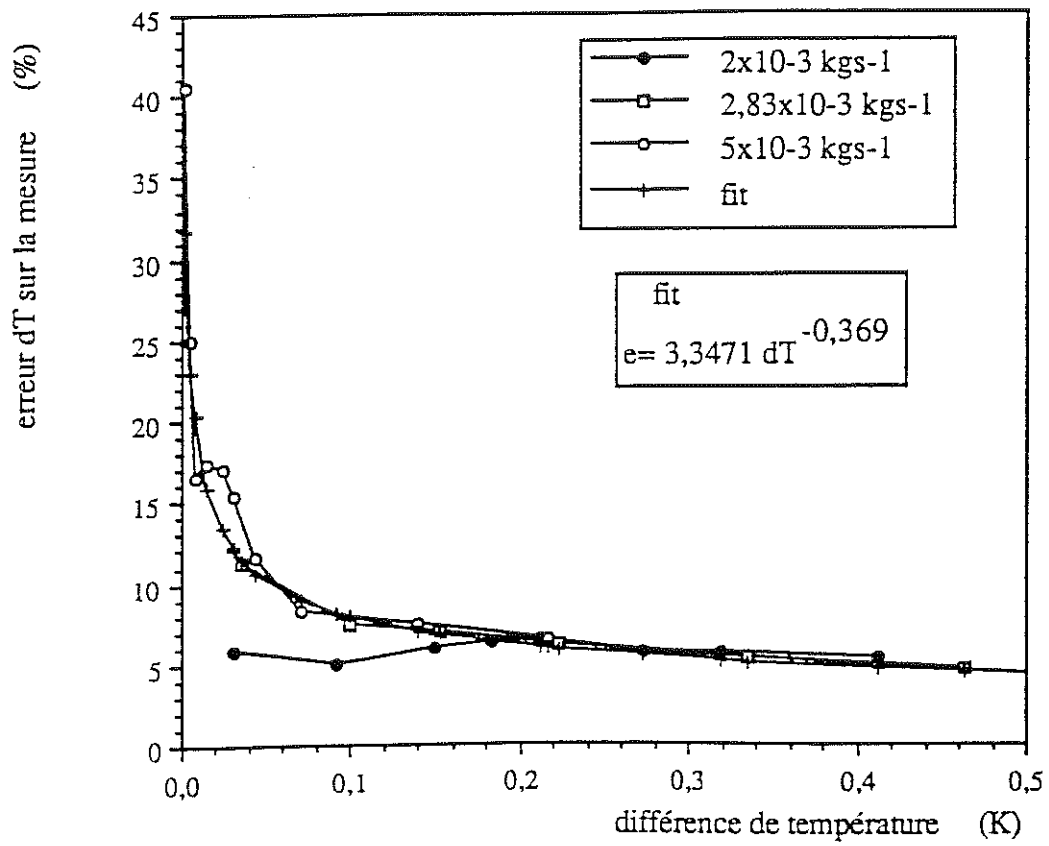


figure II.21 : erreur pratique sur la mesure de différence de température

## II.2. CELLULE EN CUIVRE

### II.2.1. Description de la cellule

Afin d'étudier l'échange thermique entre différents écoulements diphasiques et une paroi en cuivre, nous avons développé une cellule de mesure notée cellule E et présentée sur la figure II.22. Elle est constituée d'un tube en cuivre industriel de diamètre intérieur  $10^{-2}$  m et extérieur de  $1,2 \times 10^{-2}$  m. La conductibilité thermique à 4,2 K du cuivre a été mesurée à  $32 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Le chauffage de la paroi se fait grâce à un fil chauffant de diamètre  $10^{-3}$  m gainé d'inox ("thermocoax") brasé en hélice sur le cuivre. Il est logé dans une rainure de  $0,5 \times 10^{-3}$  m de profondeur. Pour éviter que le flux de chaleur déposé ne se propage par conduction au reste de la conduite, des manchons en inox ont été insérés à chaque extrémité de la zone de chauffage d'une longueur de 0,15 m.

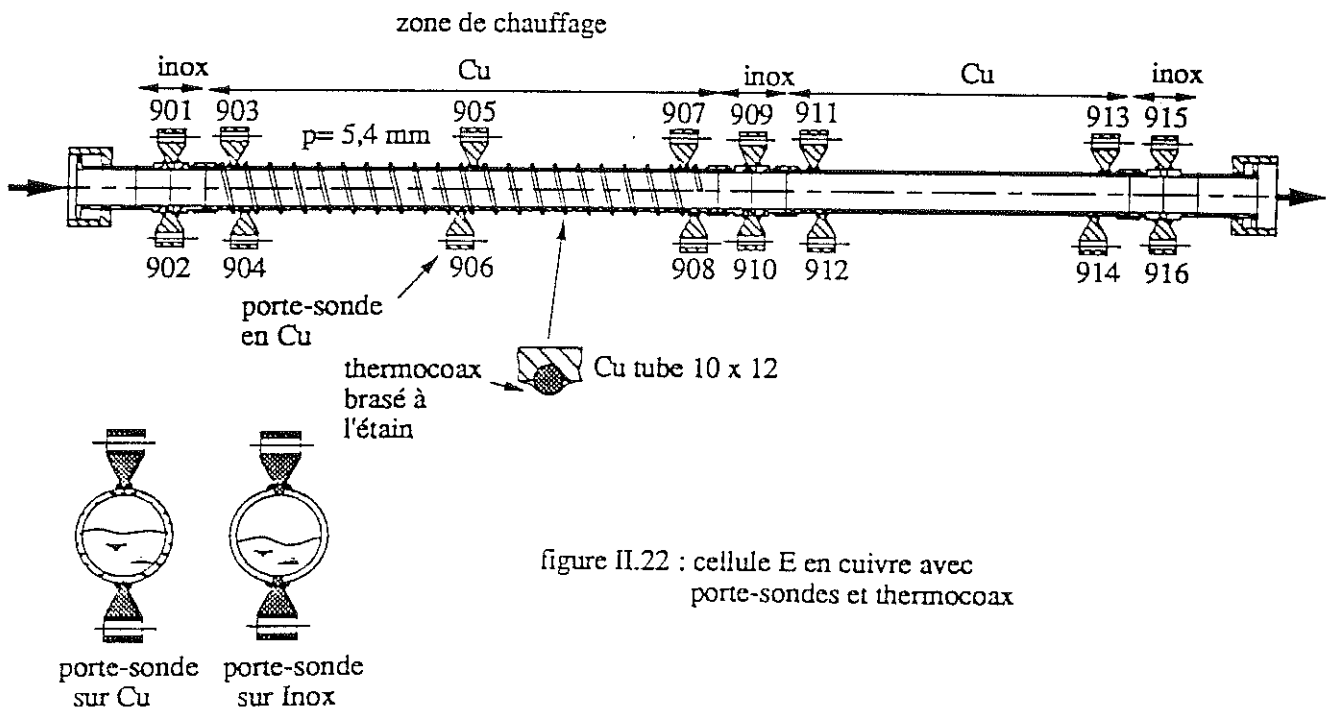


figure II.22 : cellule E en cuivre avec porte-sondes et thermocoax

La partie chauffante comporte trois sections de mesure de température. Chaque section possède deux thermomètres en vis à vis dont le montage a été décrit précédemment. Afin de minimiser l'influence du fil de chauffage sur la mesure de température, les sondes ont été



placées à égale distance de celui-ci. Par conséquent, les sondes d'une même section ne sont pas rigoureusement à la même abscisse longitudinale mais décalées d'environ  $3 \times 10^{-3}$  m l'une par rapport à l'autre. Lors de l'utilisation de la cellule, les sondes ont été placées dans un plan vertical afin de mesurer la température en haut et en bas du tube. Les sondes numérotées paires sont en bas du tube.

Par ailleurs les trois manchons en inox sont eux aussi instrumentés avec deux sondes de température situées sur une même verticale. Pour ces sondes, la partie en cuivre portant la sonde traverse l'inox afin de s'affranchir des gradients de température dans la paroi. L'inox environnant ce doigt en cuivre est mauvais conducteur de la chaleur, ce qui permet de mesurer localement la température du fluide au niveau de la paroi interne. A la suite de la partie chauffante de la cellule nous avons placé une longueur de 0,10 m de cuivre. Cette partie n'est pas chauffée et comporte quatre sondes de température (de 911 à 914).

Le fil chauffant n'a pu être bobiné jusqu'aux ruptures de conduction (inox). Il existe donc entre la fin du chauffage et le manchon inox une partie en cuivre non chauffée. La chaleur générée par le fil est également évacuée par cette portion de conduite, ce qui entraîne un effet de bord et donc une anisotropie de la densité de flux de chaleur vu par le fluide. Pour étudier ce phénomène et connaître quelle est la densité de flux réellement vue par la paroi intérieure, il a été nécessaire d'effectuer une modélisation numérique par éléments finis de la cellule.

## II.2.2. Modélisation à trois dimensions de la cellule

### II.2.2.1. Hypothèses

Cette modélisation a été faite avec le code de calcul par éléments finis CASTEM 2000. Nous n'avons maillé que la partie chauffante avec son fil et les deux manchons en inox qui lui sont attenants. La figure II.23 représente le maillage de la cellule. Le cuivre apparaît en jaune, le fil de chauffage en rouge et l'inox en bleu. Le fil a été placé dans une gorge de profondeur  $0,5 \times 10^{-3}$  m comme pour la cellule physique mais la brasure à l'étain qui existe dans la réalité n'a pas été modélisée (conductivité thermique d'environ  $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour l'étain à 6 K). Le

modèle crée donc un contact parfait entre le fil et le tube. Les parties non chauffées entre la fin de l'enroulement du fil et les manchons inox ont été également prises en compte. Ces deux parties ne sont pas d'égale importance, ce qui introduit une dissymétrie des effets de bord par rapport au centre de la cellule. Enfin, les pièces en cuivre nécessaires à l'assemblage des parties cuivre et inox ont également été modélisées.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- le flux de chaleur à l'extrémité des manchons inox est considéré comme nul,
- la chaleur est déposée dans le fil et de façon uniforme car la résistance du thermocoax est stable dans la gamme des températures rencontrées le long de la cellule,
- il circule à l'intérieur du tube un fluide monophasique de température constante égale à  $T_f=4,22$  K ayant un coefficient d'échange constant avec la paroi. Ce fluide échange également avec les manchons en inox,
- la conductibilité du cuivre est fonction de la température,
- la conductibilité de l'inox est constante, égale à  $0,5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

#### II.2.2.2. Résultats de la modélisation

##### \* Premier cas : convection forcée monophasique

Pour cette première modélisation, la puissance déposée est de  $Q=0,71$  W soit une densité moyenne de flux de chaleur  $q=Q/S_{\text{int}}$  de  $q=150 \text{ Wm}^{-2}$ . La surface intérieure est la surface du tube en contact avec le fluide soit le périmètre de la section multiplié par la longueur chauffante  $S_{\text{int}}=\pi D L$ . Le coefficient d'échange est de  $300 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Ce cas correspond à un écoulement monophasique sous-refroidi.

La figure II.24 présente les isothermes dans une section centrale du tube en cuivre sans visualisation du fil de chauffage. La coupe passe par la rainure laissée par le fil dans le haut. Mais le logiciel représente les surfaces derrière le plan de coupe, ce qui explique que l'on ne voit pas la trace du fil (voir schéma sur la figure II.24). Puisque le fil est bobiné en hélice sur le tube, le bas de la coupe représente le point entre deux spires du fil. Les valeurs du code de couleur de la figure II.24 représentent un écart de température entre celle du cuivre et

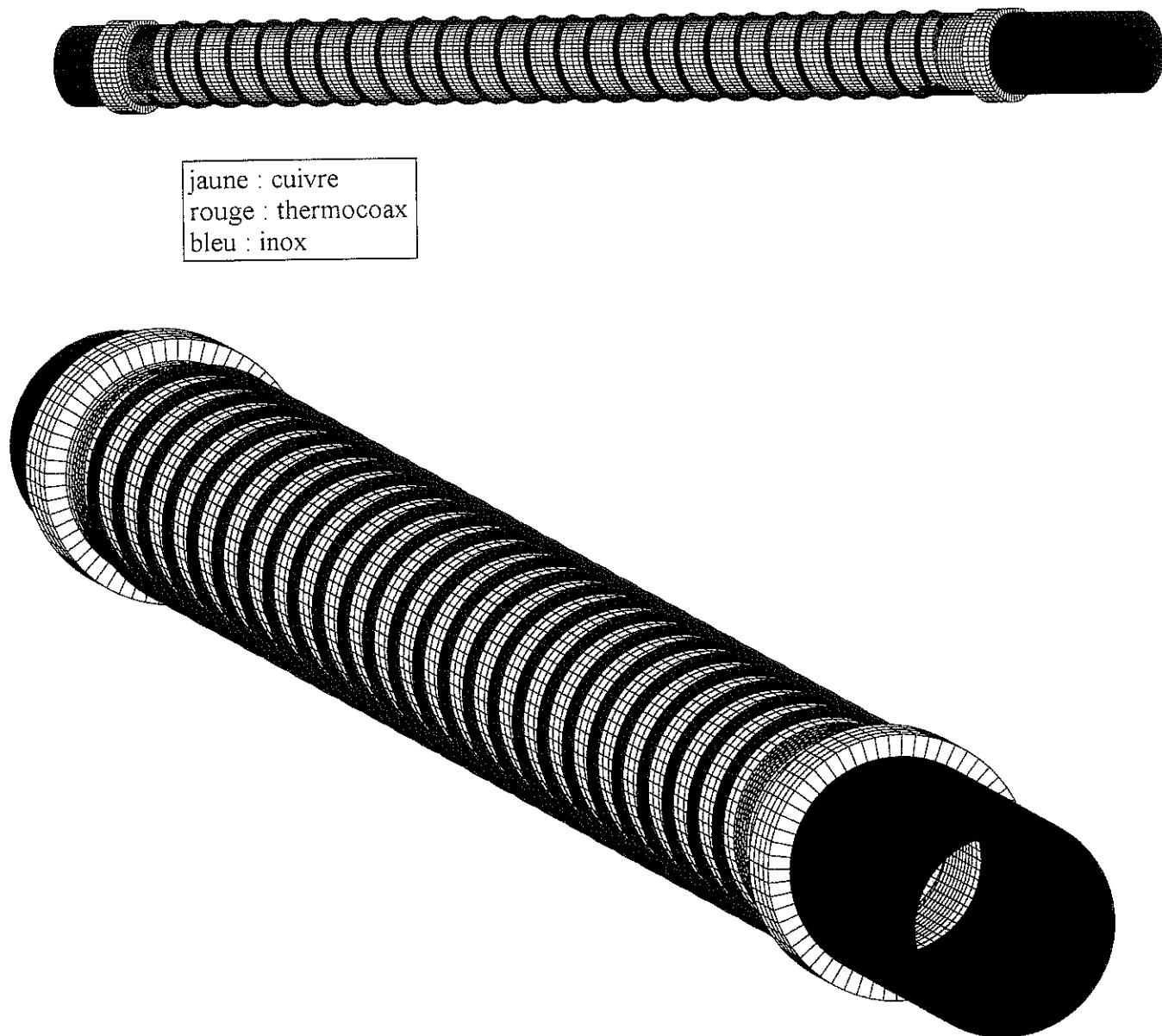
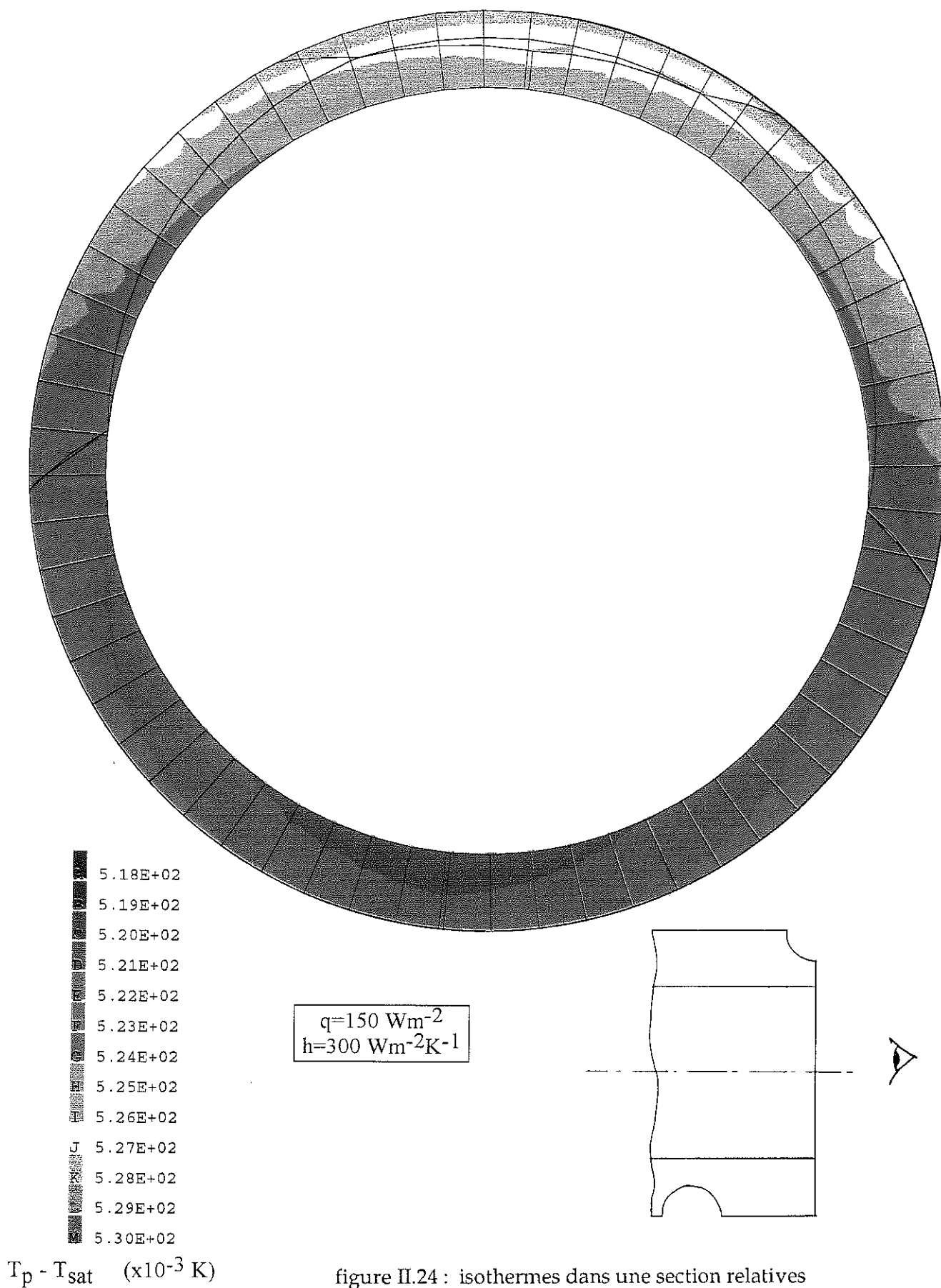


figure II.23 : maillage de la cellule







celle du fluide  $\Delta T = T - T_f$ . Elles sont exprimées en  $10^{-3}$  K.

Nous remarquons qu'il existe un gradient de température entre la partie au droit du fil chauffant qui a un échauffement de  $526 \times 10^{-3}$  K et la partie en bas de la coupe qui elle s'échauffe de  $520 \times 10^{-3}$  K. Par contre les différences de température entre paroi extérieure et intérieure sont très faibles :  $2 \times 10^{-3}$  K dans le haut et  $1 \times 10^{-3}$  K dans le bas. Ceci nous assure dans ce cas, que les sondes de température qui sont placées sur l'extérieur du tube mesurent bien la température de la paroi intérieure du tube.

Afin de mettre en lumière les effets de bord dus aux parties en cuivre non chauffées, nous avons tracé le profil de température sur une génératrice placée en haut sur l'intérieur du tube, présenté sur la figure II.25.

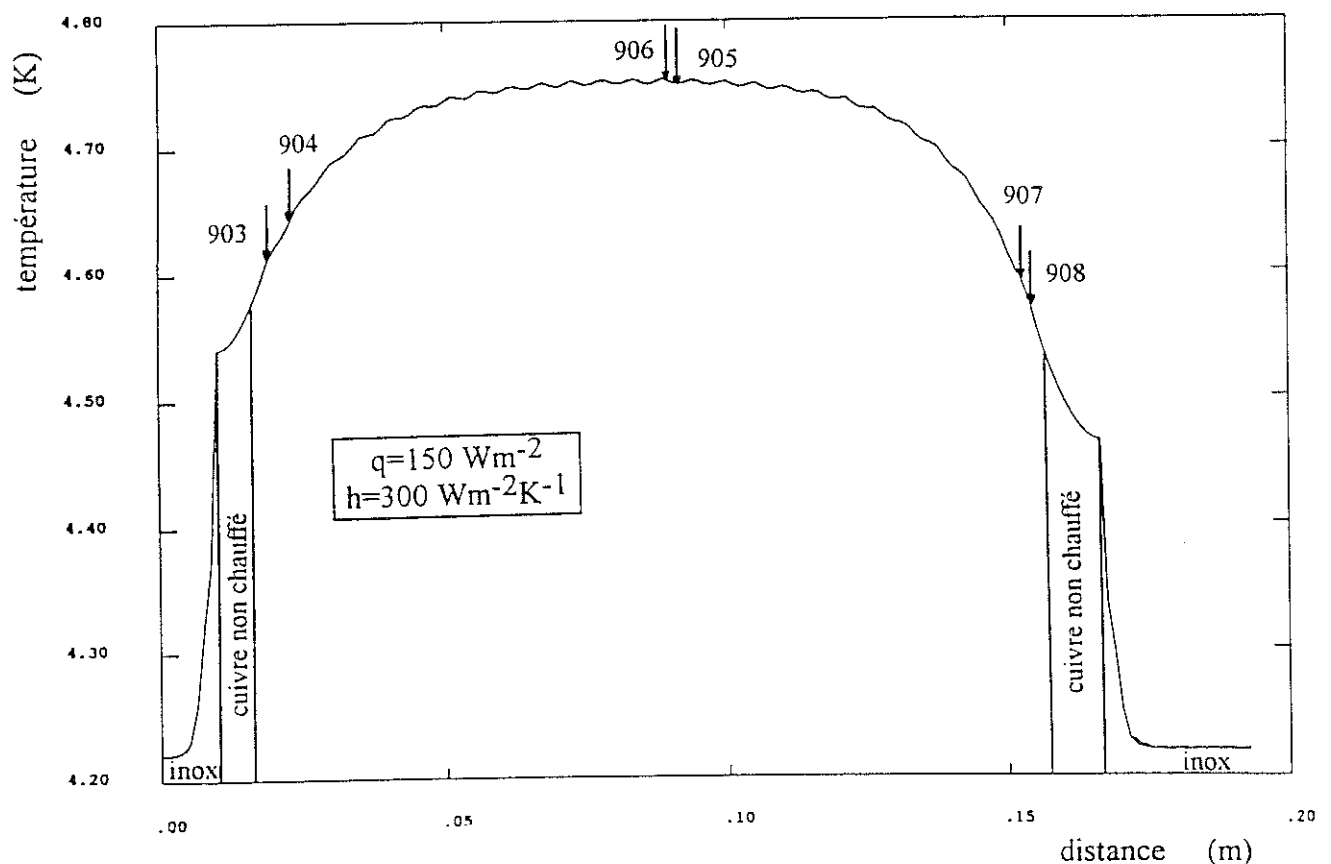


figure II.25 : profil de température sur une génératrice intérieure relative à de la convection forcée en monophasique

Nous vérifions que l'hypothèse de flux nul aux extrémités des manchons inox est correcte car l'écart de température de paroi s'annule avant la fin du manchon. Ceci est d'ailleurs vrai quand la densité de flux de chauffage est augmentée. La modélisation montre que les températures ne sont pas constantes sur l'ensemble de la cellule. Il en est de même pour la densité de flux effectivement déposée sur le fluide. (Le coefficient d'échange est constant sur la cellule, donc le flux  $q_f$  s'écrit  $q_f=h(T_p-T_f)$  avec  $T_p$  température de paroi et  $T_f$  température du fluide (constante)).

La densité de flux déposée sur le liquide est de 25% plus faible que la densité de flux moyenne au niveau de la sonde 903, de 21% pour la sonde 904, de 30% pour la sonde 907 et enfin de 37% pour la sonde 908. Néanmoins les sondes 905 et 906 reçoivent la même densité de flux et elle est égale à celle déposée par le fil chauffant à moins de 1% près dans ce cas.

Remarque : sur le graphique, les sondes ont été représentées à leur position physique mais le profil de température se rapporte à une génératrice haute donc la sonde 905 est bien située entre deux pics de flux dus au thermocoax. La sonde 906 est décalée d'une demi période, elle est donc faussement représentée sur le schéma sur un pic de flux. Nous avons vérifié par ailleurs que les isothermes sont parallèles à l'hélice du fil chauffant. Ainsi les deux sondes 905 et 906 indiquent bien la même température. Le cas des sondes extrêmes est un peu plus délicat car ici le gradient de température est important et le décalage de  $3 \times 10^{-3}$  m des sondes entraîne une variation de température importante.

Les variations longitudinales du profil de température correspondent à la position du thermocoax. En effet, nous avons vu précédemment pour l'application  $Q=0,71$  W qu'il existait une différence de température d'environ  $6 \times 10^{-3}$  K entre le point milieu de deux spires et le point au droit d'une spire. Nous retrouvons ici ce phénomène.

Quoi qu'il en soit, le résultat principal de ce calcul est que la densité de flux déposée sur le liquide vers les extrémités de la cellule n'est pas égale à celle déposée au centre. Seul le centre de la cellule n'a quasiment pas de flux de conduction longitudinal et la densité de flux générée à cet endroit peut donc être connue avec suffisamment de précision. Nous n'utiliserons



donc que les sondes centrales 905 et 906 dans l'exploitation des résultats expérimentaux. Les sondes extrêmes mesurent une température de paroi correspondante à une densité de flux inconnue, on ne peut donc les exploiter d'une manière quantitative.

\* Deuxième cas : ébullition nucléée

Le deuxième cas étudié correspond à un coefficient d'échange obtenu en ébullition nucléée soit  $h=9\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et une densité de flux de chauffage moyenne de  $2\,000\text{ Wm}^{-2}$ .

La figure II.26 nous montre le profil de température dans une section centrale de cuivre sans visualisation du thermocoax. La carte est tracée en écart de température  $\Delta T=T-T_f$ ,  $T$ , température du cuivre et  $T_f$ , température du fluide. Ces écarts sont exprimés en  $10^{-3}\text{ K}$ . Les gradients de température dans la section du cuivre sont beaucoup plus importants que dans le cas précédent. Pour le point le plus éloigné du fil, il s'élève à  $17\times 10^{-3}\text{ K}$  tandis qu'il est de  $61\times 10^{-3}\text{ K}$  pour le point au droit du fil. Nous ne pouvons plus ici affirmer que la température que l'on mesure sur l'extérieur de la paroi est celle de la paroi intérieure. De plus le gradient entre le point au droit du fil chauffant et celui diamétralement opposé est d'environ  $50\times 10^{-3}\text{ K}$  traduisant des points chauds sur la paroi intérieure au droit du fil de chauffage. Ceci explique les oscillations de la température de paroi visible sur la figure II.27 qui présente le profil de température le long d'une génératrice intérieure haute de la cellule. La variation de  $50\times 10^{-3}\text{ K}$  correspond à une densité de flux de  $445\text{ Wm}^{-2}$  entre le point au droit du thermocoax et celui équidistant de deux fils. La valeur du flux au niveau de la sonde 905 vaut environ  $1\,950\text{ Wm}^{-2}$  soit celle que l'on applique ( $2\,000\text{ Wm}^{-2}$ ) à 3% près.

La mesure des coefficients d'échange devra se faire en tenant compte de la différence de densité de flux entre l'endroit où sont placées les sondes et la valeur moyenne de cette densité de flux que l'on a déposé sur l'extérieur de la cellule. Il faudra également tenir compte du gradient de température dans l'épaisseur de la paroi. Par contre pour les valeurs des flux critiques il faudra tenir compte du point chaud au droit du thermocoax car la crise d'ébullition se déclenchera sur ce point chaud et se propagera au reste de la cellule.



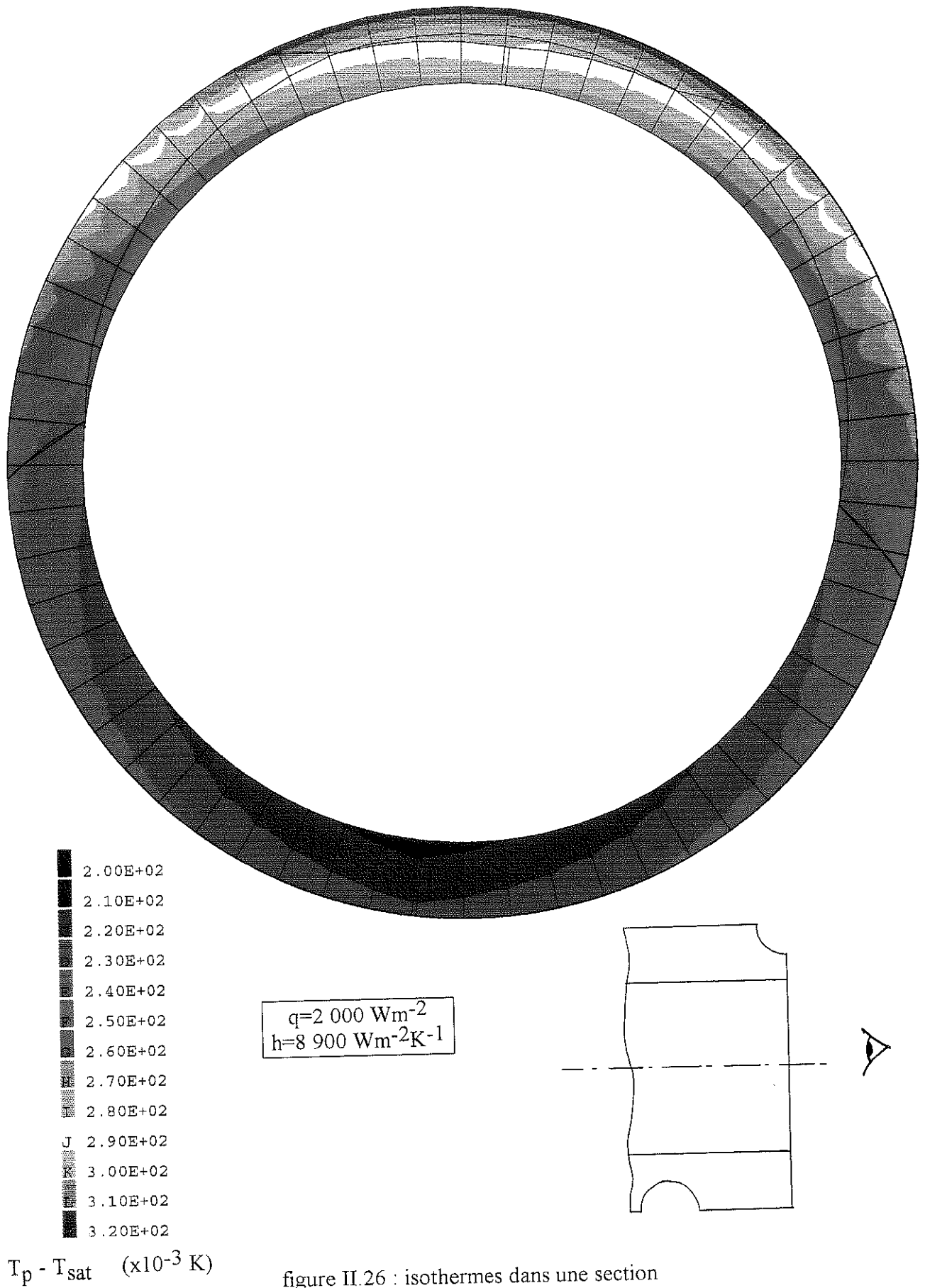


figure II.26 : isothermes dans une section relative à l'ébullition nucléée



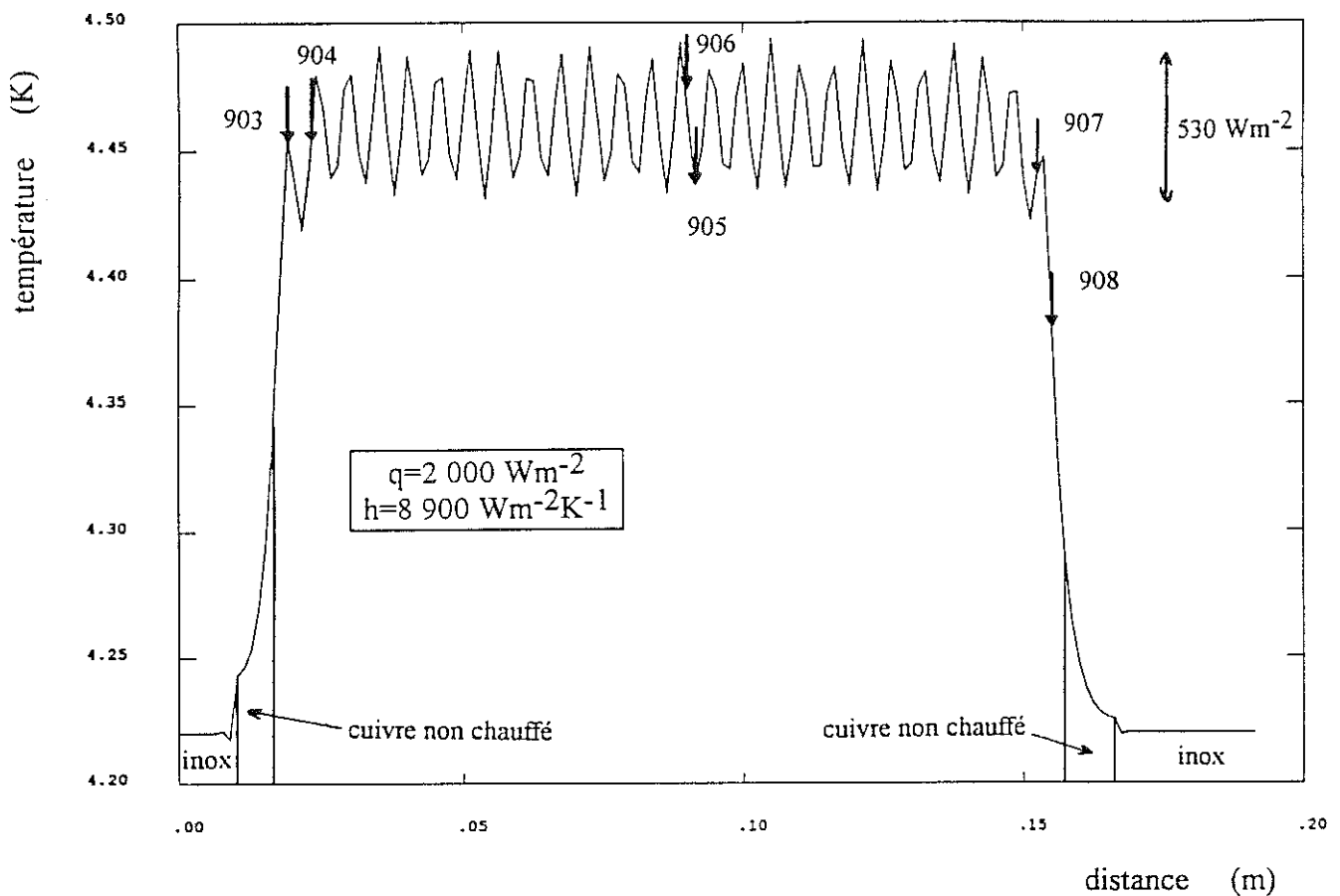


figure II.27 : profil de température sur une génératrice intérieure relatif à de l'ébullition nucléée

### II.2.3. Modèle à trois dimensions d'une maille élémentaire de la cellule

#### II.2.3.1. But du modèle

Le modèle précédent nous permet de connaître les effets de bout de la cellule et de voir qu'il existe une inhomogénéité de la densité de flux non négligeable au droit du fil de chauffage avec des écarts qui peuvent atteindre 25%. Il montre également que les effets de bord sont sans effet au centre de la cellule, ce qui implique que dans une partie centrale de la section il n'y a pas de flux de conduction dans l'axe de la cellule. Une des limitations importante du modèle précédent est que le fluide circulant à travers la cellule est monophasique. Il nous faut donc développer un nouveau modèle permettant de travailler en diphasique.

Le modèle précédent a un temps de calcul important ce qui est pénalisant pour l'exploitation des mesures. Nous avons donc cherché à le simplifier pour augmenter la rapidité de calcul. Le fait qu'il n'y ait pas de conduction axiale dans la partie centrale de la cellule nous permet donc de ne considérer qu'une maille élémentaire de la cellule constituée d'un tour de fil de chauffage et d'une demi-distance entre deux fils de chauffage. Nous considérons dans cette maille que l'écoulement est un écoulement stratifié. Ce nouveau modèle nous permet de prendre en compte le fil de chauffage et nous donnera la densité de flux exacte tant au niveau du thermocoax que de la partie où sont les sondes.

#### II.2.3.2. Description de la modélisation

Nous avons, pour des raisons de facilité de modélisation, considéré que le fil de chauffage est enroulé sur un cercle et non pas sur une hélice. Les sondes hautes et basses sont donc situées dans la même section pour le modèle. Cette hypothèse ne génère pas d'erreur importante car le modèle précédent montre que les isothermes sont situées parallèlement au fil de chauffage. Les sondes 905 et 906 sont donc sur une même isotherme (si le coefficient d'échange est le même sur toute la section), ce que respecte également le nouveau modèle. De plus, le pas de bobinage du fil étant assez faible, la différence de surface entre une portion d'hélice et une partie droite est négligeable.

Nous arrivons à la géométrie présentée sur la figure II.28. Pour des raisons de symétrie, nous n'avons maillé qu'une demi-section et imposé une condition de flux nul sur les surfaces. Nous avons également imposé des conditions de flux nul sur les sections extrêmes du maillage ce qui est justifié par l'absence de flux de conduction suivant l'axe de la cellule. La hauteur de gaz est supposée constante et l'interface liquide/vapeur sans épaisseur et rectiligne. Comme dans le modèle précédent, le thermocoax n'a pas été maillé ni la brasure qui existe dans la réalité. Ceci ne change que la température de la paroi en contact avec le thermocoax mais pas la condition de dépôt de flux.

La partie intérieure du gaz et du liquide n'a pas été maillée. Le gaz et le liquide sont pris en compte à travers un coefficient d'échange différent pour chaque phase. Ces coefficients

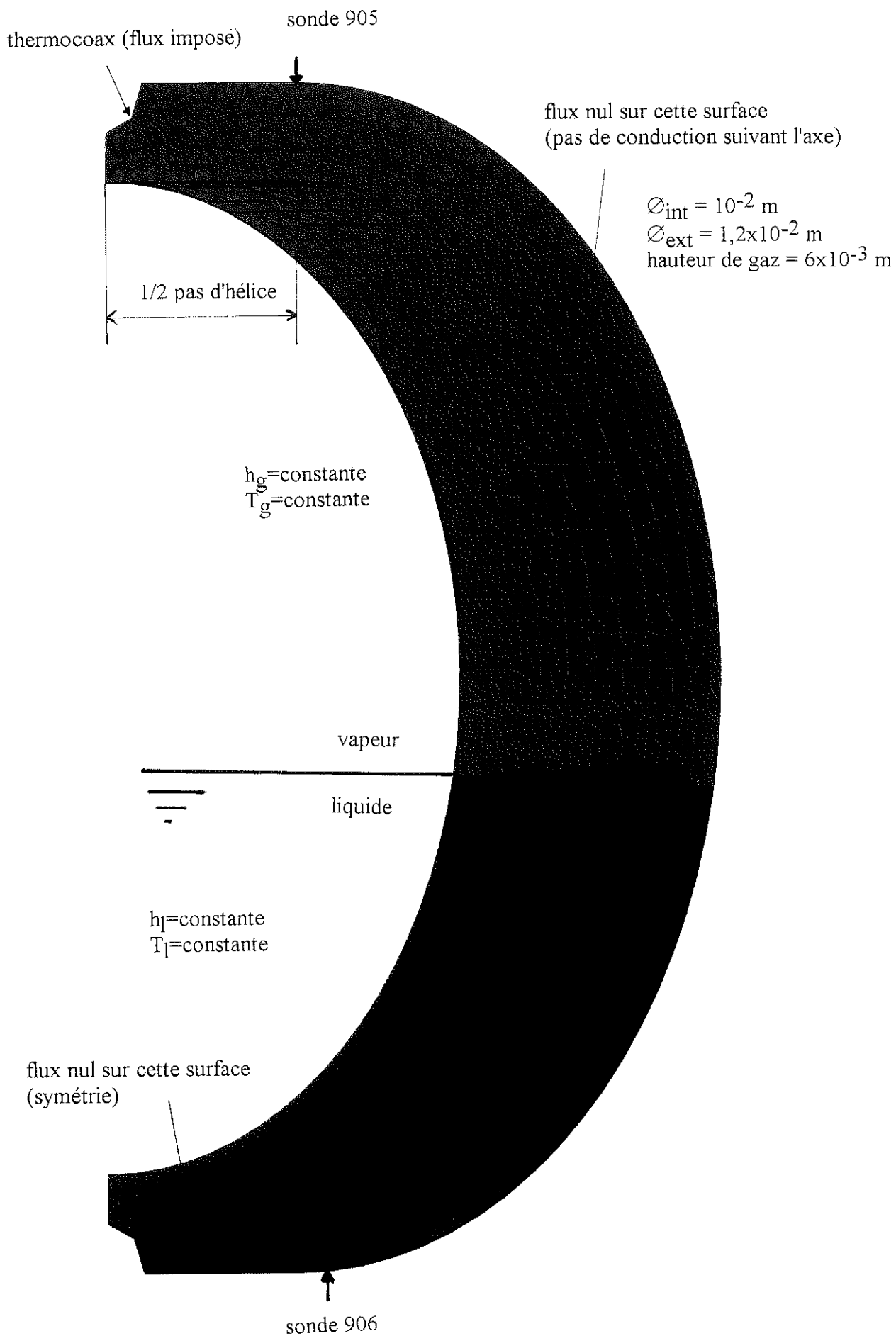


figure II.28 : maillage d'un motif élémentaire de la cellule





d'échange sont dans un premier temps (voir l'utilisation du modèle au chapitre IV) considérés constants. Les températures du gaz et du liquide sont elles aussi constantes. Enfin, nous supposons qu'il n'y a pas d'échange thermique à l'interface et que la conductibilité thermique de la paroi varie en fonction de la température (voir figure II.28bis).

### II.2.3.3. Résultats de la modélisation

Nous ne présentons ici qu'un résultat de cette modélisation car une utilisation intensive en sera faite au chapitre IV consacré à l'exploitation des résultats expérimentaux. Néanmoins une présentation rapide de ce modèle est nécessaire pour compléter l'étude de la cellule et faire apparaître les phénomènes importants qui nous permettront de présenter les résultats expérimentaux avec un peu plus de recul.

Le modèle nous donne la température en tout point du maillage comme on peut le voir sur la figure II.29. Pour cet exemple, les paramètres choisis sont les suivants :

- une hauteur gaz de  $6 \times 10^{-3}$  m
- une densité de flux de chauffage moyenne de  $1\ 000\ \text{Wm}^{-2}$
- une température de liquide de  $4,2\ \text{K}$
- une température de gaz de  $4,2\ \text{K}$
- un coefficient d'échange dans la zone vapeur de  $600\ \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
- un coefficient d'échange dans la partie liquide de  $9\ 000\ \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

Nous constatons qu'il existe une différence de température importante, de l'ordre de  $1\ \text{K}$ , entre le haut et le bas du tube et cela malgré la "bonne" conductibilité thermique du solide. Le gradient de température va générer des flux de conduction entre le haut et le bas de la cellule. Pour cet exemple, la densité de flux dans le haut de la cellule vaut  $556\ \text{Wm}^{-2}$ ,  $3\ 340\ \text{Wm}^{-2}$  au niveau de l'interface dans la zone liquide et  $947\ \text{Wm}^{-2}$  au niveau du bas de la cellule. Au niveau de l'interface, la densité de flux est environ 3 fois plus importante que la densité de flux moyenne. Ceci est dû à la plus faible résistance thermique de convection dans la zone liquide par rapport à celle du gaz. La chaleur déposée au niveau de la zone gaz trouve une résistance thermique de convection assez élevée et elle est donc évacuée par conduction

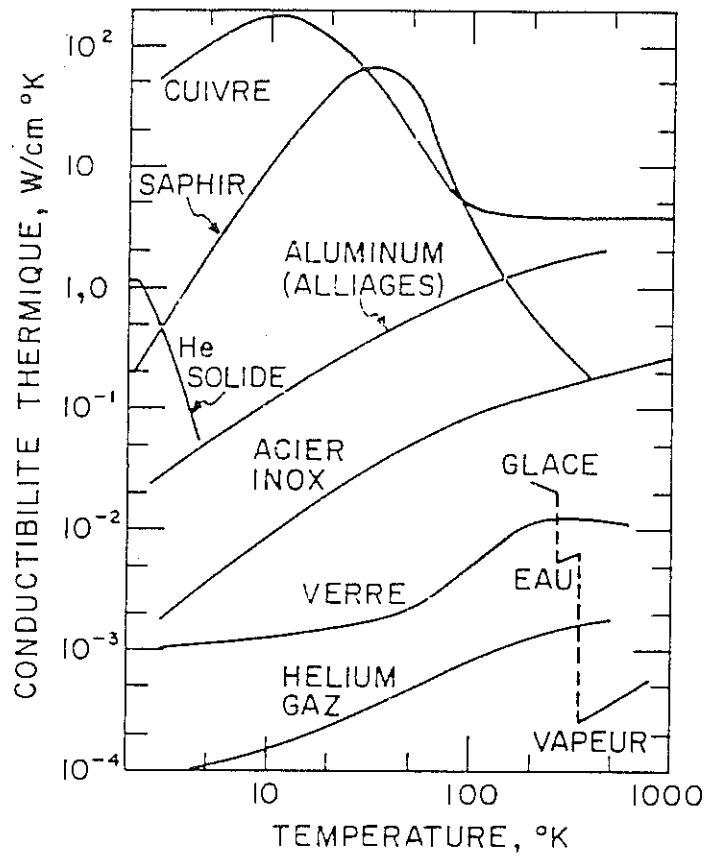


figure II.28bis : variation de la conductibilité thermique en fonction de la température pour quelques matériaux

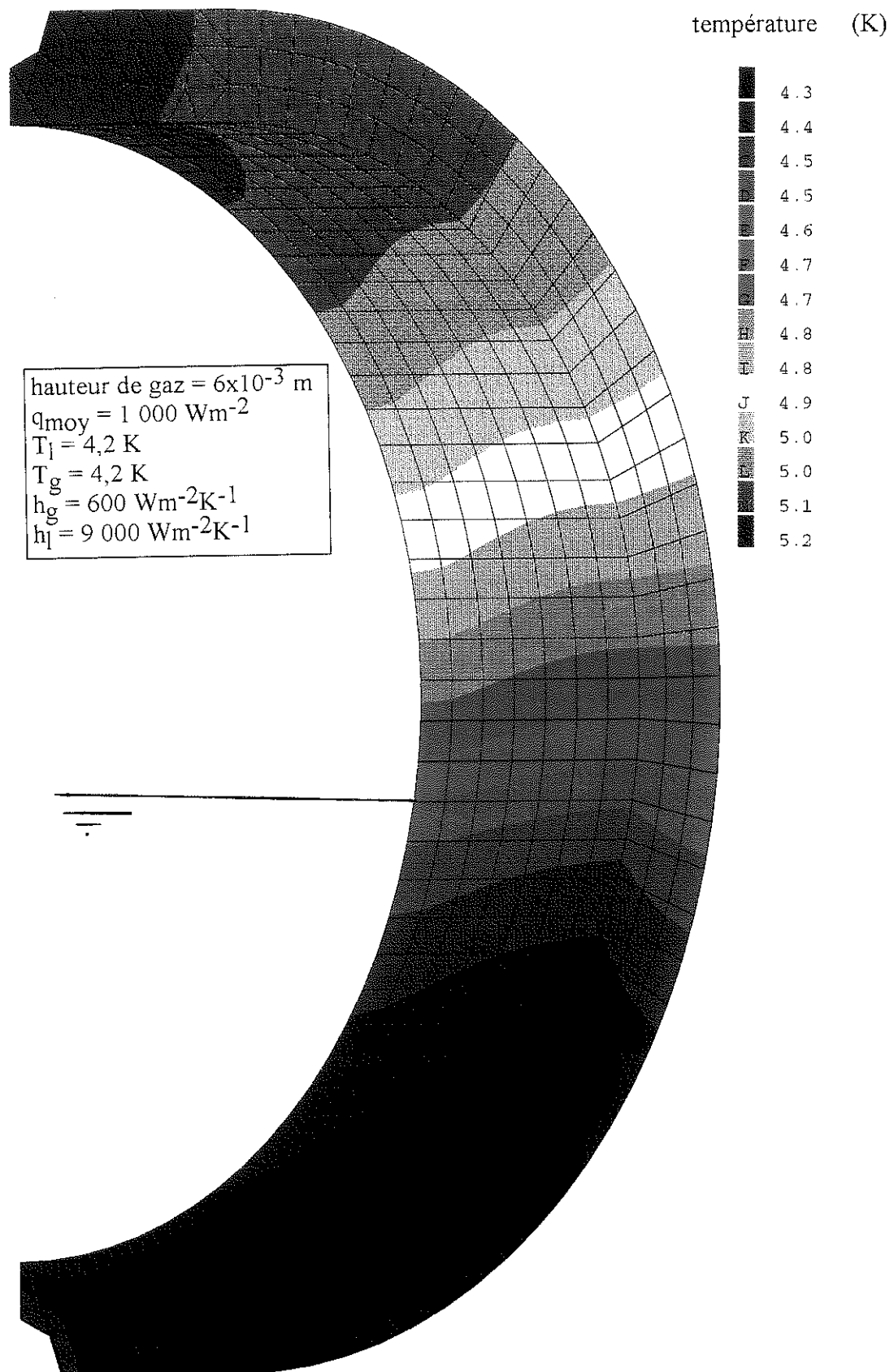


figure II.29 : isothermes dans une maille élémentaire



jusqu'à la zone liquide où la résistance thermique de convection est beaucoup plus faible. La résistance thermique globale de conduction et de convection dans la zone liquide est plus faible que la seule résistance thermique de convection du gaz, ce qui explique un flux de conduction important et maximum à l'interface.

Une conséquence directe de ceci est qu'il existe dans la section des densités de flux locales beaucoup plus importantes que la densité de flux moyenne. Il existe également des différences de température entre la paroi intérieure et la paroi extérieure. Elles sont de l'ordre de  $10 \times 10^{-3}$  K dans le haut et de  $20 \times 10^{-3}$  K pour la partie basse. Le gradient de température dans l'épaisseur de la paroi haute est plus faible que pour la partie basse à cause de la plus petite densité de flux locale et de l'amélioration de la conductibilité thermique du cuivre due à une température plus élevée. Les gradients de température ne sont pas visibles sur la figure II.29 à cause de la précision du tracé des isothermes.

Nous remarquons également sur la figure II.29 que la température au droit du thermocoax est supérieure à celle au droit des sondes de mesure. Nous avons déjà constaté cet effet sur le modèle précédent, ce nouveau modèle permet donc de déduire la densité de flux au droit des sondes. Cette différence de température est plus visible sur la figure II.30 qui représente le profil sur une génératrice au niveau de l'interface. La densité de flux à l'interface au droit du thermocoax est de  $3\,800 \text{ Wm}^{-2}$  soit 3,8 fois plus que la densité moyenne. Ceci va avoir une importance au niveau de la crise d'ébullition car cet endroit est le point où la densité de flux est maximale, c'est donc ici que la crise va se déclencher.

Le modèle d'une maille va donc nous permettre de calculer les températures de paroi intérieure, les densités de flux locales au niveau des sondes et donc d'en déduire des coefficients d'échange. De plus, il nous fournit également la densité de flux maximum dans la section ce qui va nous permettre de comparer les flux critiques locaux, d'une part aux flux moyens et d'autre part à ceux d'une paroi en inox. C'est donc un outil indispensable pour exploiter les résultats expérimentaux.

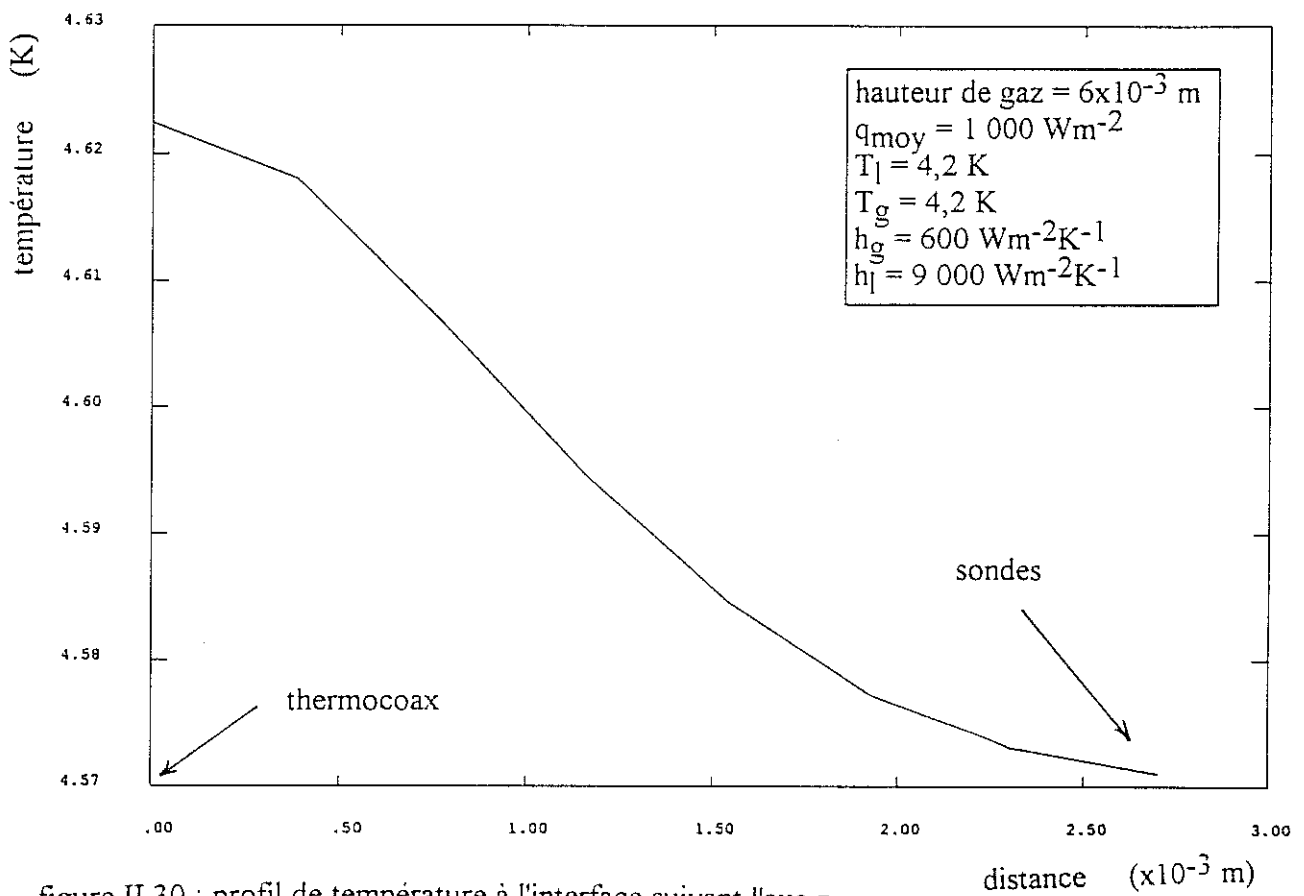


figure II.30 : profil de température à l'interface suivant l'axe z

II.3. VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA CELLULEII.3.1. **Ecoulement monophasique sous-refroidi**

L'obtention d'un écoulement monophasique a été décrit dans les paragraphes précédents.

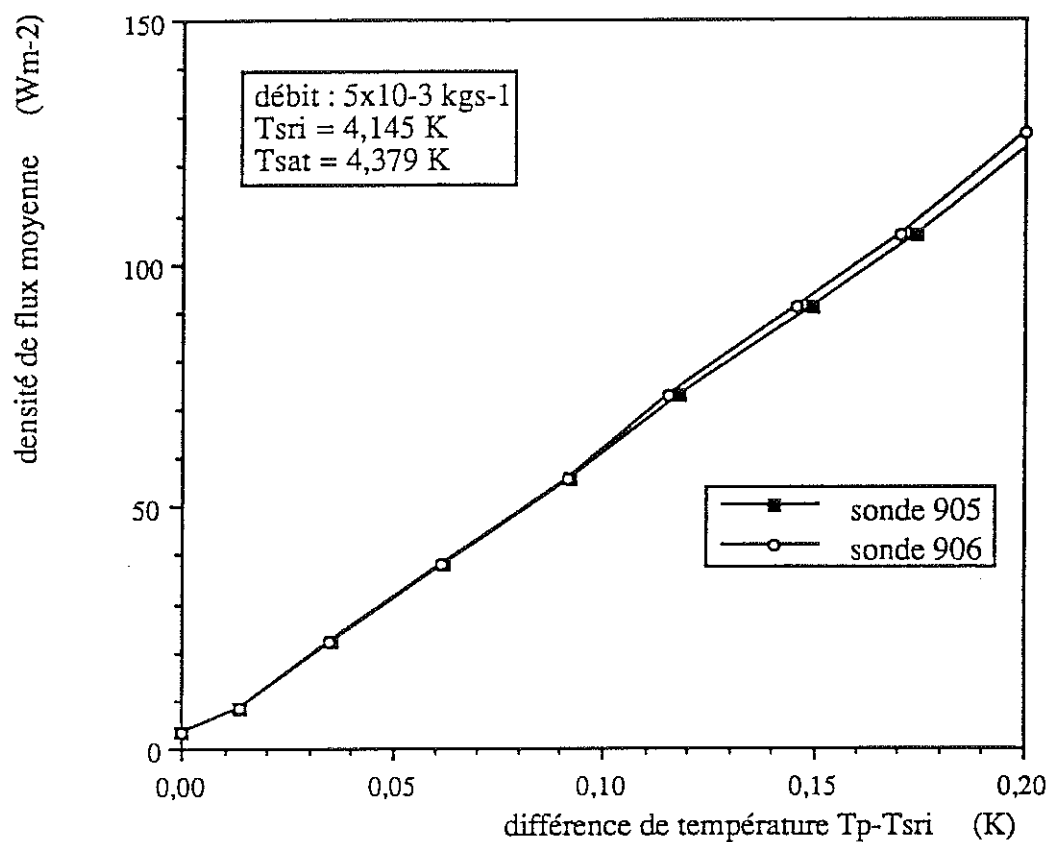


figure II.31 : convection forcée en hélium sous-refroidi

La figure II.31 présente l'échauffement de la paroi obtenu au centre de la cellule avec un écoulement sous-refroidi. Le sous-refroidissement initial choisi pour ce débit de  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  est de  $\Delta_{sri} = 0,234 \text{ K}$ . Les sondes extrêmes de la cellule n'ont pas été représentées car on sait que le flux déposé sur le fluide à cet endroit n'est pas connu. Pour un écoulement monophasique, le fluide en contact avec l'ensemble de la paroi est le même. Si la densité de flux est également la même nous devrions donc mesurer le même échauffement de la

paroi. Nous constatons effectivement sur la figure II.31 que les sondes 905 et 906 indiquent quasiment la même température, ce qui est normal car elles sont situées sur la même section à  $3 \times 10^{-3}$  m près et elles reçoivent le même flux. Le coefficient d'échange vaut  $h = \frac{q}{T_p - T_f(z)}$

avec

$q$  : densité de flux en  $Wm^{-2}$ ,

$T_p$  : température de la paroi,

$T_f(z)$  : température moyenne du fluide à la cote  $z$ .

Or ici le fluide n'est pas à température uniforme au cours du parcours de la cellule car nous ne sommes pas à la saturation. Il faut donc calculer pour la cote  $z$  des sondes 905 et 906 la température moyenne du fluide. Pour ce faire nous calculons l'enthalpie à la cote  $z$  puis en déduisons la température. L'enthalpie  $H(z)$  se calcule comme suit avec un bilan énergétique :

$$H(z) = H(0) + \frac{qS(z)}{m}$$

avec  $H(0)$  enthalpie à l'entrée de la cellule. Le calcul du coefficient d'échange pour la sonde 905 donne un coefficient moyen  $h_{905}$  de  $655 Wm^{-2}K^{-1}$ . Celui calculé pour la sonde 906 vaut  $h_{906} = 669 Wm^{-2}K^{-1}$ . L'écart entre ces deux coefficients est d'environ 2%. Il peut être attribué à la perturbation de l'écoulement par les écoulements secondaires dus au virage. Nous avons calculé ces coefficients d'échange pour d'autres écoulements sous-refroidis et nous trouvons également  $h_{905} = h_{906}$  à quelques % près. Ceci signifie que les deux sondes mesurent effectivement bien le même échauffement, qu'elles reçoivent le même flux et que donc le coefficient d'échange est égal prouvant ainsi le bon fonctionnement de la cellule.

La corrélation de Dittus-Boelter donne la valeur du coefficient d'échange pour un régime thermique établi (voir chapitre I). Cette corrélation s'écrit :  $Nu = 0,023(Re)^{0,8}(Pr)^{0,4}$ , où les propriétés physiques de l'hélium sont calculées à la température moyenne du liquide à l'entrée de la cellule.



Pour un écoulement de  $5,04 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  de température 4,145 K circulant dans un conduit de diamètre  $10^{-2} \text{ m}$ , le coefficient de Dittus-Boelter vaut  $h_{DB} = 691 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Nous trouvons un coefficient de Dittus-Boelter égal à 5% près à celui mesuré. Ceci montre que le virage perturbe l'établissement de la couche limite thermique car nous devrions avoir un régime thermique non établi si la conduite était rectiligne ce qui se traduirait par des coefficients d'échange plus élevés que ceux de Dittus-Boelter.

Ce résultat prouve également que le régime hydrodynamique n'est pas trop perturbé car nous trouvons les coefficients d'échange  $h_{905}$  et  $h_{906}$  très peu différents ce qui ne serait sûrement pas le cas si l'écoulement n'était pas redevenu "normal". De plus la valeur expérimentale du coefficient d'échange est très proche de celle de Dittus-Boelter valable pour des conduites rectilignes.

Nous pouvons donc considérer que la cellule fonctionne correctement et que l'écoulement en fluide monophasique est quasiment identique à celui d'une conduite rectiligne. Par contre la couche limite thermique est développée à  $8D$  alors qu'elle ne le serait pas dans le cas d'une conduite rectiligne.

### II.3.2. Écoulement diphasique

Dans nos expériences nous constatons un comportement a priori anormal dans les faibles débits ( $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ) et à titre initial nul. En effet un tel écoulement doit avoir un coefficient d'échange dans le haut du tube assez bon à cause des vagues de liquide qui viennent régulièrement mouiller la paroi. Or nous constatons que la sonde haute mesure des températures élevées et qui traduisent a priori la présence d'une couche de gaz stable dans le haut de la paroi (voir résultats expérimentaux au chapitre suivant). Cette couche de gaz est présente également en aval de la partie chauffée de la cellule. Elle est vraisemblablement due à une zone de faible vitesse en début de cellule et ce phénomène est amplifié par la bonne conductibilité thermique de la paroi. Pour les autres cas d'écoulement, nous ne constatons pas d'anomalies flagrantes par rapport à un écoulement rectiligne. De plus la différence de comportement thermique entre le haut de la cellule en contact avec le gaz et le bas en contact

avec le liquide étant très forte, elle masque les effets éventuels dus à une géométrie d'écoulement perturbée. Enfin, un virage était également présent à l'entrée de la cellule en inox qui nous servira à établir l'influence de la conductibilité thermique du matériau sur l'échange thermique ce qui nous permettra de toute façon de faire des comparaisons sur des écoulements semblables.

### Conclusion du chapitre

Nous avons dans ce chapitre présenté notre dispositif expérimental. Nous sommes en mesure de produire des écoulements diphasiques à pression quasi-atmosphérique stables dans une plage de  $1,5$  à  $6 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ . Le titre massique peut être choisi entre 0 et 1. La présence d'un coude à l'entrée de notre cellule de mesure perturbe l'écoulement, mais nous mesurons la température de la paroi chauffée suffisamment loin de celui-ci pour n'en subir que faiblement les effets. Par contre la présence de ce virage perturbe l'établissement du régime thermique. En conséquence nous mesurons l'échange thermique dans une région où le régime thermique est établi contrairement à ce que cela serait si la conduite était parfaitement rectiligne.

Des modélisations numériques par éléments finis de la cellule de mesure de l'échange thermique ont fournies une connaissance précise de la répartition des densités de flux de chaleur. Les effets de bord mis en évidence nous obligent à n'utiliser quantitativement que les sondes situées au centre de la cellule.

Enfin une vérification expérimentale du dispositif de mesure confirme que la cellule fonctionne correctement car nous mesurons des coefficients d'échange en monophasique identiques à ceux prévus par la formule de Dittus-Boelter. La précision des mesures de température a également été déterminée grâce à ces écoulements.

Il reste néanmoins à vérifier l'effet du virage sur la mesure des échanges thermiques en écoulements diphasiques, ce que nous ferons dans le chapitre suivant consacré à la présentation des résultats expérimentaux.

---

**Bibliographie du chapitre II**

- [II.1] I.E. Idel'cik. Mémento des pertes de charge, Paris Eyrolles 1969
- [II.2] R. Comolet. Mécanique expérimentale des fluides. Paris. Masson 1982 tome 2
- [II.3] G. Yang. The effect of torsion on convective heat transfer in a helicoidal pipe, Trans ASME, Journal of heat transfer, Vol 115 08/1993 pp796-800
- [II.4] Mac Adams. Heat transmission. 3rd edition Mac Graw Hill 1954 pp228-229
- [II.5] Clark. Heat transfer in coiled tubes, 1974, ICI report n° CLB research note JWGG/74/9 (HTFS)
- [II.6] Kreith. Influence of curvature on heat transfer to incompressible fluids. ASME Trans, vol 77 1955 pp 1247-1256
- [II.7] R.C. Hendricks and F.F. Simon. Multi-phase flow symposium, ASME, 1963 p90
- [II.8] W. Frost. Heat transfer at low temperature. New York. Plenum Press 1975 p71
- [II.9] D. Barbier. Etude d'un écoulement gaz-liquide dans un tube enroulé en hélice. Thèse de l'institut national polytechnique de Lorraine, Nancy 6/11/1990.
- [II.10] Koseki. Film thickness and flow boiling for two-phase annular flow in helically coiled tube. Proc. of Int. Meeting, Karlsruhe 1973 pp351-372
- [II.11] R.R. Comte. Eléments de cryogénie Paris. Masson 1970



CHAPITRE III :  
PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX



### III. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

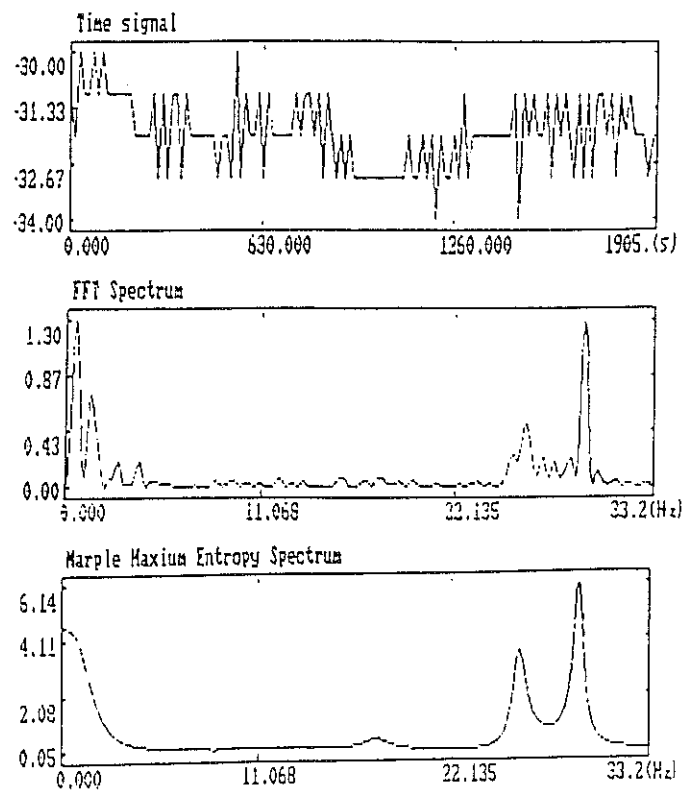
#### III.1. INTRODUCTION

On se propose dans ce chapitre de présenter les différents résultats expérimentaux obtenus lors de nos essais sur la cellule E en cuivre. Nous commencerons par étudier la fin du régime monophasique et le début de l'ébullition nucléée afin de mettre en évidence les problèmes liés à la présence du coude. De plus le démarrage de l'ébullition nucléée nous fournira une première étude de l'influence de la conductibilité thermique de la paroi sur l'échange thermique. Nous irons ici un peu plus loin que la simple présentation des résultats expérimentaux afin d'expliquer l'effet du coude sur les écoulements diphasiques. Nous poursuivrons cette étude à l'aide des écoulements initialement à la saturation : stratifiés à vagues, intermittents et dispersés. Les résultats concernant la réponse thermique d'une paroi en cuivre seront présentés sous forme "brute" ce qui permettra d'identifier les problèmes. Cependant les écoulements ne sont pas dans des conditions d'équilibre thermodynamique car le gaz s'échauffe au passage dans la cellule, le liquide restant lui à la température de saturation. C'est pourquoi nous présenterons également une étude expérimentale des conditions de retour du gaz à son équilibre thermodynamique. D'autre part certains écoulements présentent des crises d'ébullition généralisées à toute la section de la cellule. Nous avons essayé de connaître les mécanismes de propagation de cette crise en faisant une étude du déclenchement de la crise d'ébullition ainsi que du passage de l'ébullition en film à l'ébullition nucléée.

### III.2. FLUCTUATIONS TEMPORELLES DE LA TEMPERATURE

Tout au long de cette présentation l'amplitude des fluctuations temporelles de la température de paroi nous sera utile pour compléter l'analyse de la phase au contact de la paroi. C'est pourquoi nous commencerons par établir ce moyen d'analyse.

Suivant le type d'écoulement les fluctuations de la température de paroi chauffée en fonction du temps diffèrent nettement nous permettant ainsi de reconnaître la nature du fluide en contact avec la paroi. L'étude des fluctuations de température sur des écoulements connus nous fournit une indication complémentaire aidant à l'interprétation des cas expérimentaux difficiles.



débit :  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$   
titre : 0,83

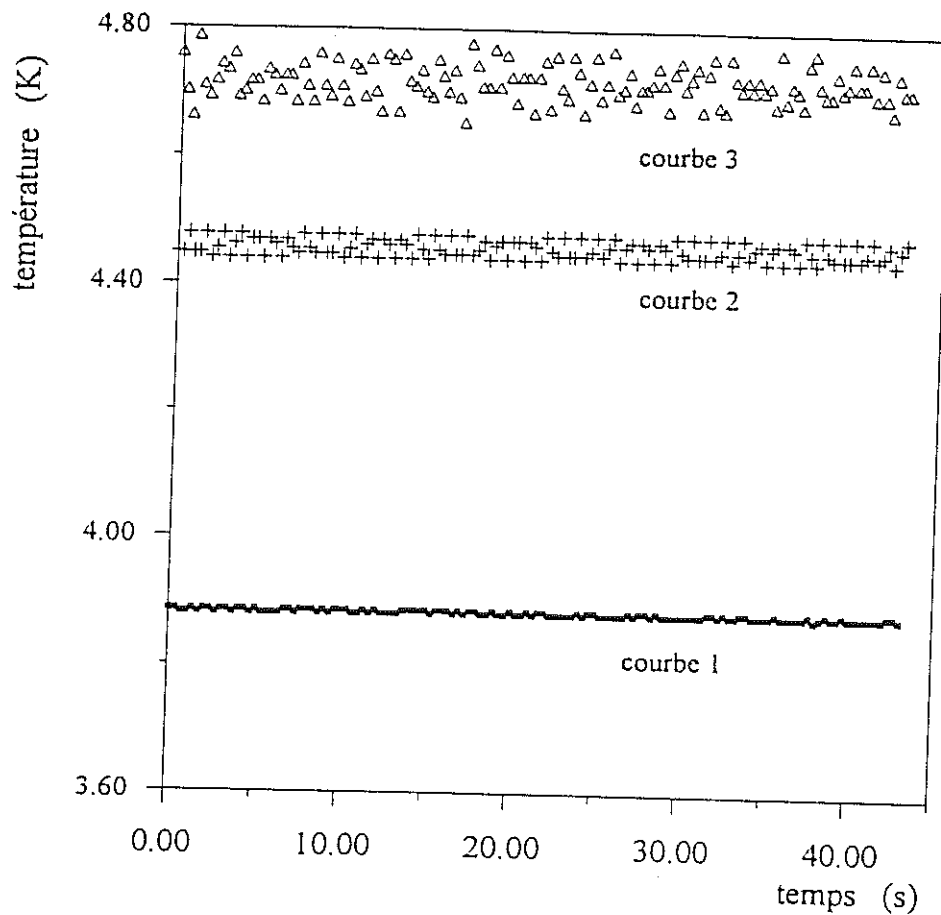
figure III.1 : analyse fréquentielle des fluctuations de taux de vide pour un écoulement dispersé (J. Wang)



Nous ne connaissons pas a priori l'ordre de grandeur des fréquences de ces fluctuations, par contre celles du taux de vide dans les écoulements diphasiques sont connues. On peut supposer a priori qu'elles sont du même ordre de grandeur afin de déterminer si notre fréquence d'acquisition est suffisante. L'analyse des fluctuations du taux de vide pour les mêmes écoulements que nous utilisons a été effectuée par Wang<sup>[III.1]</sup> en 1993 et par Lounici<sup>[III.2]</sup> en 1994 grâce à un algorithme de Marple qui permet de déterminer les fréquences caractéristiques. Ces deux auteurs obtiennent des fréquences centrées autour de 3 Hz pour des écoulements intermittents et stratifiés à vagues. Wang a trouvé pour les écoulements à tendance dispersé également des fréquences de l'ordre de 30 Hz (voir figure III.1). La fréquence d'acquisition de nos signaux est de 3 Hz pour une durée de 43 s. Il est donc évident que notre fréquence d'acquisition est trop faible pour restituer les fréquences caractéristiques des écoulements. Or les signaux de température sont a priori aléatoires donc même si on ne prend que trois valeurs par seconde, statistiquement on doit parcourir toute l'amplitude du signal. Donc l'amplitude des fluctuations que nous mesurons reste, elle, significative.

L'analyse des fluctuations de température suppose que l'on s'assure que le bruit dû à la chaîne de mesure est bien inférieur au phénomène cherché. Nous avons vu au chapitre précédent que le bruit de la chaîne d'acquisition avait été réduit au maximum grâce à un filtre. La résolution maximale de la mesure de température est de  $\pm 3 \times 10^{-3}$  K à 4,2 K due à la chaîne. Toutes les fluctuations que l'on pourra mesurer supérieures à cette valeur seront dues à un phénomène physique.

Nous allons maintenant étudier les amplitudes des fluctuations mesurées pour trois cas significatifs que l'on a regroupé sur la figure III.2. La première courbe traduit les fluctuations de température d'un écoulement purement liquide sous-refroidi sans apport de chaleur à la paroi. Cet écoulement n'a pas de raisons d'avoir des fluctuations de température puisqu'il est monophasique et non chauffé. Nous le vérifions effectivement car les fluctuations que l'on mesure sont de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$  K soit la valeur d'un digit ce qui est donc attribuable à la résolution de la chaîne de la mesure de la température. Nous vérifions donc ici l'absence de bruit de la chaîne de mesure.



- courbe 1 : écoulement sous-refroidi  
 sonde haute  
 débit :  $2 \times 10^{-3}$  kgs-1 densité de flux : 0 Wm-2
- courbe 2 : écoulement intermittent  
 sonde basse  
 débit :  $6 \times 10^{-3}$  kgs-1 titre initial : 0% densité de flux : 1600 Wm-2
- courbe 3 : écoulement dispersé  
 sonde haute  
 débit :  $6 \times 10^{-3}$  kgs-1 titre initial : 90% densité de flux : 400 Wm-2

figure III.2 : fluctuations temporelles de la température de paroi pour différents écoulements

La deuxième courbe est représentative d'une sonde située dans la partie basse de notre cellule de mesure. L'écoulement correspondant est un écoulement intermittent de débit  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial nul chauffé par une densité de flux de  $1\,600 \text{ Wm}^{-2}$ . La partie basse du tube est en contact avec le liquide et l'échange de chaleur se fait par ébullition nucléée. L'amplitude des fluctuations est d'environ  $36 \times 10^{-3} \text{ K}$  (soit 6 digits). Les mécanismes d'ébullition nucléée sont complexes et nous ne pouvons que très difficilement prédire l'ordre de grandeur des fluctuations de température associée. Néanmoins on peut dire qualitativement que le mécanisme d'ébullition nucléée suppose l'existence d'une couche de liquide surchauffée au contact de la paroi. L'arrachement d'une bulle de la paroi entraîne un apport de liquide non surchauffé à la paroi, ce qui entraîne des fluctuations de température. M. Jacob<sup>(III.3)</sup> a proposé d'après des relevés expérimentaux une relation liant la fréquence de départ des bulles et le diamètre de celles-ci. Elle peut s'écrire :

$$fD = 0,59 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (\text{III.1})$$

où  $\sigma$  est la tension superficielle et  $g$  l'accélération de la pesanteur. La fréquence que l'on calcule pour l'hélium avec des bulles de diamètre  $2 \times 10^{-4} \text{ m}$  est de 150 Hz. M.C. Duluc<sup>(III.4)</sup> a trouvé des fréquences caractéristiques de l'ébullition nucléée autour d'un fil dans un bain d'azote d'environ 200 Hz. La fréquence de ce phénomène est assez élevée et n'est donc pas accessible avec notre acquisition. Néanmoins, l'amplitude des fluctuations de température que l'on mesure est probablement liée au phénomène de l'ébullition nucléée. Ces variations de température sont surtout intéressantes à comparer avec celles de la troisième courbe.

Cette courbe se rapporte à un écoulement à dispersion de gouttelettes de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  chauffé par un flux de  $400 \text{ Wm}^{-2}$ . L'écoulement dispersé n'a de phase liquide que sous forme de gouttes dans le haut de la paroi. Elle voit donc alternativement du gaz et des impacts de gouttelettes. L'échange thermique se fait à la fois par convection forcée avec le gaz et par évaporation des gouttes en paroi. La convection forcée créant un échange beaucoup plus faible ( $h=600 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) que les mécanismes faisant intervenir l'évaporation (évaporation d'un film

liquide en paroi ou ébullition nucléée de coefficient d'échange d'environ  $5\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ), il n'est pas anormal de constater des fluctuations importantes ( $125\times 10^{-3}\text{ K}$ ) dans ce type d'écoulement. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre IV.

Nous venons de voir que l'amplitude des fluctuations pour une paroi soumise à l'ébullition nucléée est de l'ordre de  $36\times 10^{-3}\text{ K}$  tandis qu'une paroi en contact alternativement avec du gaz et du liquide a des amplitudes de fluctuations environ 4 fois plus importantes. Cette différence de comportement entre une paroi baignée par du liquide ou par un mélange liquide/gaz nous permet d'obtenir des informations sur la nature du fluide en contact avec la paroi dans le voisinage des sondes de température. Nous utiliserons cette méthode dans la suite de l'étude.

### III.3. ÉCOULEMENT SOUS-REFROIDI

#### III.3.1. Présentation des résultats

Nous présentons ici le début de l'ébullition nucléée pour trois débits différents : 2,0, 2,83 et  $5 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ . Tous ces essais ont été effectués avec la cellule E en cuivre précédemment décrite. L'allure des courbes pour chaque débit est assez différente, nous examinerons donc chaque cas en détail.

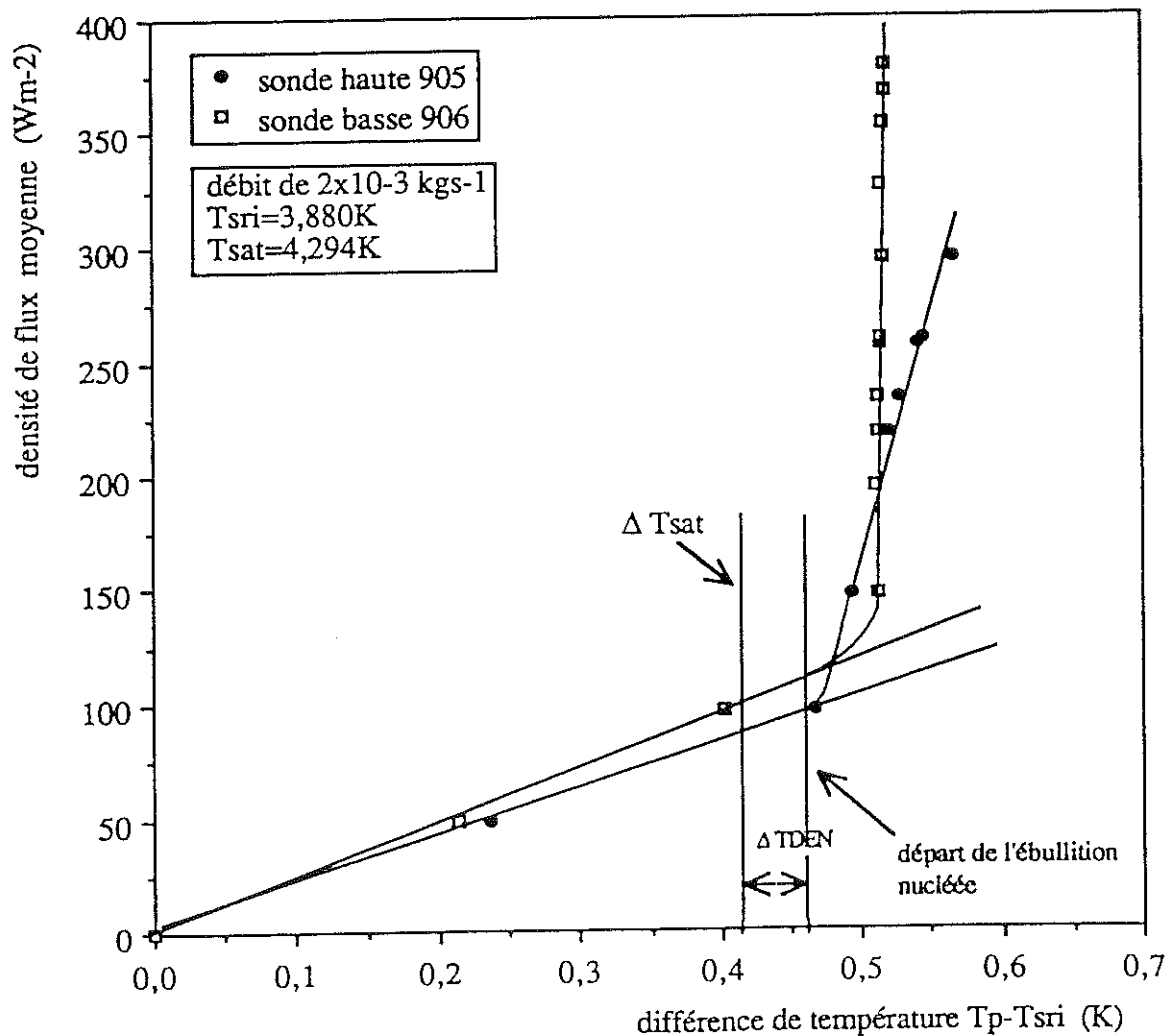


figure III.3 : apparition de l'ébullition nucléée dans un écoulement initialement sous-refroidi

### III.3.1.1. Débit de $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

Dans cette partie nous étudierons un écoulement initialement monophasique de débit  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , sous-refroidi initialement à  $T_{\text{sri}} = 3,880 \text{ K}$ . La température de saturation étant de  $T_{\text{sat}} = 4,294 \text{ K}$  le sous-refroidissement est de  $\Delta T_{\text{sri}} = T_{\text{sat}} - T_{\text{sri}} = 0,414 \text{ K}$ . La figure III.3 représente l'échauffement  $\Delta T$  de la paroi (température de paroi  $T_p$  moins température initiale du fluide :  $\Delta T = T_p - T_{\text{sri}}$ ) en fonction de la densité de flux de chaleur appliquée sur la cellule. Les deux courbes présentées sont relatives aux sondes haute et basse du milieu de la cellule.

Le début de l'ébullition nucléée correspond, comme nous l'avons vu, à la fin de la partie linéaire où le coefficient d'échange est quasiment indépendant de la densité de flux représentative de l'échange en convection forcée. Il se situe pour les deux sondes à  $\Delta T = 0,462 \text{ K}$ , soit un  $\Delta T_{\text{DEN}} = T_p - T_{\text{sat}} = 0,048 \pm 0,005 \text{ K}$ . Le coefficient d'échange mesuré dans la zone de convection forcée est de  $261 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Celui donné par la formule de Dittus-Boelter vaut  $h_{\text{DB}} = 300 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  soit une erreur d'environ 13%. Sachant que l'erreur sur la mesure de l'échauffement est de 10% et celle sur la densité de flux de 3%, nous sommes dans la barre d'erreur.

Jusqu'au début de l'ébullition nucléée, les sondes haute et basse ont quasiment le même comportement. On note un écart d'environ  $65 \times 10^{-3} \text{ K}$  entre les deux sondes pour une densité de flux de  $100 \text{ Wm}^{-2}$ . Par la suite les deux sondes se comportent différemment.

La sonde basse garde un échauffement assez faible caractéristique d'un échange thermique par ébullition nucléée. La sonde haute, elle, s'échauffe de façon plus importante.

L'analyse des fluctuations temporelles de la température (voir figure III.4) nous montre qu'à partir de  $100 \text{ Wm}^{-2}$  et jusqu'à  $300 \text{ Wm}^{-2}$  la sonde haute voit ses fluctuations augmenter de façon significative. La sonde basse garde un niveau de fluctuations constant aux alentours de  $40 \times 10^{-3} \text{ K}$ . Or, l'étude des fluctuations de la température de paroi nous a montré que de telles fluctuations pour la sonde haute traduisaient une présence de gaz et de liquide en paroi. Le bas du tube est toujours le siège de l'ébullition nucléée expliquant la constance de l'amplitude de ses variations de température. Donc, dès l'apparition de l'ébullition nucléée le

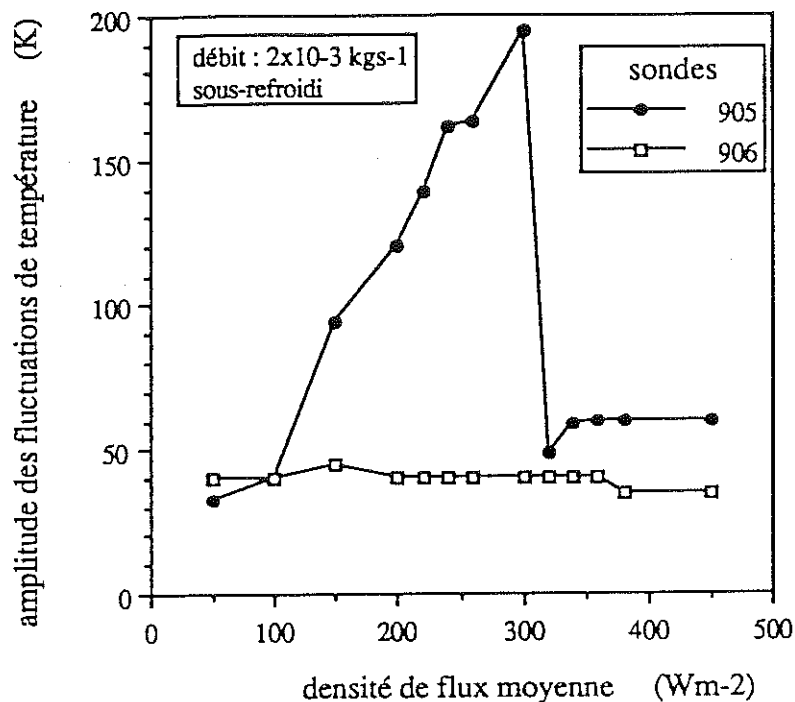


figure III.4 : amplitude des fluctuations de température en fonction de la densité moyenne de flux

haut du tube n'est plus uniquement en contact avec du liquide mais également avec du gaz, ce qui détériore l'échange thermique et se traduit par des pentes différentes  $q(\Delta T)$  pour ces deux sondes.

Si l'on continue d'augmenter le chauffage (voir figure III.5), on constate que la sonde haute subit un échauffement brusque de 0,59 K pour un flux de  $300 Wm^{-2}$ . La sonde basse reste en contact avec du liquide et ne subit pas un tel échauffement.

Ce phénomène s'accompagne d'un changement des fluctuations de la sonde haute. Ces amplitudes (voir figure III.4) pour des densités de flux supérieures ou égales à  $320 Wm^{-2}$  redeviennent du même ordre de grandeur en haut et en bas ( $48 \times 10^{-3} K$  pour la sonde haute et  $40 \times 10^{-3} K$  pour la sonde basse). La paroi haute du tube est donc en contact avec un fluide monophasique, du gaz en l'occurrence. La présence de gaz en haut du tube est confirmée par la sonde 909 située dans le manchon en inox à la fin de la partie chauffante (voir figure III.5).

Cette sonde qui est dans la partie non chauffée de la cellule a un échauffement de 0,5 K supérieur à la saturation ( $\Delta T_{sat} = 0,414 K$ ). Nous savons grâce au modèle numérique que cette sonde n'est pas chauffée par conduction. Il s'est donc formé lors de cette "crise" à  $300 Wm^{-2}$

un film de gaz en paroi haute qui s'échauffe au contact de la paroi et dont on mesure la température à la fin de la cellule avec la sonde 909.

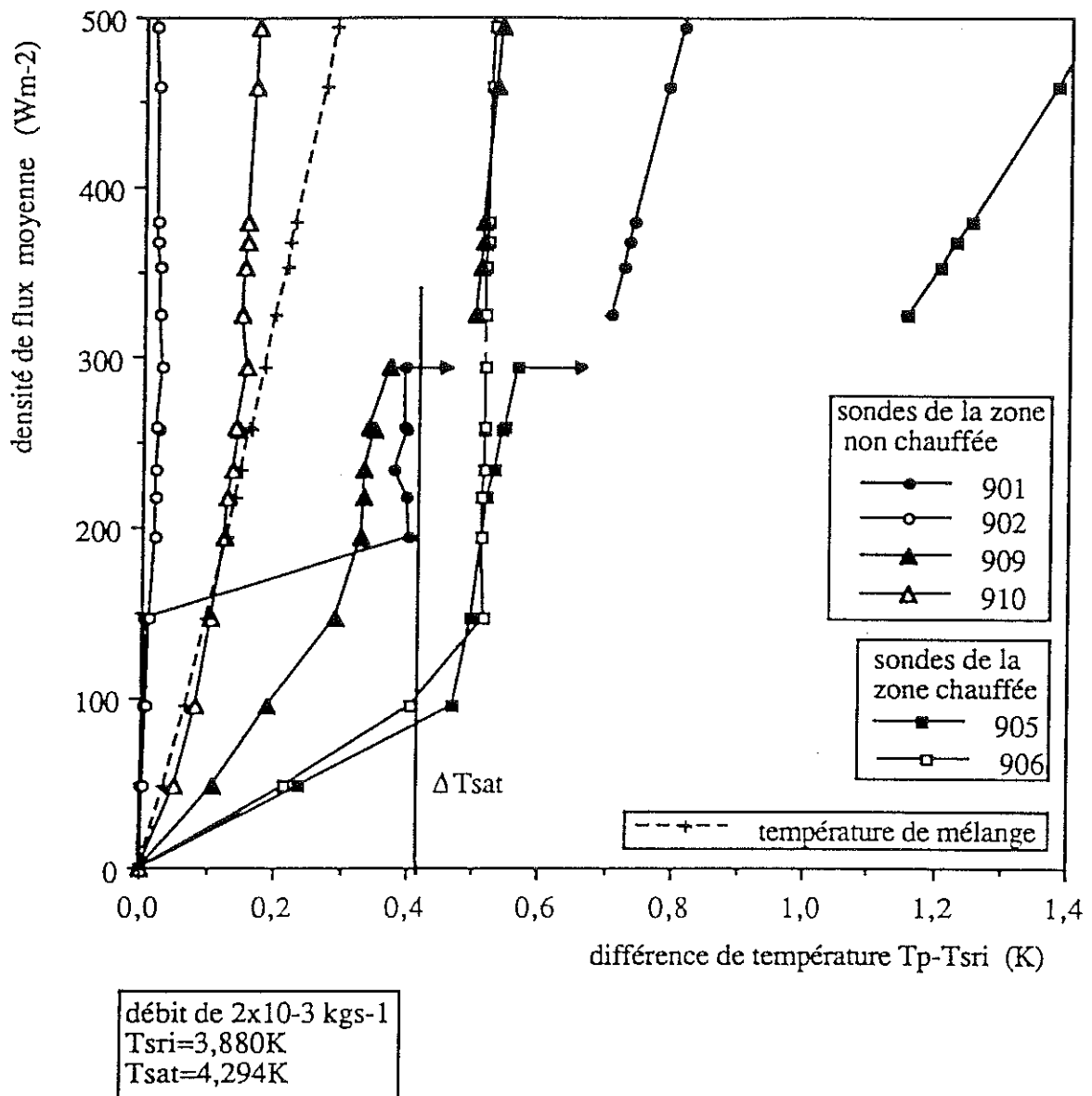


figure III.5 : échauffement des sondes de la cellule E en cuivre

La sonde 910 située dans le bas du tube au même niveau que la sonde 909 mesure une température inférieure à la saturation, ce qui est normal car l'écoulement est encore sous-refroidi en moyenne. Il y a donc un échange entre la couche de liquide pariétale surchauffée et le coeur de l'écoulement. La sonde 910 est placée après le chauffage et la couche de liquide surchauffé a eu le temps d'échanger avec le coeur de l'écoulement. Nous constatons également que pour des densités de flux inférieures à  $320 \text{ Wm}^{-2}$  la sonde 910 mesure la température de



mélange mais que pour un chauffage supérieur elle devient plus froide. Ceci traduit une réorganisation de l'écoulement car du liquide venant du coeur de l'écoulement est venu plus près de la paroi.

Cette réorganisation de l'écoulement se retrouve également sur les sondes placées avant la zone de chauffage. La sonde 901 devrait rester à la température d'entrée du fluide or on constate sur la figure III.5 que dès  $150 \text{ Wm}^{-2}$ , c'est-à-dire quasiment au début de la nucléation, elle s'échauffe pour presque venir à la saturation. Puis à  $300 \text{ Wm}^{-2}$  elle subit une élévation de température semblable à celle de la sonde 905. Son échauffement est alors de  $0,7 \text{ K}$ , bien supérieur à  $T_{\text{sat}}$ . Le modèle numérique décrit au chapitre précédent nous assure que la sonde 901 ne peut pas être chauffée par conduction. Une poche de gaz chaud est donc venue à contre courant se former dans la zone de la sonde 901. La sonde 902 placée en bas du tube ne subit pas d'échauffement.

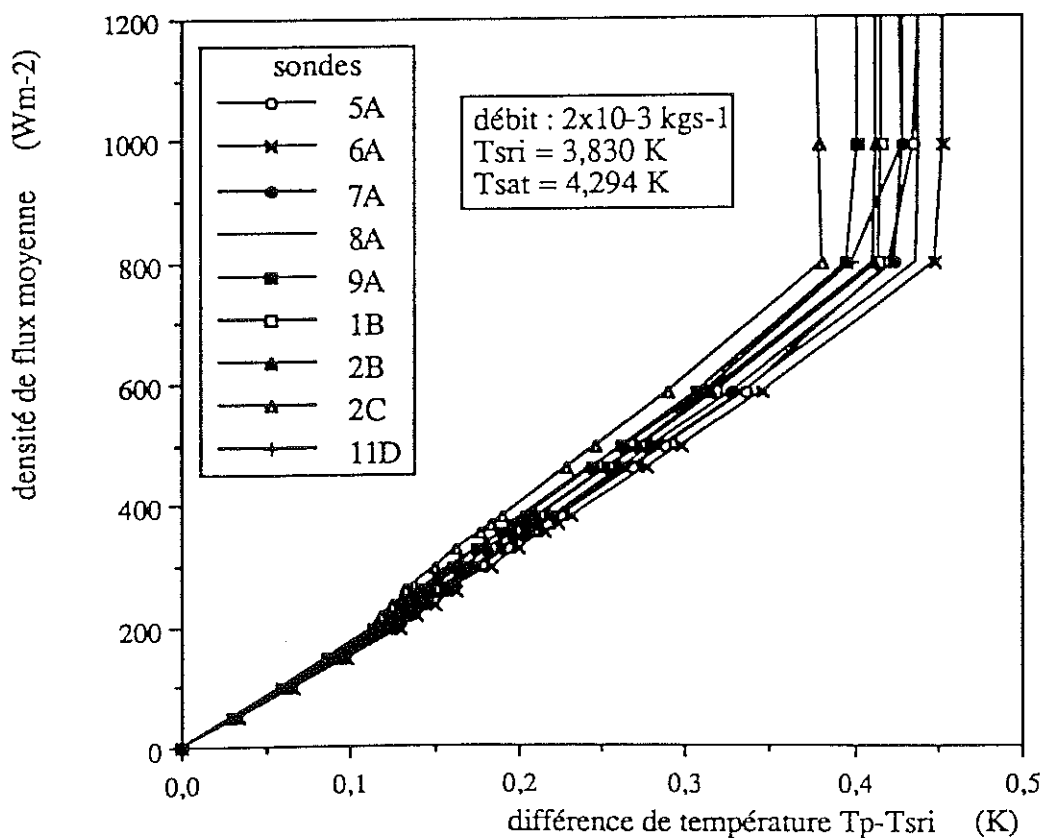


figure III.6 : échauffement moyen du fluide sous-refroidi après la zone de chauffage en fonction de la densité de flux de chauffage de la zone chauffée

L'écoulement devient totalement saturé à un flux de  $770 \text{ Wm}^{-2}$  (voir figure III.6). Le décalage que l'on note entre les sondes ne présente pas de caractère organisé et on peut l'attribuer à la précision de la mesure (voir à ce sujet la précision expérimentale de la mesure au chapitre II).

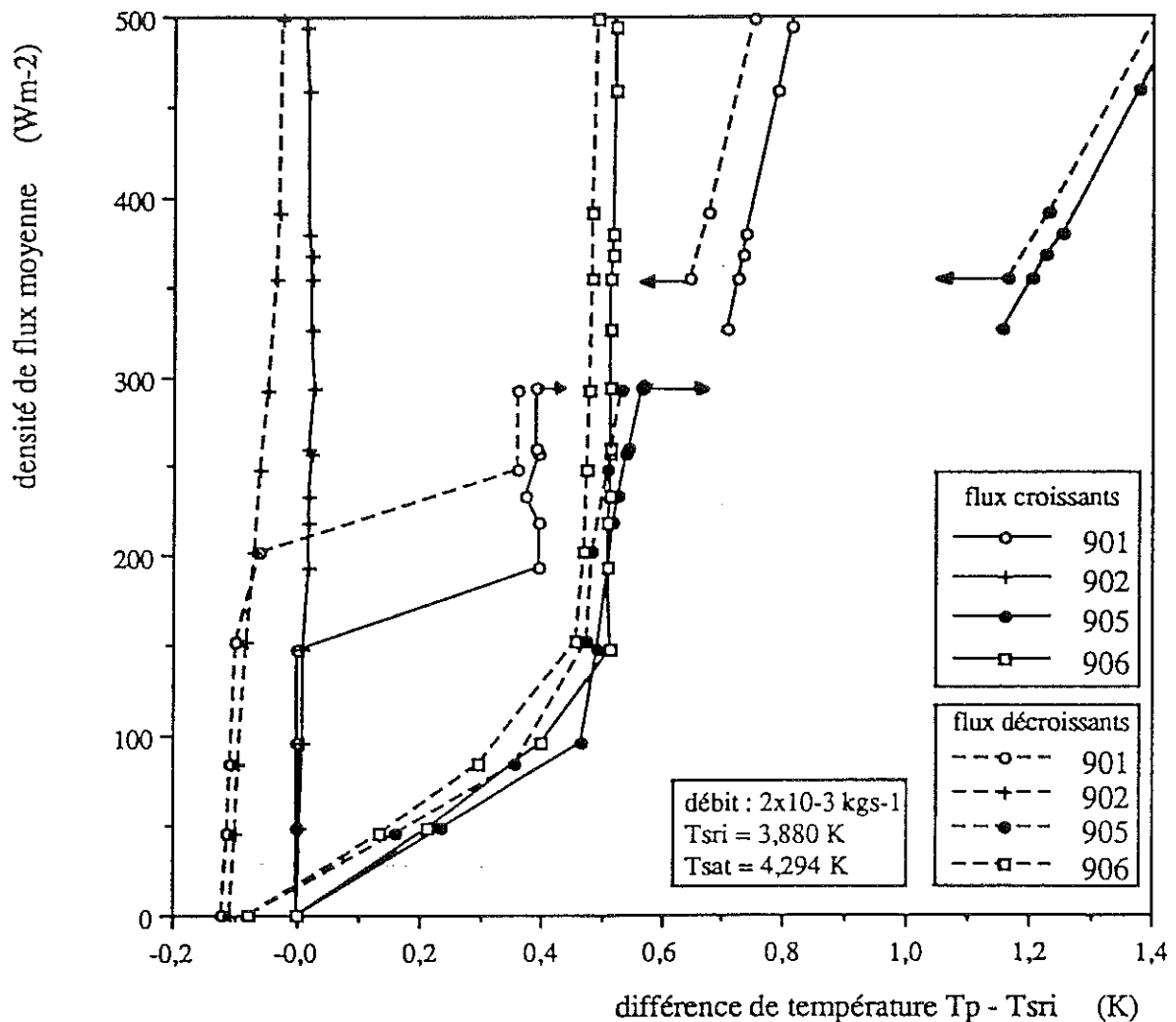


figure III.7 : boucle d'hystérésis à flux croissants et décroissants

Nous avons également tracé des courbes à flux décroissants (voir figure III.7). On note un décalage systématique d'environ  $0,1 \text{ K}$  des courbes à flux décroissants par rapport aux flux croissants. Il est probablement dû à une dérive générale de la pression durant les quelques heures de la manipulation. Bien que ces courbes soient sujet à caution elles présentent clairement l'absence d'hystérésis vers la densité de flux de  $300 \text{ Wm}^{-2}$ . La sonde 901 fait exception car elle revient à un échauffement nul pour une densité de flux d'environ  $220 \text{ Wm}^{-2}$ .

tandis qu'elle s'échauffait dès  $150 \text{ Wm}^{-2}$  pour les flux croissants. Cette absence d'hystérésis semble indiquer qu'il ne s'agit pas d'une crise d'ébullition car celles-ci s'accompagnent d'un effet d'hystérésis

### III.3.1.2. Débit de $2,83 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

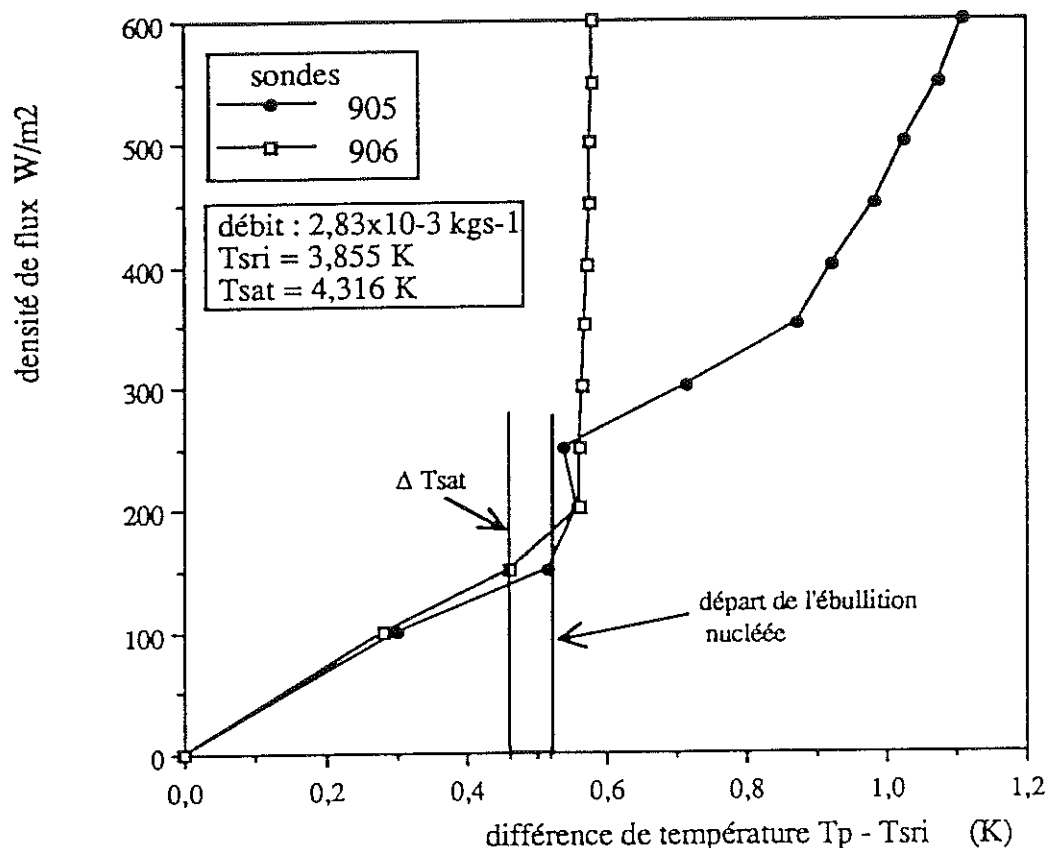


figure III.8 : échauffement de la paroi de la cellule E et apparition de l'ébullition nucléée

Pour un débit de  $2,83 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , à température initiale du liquide sous-refroidi de  $T_{\text{sri}} = 3,855 \text{ K}$  ( voir figure III.8), avec une température de saturation de  $T_{\text{sat}} = 4,316 \text{ K}$  soit une différence  $\Delta T_{\text{sri}} = 0,461 \text{ K}$ , le début de l'ébullition nucléée intervient pour un échauffement de la paroi d'environ  $0,52 \text{ K}$  soit  $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,06 \text{ K}$ . On note ici un  $\Delta T_{\text{DEN}}$  supérieur à celui obtenu pour un débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  ( $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,048 \text{ K}$ ), ce qui confirme la dépendance du début de l'ébullition avec le débit. Le coefficient d'échange dans la zone de convection forcée est de  $351 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et celui calculé par la formule de Dittus-Boelter est égal à  $390 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  ce qui est cohérent avec les marges d'erreur et le résultat précédent.

Les sondes 905 et 906 affichent un écart d'environ  $55 \times 10^{-3}$  K pour une densité de flux de  $150 \text{ Wm}^{-2}$ , soit 11%. Il est plus faible que pour le cas du débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  où il était de 15%.

Jusqu'à une densité de flux de  $250 \text{ Wm}^{-2}$ , les sondes haute et basse ont quasiment un comportement identique. L'amplitude des fluctuations temporelles de la température est de  $34 \times 10^{-3}$  K pour les deux sondes jusqu'à cette densité de flux. On peut supposer qu'il existe un film de liquide dans le haut du tube permettant l'ébullition nucléée. Pour une densité de flux de  $300 \text{ Wm}^{-2}$  la sonde haute voit ses fluctuations augmenter ( $75 \times 10^{-3}$  K) traduisant la détérioration de ce film de liquide et la présence de gaz en paroi. Pour le débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , le gaz venait en contact avec la paroi dès l'apparition de l'ébullition puis il y avait formation à  $300 \text{ Wm}^{-2}$  d'un film de gaz permanent. Nous n'assistons pas ici à la formation de ce film permanent de gaz.

### III.3.1.3. Débit de $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

Pour un écoulement sous-refroidi de débit de  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , de température initiale  $T_{\text{sri}} = 4,145$  K et de température de saturation  $T_{\text{sat}} = 4,379$  K (soit  $\Delta T_{\text{sri}} = 0,234$  K, voir figure III.9), l'ébullition nucléée apparaît pour un échauffement de paroi de  $0,307$  K soit un  $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,073$  K. Le coefficient d'échange dans la zone purement sous-refroidie est de  $658 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et celui de Dittus-Boelter de  $691 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , soit un écart de 5%.

Les sondes haute et basse présentent un écart de  $15 \times 10^{-3}$  K pour  $240 \text{ Wm}^{-2}$  soit 5%. Il est plus faible que pour les débits inférieurs.

Une fois l'ébullition nucléée totalement développée, on constate une diminution de la température de paroi d'environ  $10 \times 10^{-3}$  K que l'on peut attribuer à l'amélioration de l'échange thermique due à l'activation de tous les sites de nucléation qui suppléent à la convection forcée. L'ébullition nucléée se poursuit en haut et en bas du tube jusqu'à une densité de flux de  $650 \text{ Wm}^{-2}$ . L'amplitude des fluctuations des deux sondes avant ce flux est d'environ  $45 \times 10^{-3}$  K. La sonde haute pour une densité de flux de  $900 \text{ Wm}^{-2}$  a des fluctuations d'amplitude de  $70 \times 10^{-3}$  K, traduisant la présence de gaz en paroi. Le film liquide permettant

une ébullition dans le haut du tube se maintient donc jusqu'à  $650 \text{ Wm}^{-2}$ , valeur plus importante que pour les débits précédents.

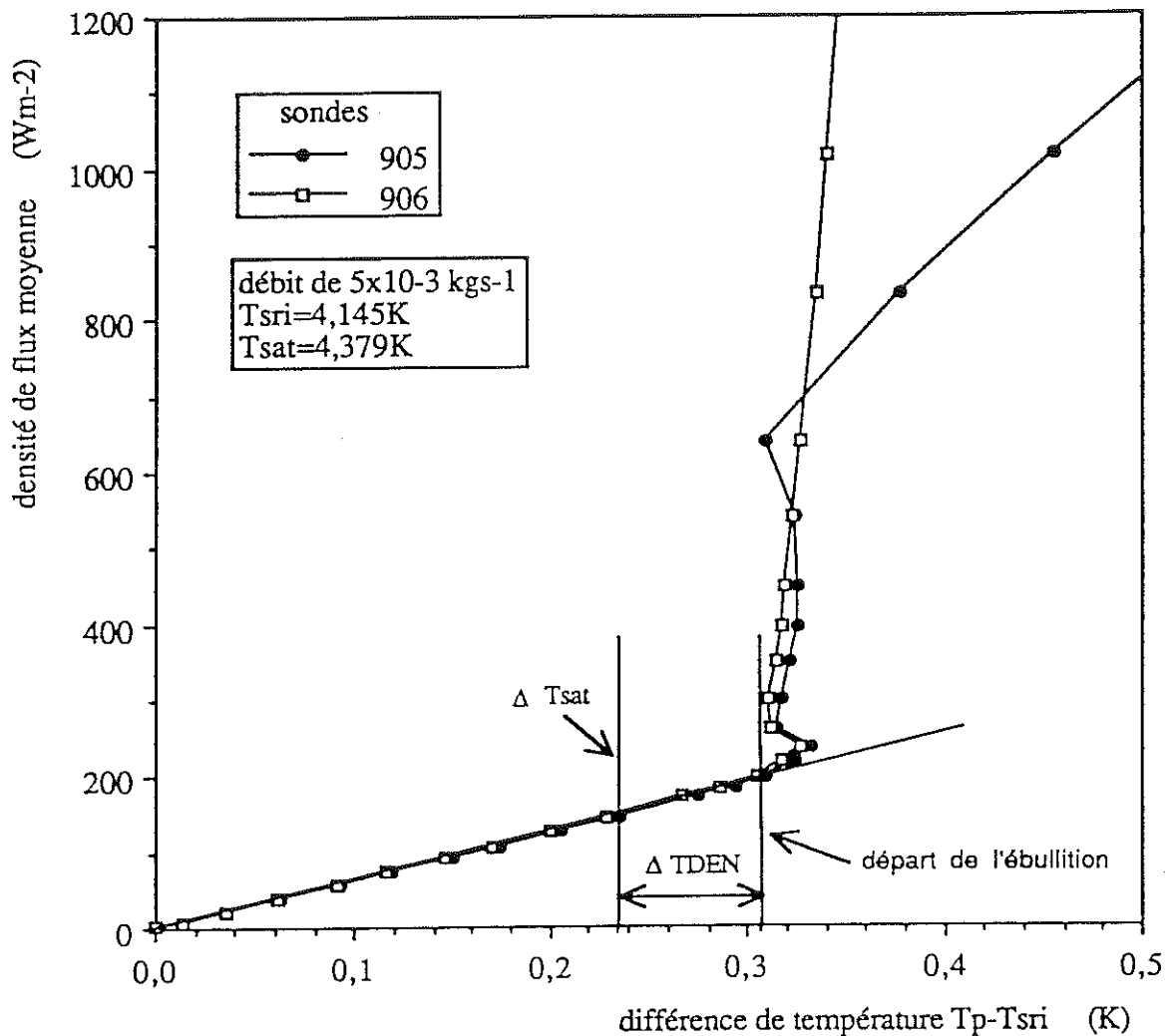


figure III.9 : début de l'ébullition nucléée pour un débit de  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

### III.3.2. Comparaison avec des résultats similaires obtenus par M. Mahé

Les travaux de M. Mahé<sup>(11)</sup> sont très intéressants car ils comportent une étude du début de la nucléation dans une cellule en cuivre de même longueur que la nôtre. De plus nos travaux ont été effectués sur la même boucle expérimentale, ce qui permet de faire des comparaisons fines. La figure III.10 présente le début de l'ébullition nucléée pour un débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un sous-refroidissement de  $0,250 \text{ K}$  obtenu par M. Mahé. La mesure des températures

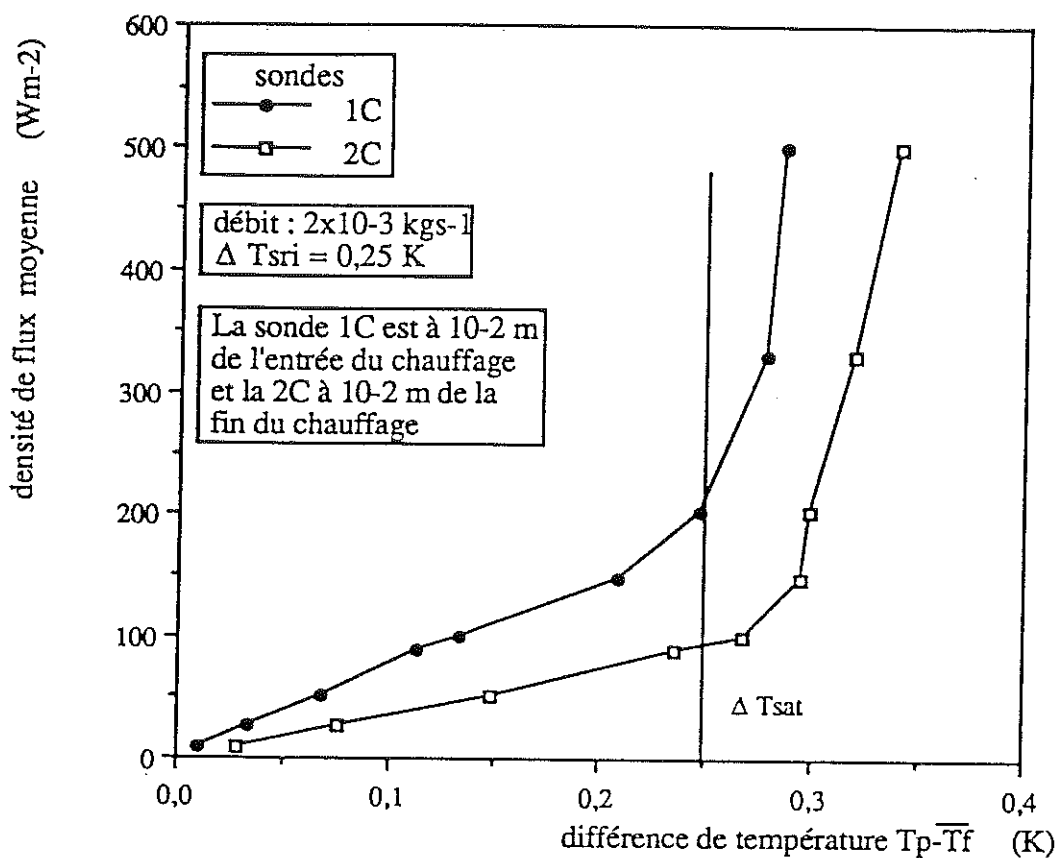


figure III.10 : apparition de l'ébullition nucléée, courbes établies par M. Mahé

s'effectue dans son cas uniquement sur le haut du tube et à des distances de  $1D$  (sonde 1C) et de  $14D$  (sonde 2C) du début du chauffage. La crise que l'on constate lors de nos expériences ne se produit pas ici. Le seul paramètre, outre la cellule de mesure, qui ait changé entre les deux expériences est la courbure du conduit avant la cellule de mesure. Cette courbure du conduit était moins importante dans le cas de M. Mahé. Or nous avons vu au chapitre II que le fait d'avoir une courbure importante perturbait fortement la géométrie de l'écoulement. La déstabilisation de l'écoulement doit favoriser la formation d'un film de gaz dans le haut de la cellule au détriment des films de liquide. La présence de gaz sur la sonde 901 située avant la zone chauffante tend à confirmer l'hypothèse de perturbation de l'écoulement par le virage. En effet un coude perturbe à la fois l'aval et l'amont de celui-ci. Il n'est donc pas illogique de penser que cette poche venue à contre-courant soit due à un effet du coude. La sonde 902 située dans le bas du tube ne subit pas d'échauffement. De plus l'absence d'hystérésis dans cette

région indique qu'il ne s'agit pas d'une crise d'ébullition car celles-ci s'accompagnent d'un effet d'hystérésis et étaye ainsi l'hypothèse de la perturbation hydraulique.

Les sondes 905 et 906 présentent dans la partie convection forcée en fluide monophasique un décalage diminuant avec l'augmentation du débit. Nous avons vu au chapitre II que le coefficient d'échange sur l'extérieur d'une conduite courbe était d'environ 1,5 fois plus élevé que sur la paroi intérieure. On peut dès lors supposer que la différence entre les deux sondes est un effet du coude. Cet effet s'estompe avec l'augmentation du débit vraisemblablement à cause d'une plus forte turbulence de l'écoulement.

M. Mahé trouve pour un débit de  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , dans les mêmes conditions et de sous-refroidissement initial que les nôtres et pour une paroi en cuivre, un début d'ébullition à  $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,24 \text{ K}$ , valeur nettement supérieure à celle trouvée dans notre expérience. Cette différence peut s'expliquer par la présence du virage qui modifie l'écoulement. Le coude à l'entrée de la cellule perturbe l'établissement de la couche limite thermique et elle s'établit au niveau de nos sondes de mesure 905 et 906. M. Mahé n'avait pas de virage aussi important dans son expérience, la couche limite n'était donc pas développée au niveau des sondes de température et donc plus fine. Sachant l'importance de la couche limite thermique sur le début de la nucléation, il est normal dans notre cas où la couche limite est plus épaisse, de trouver des densités de flux et des  $\Delta T_{\text{DEN}}$  plus faibles pour obtenir le début de l'ébullition nucléée.

On peut également comparer l'échauffement de début d'ébullition nucléée trouvé à celui théorique donné par la formule I.24 dans le cas du débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ .

#### Application numérique :

Dans nos conditions d'expérience on a :

$$T_{\text{sat}} = 4,294 \text{ K}$$

$$\sigma = 0,80191 \cdot 10^{-4} \text{ Nm}^{-1}$$

$$L_v = 20300 \text{ Jkg}^{-1}$$

$$\lambda_l = 0,018701 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

$$\text{d'où } \Delta T_{\text{DEN}} = 6,49 \times 10^{-3} \text{ K}$$

$$\rho_v = 18,058 \text{ kgm}^{-3}$$

$$q_{\text{DEN}} = 105 \text{ Wm}^{-2}$$

L'échauffement  $\Delta T_{\text{DEN}}$  donné par la formule théorique I.24 est bien plus faible que celui trouvé expérimentalement. La théorie de Hsu et Graham ne tient pas compte de la rugosité de la paroi, or les bulles se forment sur les sites de nucléation, elles ont donc un rayon imposé par la paroi. Expérimentalement<sup>[1.1]</sup> on mesure des bulles d'environ 0,2 mm de diamètre, taille beaucoup plus importante que le diamètre minimum prévu par la théorie. Il faut donc chauffer plus fortement la paroi pour atteindre le début de l'ébullition nucléée. De plus il est probable que les conditions expérimentales correspondent au détachement de la bulle et non pas simplement à sa formation, critère uniquement pris en compte dans les équations.

### III.3.3. Influence de la conductibilité thermique

Un paramètre important dans le début de l'ébullition nucléée est la conductibilité de la paroi. Mead et al.<sup>[III.5]</sup> font état d'une surchauffe de paroi d'environ 10% plus importante sur des parois en inox que sur celles en cuivre pour démarrer l'ébullition nucléée dans le cas de l'eau. M. Mahé a également étudié le début de l'ébullition pour de l'inox et du cuivre dans les mêmes conditions de débit et de sous-refroidissement. Elle trouve un  $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,3$  K pour l'inox et  $\Delta T_{\text{DEN}} = 0,24$  K pour le cuivre pour un écoulement de  $5 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> et de sous-refroidissement initial de 0,225 K. Ce résultat s'explique grâce à l'amélioration de l'échange thermique aux alentours des sites de nucléation. Le cuivre, bon conducteur de la chaleur, favorise les flux de chaleur par conduction des endroits chauds vers ceux où l'échange local est bon diminuant ainsi localement la température. La densité de flux locale sur un site de nucléation doit être la même pour les deux parois. Cette densité de flux locale correspond dans le cas de l'inox à celle globale déposée sur la cellule car la conduction est inexistante pour ce matériau. Pour le cuivre, la bonne conductibilité thermique permet de concentrer localement la densité de flux pour arriver au flux de début de l'ébullition nucléée autour des sites avec une densité de flux moyenne plus faible. Nous verrons des mécanismes similaires pour des gouttes en paroi dans le chapitre IV.



### III.3.4. Conclusion sur les écoulements sous-refroidis et le début de la nucléation

Nous trouvons des échauffements de paroi pour le début de l'ébullition nucléée par rapport à la température de saturation de l'ordre de 0,08 K. Ces échauffements sont plus faibles que ceux obtenus par M. Mahé car nous avons une couche limite thermique développée. Nous mesurons également un effet du débit sur ces échauffements comme l'indique la figure III.11. L'augmentation du débit massique affine la couche limite thermique ce qui oblige à plus de chauffage pour obtenir le début de l'ébullition nucléée. Nous avons également mis en évidence l'influence du matériau sur le début de la nucléation. Grâce aux flux de conduction importants dans le cuivre, l'échauffement de la paroi nécessaire au début de l'ébullition nucléée est plus faible que dans le cas de l'inox. Enfin, nous avons constaté que pour les faibles débits le coude présent en amont de la cellule perturbait la géométrie de l'écoulement au niveau des sondes de mesure de la température et par conséquent modifiait la réponse thermique de celles-ci. Cet effet ne se manifeste pas à des débits plus élevés.

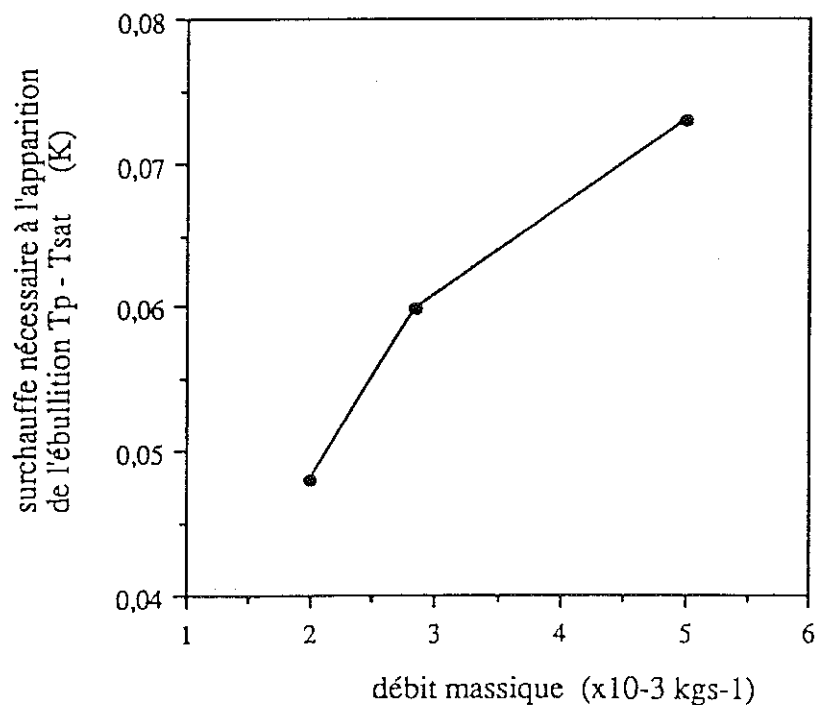


figure III.11 : effet du débit sur la surchauffe de paroi nécessaire à l'apparition de l'ébullition nucléée

### III.4. ECOULEMENTS DIPHASIQUES

Il n'est pas inintéressant ici de resituer le but de cette étude. Le but général est la connaissance du comportement thermique d'une conduite chauffée en cuivre parcourue par différents types d'écoulements diphasiques.

Dans le cas d'un échange en bain, on peut considérer que l'on a qu'une phase en contact avec la paroi, il n'existe pas en général une partie de la paroi en contact avec de la vapeur et l'autre avec du liquide. C'est un problème essentiellement à une dimension. Le fait de travailler avec des écoulements diphasiques introduit une complexité supérieure car il y a coexistence sur la paroi intérieure du tube à la fois du gaz et du liquide (voir la présentation des configurations d'écoulement au chapitre I). La paroi est donc en contact avec soit du liquide pur, soit avec du gaz sec ou du gaz humide chargé en gouttes de liquide, augmentant encore la diversité des cas rencontrés. Le coefficient d'échange local dépend fortement de la nature du fluide en paroi. Afin d'étudier cette dépendance des études ont été effectuées par M. Mahé [1.1] avec une paroi en inox refroidie par les divers écoulements diphasiques que l'on peut rencontrer. L'inox, mauvais conducteur de la chaleur permet d'avoir une densité de flux uniforme sur toute la section du tube. La température locale de la paroi est alors le reflet exact du fluide en contact avec elle à travers un coefficient d'échange. Cette cellule est un excellent moyen de "visualiser" l'écoulement. Mais l'inox est un matériau qui est peu employé dans les circuits de réfrigération.

Dans les applications industrielles, les conduites contenant l'hélium peuvent être en inox mais également en cuivre ou en aluminium, donc constituées de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Nous nous sommes donc penchés sur le problème de l'échange thermique avec de telles parois et plus précisément avec une paroi en cuivre. Quelles sont les différences engendrées par la conduction dans la paroi et quelles sont les conséquences pour l'utilisateur?

Pour répondre à ces questions nous avons élaboré la cellule E qui a été présentée dans le chapitre précédent. La modélisation présentée sommairement au chapitre II permet déjà de dire que les densités de flux locales ne sont pas uniformes. Il s'agit ici maintenant de présenter les résultats expérimentaux obtenus et qui sont la base de notre étude. Tout au long de cette

présentation l'accent sera mis sur la différence de comportement entre une paroi en inox et en cuivre. Ces différences seront analysées et en partie expliquées dans le chapitre IV.

Il est nécessaire de garder à l'esprit les particularités de notre expérience décrites dans le chapitre II. En effet, nous avons vu que la courbure à l'entrée de la cellule modifiait l'écoulement et donc la réponse thermique de la cellule. D'autre part, le fait de chauffer la cellule par un fil bobiné ne permet pas un dépôt de chaleur uniforme, ce qui complique les résultats et rend leur interprétation quantitative plus délicate. Néanmoins, la démarche et les résultats qualitatifs sont largement généralisables.

Nous avons pris le parti de présenter les résultats sous forme "brute" c'est à dire avec les paramètres (densité de flux moyenne  $\Delta T$  extérieur) pratiquement usités. Notamment toutes les courbes qui suivent sont présentées avec en ordonnée la densité de flux moyenne  $q$ . Il s'agit de la puissance  $Q$  déposée divisée par la surface intérieure  $S_i$  de la cellule :  $q = Q/S_i$ . Nous savons qu'il existe des flux de conduction importants dans la paroi et donc que les densités de flux réelles locales qui arrivent sur le fluide peuvent être très différentes. Mais d'un point de vue pratique, l'utilisateur dépose une certaine quantité de chaleur sur une surface donnée, la densité de flux moyenne que l'on a considérée est ainsi l'information qui lui est nécessaire. Le calcul de la densité de flux réelle n'est pas possible explicitement. L'analyse de ce problème est effectuée au chapitre IV.

De même, la différence de température  $\Delta T$  portée en abscisse sur les courbes d'échauffement correspond à la différence entre la température de paroi extérieure  $T_p$  et la température de saturation  $T_{sat}$ ,  $\Delta T = T_p - T_{sat}$ . Usuellement les courbes dites d'échange de chaleur  $q(\Delta T)$  utilisent  $\Delta T = T_p - T_m$  où  $T_m$  est la température de mélange du fluide. Dans ce cas le coefficient d'échange vaut  $q/\Delta T$ . Il est assez difficile ici de définir la température de mélange. Pour la zone liquide elle peut sans trop d'erreur est prise égale à celle du liquide. Par contre pour la zone gaz le problème est beaucoup plus délicat car le gaz est chargé en gouttelettes de liquide qu'il faut prendre en compte. La concentration en gouttes varie également au cours du temps, il faudrait donc définir une température de mélange moyennée temporellement. De plus la veine gazeuse n'est pas de section constante dans le temps car

l'interface n'est pas strictement rectiligne et évolue dans le temps. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas des régimes intermittents. Pour remédier à ce problème nous considérerons que la température de mélange dans la zone gazeuse est elle aussi égale à la température de saturation. Dans notre présentation des résultats, nous avons porté la densité de flux moyenne en fonction de la différence de température  $\Delta T = T_p - T_{sat}$ , ce n'est donc pas strictement une courbe d'échange et notamment la pente de la droite ne donne pas le coefficient d'échange. Ces courbes permettent néanmoins d'obtenir les valeurs des flux moyens de crise et de localiser les changements de pente des courbes qui traduisent une modification de l'échange en paroi. Elles permettent également d'observer les cycles d'hystérésis. Avec l'aide des modèles numériques donnant la densité de flux locale ainsi que la température de paroi intérieure, nous calculerons des coefficients d'échange au chapitre IV.

Afin de mettre l'accent sur l'originalité des résultats expérimentaux obtenus avec la cellule en cuivre et de donner des ordres de grandeur, nous présentons brièvement les résultats obtenus avec une paroi en inox en convection forcée et pour un bain.

### **III.4.1. Courbes caractéristiques des échanges thermiques en hélium**

#### **III.4.1.1. Courbe d'échauffement en bain**

De nombreux paramètres, tels que température du bain, orientation de la surface, rugosité de la paroi... influent sur le transfert thermique. Néanmoins on peut proposer la courbe de la figure III.12 comme une courbe typique traduisant l'échange thermique en bain.

L'ordre de grandeur du passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film (crise d'ébullition) se situe pour une densité de flux d'environ  $10\ 000\ \text{Wm}^{-2}$  (flux critique) pour un échauffement de 1 K. Dans la zone d'ébullition en film, la couche de gaz présente entre la paroi et le liquide entraîne un échauffement important de la paroi de l'ordre de 10 K. Le saut en température de la paroi est typique de la crise d'ébullition.

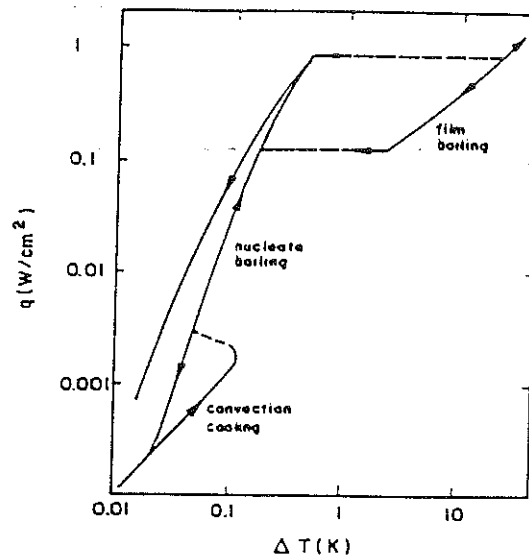


figure III.12 : courbe typique d'échange en bain

III.4.1.2. Courbe d'échauffement en convection forcée pour une paroi en inox

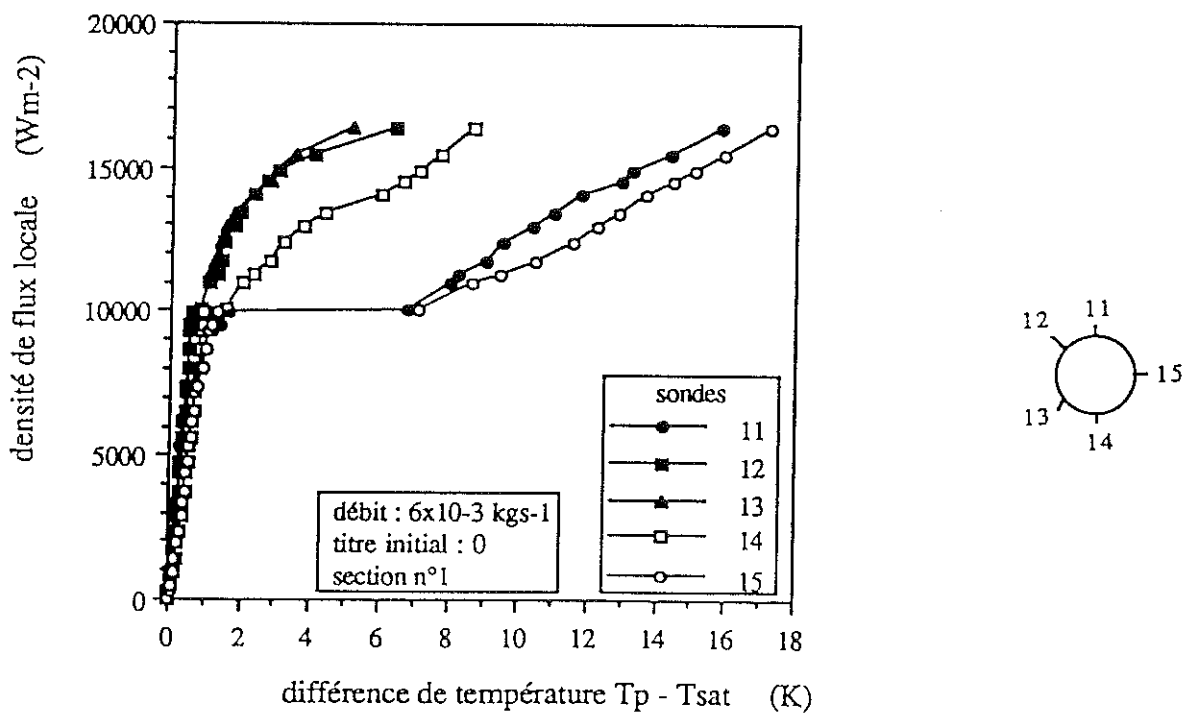


figure III.13 : courbe d'échauffement d'un paroi en inox (M. Mahé)

L'échange thermique en convection forcée avec un fluide diphasique est beaucoup plus complexe car la phase liquide n'a pas le même comportement que la phase gazeuse. La figure

choisie (voir figure III.13) pour illustrer ce paragraphe correspond à un écoulement de débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un titre massique initial nul pour la cellule en acier inox présentée dans l'annexe I. Cette courbe a été tracée M. Mahé<sup>[11]</sup>. L'échange thermique est du même ordre de grandeur pour les sondes hautes et basses jusqu'au flux critique d'environ  $10\,000 \text{ Wm}^{-2}$ . Nous constatons que la crise d'ébullition est locale car seules les sondes 11 et 15 présentent un échauffement important de l'ordre de 7 K. Les autres sondes voient leur température augmenter régulièrement mais sans saut brutal en température. Cette localisation de la crise est un effet de la mauvaise conductibilité thermique de l'inox. L'échauffement avant la crise est de l'ordre de 1 K. Les valeurs du flux critique et de l'échauffement de la paroi sont comparables à celles obtenues dans le cas d'un bain.

#### III.4.1.3. Echauffement de la phase gazeuse

Enfin, pour achever cette présentation de l'échange thermique avec des écoulements diphasiques, il est nécessaire de souligner l'importance de l'échauffement du gaz contenu dans l'écoulement. Le fait que la paroi n'est pas complètement mouillée par le liquide crée un contact avec le gaz qui s'échauffe alors. La température du gaz est un paramètre important car elle conditionne la détermination du coefficient d'échange dans la zone gaz. Mais l'échauffement du gaz traduit le fait qu'une partie de la puissance déposée sur la cellule est absorbée par le gaz et non pas par vaporisation du liquide. Le titre massique  $x$  en sortie de cellule nous est donc inconnu et c'est un paramètre important de la description des écoulements diphasiques. Cependant, on peut estimer celui-ci en faisant un bilan enthalpique entre l'entrée et la sortie de la cellule. Si l'on considère le gaz à température  $T_g$  uniforme à la sortie de la cellule, on peut écrire que le titre est égal à :

$$x = \frac{x_i [H_g(T_{\text{sat}}) - H_l(T_{\text{sat}})] + Q / m}{H_g(T_g) - H_l(T_{\text{sat}})} \quad (\text{III.2})$$

où  $x_i$  = titre initial

$Q$  = puissance déposée en watt

$m$  = débit en  $\text{kgs}^{-1}$

$H$  = enthalpie en  $\text{Jkg}^{-1}$

Dans le cas de la cellule en cuivre dont nous présenterons les résultats au prochain paragraphe, nous avons en sortie de cellule deux sondes de température (909 et 910) situées sur un manchon inox. L'inox nous permet de mesurer localement la température de paroi et donc d'estimer la température du gaz grâce à la sonde placée en haut (sonde 909). Si l'on considère le gaz à la température moyenne donnée par cette sonde nous pouvons avoir une estimation du titre massique en sortie de cellule. Nous avons calculé le titre massique par la formule III.2 pour deux cas :

débit ( $\text{kgs}^{-1}$ )	flux (W)	densité de flux ( $\text{Wm}^{-2}$ )	titre initial	$T_g$ (K)	$T_{sat}$ (K)	titre avec $T_g \neq T_{sat}$	titre avec $T_g = T_{sat}$
$6 \times 10^{-3}$	4,71	1 000	0	4,45	4,38	0,0385	0,0399
$1,8 \times 10^{-3}$	5,18	1 100	0,6	4,68	4,28	0,6361	0,7412

La variation dans le cas du débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  est d'environ 3,5% tandis qu'elle est de 14% pour le débit de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . Ceci montre qu'a priori l'échauffement du gaz participe de façon non négligeable à l'échange thermique. De plus le gaz chaud est en présence de liquide à la saturation, nous n'avons donc pas équilibre thermodynamique des deux phases. Le problème du retour à l'équilibre des deux phases sera abordé en détail ultérieurement dans ce chapitre.

En résumé, nous avons vu que les températures de paroi dépendent fortement de la géométrie de l'écoulement et notamment pour la sonde haute. Nous allons donc analyser le comportement de la cellule en cuivre pour chaque type d'écoulement : stratifié à vagues, intermittent et dispersé.

### III.4.2. Ecoulements stratifiés à vagues

Ce type d'écoulement est obtenu pour des titres massiques assez importants et pour des débits relativement faibles. Nous avons regroupé sur les figures III.14 trois cas d'échauffement

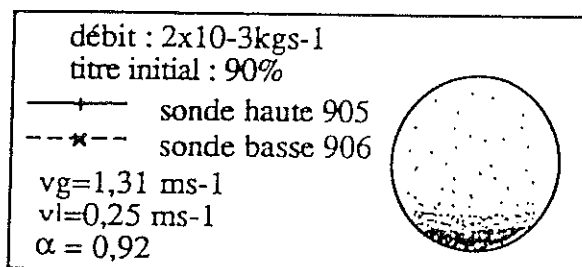
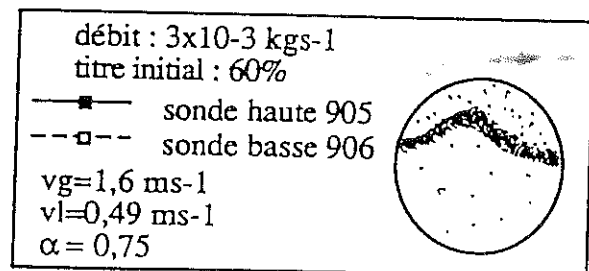
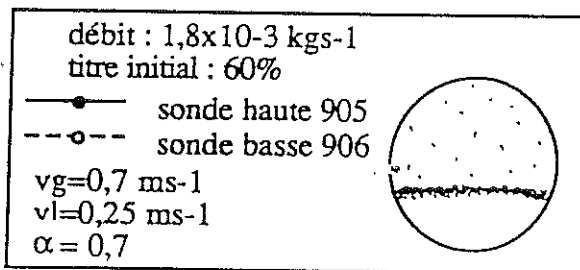
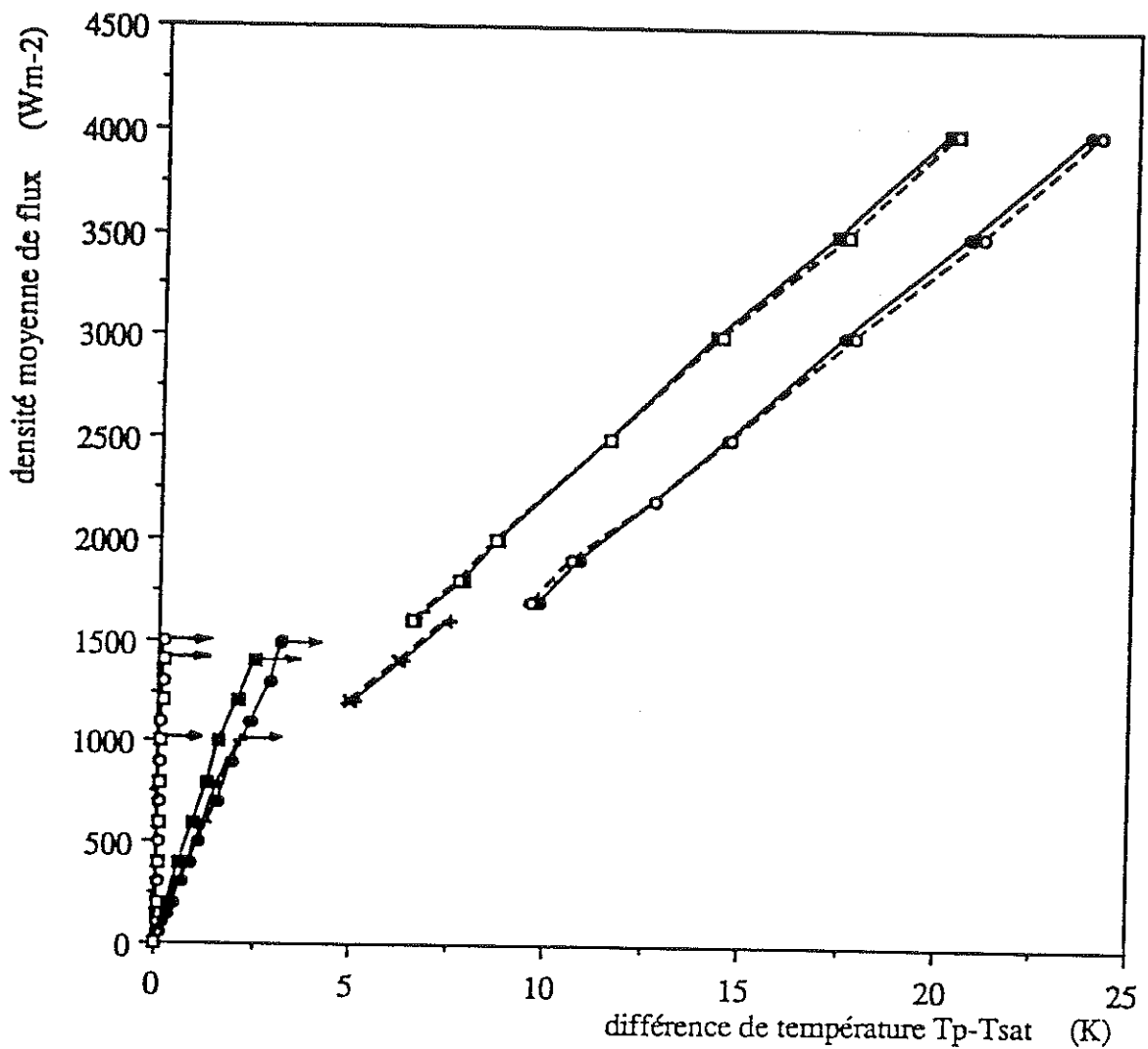


figure III.14a : comparaison des échauffements pour les écoulements stratifiés



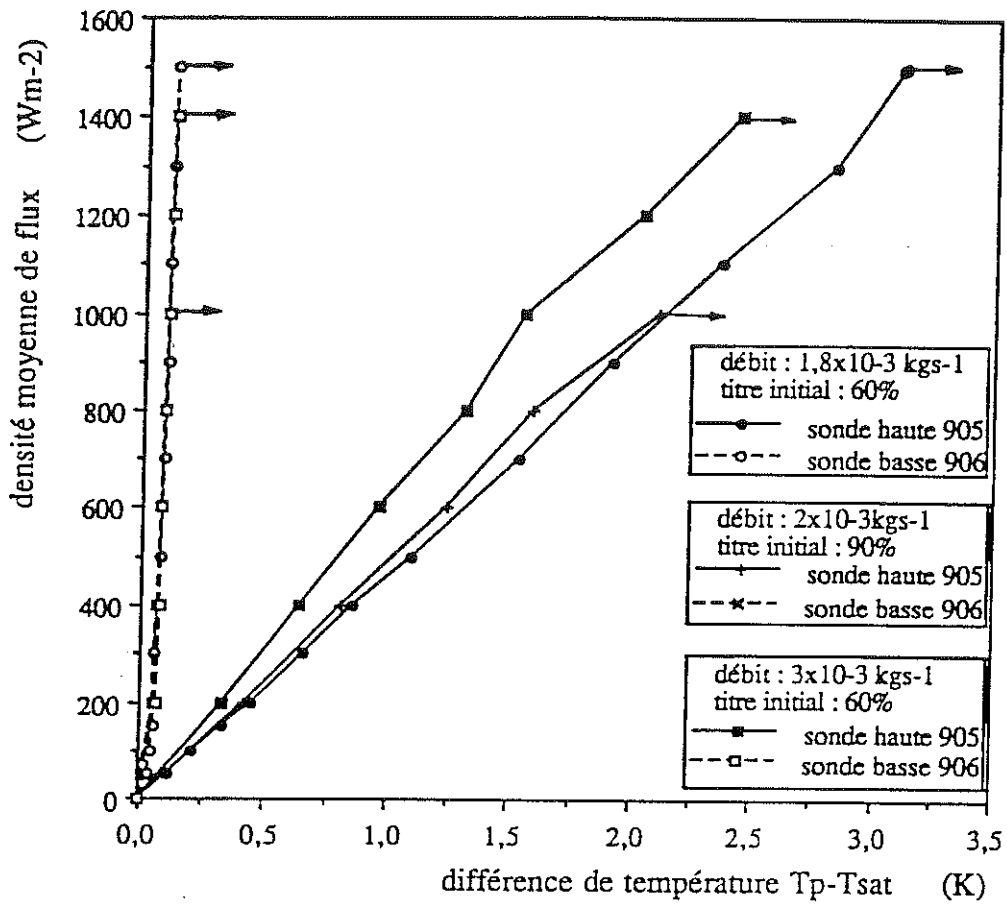


figure III.14b : comparaison des échauffements pour les écoulements stratifiés

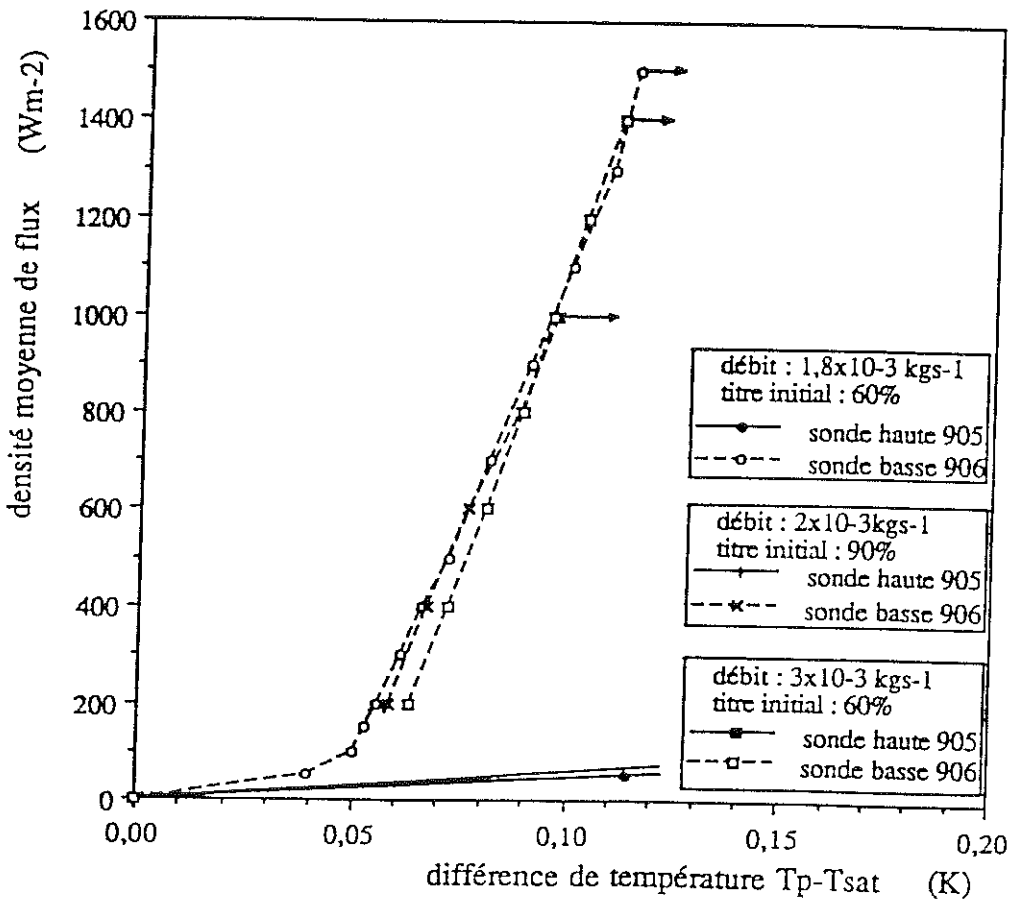


figure III.14c : comparaison des échauffements pour les écoulements stratifiés

de la paroi pour un régime d'écoulement stratifié à vagues. Les courbes comportent deux zones distinctes séparées par la crise d'ébullition (voir figure III.14.a). Nous constatons que pour un titre initial de 60% et pour deux débits différents ( $1,8$  et  $3 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ ) le flux critique est d'environ  $1\,500 \text{ Wm}^{-2}$ . Par contre pour un débit de  $2 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ , donc assez voisin des débits précédents, et un titre initial de 90% le flux de crise vaut  $1\,060 \text{ Wm}^{-2}$ . Il semble donc y avoir un effet du titre assez important sur le flux critique tandis que le débit semble peu l'influencer.

Nous allons examiner chacune des zones séparées par la crise d'ébullition.

#### III.4.2.1. Zone d'ébullition en film

Nous constatons tout d'abord que la crise d'ébullition intervient pour des flux moyens beaucoup plus faibles que dans le cas de la cellule en inox. D'autre part, l'ensemble de la section subit la crise d'ébullition. En effet, les sondes haute et basse subissent un échauffement important caractéristique de la crise d'ébullition. Le fait que la crise soit générale diffère du cas de la cellule en inox où elle était locale.

La température de la paroi dépend de la phase en contact avec elle. Le fait d'avoir sur l'ensemble de la cellule du gaz en paroi assure donc un échauffement similaire sur toute la section. De plus les petites variations de température qui peuvent exister sont effacées grâce à la bonne conductibilité thermique de la paroi (la conductibilité est d'autant plus importante que la température est élevée). Cette isothermie de la section empêche la création de flux de conduction dans la paroi et assure alors une égalité de la densité de flux locale sur l'ensemble de la section qui est de ce fait égale à la densité de flux moyenne.

Il semble y avoir un effet du débit sur la température de paroi, car l'échauffement de celle-ci est plus faible dans le cas d'un débit de  $3 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$  que pour un débit de  $1,8 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$ .

Grâce au manchon inox situé après la zone de chauffage, on peut mesurer la température locale de la paroi dans le haut et le bas du tube. La sonde 909 située dans le haut donne une indication de la température du gaz. L'échauffement juste après la crise d'ébullition est de  $1,74 \text{ K}$  (voir figure III.15a) pour un débit de  $3 \times 10^{-3}$   $\text{kgs}^{-1}$  et de  $2,75 \text{ K}$  pour un débit de

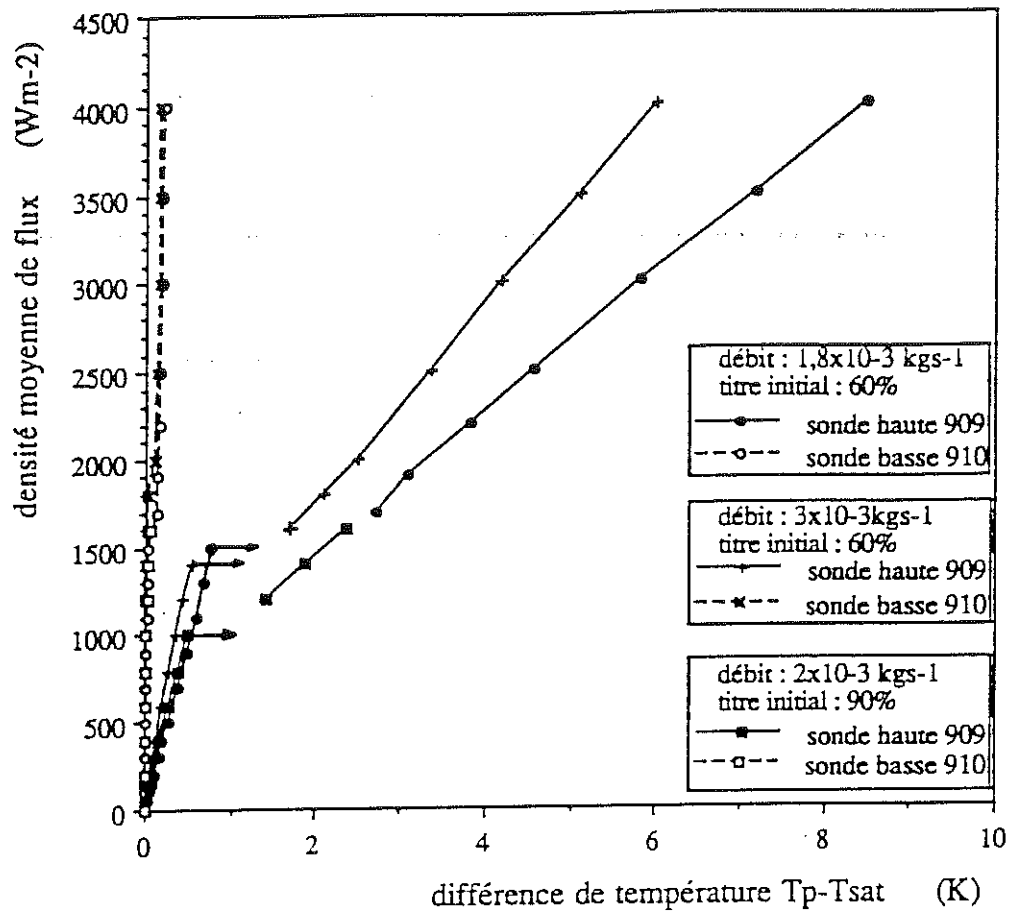


figure III.15a : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements stratifiés

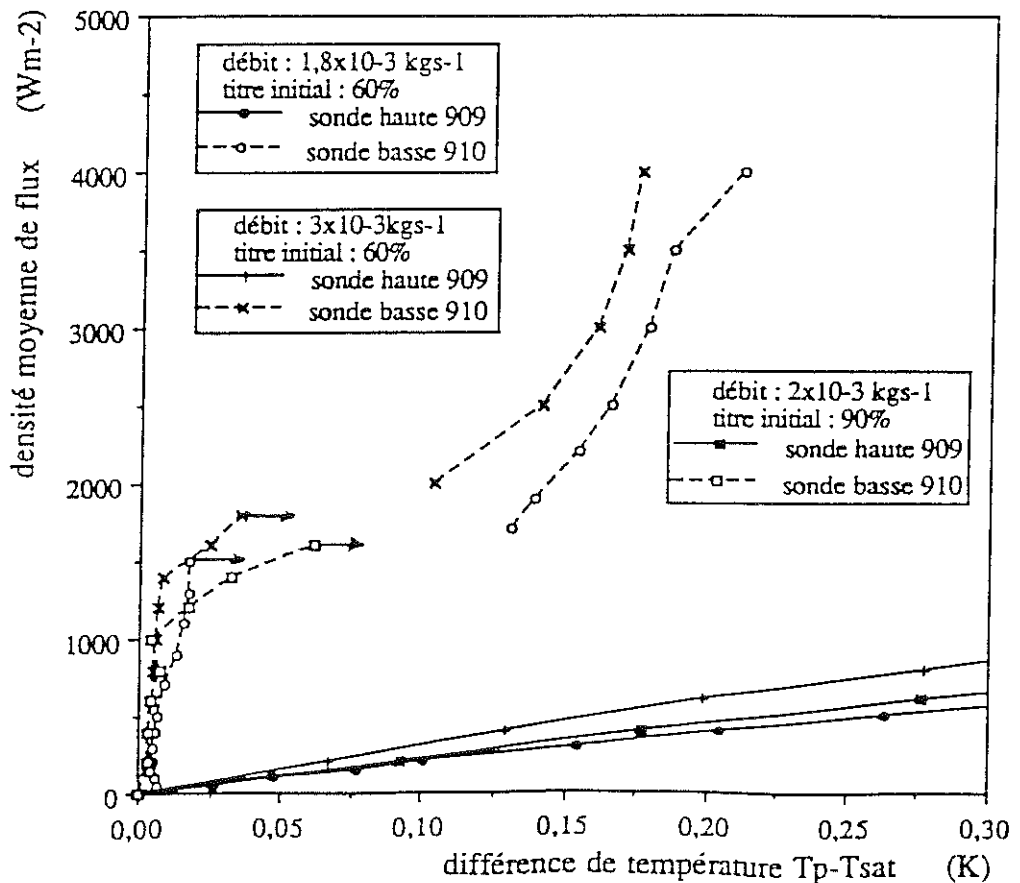


figure III.15b : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements stratifiés

$1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . On retrouve ici l'effet du débit. On note également que la température de la sonde 909 est quasiment identique pour un débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  malgré la proportion de gaz différente dans les deux écoulements. D'une manière générale le comportement de la sonde 909 est le reflet de la sonde 905.

Par ailleurs l'échauffement de la sonde basse 910 après la crise d'ébullition (voir figure III.15b) semble être dû à la propagation du film de gaz créé dans la partie chauffée. Les variations temporelles de la température sont d'environ  $85 \times 10^{-3} \text{ K}$ , valeur relative à un contact en paroi à la fois de liquide et de gaz. Pour l'écoulement  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , titre initial 60%, la sonde 910 passe par des échauffements intermédiaires entre 0 et 0,1 K pour des densités de flux comprises entre 1 500 et 2 000  $\text{Wm}^{-2}$ . La densité de flux en fin de cellule dans la partie chauffée est plus faible qu'au milieu (voir chapitre II), les températures de paroi y sont également plus faibles. Le film de gaz créé en fin de cellule est probablement plus instable et ne s'étend que de façon rapide jusqu'à la sonde 910. L'augmentation du flux moyen génère une densité de flux locale en fin de cellule plus importante apportant plus de stabilité au film qui s'étend alors plus loin et de manière plus durable après le fin du chauffage. Ceci peut expliquer l'allure des courbes. Pour un débit de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , ce phénomène est moins marqué probablement à cause du débit plus faible qui permet une meilleure stabilité du film de gaz dans la cellule.

#### III.4.2.2. Zone d'ébullition nucléée

Dans cette zone, la section n'est pas de température uniforme comme l'atteste la figure III.14b. L'écart de température entre le haut et le bas du tube croît avec le flux moyen. Il est de 2 K pour un flux de 1 000  $\text{Wm}^{-2}$ . Ces valeurs sont beaucoup plus importantes que dans le cas de la cellule en inox. La partie basse du tube, en contact avec le liquide, a des échauffements très faibles de l'ordre de 0,08 K. L'échange se fait par ébullition nucléée ce qui explique ce faible échauffement. Nous pouvons voir sur la figure III.14c que le départ de l'ébullition nucléée pour un débit de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  se fait pour une surchauffe de la paroi de 0,04 K, valeur très comparable à celle obtenue en écoulement sous-refroidi (voir figure III.11 au

paragraphe précédent). Il n'y a pas d'effet notable du débit sur l'échauffement dans la partie d'ébullition nucléée, contrairement à celui mesuré dans la partie haute. En effet, la température de la sonde haute est plus importante pour les faibles débits que pour un débit de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . Il faut néanmoins garder à l'esprit que les flux portés sont des flux moyens et non pas des flux locaux. Ce ne sont pas non plus des courbes avec le même titre massique, de même que le nombre de gouttes contenues dans le gaz peut varier. Tout ceci peut modifier l'interprétation des courbes et notamment de l'effet du débit.

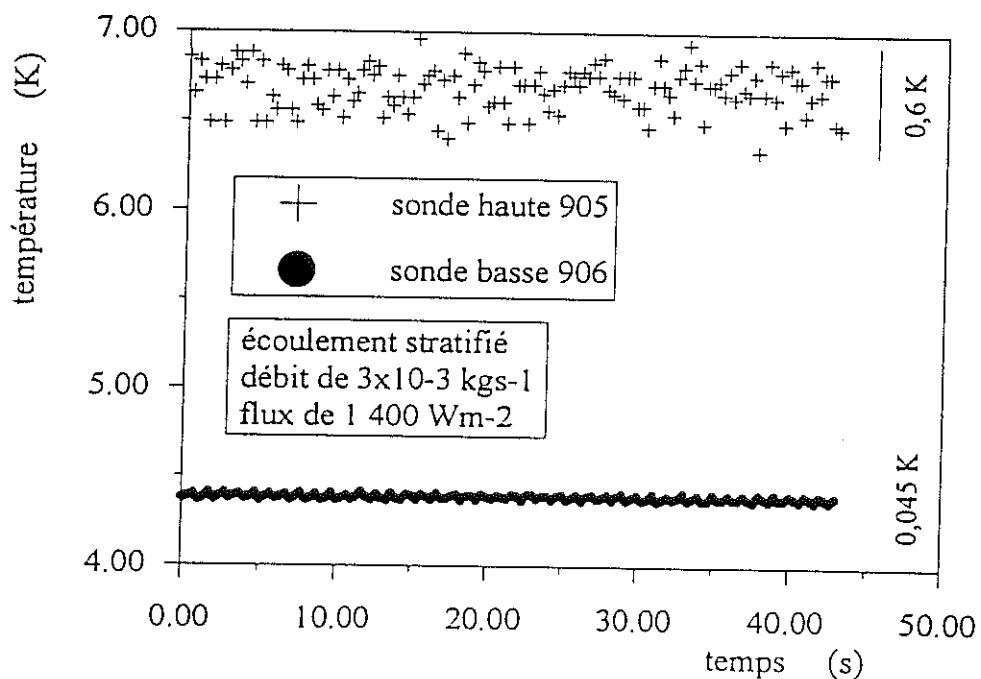


figure III.16 : variation de la température de la paroi en fonction du temps

Le mode d'échange thermique dans la partie haute du tube se fait par convection forcée avec du gaz humide. En effet, les amplitudes des variations temporelles de la température de paroi sont environ 10 fois plus importantes pour la sonde haute que pour celle du bas (voir figure III.16 pour un écoulement de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ ). Nous savons qu'une telle différence d'amplitude traduit la présence en paroi haute d'un mélange de gaz et de liquide, donc des gouttes dans ce type d'écoulement. La présence de gouttes dans le gaz est également attestée avec la cellule inox dans les travaux de M. Mahé pour les mêmes écoulements.

Les sondes placées après le chauffage indiquent, pour la sonde haute un échauffement de l'ordre de 1 K (voir figures III.15) et, pour la sonde basse une légère surchauffe

d'environ  $15 \times 10^{-3}$  K.

Nous avons également tracé les courbes à flux décroissants afin d'étudier le retour à l'ébullition nucléée et l'hystérésis de cette région. Nous ne présentons qu'un exemple pour les écoulements stratifiés ( $1,8 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> et titre initial de 0,6) car les autres cas sont semblables, les autres courbes sont visibles en annexe II. Les valeurs de retour à l'ébullition nucléée changent pour les différents cas. Elles sont consignées à la fin du paragraphe.

Les figures III.17 présentent l'échauffement des sondes 905 et 906 pour les flux croissants et décroissants. Nous remarquons que le retour à l'ébullition nucléée se place vers une densité de flux de  $1\ 000$  Wm<sup>-2</sup> alors que la densité de flux critique est d'environ  $1\ 500$  Wm<sup>-2</sup>. Ceci atteste de la présence d'un hystérésis dans cette région.

Pour la région d'ébullition en film à flux décroissants les échauffements suivent une droite jusqu'à  $1\ 200$  Wm<sup>-2</sup> où on note un changement de pente. Ce comportement est similaire dans tous les cas de régime stratifié que l'on a étudié. Nous reviendrons en détail sur ce point dans la suite du chapitre.

Une fois le régime d'ébullition nucléée retrouvé les échauffements pour les flux croissants et décroissants sont égaux tant pour la sonde 905 que pour la sonde 906 (voir figure III.17b).

Les sondes situées sur le manchon inox en fin de cellule indiquent elles aussi un hystérésis (voir figures III.18) qui n'est autre que le reflet des températures de la paroi de la zone chauffée. En dehors de la boucle d'hystérésis les températures pour les flux croissants et décroissants sont identiques sauf pour la sonde 910 (voir figure III.18b) qui est plus froide au retour qu'à l'aller.

### III.4.3. Écoulements intermittents

Nous disposons de quatre courbes expérimentales de différents titres initiaux et pour plusieurs débits pour ce type d'écoulement que l'on peut voir sur les figures III.19. Un écoulement à titre initial nul devient intermittent dès que le titre massique a augmenté, c'est-à-dire dès que l'on dépose de la chaleur sur la cellule. La crise d'ébullition intervient pour des flux

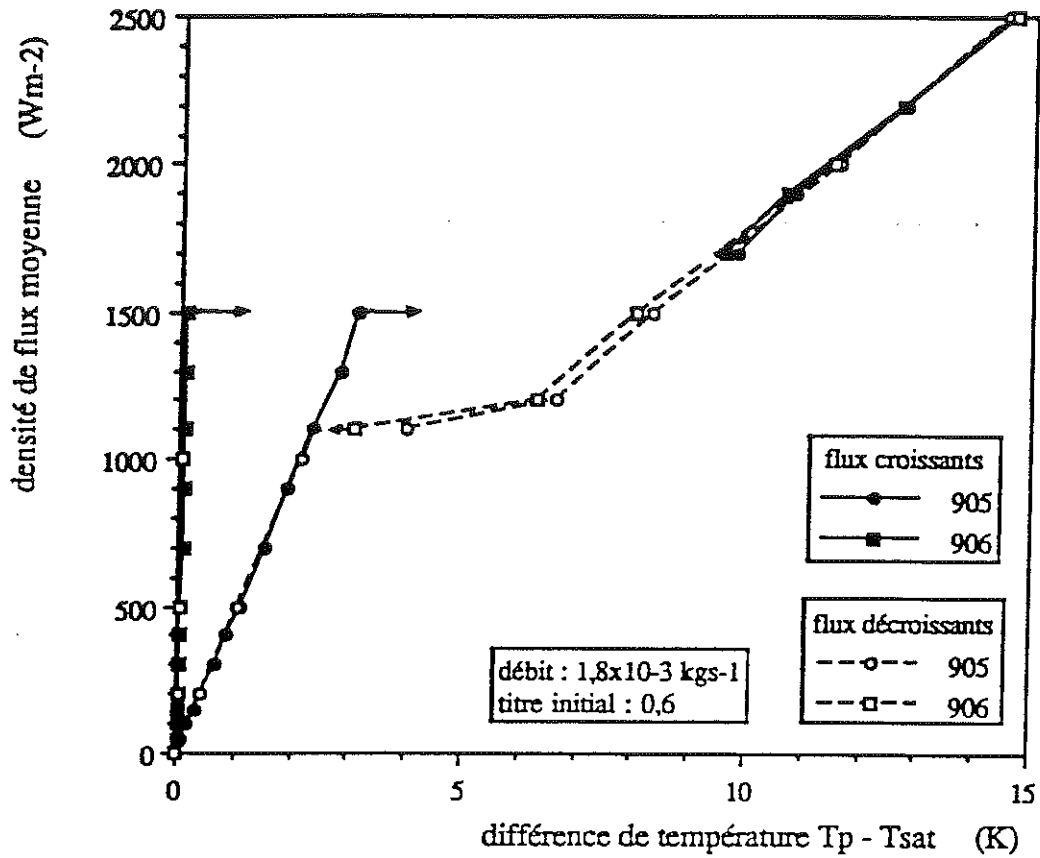


figure III.17a : échauffement de la paroi pour les flux croissants et décroissants pour un écoulement stratifié

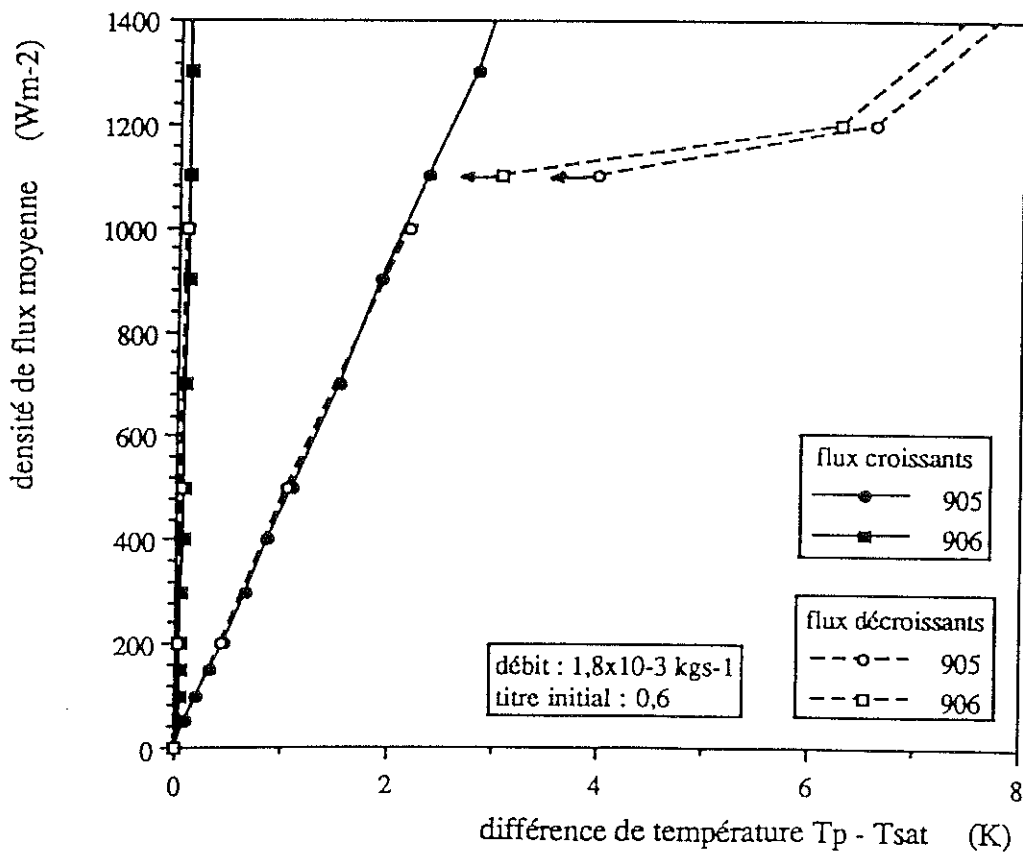


figure III.17b : échauffement de la paroi pour les flux croissants et décroissants pour un écoulement stratifié

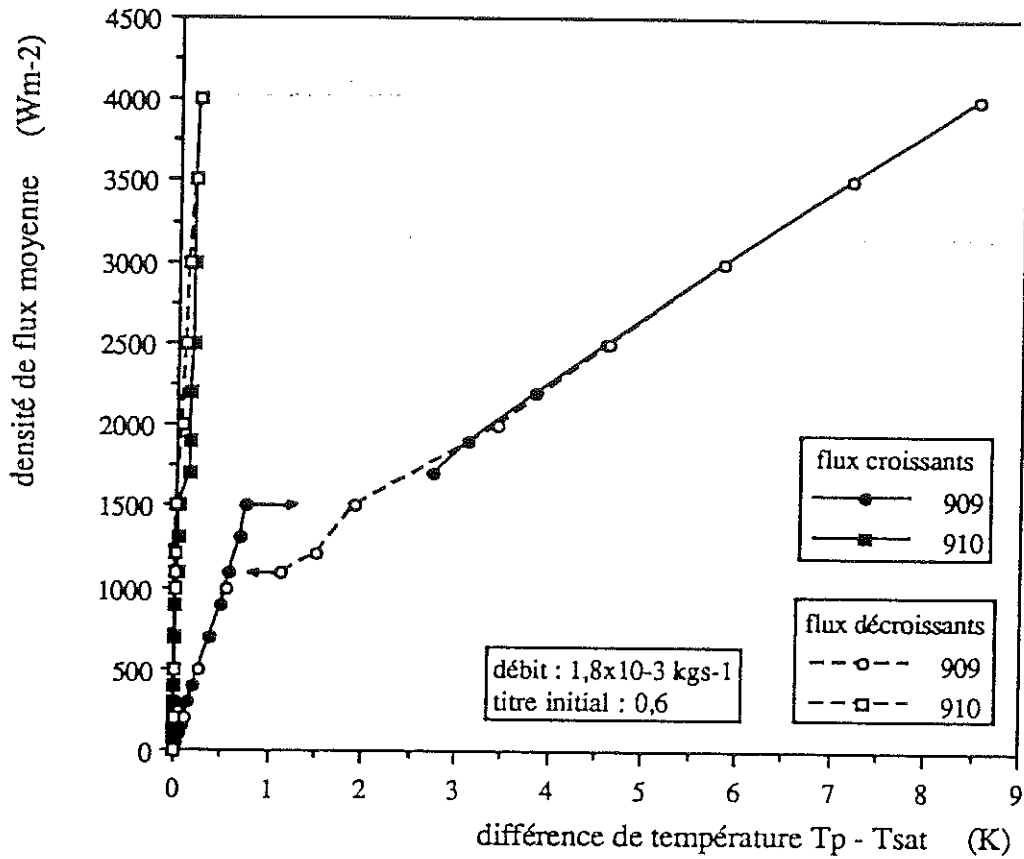


figure III.18a : cycle d'hystérésis pour les sondes des manchons inox pour un écoulement stratifié

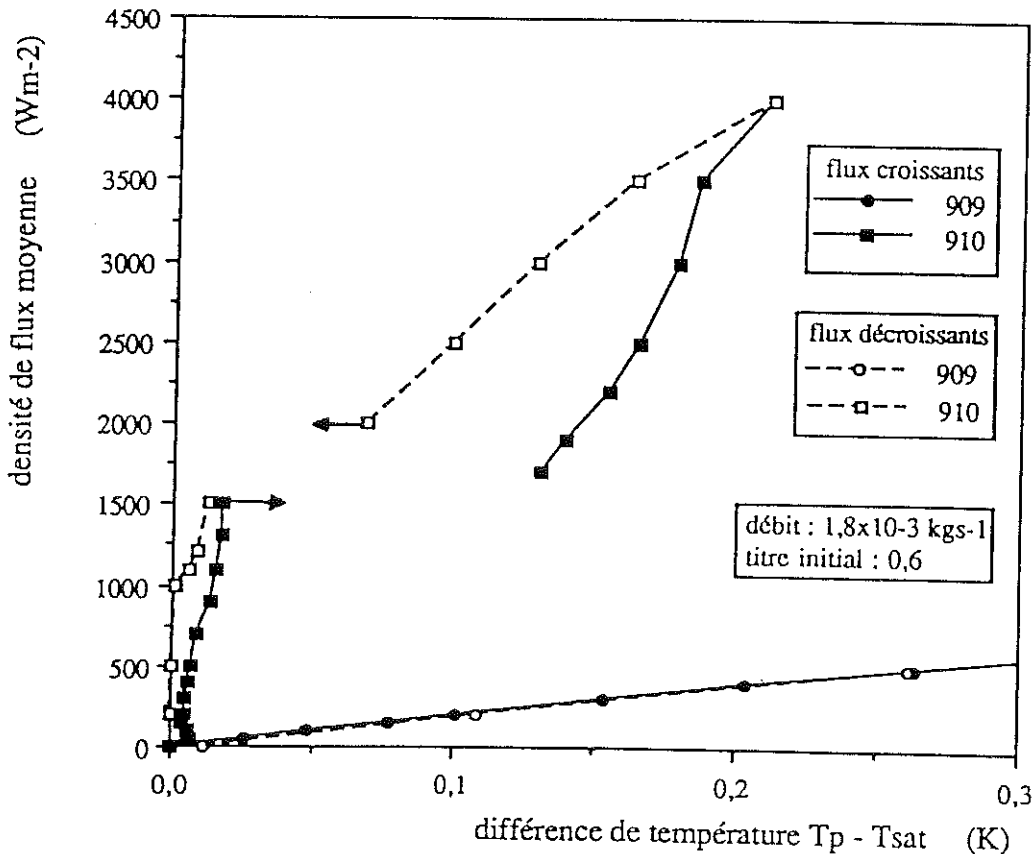
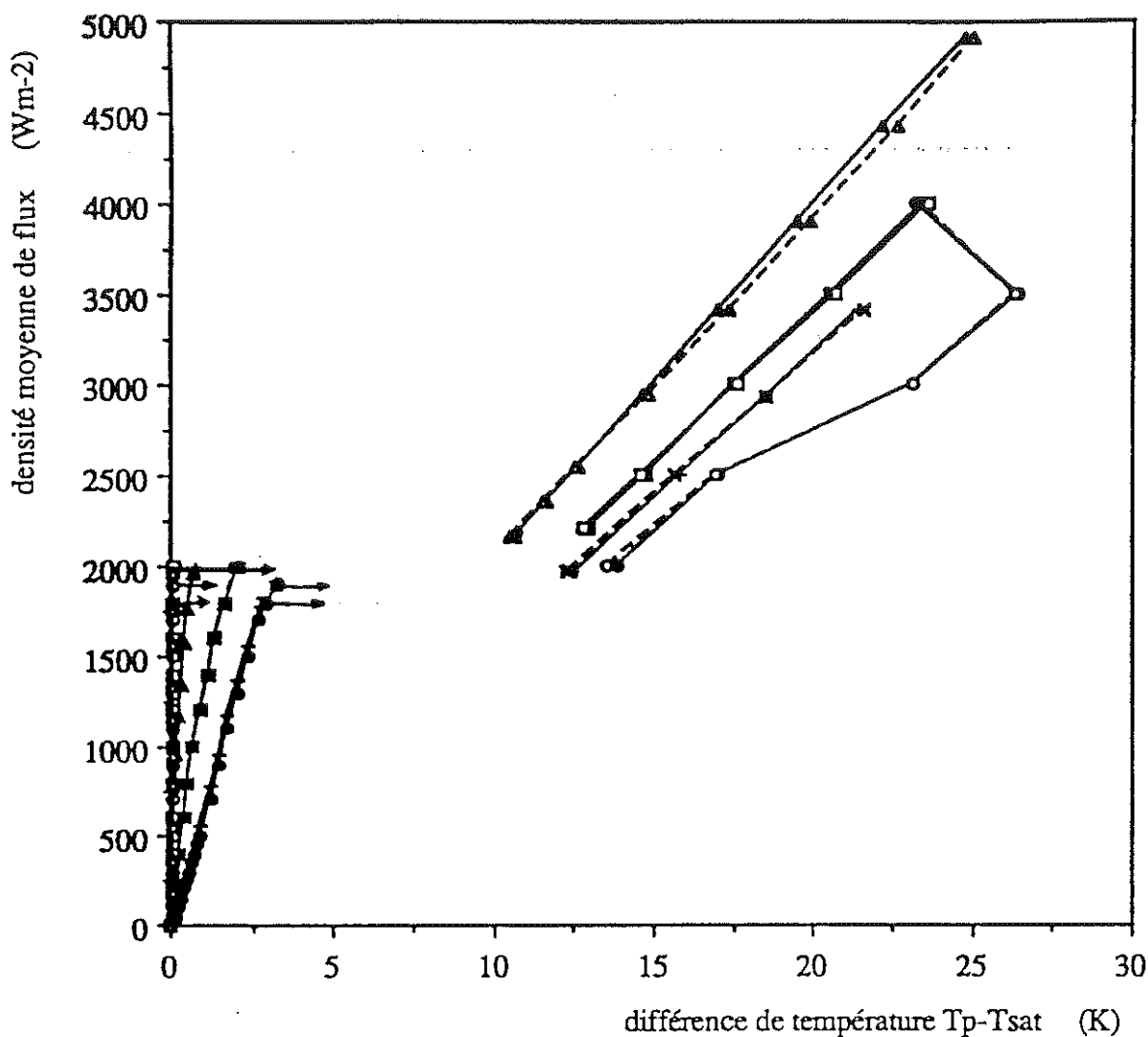


figure III.18b : cycle d'hystérésis pour les sondes des manchons inox pour un écoulement stratifié





Les titres volumiques et les vitesses ont été calculés pour  $q = 1\,000\text{ Wm}^{-2}$

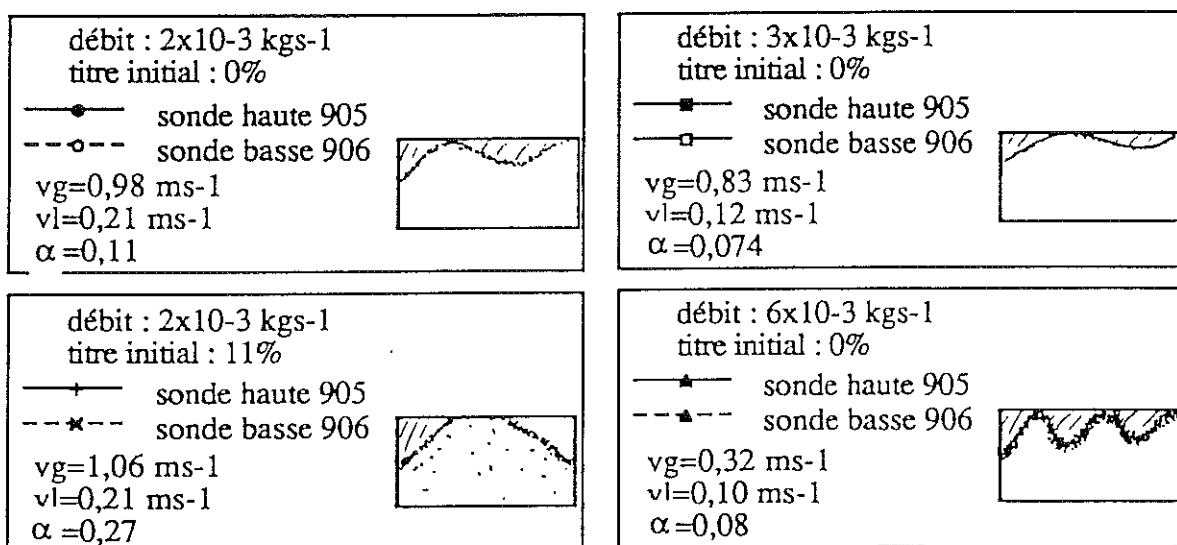


figure III.19a : comparaison des échauffements pour les écoulements intermittents

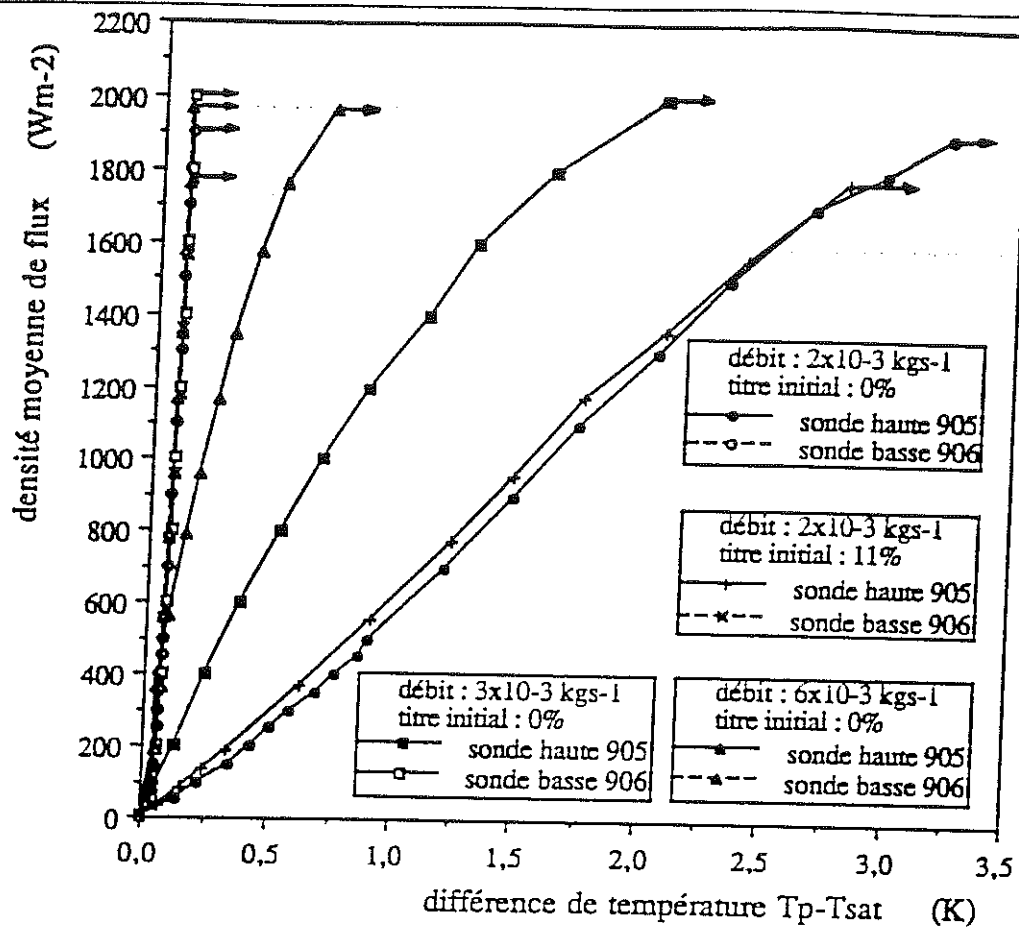


figure III.19b : comparaison des échauffements pour les écoulements intermittents

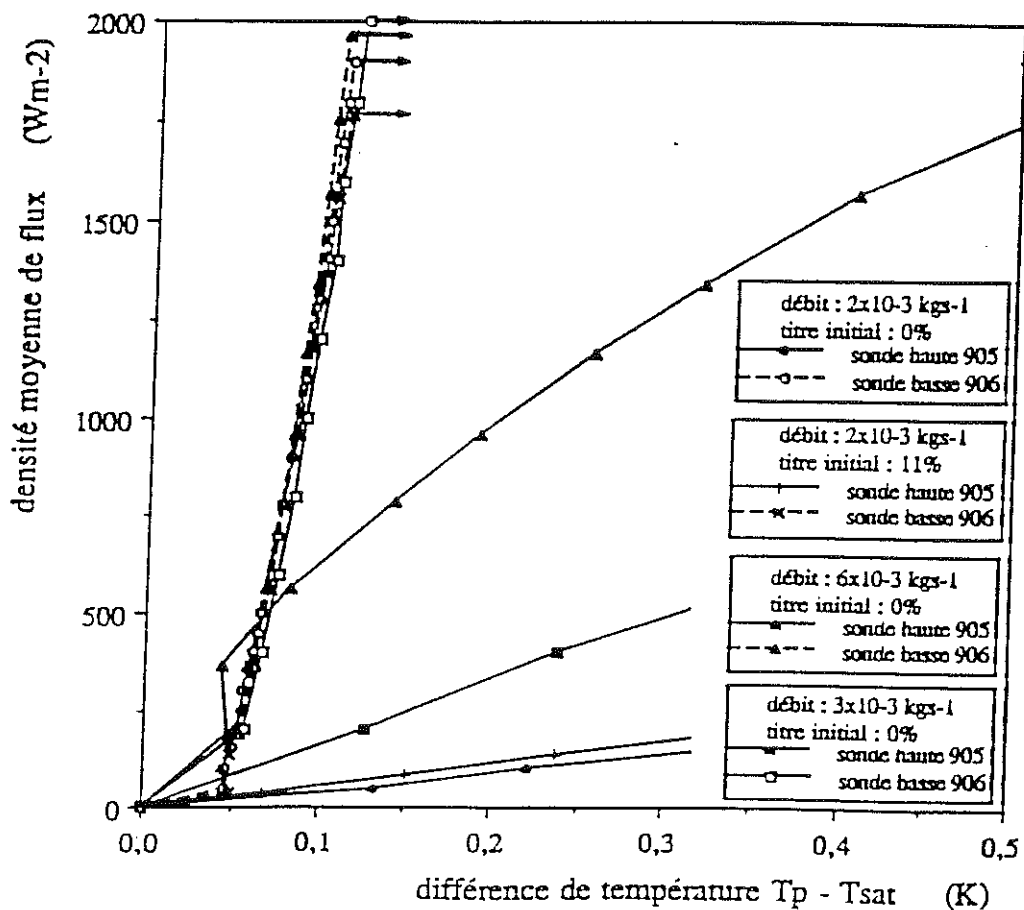


figure III.19c : comparaison des échauffements pour les écoulements intermittents

moyens compris entre 1 800 et 2 000  $\text{Wm}^{-2}$ . Cette crise entraîne un échauffement de la paroi d'environ 12-13 K, ce qui est plus important que pour le cas du régime stratifié où il était de l'ordre de 10 K. Ici aussi la crise est générale à toute la section de la cellule.

#### III.4.3.1. Ebullition en film

Dans cette partie (voir figure III.19a), la température de la section est homogène ce qui se traduit par une égalité des températures mesurées par les sondes 905 et 906. On constate de plus que les droites passent par l'origine, ce qui atteste d'un échange constant avec l'augmentation du flux de chauffage. On peut l'affirmer car la section étant isotherme il n'y a pas de flux de conduction et la densité de flux locale est égale à la densité de flux moyenne. L'échauffement de la paroi est plus fort pour des débits de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et décroît avec l'augmentation du débit comme pour les écoulements stratifiés à vagues. Ici comme pour les écoulements stratifiés, le titre massique n'est pas le même pour tous les débits de même que le débit massique du gaz, ce qui rend l'interprétation de l'influence du débit délicate.

#### \* Transition d'un écoulement intermittent à stratifié

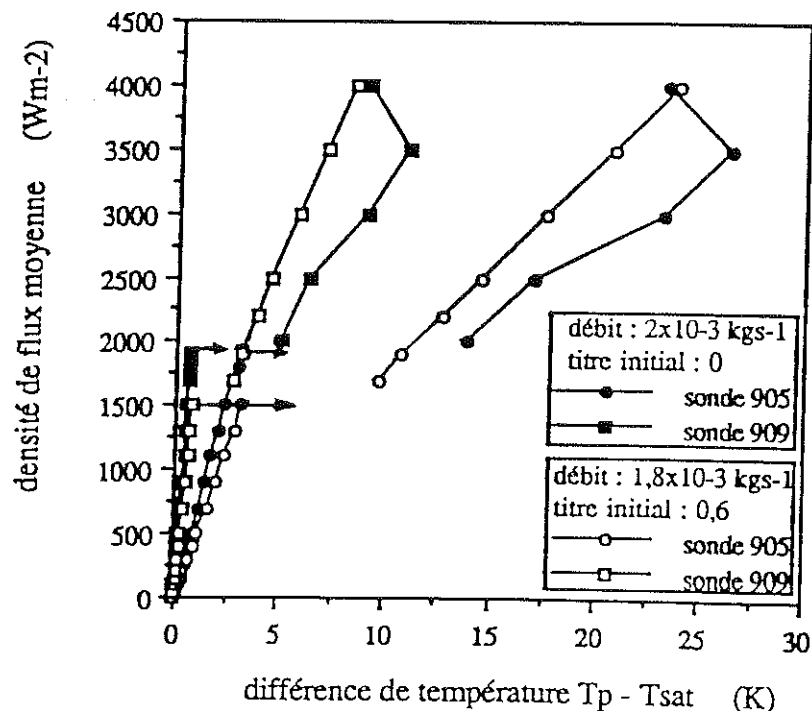


figure III.20 : passage de l'écoulement intermittent à l'écoulement stratifié

La courbe de débit  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  à titre initial nul présente une singularité pour des flux supérieurs à  $2\ 500 \text{ Wm}^{-2}$ . En effet, pour un flux de  $3\ 000 \text{ Wm}^{-2}$  le titre massique théorique vaut 0,17 au milieu de la cellule. Or, pour ce titre et ce débit, l'écoulement initialement intermittent commence à se stratifier. La stratification complète est atteinte pour un titre de 0,22 qui correspond à un flux de  $4\ 000 \text{ Wm}^{-2}$ . L'échauffement pour  $4\ 000 \text{ Wm}^{-2}$  est alors de 23,7 K, très comparable à celui obtenu pour les écoulements stratifiés à vagues (24 K pour  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$   $x_i = 60\%$ , voir figure III.20). Ceci porte à croire que "l'accident" sur la courbe est dû à un changement de configuration d'écoulement. Ce comportement singulier se retrouve sur les sondes 909 et 910 situées après le chauffage (voir figure III.21a). La sonde basse s'échauffe fortement pour un flux de  $3\ 500 \text{ Wm}^{-2}$  et revient ensuite à une valeur "normale". Par ailleurs, l'échauffement des sondes 909 et 910 (voir figures III.21) est le reflet du comportement de la zone chauffée de la cellule et est donc influencé par le débit.

Pour  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et  $x_i = 11\%$ , le passage d'un écoulement intermittent à stratifié se place pour un flux d'environ  $2\ 000 \text{ Wm}^{-2}$ . Or, pour ce cas, la crise d'ébullition est à  $1\ 800 \text{ Wm}^{-2}$  ce qui masque le changement de configuration. Par contre, on constate que l'échange dans la zone d'ébullition en film est meilleur pour le titre initial de 11% et du même ordre de grandeur que pour les écoulements stratifiés. On peut expliquer que l'échange en ébullition en film dans le cas du stratifié est meilleur que pour l'intermittent par l'absence de film de gaz confiné entre le liquide et la paroi dans le haut du tube. Pour l'écoulement stratifié la paroi haute n'est en contact qu'avec du gaz circulant dans une veine plus importante ce qui diminue sa température et augmente l'échange thermique.

Nous avons tracé le cycle d'hystérésis pour le débit de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial nul (voir figure III.22). On note un hystérésis dans la zone du retour à l'ébullition nucléée que l'on retrouve d'ailleurs pour les autres écoulements stratifiés. La densité de flux de retour à l'ébullition nucléée est égale à celle des écoulements stratifiés. Par contre on note également un hystérésis dans la zone  $2\ 500 - 4\ 000 \text{ Wm}^{-2}$  unique à ce débit qui confirme l'hypothèse de changement de régime d'écoulement.

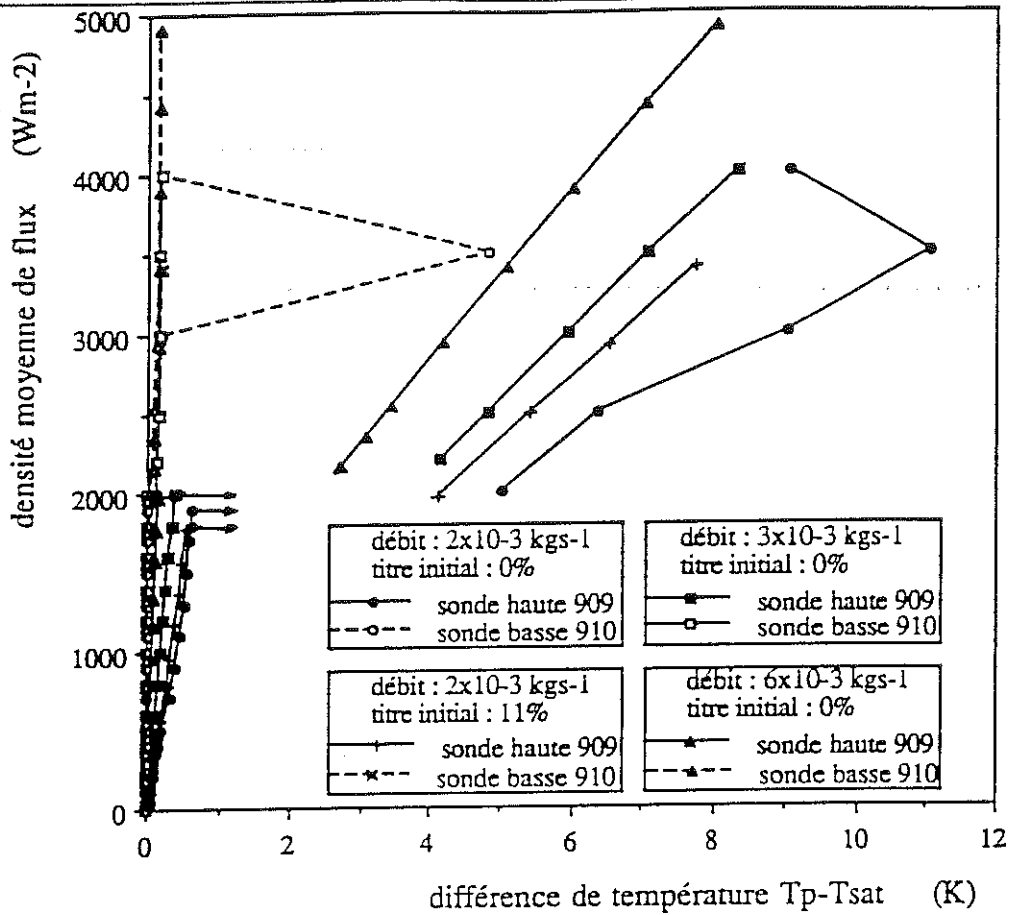


figure III.21a : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements intermittents

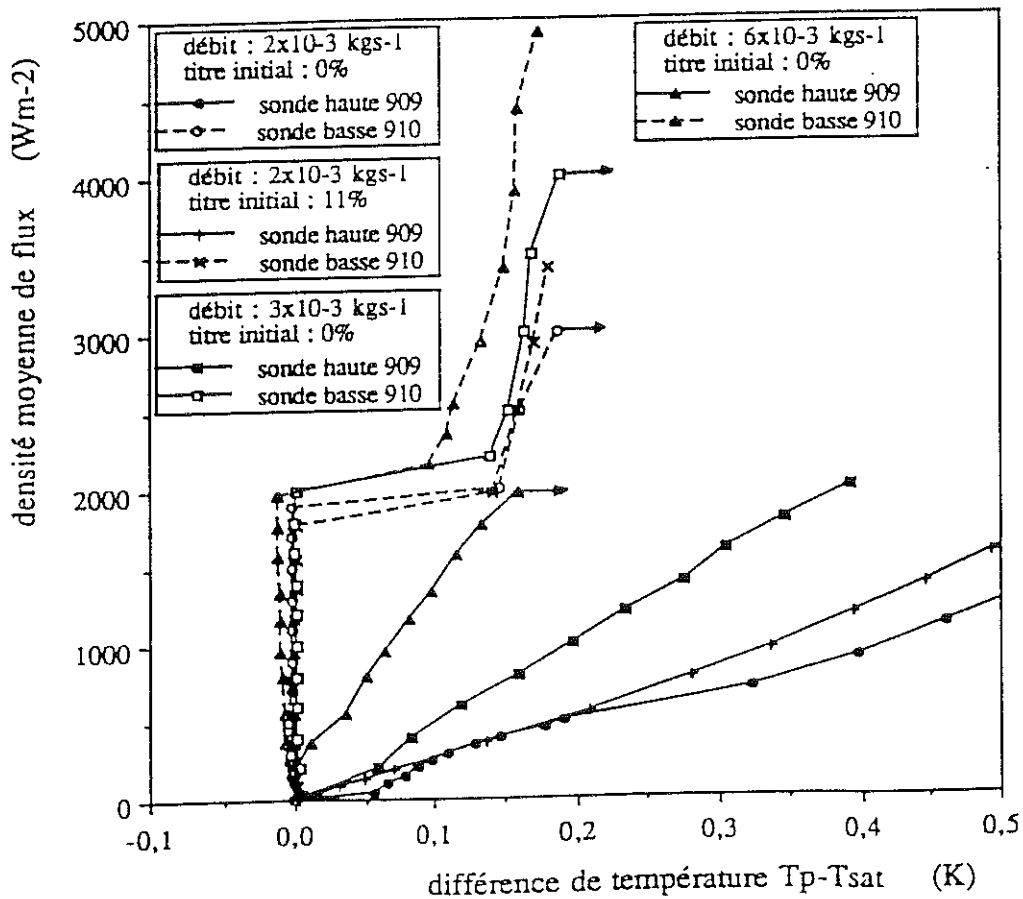


figure III.21b : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements intermittents

Le retour à l'ébullition se fait ici de façon assez nette contrairement au cas des régimes stratifiés, mais ce n'est pas général pour tous les écoulements intermittents. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement. Les autres courbes d'hystérésis sont en annexe II.

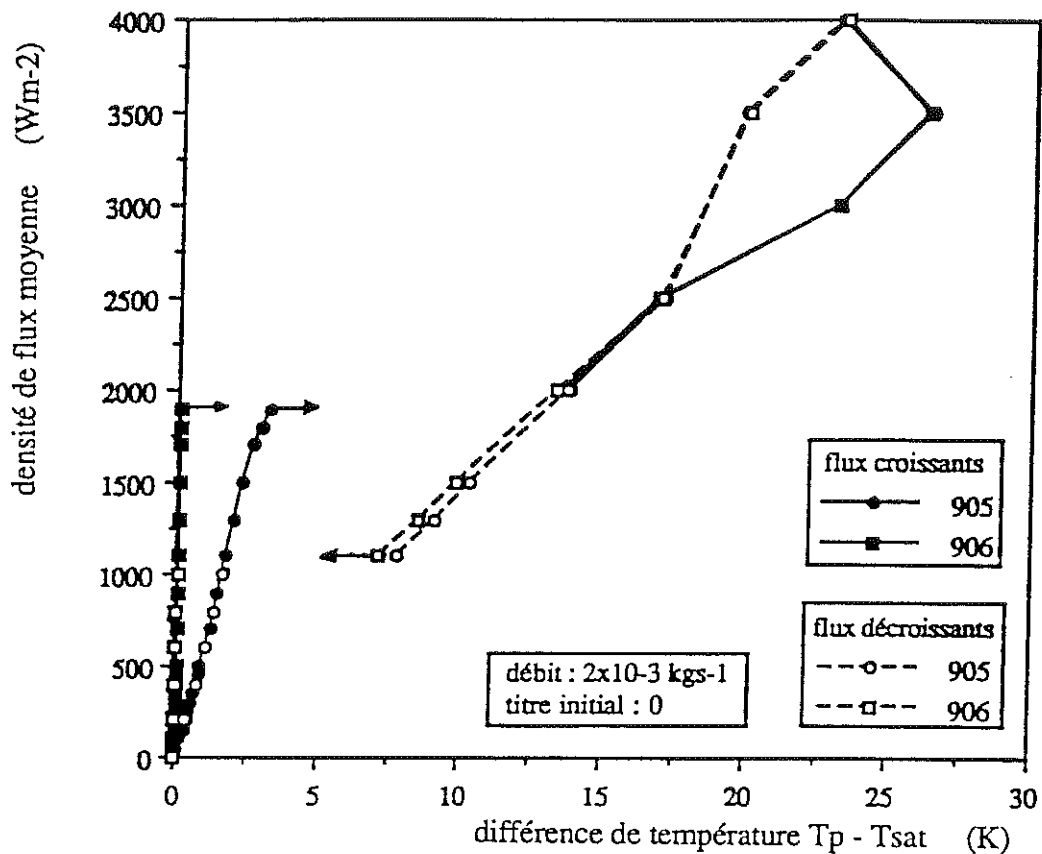


figure III.22 : cycle d'hystérésis pour un écoulement intermittent

#### III.4.3.2. Ebullition nucléée

Pour la zone précédant la crise d'ébullition, il apparaît une forte différence de température entre le haut et le bas du tube (figures III.19b et III.19c). La partie basse du tube est en contact avec du liquide et l'échange se fait par ébullition nucléée. La température de départ de l'ébullition nucléée pour les débits de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  est d'environ 0,045 K identique à celle obtenue avec les écoulements sous-refroidis (voir figure III.19). Les échauffements sont les mêmes que dans le cas des régimes stratifiés à vagues. La sonde haute a, elle, un comportement qui diffère suivant les débits. Nous allons donc analyser chaque cas.

### III.4.3.2.1. Débits de $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ et $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

Nous allons traiter le cas des débits de 6 et  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  ensemble car leur mode d'échange est similaire.

On constate sur la figure III.19b que l'échange dans le haut du tube n'est pas constant et diminue avec l'augmentation du flux de chauffage. Nous allons expliquer ce phénomène.

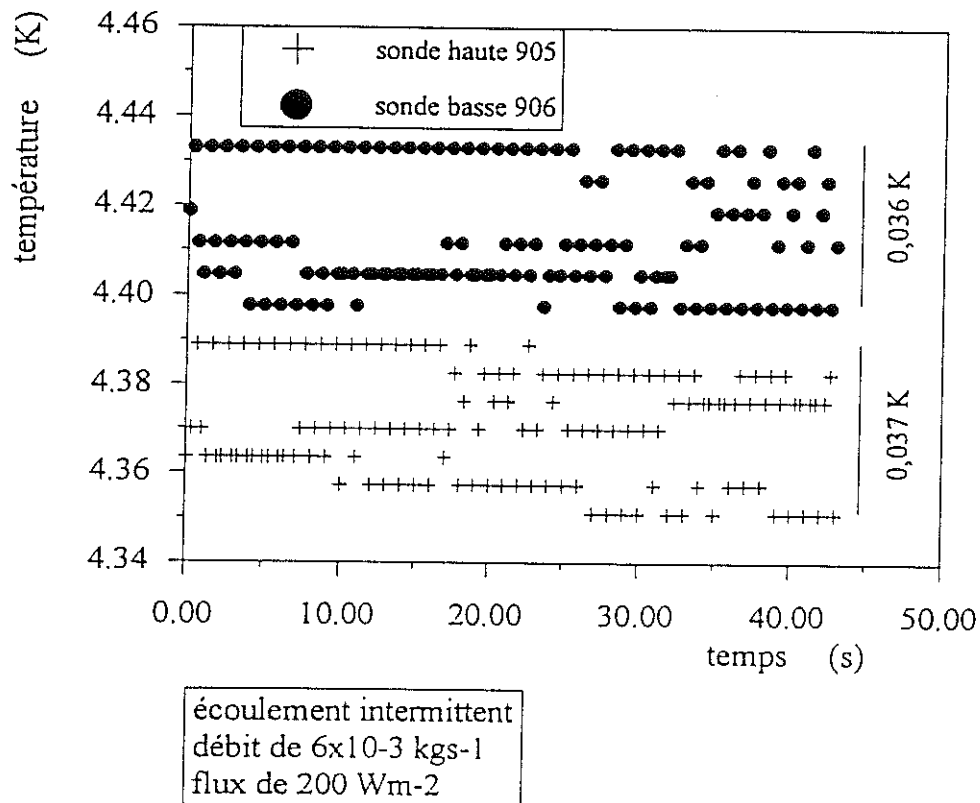


figure III.23 : fluctuations de la température des sondes 905 et 906

Pour un débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ , la sonde haute a un comportement identique à la sonde basse pour des flux de chauffage inférieurs à  $400 \text{ Wm}^{-2}$  (voir figure III.19c). Le titre massique au niveau de la cellule est faible ( $x = 0,015$  pour  $q = 400 \text{ Wm}^{-2}$ ) et donc, le haut du tube est fortement mouillé par des vagues. Il existe alors un film de liquide permanent qui permet une ébullition nucléée. Ceci est confirmé par les variations temporelles de la température. On constate sur la figure III.23 que les deux sondes haute et basse ont les mêmes variations traduisant ainsi un mécanisme d'échange avec du liquide uniquement. On constate également sur la figure III.21b que pour des flux inférieurs à  $200 \text{ Wm}^{-2}$ , la sonde 909 ne s'échauffe pas

car le gaz n'est pas en contact avec la paroi. La configuration de l'écoulement au niveau de la sonde 905 correspond à un titre massique créé par la moitié de la chaleur totale déposée sur la cellule car cette sonde est placée en son centre. La sonde 909 est située en fin de cellule et le titre massique correspond donc à celui créé par la totalité de la chaleur déposée. La configuration que l'on rencontre alors en fin de cellule est celle du milieu pour une densité de flux deux fois plus faible. Il est donc normal de ce fait de constater un échauffement de la sonde 909 à partir d'une densité de flux de  $200 \text{ Wm}^{-2}$  et que la paroi au centre soit encore entièrement mouillée par du liquide à une densité de flux de  $400 \text{ Wm}^{-2}$ .

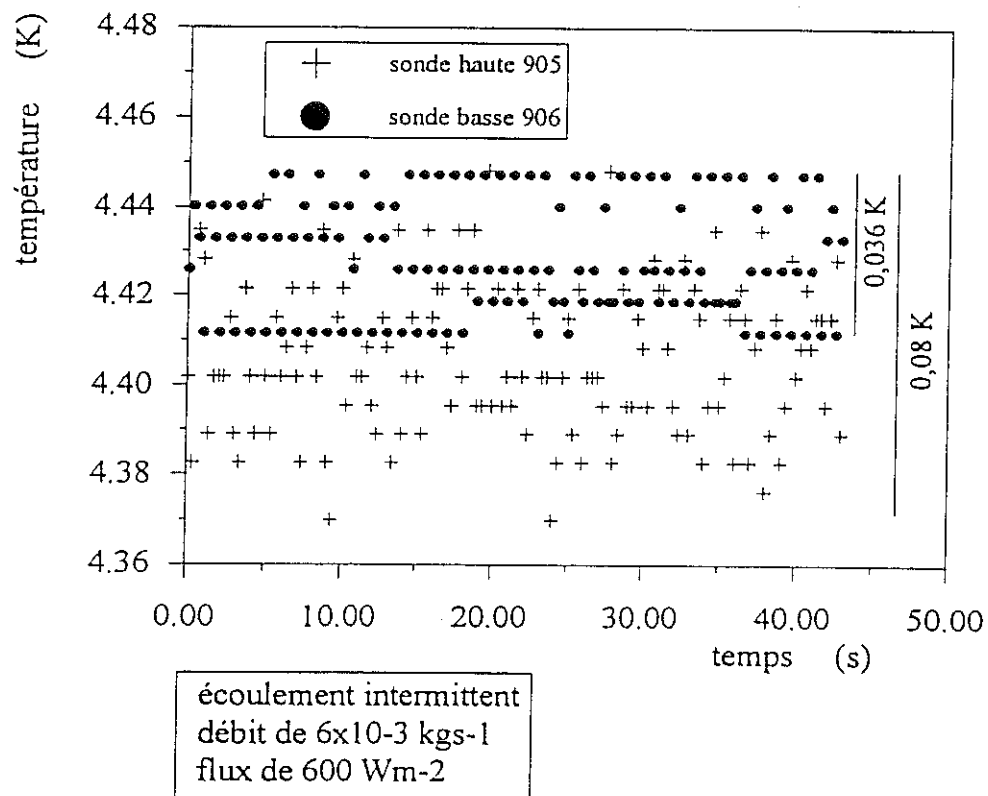


figure III.24 : fluctuations de la température de paroi des sondes 905 et 906

Pour  $400 \text{ Wm}^{-2}$  l'amplitude des fluctuations de la température de paroi est de  $36 \times 10^{-3} \text{ K}$ . Pour des flux supérieurs ou égaux à  $600 \text{ Wm}^{-2}$ , la sonde haute voit ses variations augmenter fortement ( $80 \times 10^{-3} \text{ K}$  pour  $600 \text{ Wm}^{-2}$ ) (figure III.24) mettant en lumière la présence de gaz sur la paroi. Le film permanent de liquide qui existait précédemment devient intermittent et laisse le gaz entrer en contact avec la paroi. A partir de ce flux, la sonde 909



commence à s'échauffer traduisant la propagation d'un gaz chaud. L'augmentation du flux de chauffage augmente le titre massique diminuant la fréquence de passage des vagues laissant ainsi le gaz de plus en plus en contact avec la paroi. Les variations de la température reflètent ce phénomène. Les variations sont d'environ  $80 \times 10^{-3}$  K pour un flux de  $600 \text{ Wm}^{-2}$ ,  $0,11$  K pour  $1\ 600 \text{ Wm}^{-2}$  et  $0,17$  K juste avant la crise d'ébullition à  $2\ 000 \text{ Wm}^{-2}$ . La plus grande présence de gaz en paroi due à l'augmentation du flux de chauffage, explique la détérioration de l'échange en paroi.

Nous retrouvons ce phénomène de films intermittents pour un débit de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  sauf qu'il n'existe pas dans ce cas de films continus pour les bas flux. Pour ce débit la sonde 909 s'échauffe dès l'application du flux, ce qui confirme l'absence de films permanents de liquide. Par ailleurs la sonde 910 ne s'échauffe qu'après la crise d'ébullition pour les deux débits considérés.

#### III.4.3.2.2. Débit de $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$

Pour ce débit et dans les deux cas à titre initial nul et de 11%, on remarque (figure III.19b) que l'échauffement n'a pas la même allure que pour des débits de 6 et  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . L'échange avec la paroi ne se fait donc pas a priori par des films intermittents de liquide.

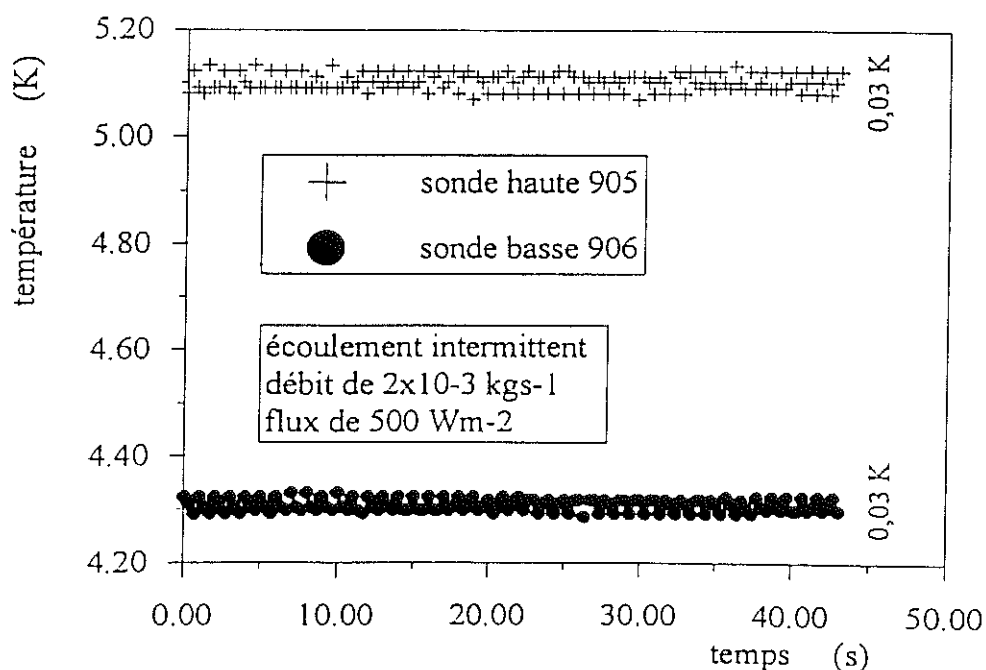


figure III.25 : fluctuations temporelles de la température des sondes 905 et 906

L'analyse des variations temporelles de la température montre que la sonde haute et la sonde basse ont les mêmes amplitudes de variations (figure III.25). Ce niveau d'amplitude indique la présence d'un fluide monophasique en contact avec la paroi. Dans le haut du tube, ce ne peut pas être du liquide car dans ce cas, l'échange en paroi serait du même ordre de grandeur que pour la sonde basse, ce qui n'est pas le cas. Il se forme donc un film de gaz stable dans le haut du tube. L'écoulement est toujours intermittent car des vagues viennent régulièrement dans le haut du tube mais la couche de gaz empêche le liquide de mouiller la paroi. Ceci est cohérent avec les mesures effectuées en écoulement initialement sous-refroidi où, pour le même débit, on constatait également la formation d'un film de gaz dans le haut du tube (voir figure III.11). Par ailleurs la sonde 909 s'échauffe de façon plus importante que dans les cas précédents, ce qui est cohérent avec la présence d'un film de gaz permanent. Ce film de gaz permanent dans le haut de la cellule peut être éventuellement attribué à la présence du virage. Cette anomalie de l'écoulement nous empêchera de comparer l'échauffement obtenu avec une cellule en cuivre à celui obtenu pour une paroi en inox. Seuls des écoulements à 6 et  $3 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> présentent un comportement cohérent avec le régime d'écoulement intermittent et pourront donc servir de base à la comparaison des résultats obtenus avec l'inox.

#### III.4.4. Écoulements dispersés

Il existe sur la figure III.26a deux types de courbes. Pour un débit de  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> et un titre initial de 90%, l'écoulement est dispersé et ne subit pas de crise d'ébullition. Par contre, les courbes à 5 et  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> et à titre initial de 60 et 50% respectivement, subissent une crise d'ébullition. Pour ces cas, que l'on nommera "quasi-dispersé", il existe donc une phase liquide condensée dans le bas du tube qui est le siège d'une ébullition nucléée. La densité de gouttes dans le bas du tube est suffisante pour former ce film de liquide et ainsi permettre une ébullition nucléée. L'amplitude des variations temporelles de la température de la sonde 906 est de  $45 \times 10^{-3}$  K identique à celle obtenue pour la sonde basse dans le cas des écoulements intermittents et stratifiés, prouvant de ce fait la présence d'un film de liquide. Les échauffements de la sonde basse dans la zone d'ébullition nucléée sont les mêmes que dans le

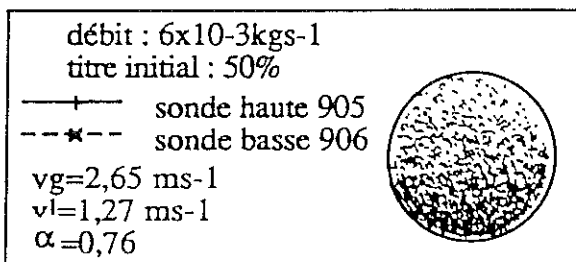
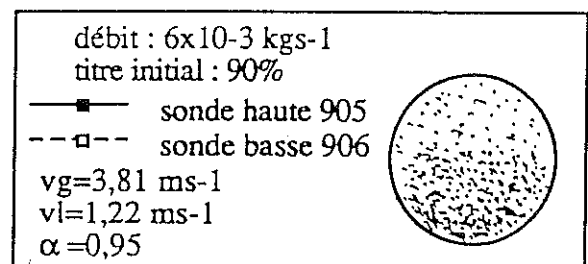
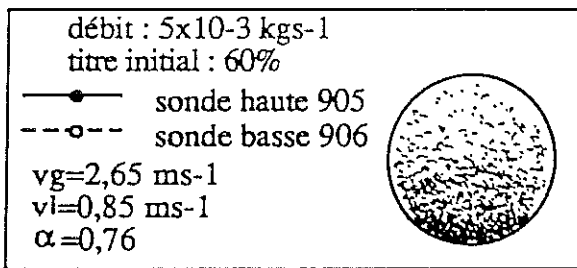
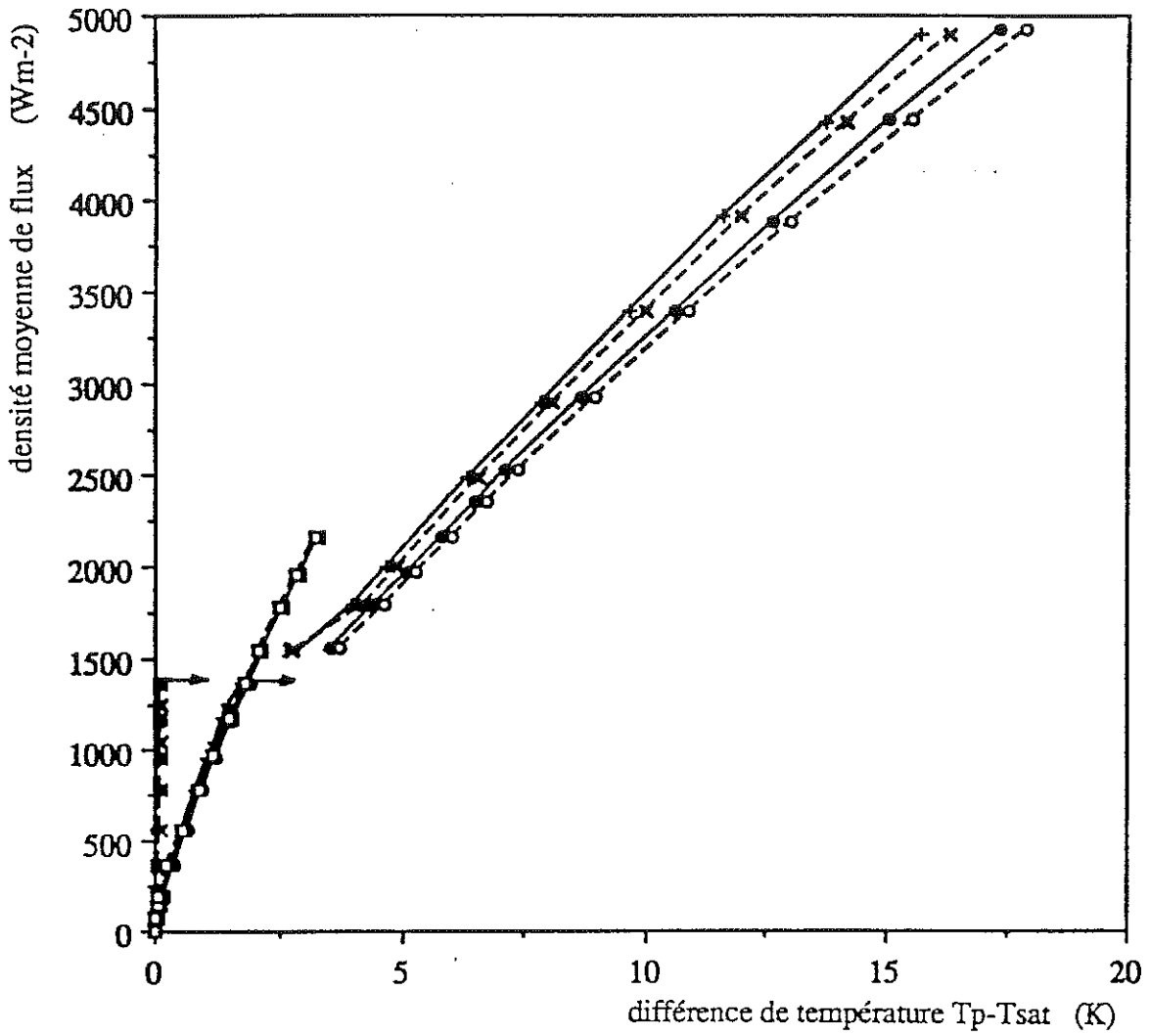


figure III.26a : comparaison des échauffements pour les écoulements dispersés

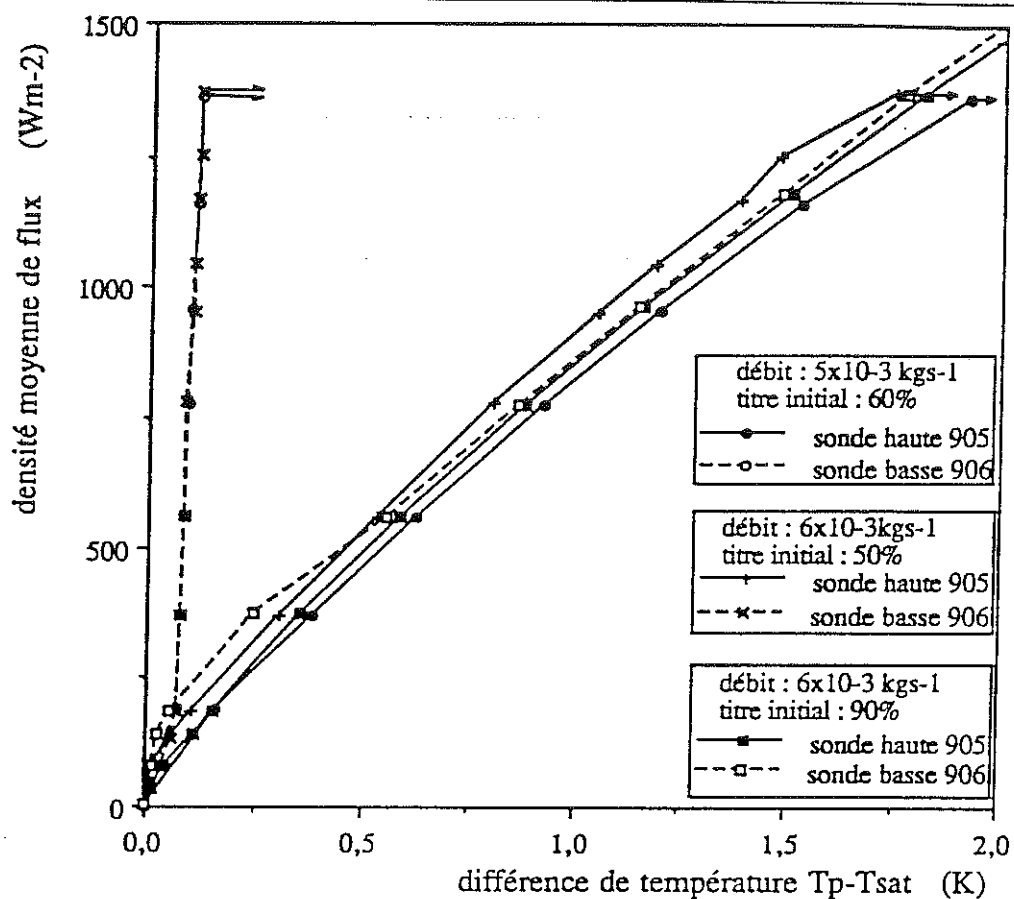


figure III.26b : comparaison des échauffements pour les écoulements dispersés

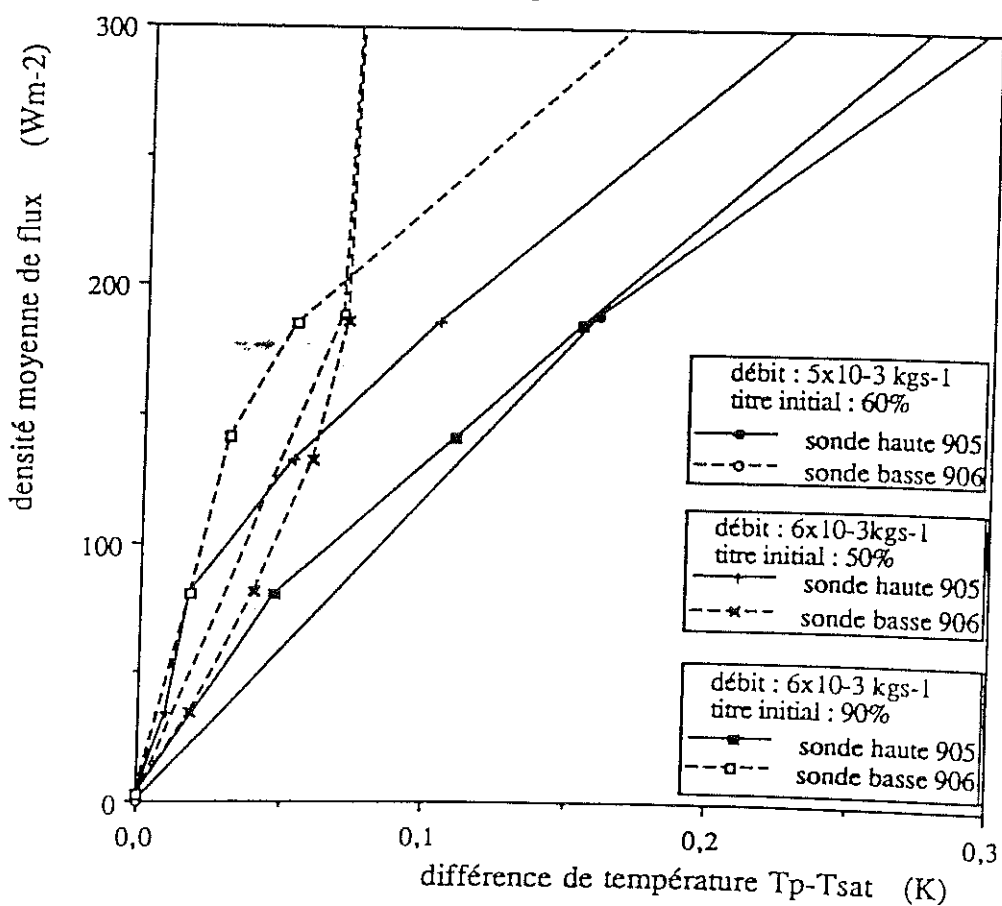


figure III.26c : comparaison des échauffements pour les écoulements dispersés

cas d'un écoulement stratifié ou intermittent (figure III.26b).

On constate que l'échauffement des sondes hautes est presque le même pour l'écoulement dispersé et pour les écoulements "quasi-dispersés" car la partie haute du tube est alors parcourue par un mélange gaz plus gouttes de liquide. On note toutefois une légère influence du débit et du titre massique.

La sonde la plus chaude correspond au débit le plus faible de  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$ . Pour un même débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  on peut mesurer l'influence du titre massique car la sonde haute pour le titre de 0,9 est plus chaude que pour le titre de 0,5. La paroi est refroidie par convection et grâce aux impacts de gouttes. Il est donc normal de trouver une paroi plus froide avec un débit plus important car dans ce cas la convection est plus intense. Le titre massique joue sur le nombre de gouttes contenues dans l'écoulement, il est alors logique de constater qu'il y a plus de gouttes qui viennent frapper la paroi quand le titre est plus fort.

Cette similitude dans les échauffements en partie haute se retrouve sur la sonde haute après le chauffage (figure III.27a). On constate que pour les écoulements dispersé et quasi-dispersé la sonde indique la même température avant la crise d'ébullition. La sonde basse s'échauffe dès l'application du flux de chauffage pour le cas du débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et le titre initial de 90%. Par contre on ne note pas d'échauffement notable de la sonde basse pour les régimes "quasi-dispersés" avant une densité de flux de  $600 \text{ Wm}^{-2}$ . Ceci est cohérent avec la présence d'un film de liquide. Il existe jusqu'à une densité de flux de  $1\ 400 \text{ Wm}^{-2}$  au milieu de la cellule donc pour une densité de flux deux fois plus faible en fin de cellule.

On remarque également que la crise d'ébullition est pénalisante pour la réfrigération de la paroi qui la subit (voir figure III.26b). La sonde basse passe d'un échauffement d'environ 0,11 K avant la crise à 3,62 K après, ceci est la conséquence directe de la crise d'ébullition. Par contre la sonde haute subit également une élévation de température d'environ 1,5 K au passage de la crise. L'écoulement vraiment dispersé qui ne subit donc pas de crise garde un échauffement plus faible. Cette élévation de température de la paroi lors de la crise se traduit également par une augmentation de la température du gaz en sortie de cellule (voir figure III.27.a pour la sonde haute et III.27.b pour la sonde basse).

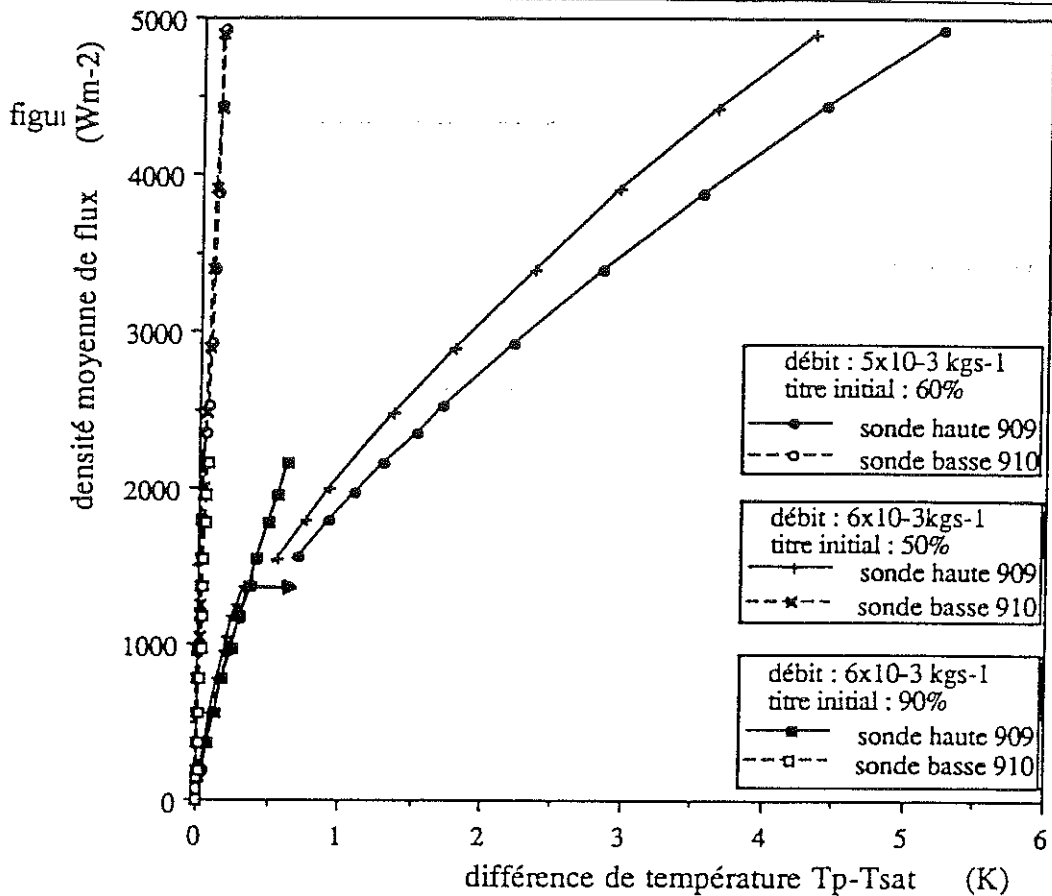


figure III.27a : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements dispersés

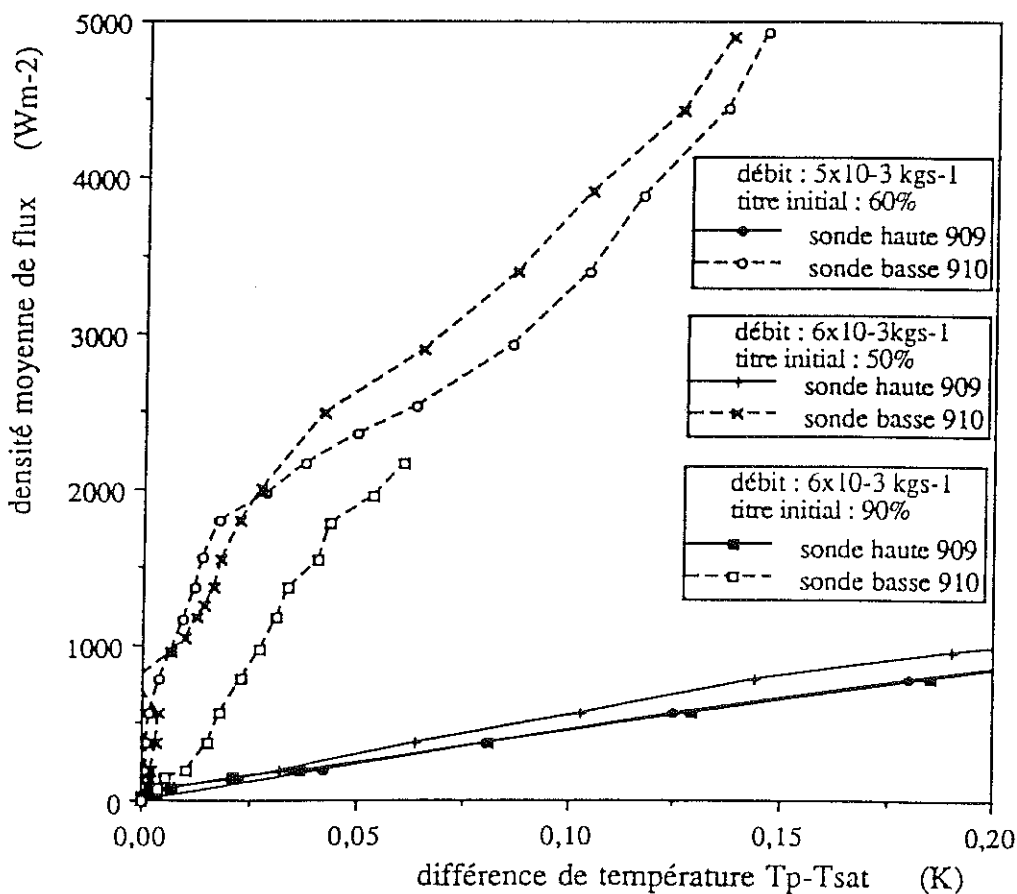


figure III.27b : comparaison des sondes du manchon inox en fin de cellule pour les écoulements dispersés

D'autre part pour l'écoulement vraiment dispersé, la sonde basse a des échauffements dans la zone de chauffage un peu plus faibles que la sonde haute dans les bas flux de chauffage (voir figure III.26c). Pour le régime dispersé il existe une densité plus importante de gouttes dans le bas du tube qui doit donc expliquer les échauffements plus faibles pour la sonde basse dans les faibles flux. Cette différence n'existe plus quand le flux dépasse  $600 \text{ Wm}^{-2}$ . On note alors une isothermie de la section. Nous expliquerons ce point au chapitre IV.

Les écoulements dispersés ne présentent pas d'hystérésis (voir figure III.28). La densité de flux de retour à l'ébullition nucléée dans le cas des quasi-dispersés est la même que pour le flux critique (environ  $1\,400 \text{ Wm}^{-2}$ ). Les échauffements sont les mêmes à flux croissants et décroissants.

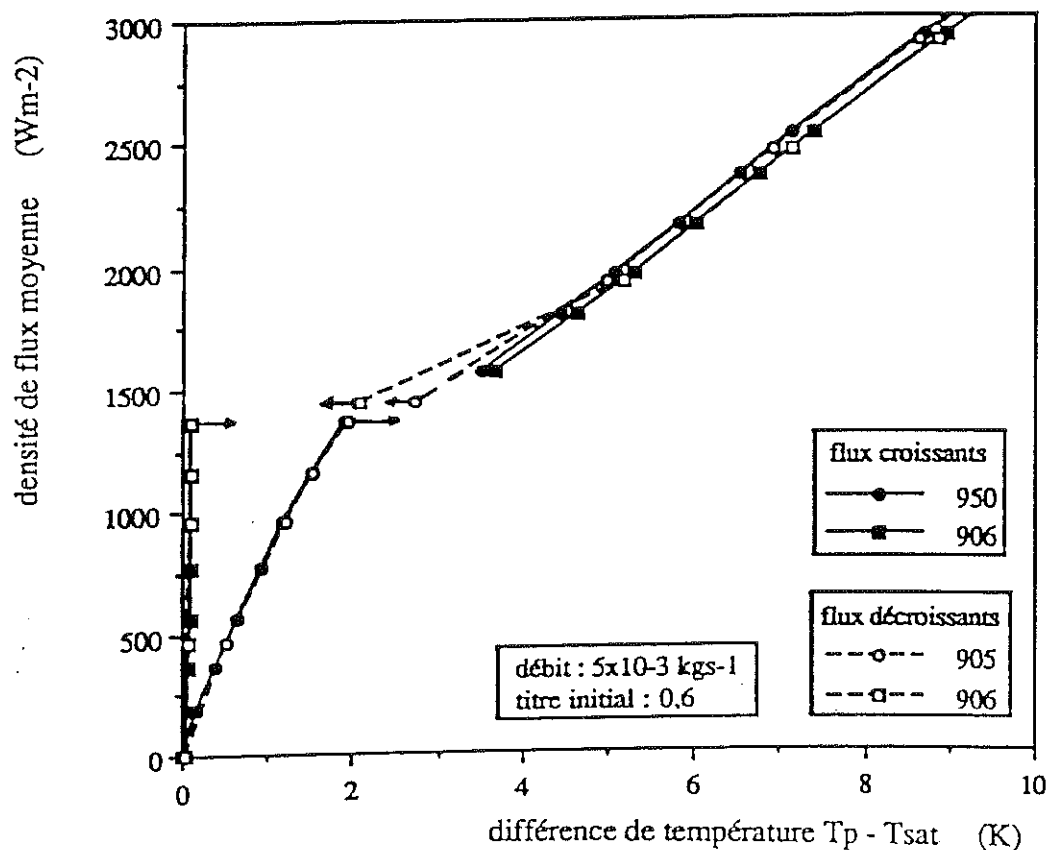


figure III.28 : échauffement de la paroi pour des flux croissants et décroissants pour un écoulement dispersé

### III.4.5. Comparaison des différents écoulements

Le comportement des trois types d'écoulements est résumé sur les figures III.29. Seuls les écoulements stratifiés et intermittents sont soumis à une crise d'ébullition (voir figure III.29a). Celle-ci intervient pour des flux d'environ  $1\,500\text{ Wm}^{-2}$  pour les écoulements stratifiés et d'environ  $2\,000\text{ Wm}^{-2}$  pour les écoulements intermittents. Le tableau III.1 indique la valeur des flux critiques pour chaque écoulement étudié ainsi que les flux de retour à l'ébullition nucléée lors de la décroissance des flux dans la boucle d'hystérésis. On remarque que les flux de retour à l'ébullition nucléée sont quasiment tous les mêmes et d'une valeur d'environ  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$ . Pour mémoire, dans le cas d'un échange en bain le flux de retour à l'ébullition nucléée est lui aussi égal à  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$ .

L'échange dans la région d'ébullition en film est constant pour les écoulements intermittents car la droite des échauffements passe par l'origine. Ce n'est pas le cas des écoulements stratifiés, ce qui traduit une détérioration de l'échange avec l'augmentation du flux de chauffage.

Avant la crise d'ébullition la section n'est pas isotherme comme en témoigne la figure III.29b. Malgré la bonne conductibilité thermique de la paroi il existe des différences de température entre le haut et le bas du tube de l'ordre de 3 K. Dans le cas des écoulements stratifiés et intermittents le bas du tube est baigné par du liquide, siège d'une ébullition nucléée. Ce mode d'échange est efficace et se traduit par une faible élévation de température de la paroi. L'échauffement de la paroi dans la partie basse ne dépend ni du régime d'écoulement ni du débit.

Pour le haut du tube l'échauffement est plus important dans le cas du régime stratifié car la paroi n'est en contact qu'avec du gaz humide contrairement à l'écoulement intermittent où les films de liquide qui existent dans le haut du tube améliorent l'échange. L'échange pour l'écoulement stratifié se fait par convection forcée avec du gaz humide. Le régime intermittent permet alternativement la convection forcée avec du gaz et l'évaporation du liquide. L'échange n'est pas constant avec l'augmentation du flux car les films de liquide deviennent de plus en



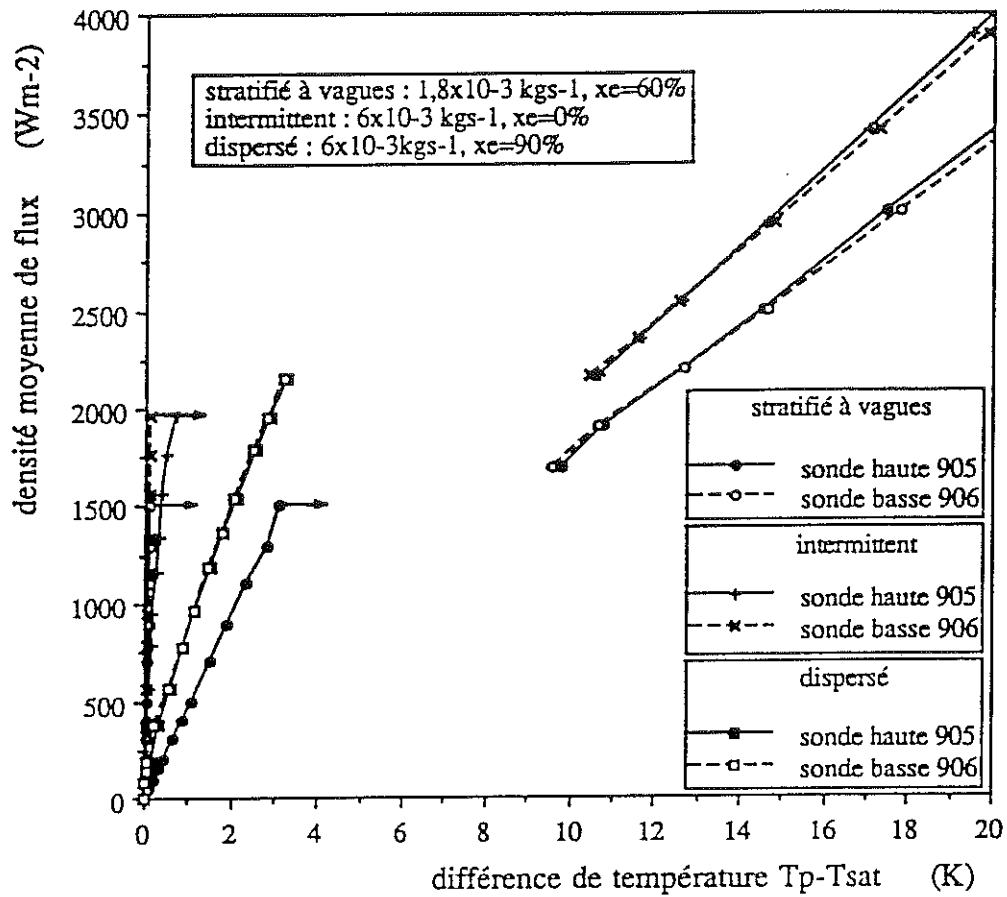


figure III.29a : comparaison des échanges thermiques pour différents écoulements

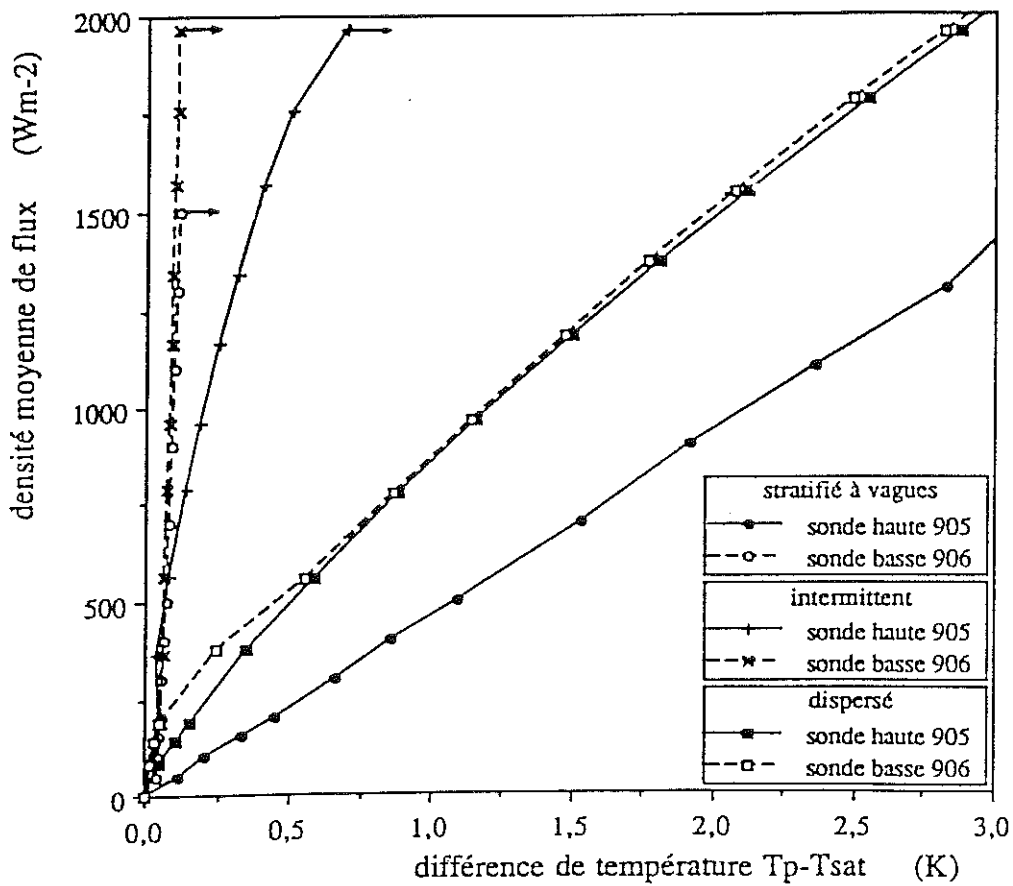


figure III.29b : comparaison des échanges thermiques pour différents écoulements

plus rares ce qui nuit à l'échange.

Le régime dispersé impose une température uniforme dans la section grâce à sa géométrie quasi-homogène. Le fait qu'il existe plus de gouttes dans le bas du tube n'influe que très peu sur la réponse thermique de la paroi. L'écoulement dispersé ne subit apparemment pas de crise d'ébullition et garde ses propriétés de réfrigération constante avec l'augmentation du flux de chauffage.

Il ressort de l'étude des températures de paroi pour la cellule en cuivre que les flux critiques moyens sont beaucoup plus faibles que dans le cas de l'inox. On constate également que la paroi en haut du tube s'échauffe de façon plus importante que dans le cas de la cellule inox. Nous expliquerons ces résultats au chapitre IV.

tableau III.1

débit $\times 10^{-3}$ kgs $^{-1}$	titre initial %	flux critique $Wm^{-2}$	flux de retour à l'ébullition nucléée $Wm^{-2}$	type d'écoulement	titre au niveau des sondes 905 et 906 %	remarques
2	0	2000	990	intermittent	11	
2	11	1820 *	1063 *	intermittent	21	
3	0	2055 *	1000 *	intermittent	8	
3	20	1840	1140	intermittent	27	
4	0	2100	1200	intermittent	6	
6	0	2000 *	1373 *	intermittent	4	
1,8	60	1510 *	1000 *	stratifié	69	
2	30	1755	1040	stratifié	40	
2	40	1725	1040	stratifié	50	
2	70	1625	1005	stratifié	79	
3	60	1625	1200	stratifié	66	
2	90	1010 *	1000 *	stratifié à tendance dispersé	96	pas d'hystérésis
4	70	1380	1246	stratifié à tendance dispersé	74	pas d'hystérésis
5	60	1400 *	1400 *	quasi-dispersé	63	pas d'hystérésis
6	50	1400 *	1400 *	quasi-dispersé	53	pas d'hystérésis
6	90	sans crise	sans crise	dispersé		

\* Ces flux critiques sont approximatifs car établis lors du tracé des courbes d'échange où le chauffage se fait par paliers successifs. L'imprécision est de l'ordre de  $200 Wm^{-2}$ .

### III.5. CRISE D'EBULLITION

La présentation au paragraphe précédent des courbes d'échauffement de la paroi fait apparaître la présence de crises d'ébullition dans certains écoulements. Nous avons effectué des expériences spécifiques sur le déclenchement de ces crises afin d'essayer de connaître les mécanismes de déclenchement de la crise ainsi que ceux de la propagation du film de gaz à l'ensemble de la partie initialement mouillée par le liquide.

Nous présenterons d'abord un récapitulatif sur les densités de flux critiques moyennes puis l'étude sur la transition de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film. Le phénomène inverse de retour à l'ébullition nucléée a également été étudié, nous l'aborderons dans la fin du paragraphe.

#### **III.5.1. Densité de flux critique moyenne**

Nous avons regroupé dans le tableau III.1 la densité de flux critique moyenne ainsi que la densité de flux de retour à l'ébullition nucléée pour les cas expérimentaux traités. Certaines densités de flux critiques ont été évaluées car obtenues lors du tracé des courbes d'échange où le chauffage a été fait par paliers successifs. L'imprécision est dans ce cas de l'ordre de  $200 \text{ Wm}^{-2}$ . Pour les autres expériences le chauffage était progressif grâce à une rampe, permettant ainsi de déterminer la densité de flux critique avec plus de précision.

Il apparaît dans le tableau III.1 que la densité de flux critique moyenne pour les écoulements intermittents est de l'ordre de  $1\ 900 \text{ Wm}^{-2}$ . Elle chute vers  $1\ 700 \text{ Wm}^{-2}$  pour les écoulements stratifiés. Par ailleurs, on remarque la faible valeur du flux critique moyen (environ  $1\ 300 \text{ Wm}^{-2}$ ) pour les écoulements quasi-dispersés et stratifiés à tendance dispersé. L'écoulement stratifié à tendance dispersé peut se décrire comme un écoulement comportant une forte densité de gouttes dans le bas du tube présentant une séparation assez nette avec le gaz. Cette densité de gouttes permet la création d'un film de liquide pariétal dans le bas du tube. Bien qu'il ne soit pas visible dans la zone de visualisation, il est suffisant pour assurer une ébullition nucléée car l'échauffement de la paroi basse est identique à celui obtenu pour un

écoulement intermittent. Ce film de liquide subit une crise d'ébullition, mais on constate que les valeurs de flux moyen de retour à l'ébullition nucléée sont très proches de celles des flux critiques moyens. Cette quasi-absence d'hystérésis dans la courbe d'échange ne se retrouve pas pour les autres débits. Ceci augmente la singularité de ces écoulements.

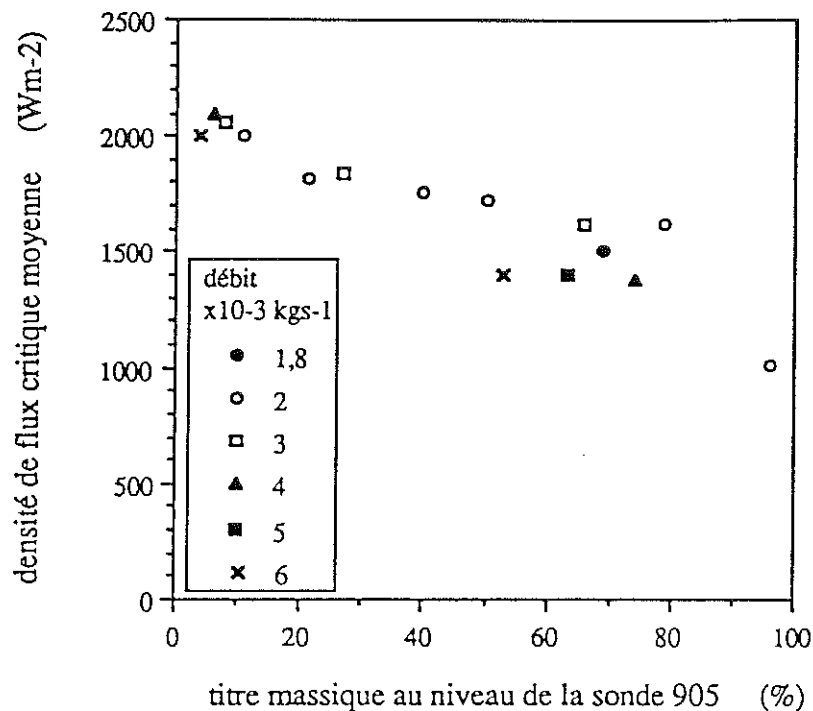


figure III.30 : évolution de la densité de flux critique en fonction du titre massique

Nous avons tracé sur la figure III.30 la dépendance du flux critique moyen avec le titre massique calculé au niveau des sondes 905 et 906. Ce titre a été calculé sans tenir compte de l'échauffement du gaz (au maximum de 0,7 K avant la crise). Il apparaît clairement que l'augmentation du titre massique diminue le flux critique moyen. Nos écoulements intermittents ayant des titres plus faibles que les stratifiés, il est normal de trouver des valeurs de flux critiques plus élevés. L'influence du débit n'apparaît pas prépondérante sur les flux critiques moyens.

La densité de flux de retour à l'ébullition nucléée a également été tracée en fonction du titre massique sur la figure III.31. On ne note pas de tendance générale si ce n'est une quasi-

égalité de toutes ces valeurs. Elles sont d'ailleurs du même ordre de grandeur que la densité de flux de retour à l'ébullition dans le cas d'un bain (environ  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$ ).

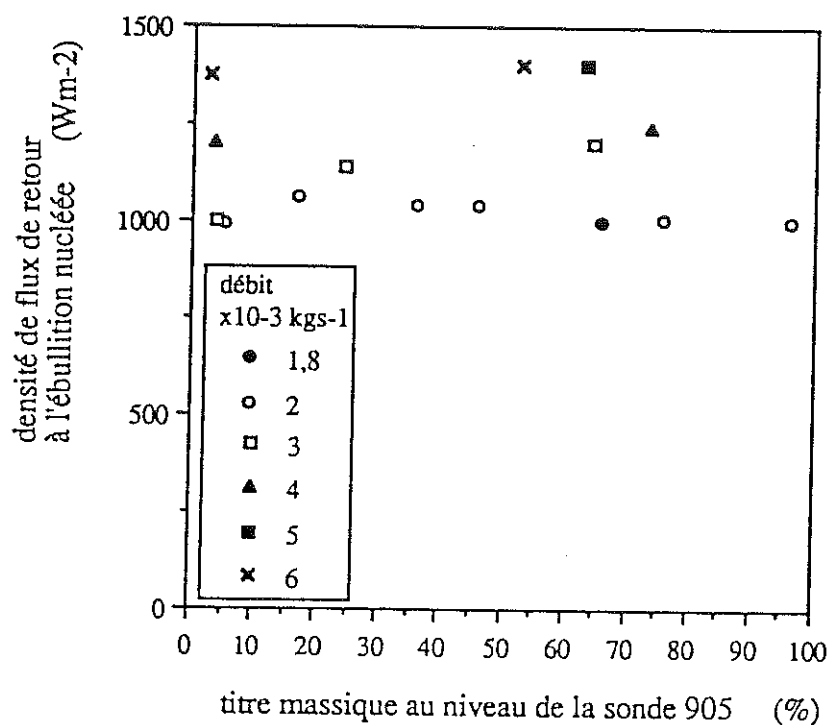


figure III. 31 : flux de retour à l'ébullition nucléée en fonction du titre massique

### III.5.2. Transition de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film

Afin d'étudier la transition entre le régime d'ébullition nucléée à celui en film, nous avons appliqué une rampe de chauffage sur la cellule en cuivre E et mesuré dans le même temps l'évolution de la température des sondes 905 et 906 placées au milieu de la cellule. Pour ces mesures de température la fréquence d'acquisition est de  $5\,000\text{ Hz}$  ou de  $2\,000\text{ Hz}$ . Il faut donc supprimer le filtre passe bas que l'on avait placé sur la chaîne de mesure. Les mesures de température sont donc plus bruitées que celles des courbes  $q(\Delta T)$  présentées précédemment. L'amplitude du bruit se traduit par une variation d'environ  $\pm 0,05\text{ K}$  à  $4,5\text{ K}$  et de  $\pm 0,9\text{ K}$  à  $15\text{ K}$  autour de la valeur moyenne. La rampe de chauffage a été ajustée à chaque essai pour cerner au plus près la crise d'ébullition. Son amplitude est de l'ordre de  $50\text{ Wm}^{-2}$  pour une durée variable de 1 à 3 s.

Nous avons réalisé des essais avec une rampe de 1, 2 ou 3 s. Pour le déclenchement de la crise d'ébullition nous ne constatons pas d'influence de la valeur de la rampe sur le comportement général des températures de paroi.

#### III.5.2.1. Comportement de la sonde basse

L'allure de la transition est la même pour la sonde basse 906 pour les écoulements stratifiés et intermittents comme le montrent les figures III.32 et III.33. La figure III.32 correspond à un écoulement stratifié de débit  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 40% tandis que la figure III.33 représente un écoulement intermittent de débit  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 20%. Seul le temps pour atteindre le régime d'ébullition en film varie légèrement. Par contre pour les écoulements quasi-dispersés et stratifiés à tendance dispersé (voir figure III.34) la transition est beaucoup plus rapide et la température fluctue beaucoup une fois le régime d'ébullition en film atteint. Malheureusement, pour cet essai, la rampe de chauffage n'a pas été enregistrée. Il est probable que le film de liquide qui existe dans le bas du tube avant la crise soit formé par l'impact d'un grand nombre de gouttes sur la paroi. Il est disloqué à la crise et après les gouttes contenues dans l'écoulement ne peuvent plus former de film de liquide et sont en caléfaction lorsqu'elles arrivent sur la paroi, ce qui expliquerait les fortes oscillations de la sonde 906.

#### III.5.2.2. Comportement de la sonde haute

On a vu que le comportement de la sonde basse était identique pour les écoulements stratifiés et intermittents. Il en est presque de même pour la sonde haute 905. On peut en effet voir sur les figures III.32 et III.33 que la température de la sonde 905 est assez fluctuante avant la crise et qu'elle augmente au moment de la crise de façon assez marquée. Ce phénomène se retrouve sur tous les écoulements stratifiés et intermittents que l'on a pu étudier. Enfin, pour les écoulements quasi-dispersés, la sonde 905 évolue de façon continue, présentant juste un changement du niveau moyen de la température.

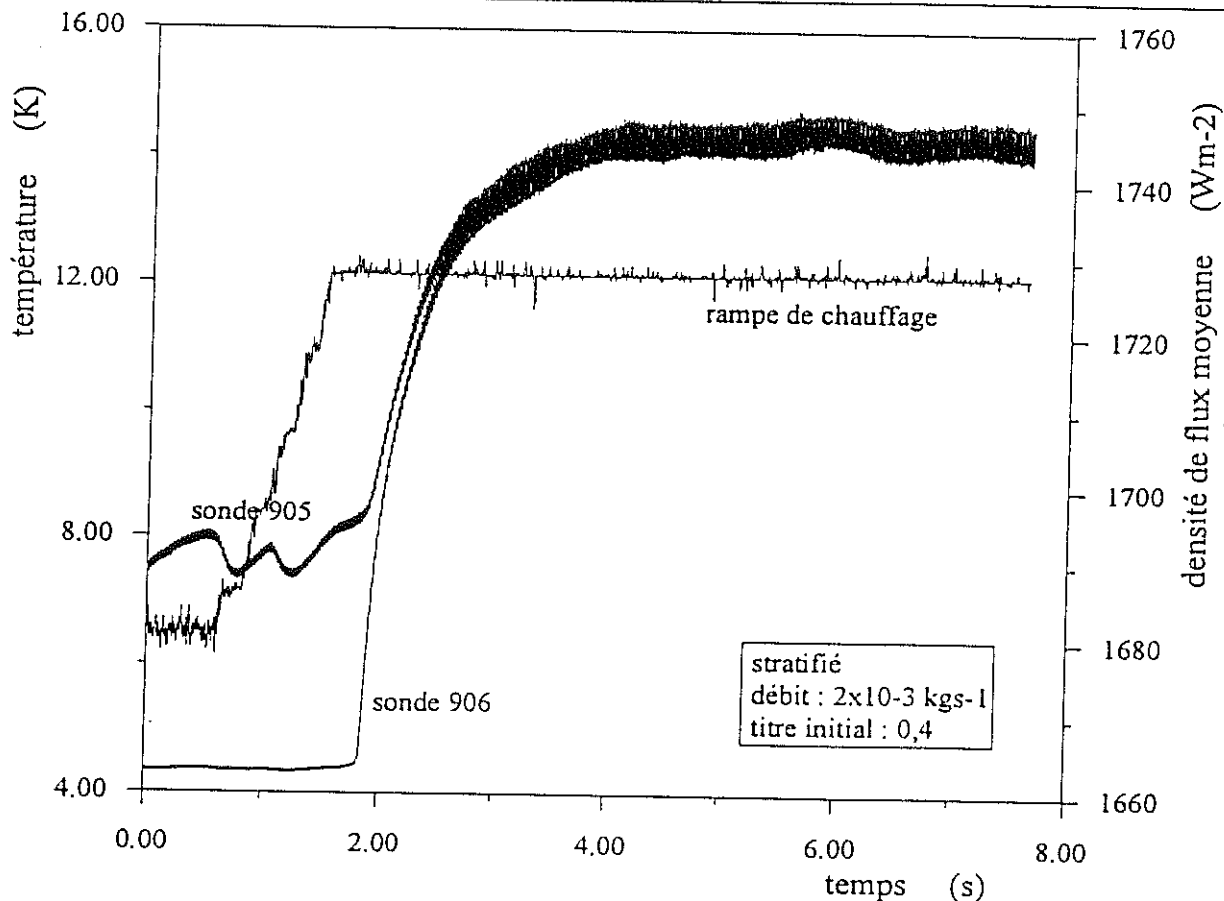


figure III.32 : déclenchement de la crise d'ébullition pour un écoulement stratifié

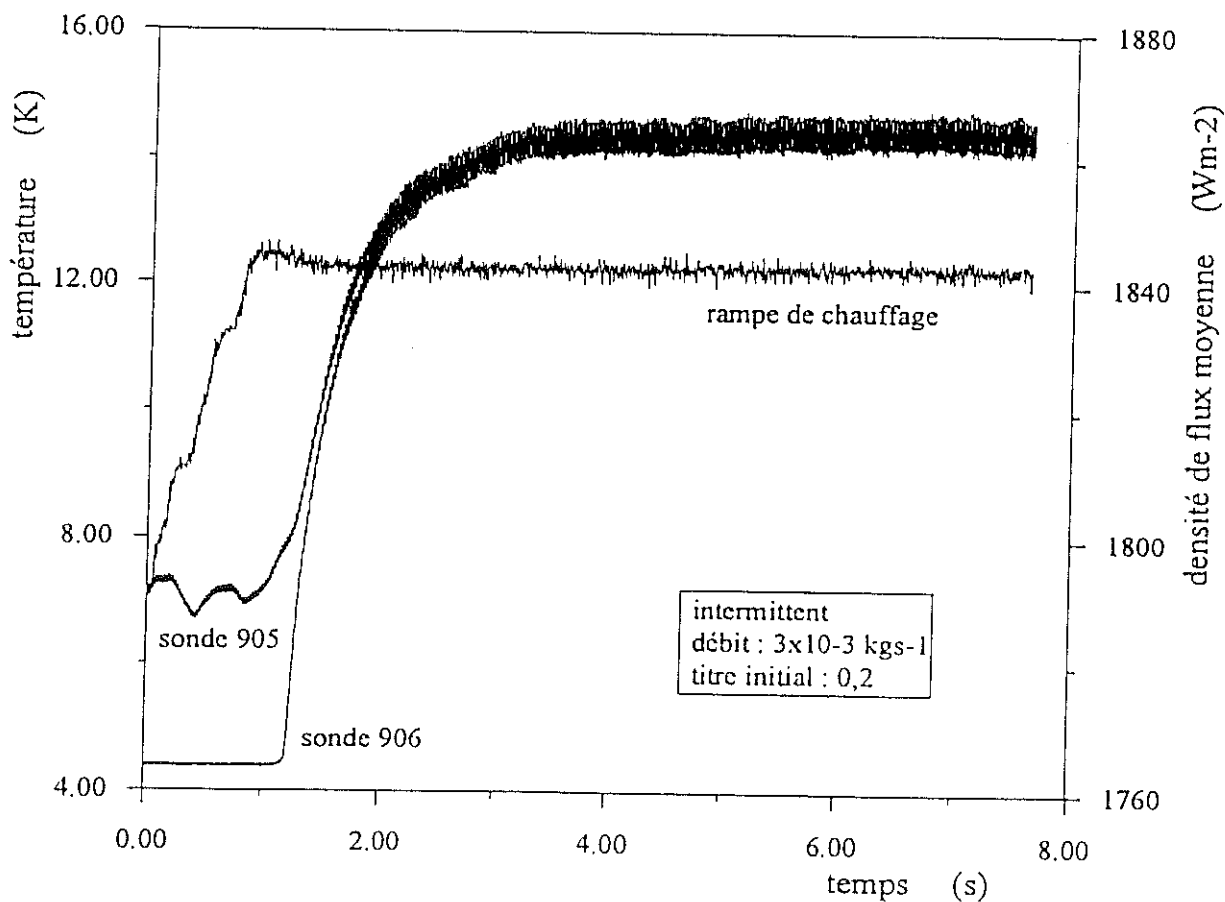


figure III.33 : déclenchement de la crise d'ébullition pour un écoulement intermittent



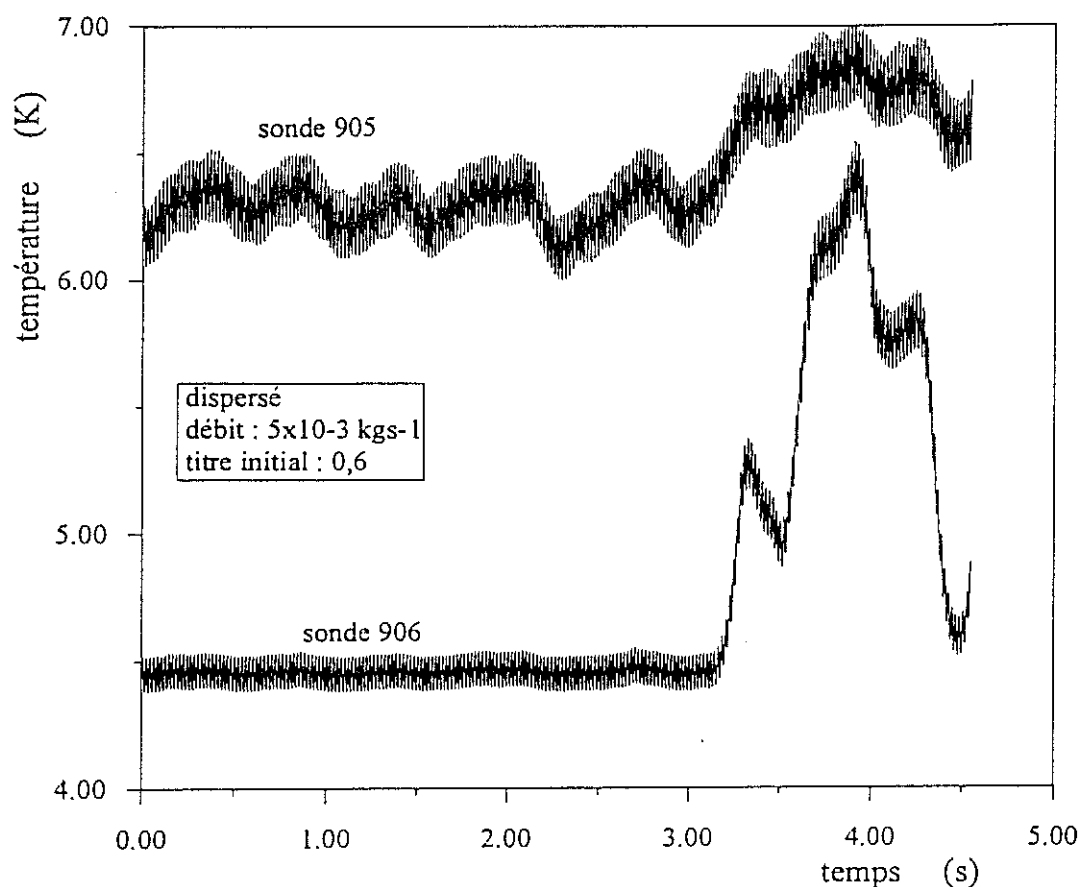


figure III.34 : déclenchement de la crise d'ébullition pour un écoulement dispersé

### III.5.2.3. Reproductibilité des essais

Nous avons effectué plusieurs essais pour des paramètres d'écoulement identiques à quelques minutes d'intervalle et constatons une excellente reproductibilité des courbes à partir du déclenchement de la crise (voir figure III.35 et III.36). Par contre le déclenchement de la crise n'intervient pas au même moment de la rampe de chauffage. Sur la figure III.35 la fin de la rampe d'une durée de 1 s est atteinte avant le déclenchement de la crise. La crise se déclenche environ 0,44 s après la fin de la rampe. Concernant l'essai rapporté sur la figure III.36 où la rampe a une durée de 3 s, la crise se déclenche pendant la rampe de chauffage à 1,85 s du début de la rampe. Il faut noter que l'amplitude de la rampe et la valeur initiale du chauffage sont les mêmes pour ces deux essais.

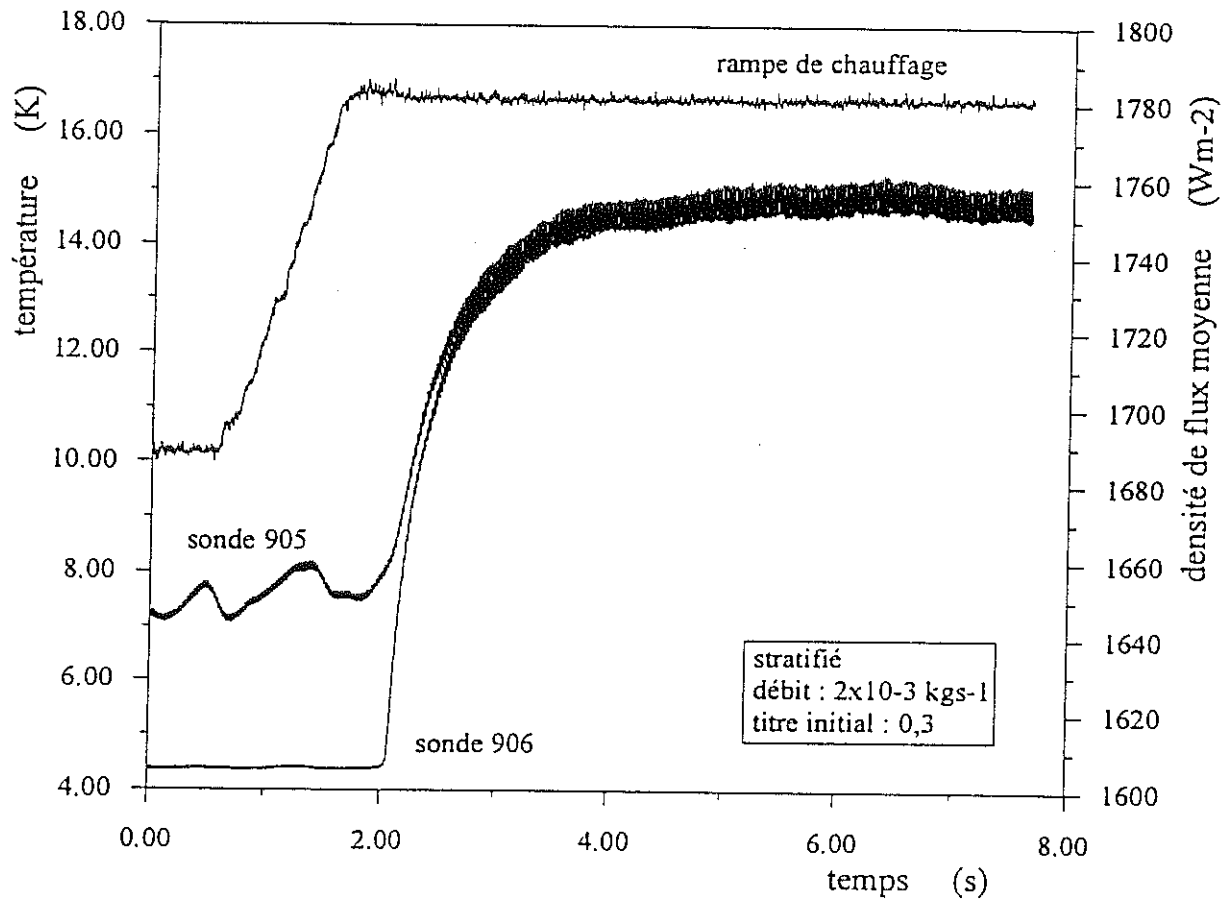


figure III.35 : déclenchement de la crise d'ébullition pour un écoulement stratifié

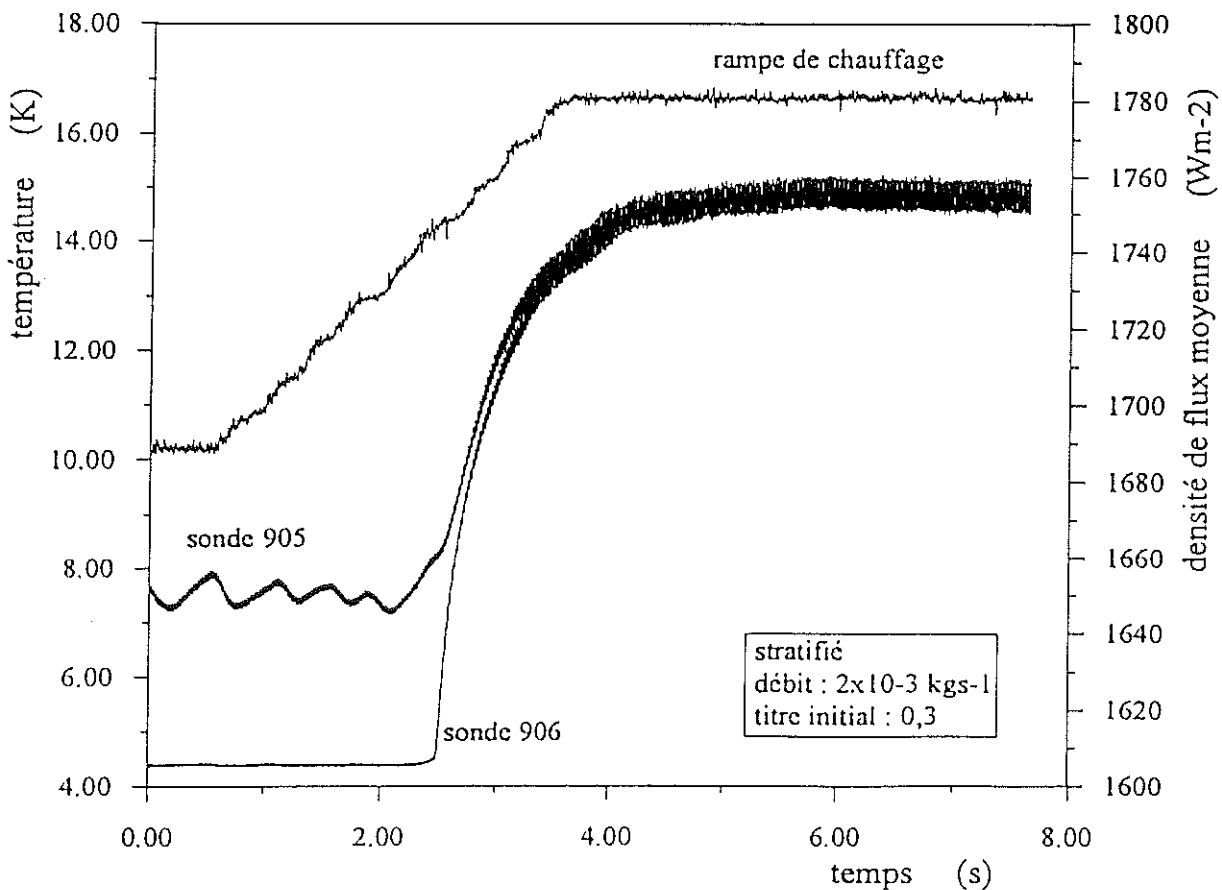


figure III.36 : déclenchement de la crise d'ébullition pour un écoulement stratifié et une rampe de 3s

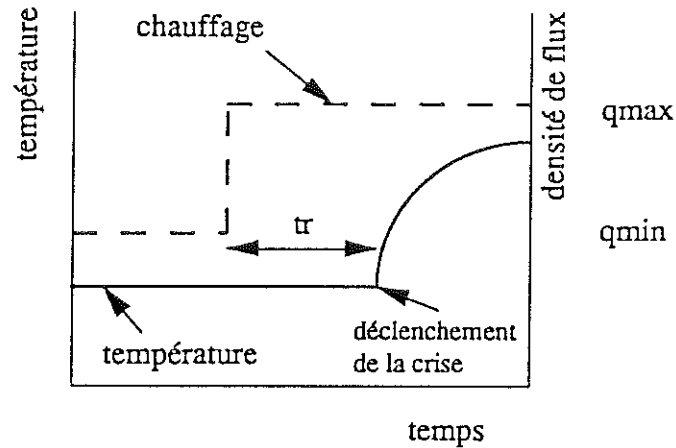
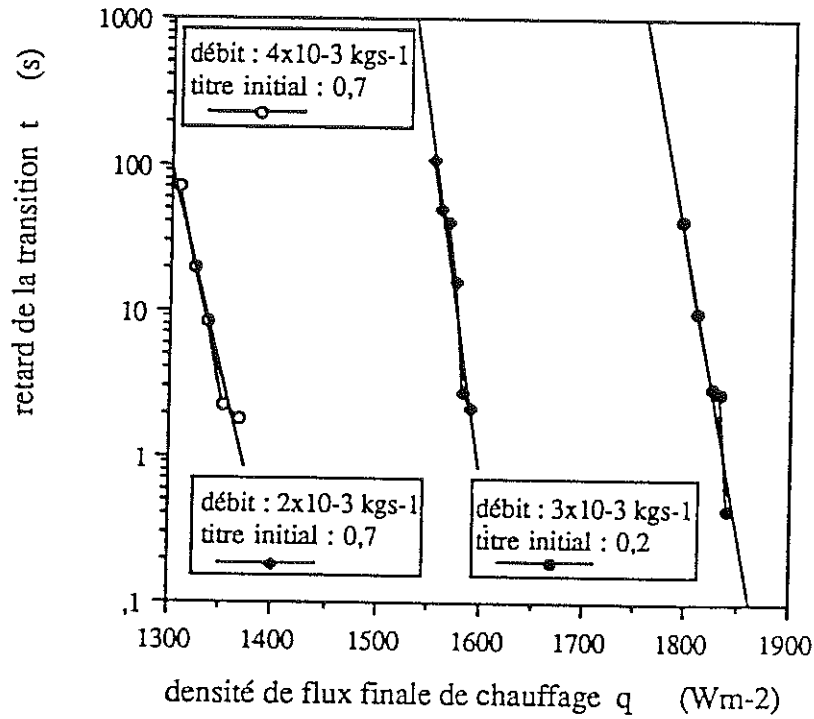
III.5.2.4. Retard au déclenchement de la crise

figure III.37 : retard au déclenchement de la crise

Pendant la recherche de la position précise de la crise d'ébullition on s'est aperçu que la crise ne survenait pas immédiatement après l'application du chauffage. La densité de flux était fixée à une valeur relativement éloignée de la crise ( $q_{min}$ ) constante pour chaque débit puis augmentée brutalement jusqu'à  $q_{max}$  ( $q_{max} > q_{critique}$ ) de façon à former un créneau de chauffage (voir figure III.37). Le temps de retard  $t_r$  entre l'application du chauffage et le déclenchement de la crise est présenté sur la figure III.38 pour trois écoulements en fonction de différentes valeurs pour  $q_{max}$ . On constate que le temps  $t_r$  entre l'application du chauffage et la crise d'ébullition suit une loi exponentielle avec une bonne précision. Le coefficient de l'exponentielle diminue avec l'augmentation du débit. Ainsi, une faible variation des densités de flux finales  $q_{max}$  induit une assez forte variation au niveau du retard au déclenchement de la crise d'ébullition.

III.5.2.5. Temps pour passer de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film

On mesure ici le temps mis par la sonde 906 pour passer du régime d'ébullition nucléée à celui en film, c'est-à-dire à la nouvelle température stable. Nous prenons pour origine le point où la température s'élève brutalement et comme point final le temps mis par la température pour atteindre 95% de la valeur finale.

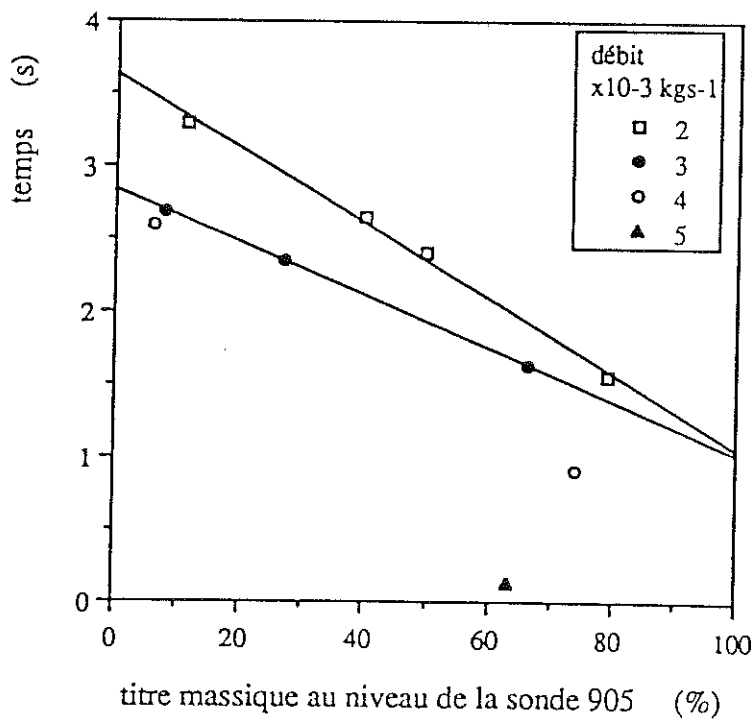


$$t(2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}) = 5,2004e+74 * 10^{(-4,6766e-2q)}$$

$$t(3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}) = 2,8922e+69 * 10^{(-3,7827e-2q)}$$

$$t(4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}) = 1,1793e+39 * 10^{(-2,8516e-2q)}$$

figure III.38 : temps entre le début du chauffage et la transition



$$\text{temps}(2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}) = 3,6309 - 2,5760 \times 10^{-2} \times$$

$$\text{temps}(3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}) = 2,8335 - 1,8185 \times 10^{-2} \times$$

figure III.39 : temps mis par la sonde 906 pour passer de l'ébullition nucléée à celle en film en fonction du titre massique

La figure III.39 présente le temps mis par la sonde basse 906 pour passer du régime d'ébullition nucléée à celui en film en fonction du titre massique estimé au niveau des sondes de chauffage. Ce titre a été calculé en ne prenant pas en compte la surchauffe du gaz. On observe que le temps de transition est linéaire et décroît avec l'augmentation du titre. D'autre part on remarque également que, plus le débit est faible, plus le temps de transition est élevé. Le point à  $5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  correspond à un écoulement quasi-dispersé, où la phase liquide condensée est très faible, nous sommes ici à la frontière de l'ébullition nucléée, ce qui peut expliquer cette très faible valeur. Ce temps pour atteindre le nouvel équilibre du système peut correspondre au temps mis par la paroi pour vaporiser le liquide et créer le film de gaz, mais aussi au temps nécessaire à la paroi pour atteindre sa température finale.

### III.5.3. Transition de l'ébullition en film vers l'ébullition nucléée

On a étudié précédemment le passage de l'ébullition nucléée vers celle en film, il est intéressant d'analyser le processus inverse. Le mode opératoire des expériences est le même, une rampe de flux est appliquée et les températures enregistrées. Par contre, la durée de la rampe varie entre 1, 3 ou 6 s.

#### III.5.3.1. Présentation d'une courbe typique

Nous présentons ici une courbe typique du passage de l'ébullition en film à l'ébullition nucléée. La figure III.40 présente le retour à l'ébullition nucléée d'un écoulement intermittent pour un débit de  $4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un titre initial nul. La rampe dans ce cas est de 3 s pour passer du flux maximal au flux minimal. Cette courbe présente des variations de pente que l'on peut supposer correspondre à différents mécanismes de refroidissement de la paroi.

Les températures des sondes haute et basse dans le début de la rampe de flux varient peu, puis chutent ensemble assez fortement à partir du point A. Cette décroissance s'accroît encore au point B. La sonde basse 906 indique alors une température très proche de celle que prend la paroi en ébullition nucléée. La différence de température entre le point  $C_{906}$  et  $E_{906}$  est d'environ  $60 \times 10^{-3} \text{ K}$ . A partir du point C, la température des sondes se stabilise sur des paliers

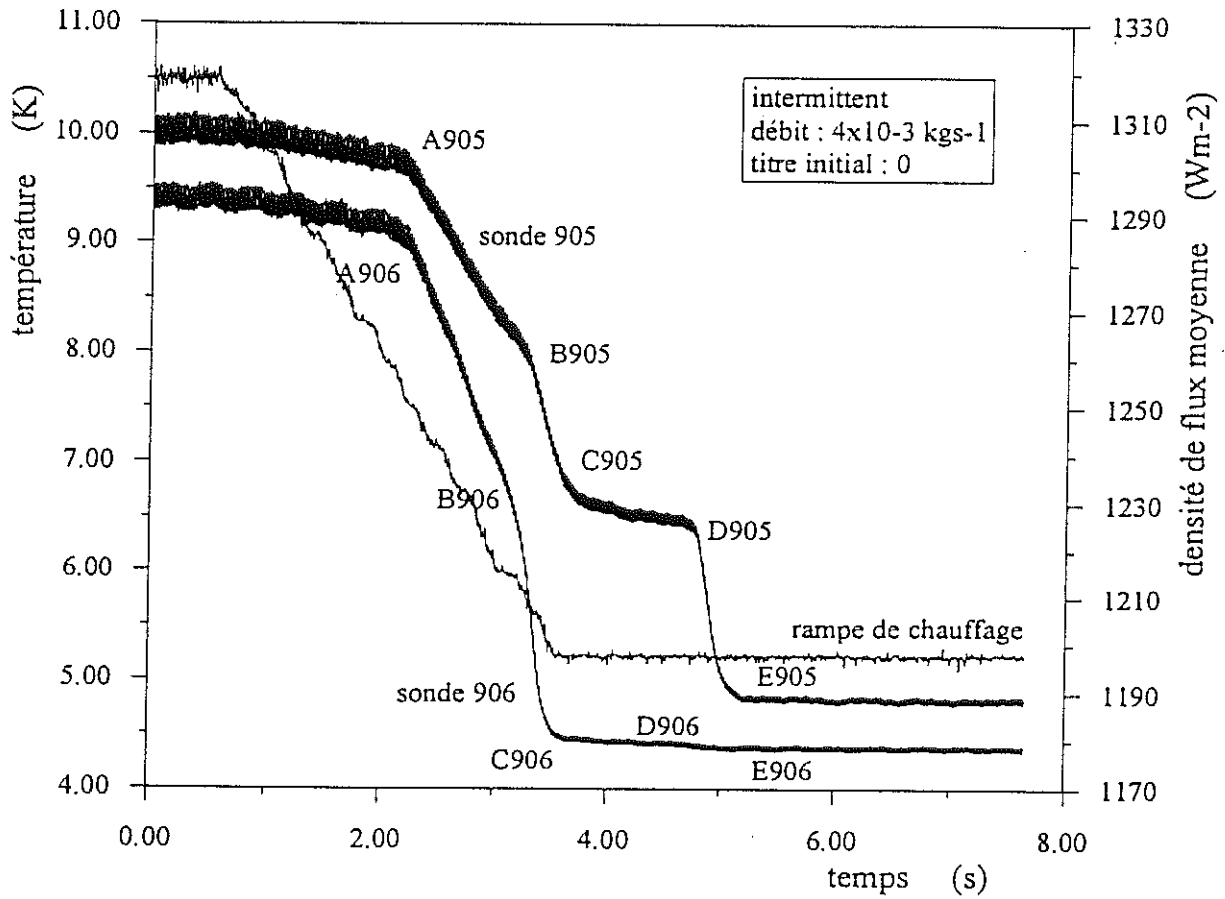


figure III.40 : retour à l'ébullition nucléée pour un écoulement intermittent

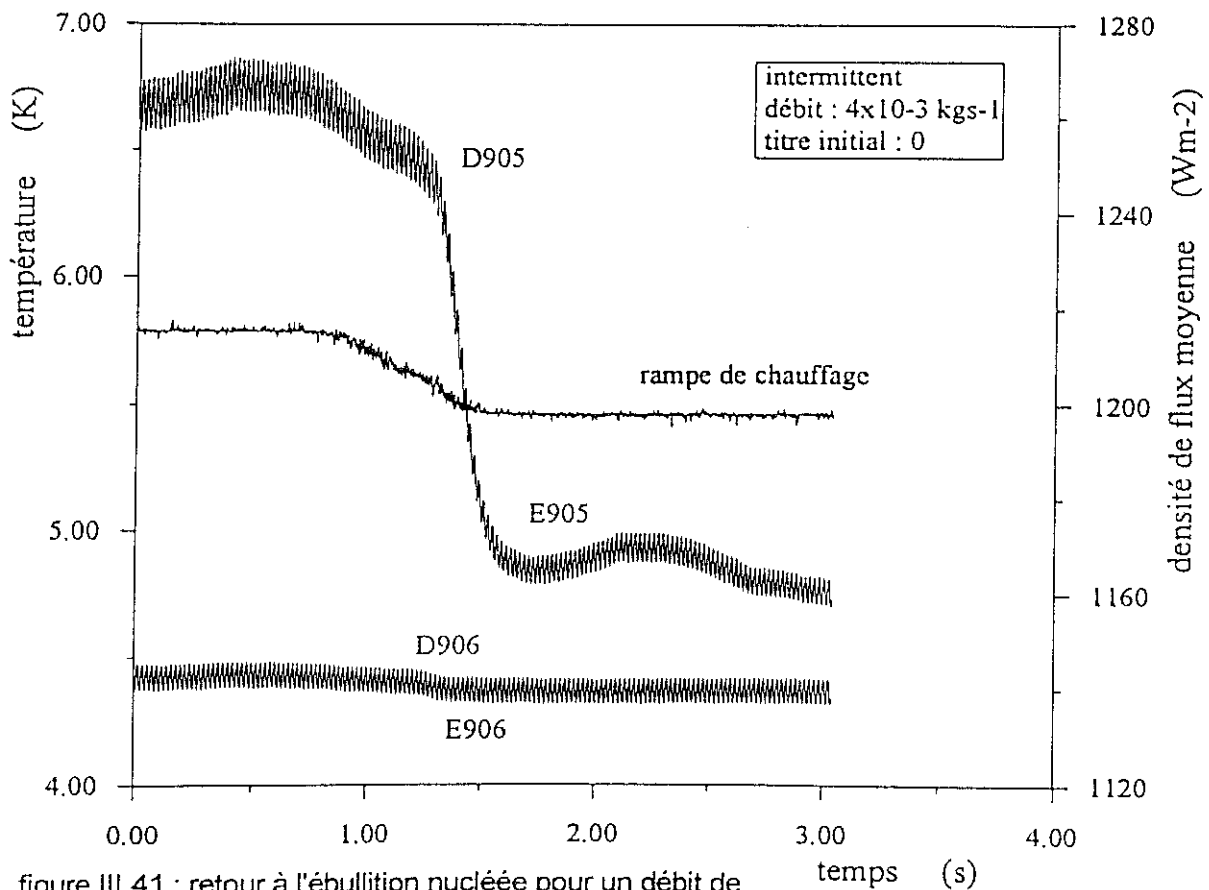


figure III.41 : retour à l'ébullition nucléée pour un débit de  $4 \times 10^{-3}$  kgs-1 et un titre initial nul

légèrement décroissants, d'environ 6,6 K pour la sonde haute au point C. Puis elle chute de façon brutale au niveau du point D pour la sonde haute tandis que la température de la sonde basse ne décroît que faiblement ( $60 \times 10^{-3}$  K).

Nous avons appliqué une rampe de chauffage d'amplitude plus faible autour des points D afin d'affiner nos mesures. La décroissance de température de la sonde basse apparaît alors plus clairement sur la figure III.41. La valeur du temps entre le point  $D_{905}$  et  $E_{905}$  est la même dans les deux cas à 5/100 s près. En même temps que cette dernière décroissance est passée, le régime d'ébullition nucléée est atteint pour la sonde basse au point  $E_{906}$ .

Si le flux de chauffage est réaugmenté à partir d'un état correspondant à la zone C-D, les températures des deux sondes augmentent de façon telle que, pour un flux de l'ordre de  $1\ 300\ \text{Wm}^{-2}$ , la température de paroi est d'environ 10 K. Nous retrouvons ici la valeur d'échauffement que l'on avait avant le point A, ce qui prouve que l'on n'est pas encore revenu dans le domaine de l'ébullition en nucléée. De plus, une fois le point E passé, il faut chauffer jusqu'au flux critique de  $2\ 100\ \text{Wm}^{-2}$  pour arriver à la crise d'ébullition et ainsi retrouver des températures de l'ordre de 10 K pour la sonde basse. Ceci montre que le retour à l'ébullition nucléée ne se fait qu'au-delà du point E.

Il est assez surprenant de constater que cette zone C-D correspond à un régime d'ébullition en film car la température de la sonde basse n'est que de  $60 \times 10^{-3}$  K supérieure à la valeur qu'elle prend en ébullition nucléée. Une explication possible tient dans le fait qu'il existe une densité de flux plus grande au droit du thermocoax. Il peut alors subsister des films de gaz uniquement au droit du thermocoax, la partie entre deux fils étant de nouveau mouillée par du liquide. La sonde basse étant équidistante des fils de chauffage elle mesure alors une température relative à une paroi en contact avec du liquide. La différence de  $60 \times 10^{-3}$  K entre les points  $C_{906}$  et  $E_{906}$  pourrait s'expliquer par un apport de chaleur par conduction venant des zones chaudes au droit du thermocoax.

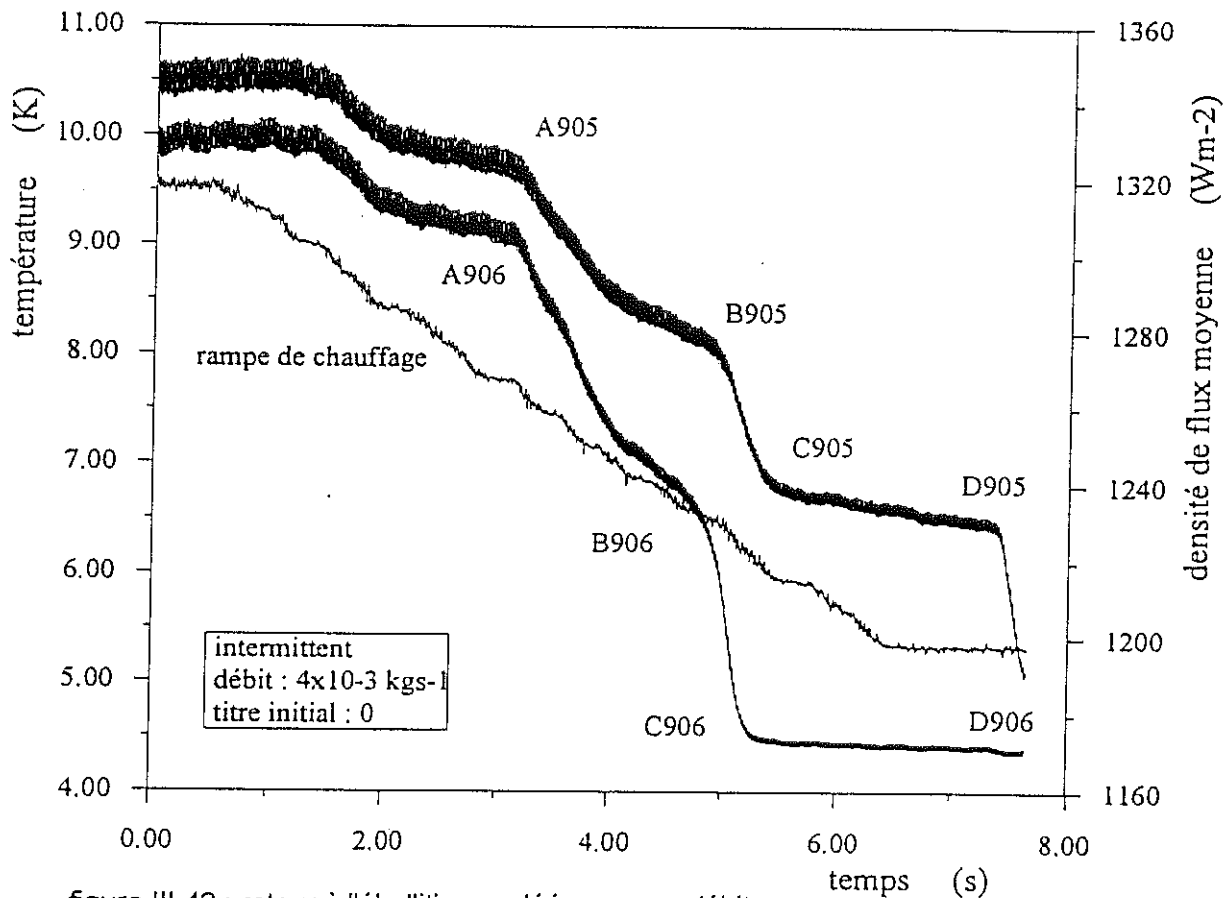


figure III.42 : retour à l'ébullition nucléée pour un débit de  $4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et un titre initial nul

### III.5.3.2. Influence de la rampe

Contrairement au déclenchement de la crise d'ébullition, la valeur de la rampe de chauffage a ici une importance. Ceci n'est pas outre mesure surprenant car la densité de flux appliquée à la paroi contrôle directement l'échauffement du film de gaz emprisonné entre le liquide et la paroi. Une décroissance en flux entraîne donc une diminution de la température du gaz ainsi que celle de la paroi. La figure III.42 montre le retour à l'ébullition nucléée pour les mêmes débit et titre initial que la figure III.40 mais avec une rampe d'une durée de 6 s. Nous retrouvons sur cette figure III.42 les mêmes paliers et chutes brutales de la température mais de longueur différente. Le temps nécessaire pour atteindre l'ébullition nucléée est plus long dans le cas d'une rampe de 6 s que pour une rampe de 3 s comme le résume le tableau III.2. Le temps nécessaire pour passer de l'ébullition en film à l'ébullition nucléée est, dans ce cas, d'environ 30% plus important pour la rampe de 6 s.



Tableau III.2 : temps des différents paliers

temps entre les différents points en s	sonde 905 rampe de 3s	sonde 905 rampe de 6s	sonde 906 rampe de 3s	sonde 906 rampe de 6s
A-B	1,275	1,890	1,099	1,824
B-C	0,329	0,659	0,373	0,440
C-D	1,120	1,802	1,231	2,022
D-E	0,373	-	0,352	-

### III.5.3.3. Reproductibilité

Nous constatons également que, pour deux essais consécutifs dans les mêmes conditions de rampe, de débit et de titre initial, le comportement peut varier. Les figures III.43 et III.44 ont été obtenues pour un même débit de  $2 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup>, un titre initial de 40% et une rampe de 3 s. Or sur la figure III.43, nous constatons les mêmes chutes et plateaux que pour les figures précédentes. Par contre sur la figure III.44 les points  $E_{905}$ ,  $D_{906}$  et  $E_{906}$  n'existent pas. Les figures III.43 et III.44 sont identiques jusqu'aux points C mais pour le cas de la figure III.44 on passe ensuite directement au régime d'ébullition nucléée tandis que dans le cas de la figure III.43 on passe par un régime intermédiaire constitué par les plateaux C-D. La température après le point  $C_{906}$  pour la figure III.44 est de 4,36 K identique à celle du point  $E_{906}$  de la figure III.43 traduisant ainsi le retour à l'ébullition nucléée.

Pour la sonde 906, la température fluctue beaucoup entre les points  $C_{906}$  et  $D_{906}$ , ce qui traduit les tentatives du liquide de mouiller la paroi. Celle-ci n'est entièrement mouillée qu'au point  $E_{906}$ . On remarque que dans le cas de la figure III.43, les fluctuations de la sonde 905 semblent corrélées avec celles de la sonde 906. On peut dès lors supposer que les oscillations de la sonde 906 sont dues aux tentatives du liquide de mouiller la paroi basse se traduisant par une diminution de la température de paroi qui se répercute par conduction jusqu'à la sonde 905. Par contre seule la température en 905 fluctue dans la zone D-E pour le cas de la figure III.44. Ces fluctuations sont probablement dues à la variation du nombre de gouttes venant frapper la paroi.

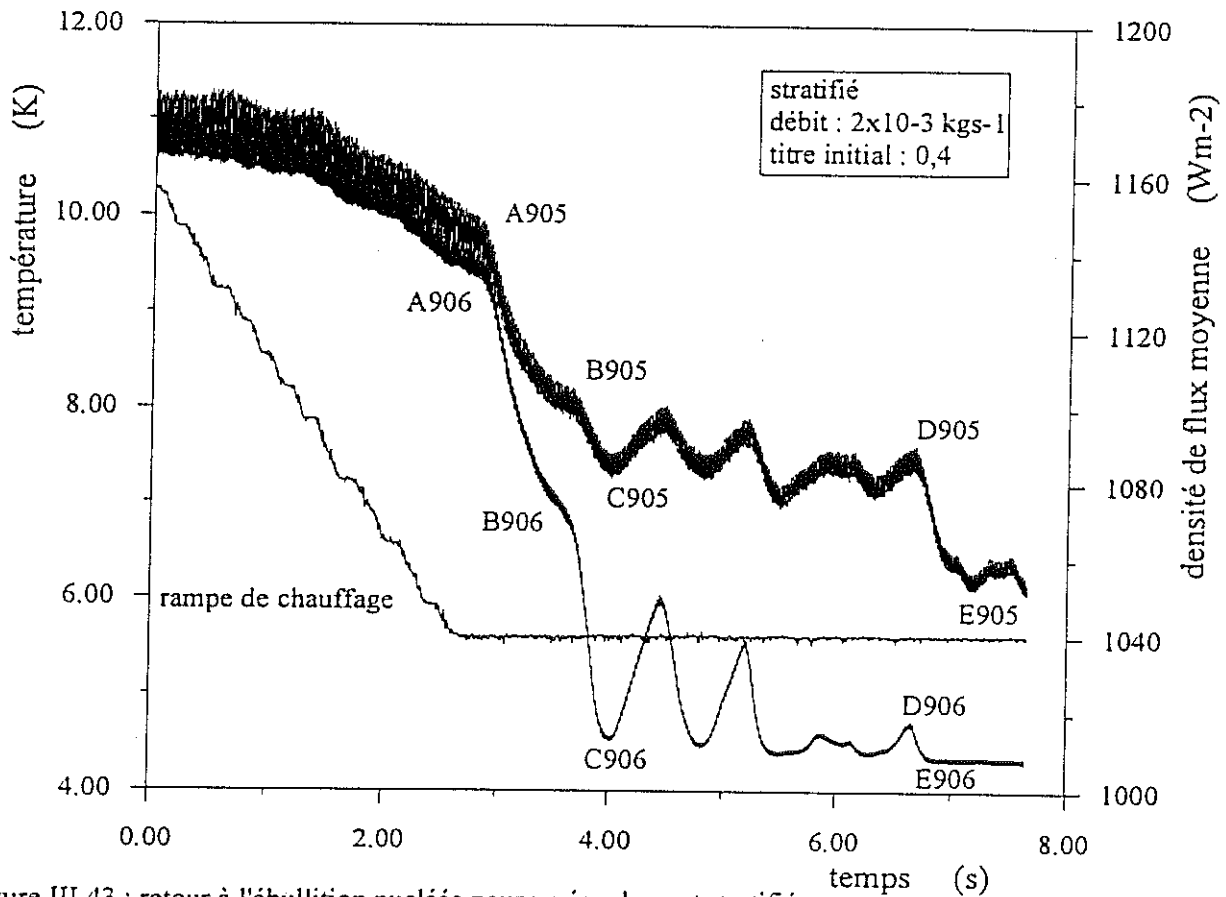


figure III.43 : retour à l'ébullition nucléée pour un écoulement stratifié de  $2 \times 10^{-3}$  kgs-1 et de titre initial 0,4

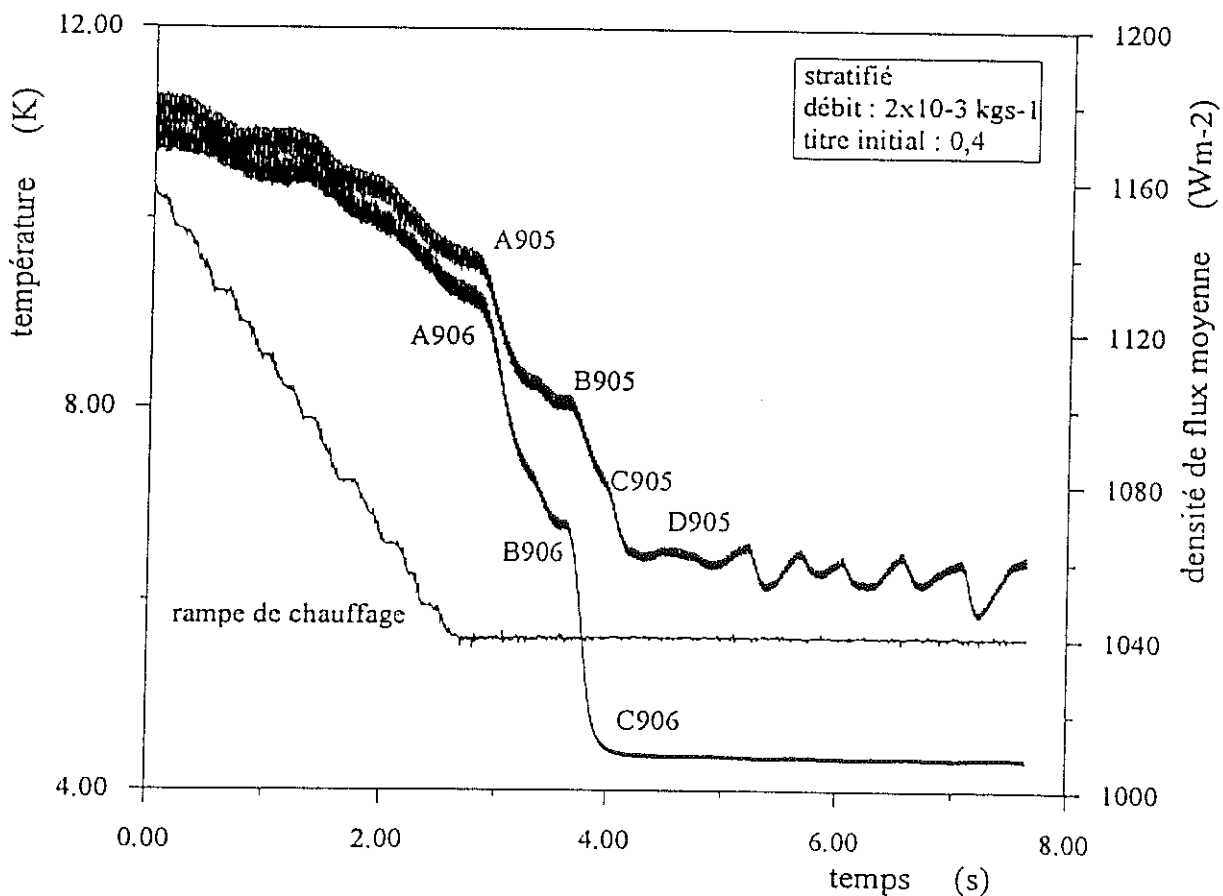


figure III.44 : comportement des sondes 905 et 906 avec un rampe de chauffage aux alentours du retour à l'ébullition nucléée

### III.5.3.4. Stabilité dans le temps des différentes zones

Il se pose la question de la stabilité dans le temps des différentes zones. Peut-on en effet venir se placer sur un point de la courbe A-E de façon stable?

La zone avant le point A correspond au régime permanent, elle est donc stable.

Lors des rampes de chauffage de faible amplitude centrées autour du point D (voir par exemple la figure III.41), nous arrivons à maintenir la température sur le plateau C-D de façon stable.

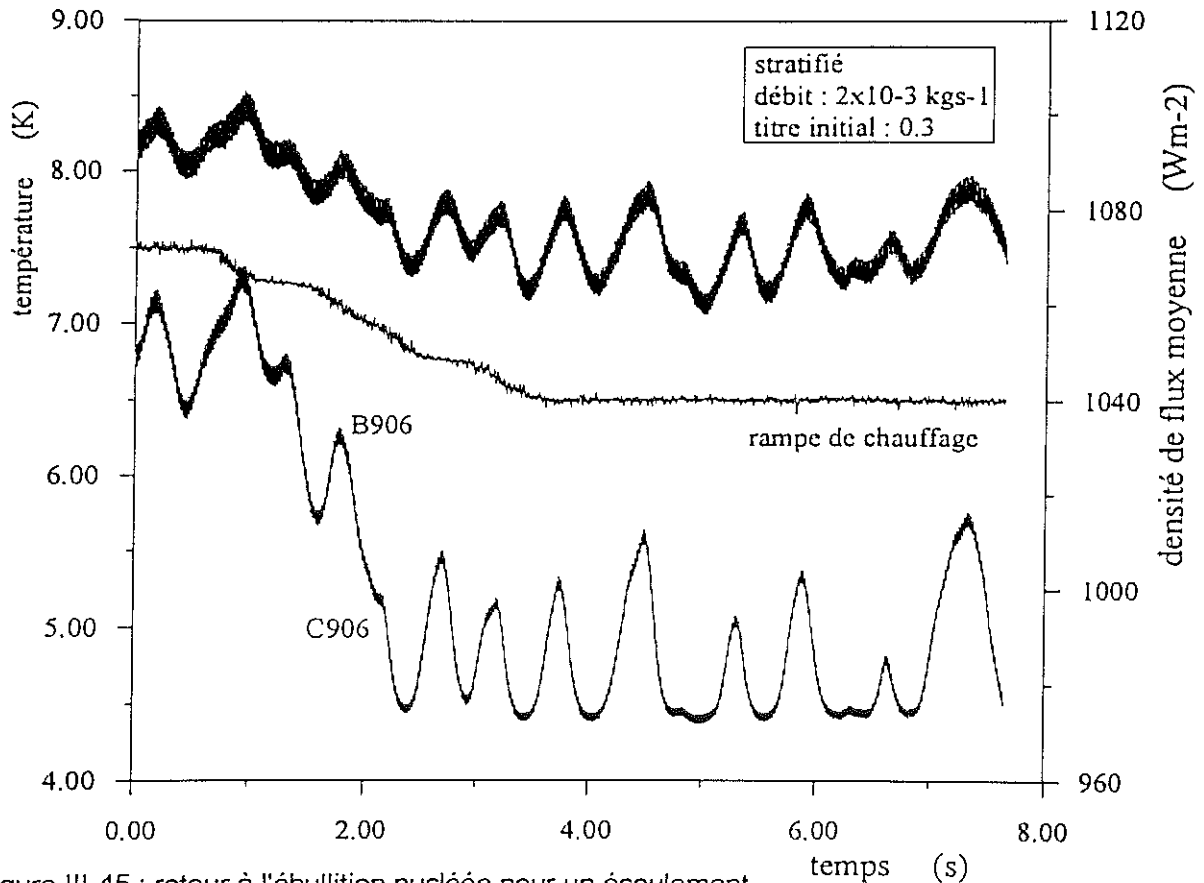


figure III.45 : retour à l'ébullition nucléée pour un écoulement stratifié de  $2 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 0.3

La figure III.45 présente l'enregistrement d'une rampe de chauffage d'amplitude plus faible que celles utilisées précédemment et centrée autour des points B et C. On constate qu'une fois passé le point  $C_{906}$ , la température fluctue de façon importante et que le liquide n'arrive pas à mouiller complètement la paroi pour permettre l'ébullition nucléée. Les

fluctuations persistent pendant 5,5 s dans ce cas. D'autres enregistrements ont été effectués avec des rampes de faible amplitude. Le flux de départ permettait de se positionner sur le plateau C-D et ce, sans passer à l'ébullition nucléée. Ainsi, cela signifie qu'au moins pendant quelques minutes, la paroi peut rester dans les conditions de température décrite par le plateau C-D de façon stable. Le fait de pouvoir débiter la rampe avant le point B, comme dans le cas de la figure III.45, montre que l'on peut trouver un état stable entre les points A et B.

Le passage de l'ébullition en film à l'ébullition nucléée se fait en plusieurs étapes. Les mécanismes mis en jeu dans les phases A-B et C-D semblent stables au moins pendant quelques minutes. Nous n'avons pas attendu plus longtemps pour vérifier si cette stabilité perdurait sur des durées plus importantes.

### III.6. RETOUR DU GAZ A L'EQUILIBRE THERMIQUE

#### **III.6.1. Problématique**

L'étude faite au chapitre III.4 a clairement montré que le gaz contenu dans l'écoulement diphasique s'échauffait de façon significative lors du passage dans la zone de chauffage. Il y a donc ensuite coexistence d'une phase liquide à la saturation et d'une phase gazeuse surchauffée. Il s'agit ici d'étudier le retour de cette phase gazeuse à la température de saturation dans le parcours de la conduite adiabatique suivant la zone de chauffage.

Lors du chauffage de l'écoulement diphasique, une partie de la puissance déposée est captée par le gaz dont la température augmente, l'autre partie servant principalement à vaporiser le liquide. Dans la partie adiabatique après la zone de chauffage, le gaz chaud échange avec la paroi qui s'échauffe alors. Le liquide non vaporisé devient une source de froid pour refroidir la paroi et le gaz. Le retour du gaz à l'équilibre thermodynamique avec le liquide nécessite un transfert de chaleur du gaz vers le liquide et donc une certaine longueur de conduite parcourue.

Nous n'avons accès qu'à la température de paroi et non pas à la température moyenne du gaz. On interprétera l'annulation de l'échauffement pariétal comme une "image" du retour à l'équilibre thermique du mélange gaz-liquide. Nous avons donc mesuré la distance nécessaire pour que la paroi ne présente plus d'échauffement notable.

La plupart de nos sondes ici sont placées sur la génératrice haute de notre conduite qui est en cuivre. La seule source de chaleur est le gaz surchauffé mais la région où est située la sonde est également refroidie par conduction car la phase liquide mouille le bas de la conduite. La température que l'on mesure est alors le résultat d'un équilibre entre le chauffage apporté par le gaz et le refroidissement dû à la conduite dans l'épaisseur du tube. De plus le gaz est souvent chargé en gouttelettes qui vont elles aussi refroidir la paroi. Nous mesurons donc une température de paroi et non pas une température de gaz.

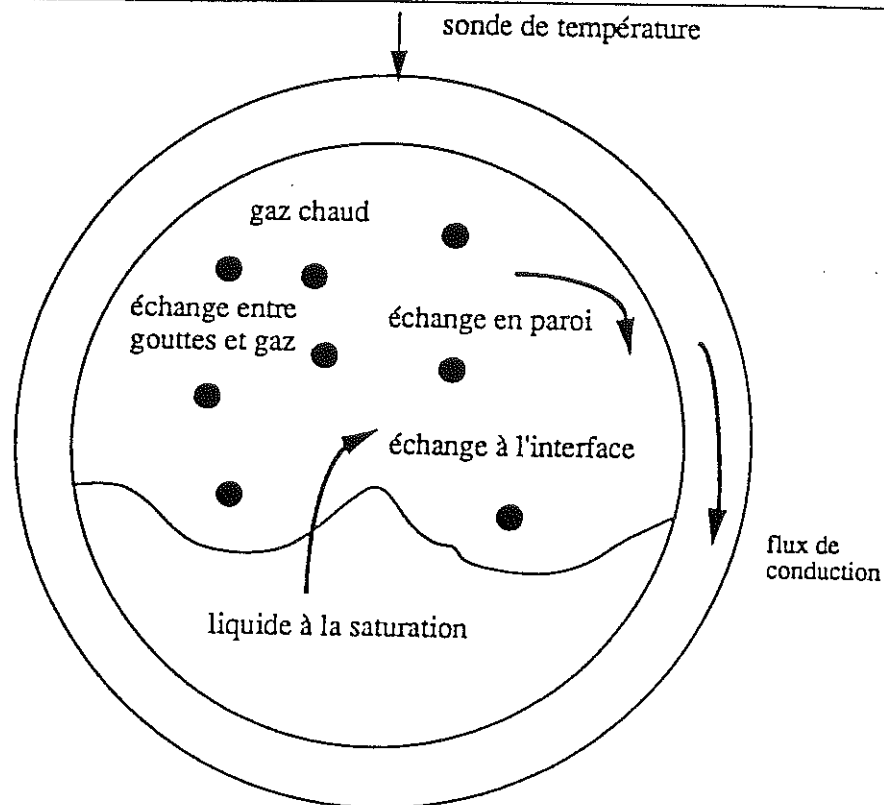


figure III.46 : différents modes d'échange du gaz

Il existe trois types d'échange thermique possibles pour refroidir le gaz (voir figure III.46). Le gaz est en contact avec le liquide à l'interface, permettant ainsi un refroidissement du gaz. Les gouttes de liquide s'évaporent dans le gaz chaud créant ainsi un deuxième mode de refroidissement. Enfin, le gaz est en contact avec le haut de la paroi dont le bas est mouillé par le liquide. Ceci fait donc office d'échangeur et le gaz peut se refroidir en échangeant sa chaleur avec la paroi, chaleur qui est ensuite évacuée par conduction vers les zones mouillées par le liquide. Un des buts de cette étude est d'essayer de déterminer si un des modes d'échange est prédominant. Nous répondrons à cette question dans la fin du chapitre IV.

#### \* Dispositif expérimental

Nous chauffons les écoulements avec la cellule en cuivre E précédemment décrite. Nous avons ensuite 17 sondes de température réparties sur environ 6,5 m après la fin du chauffage (voir figure III.47).

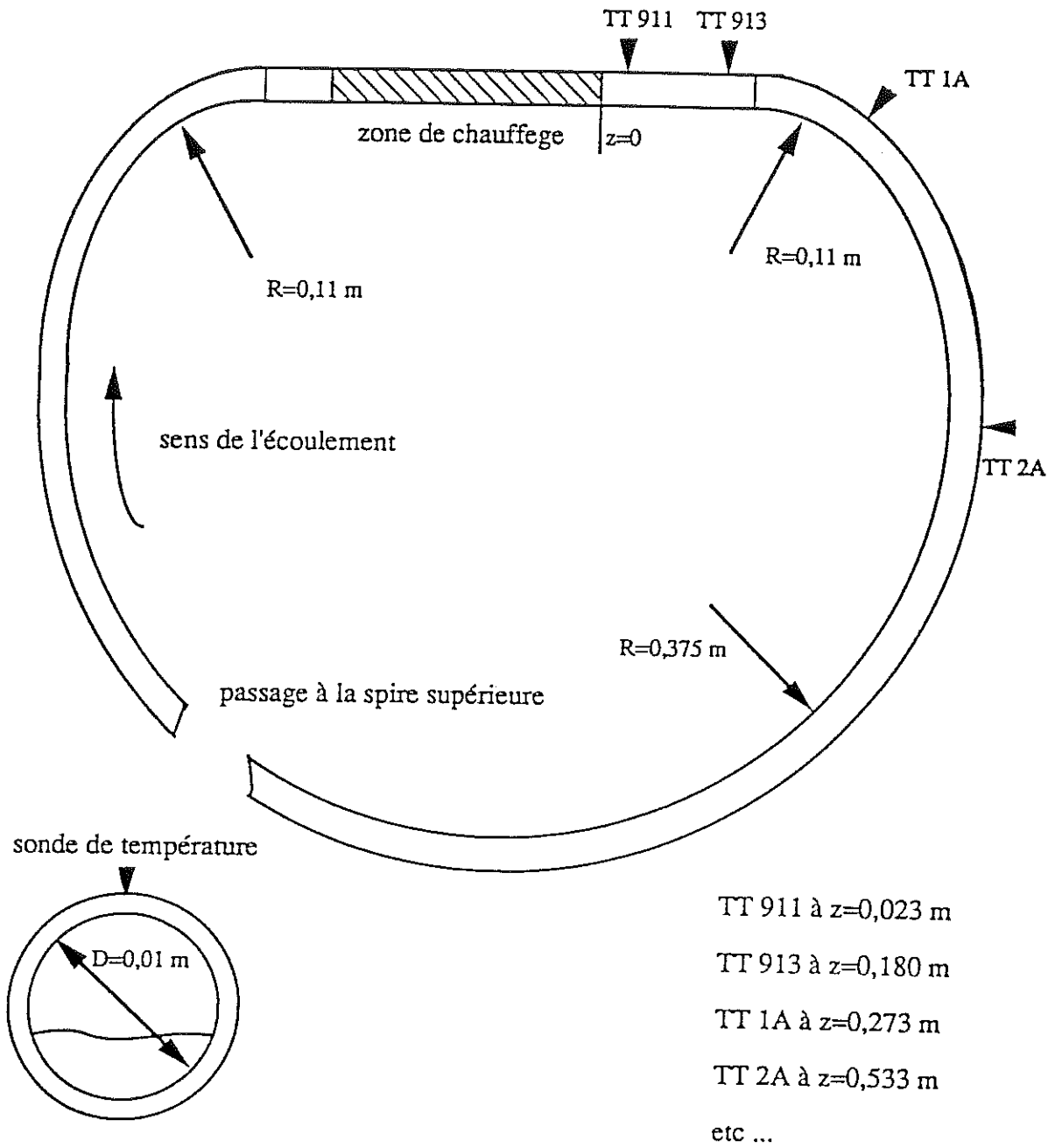


figure III.47 : schématisation de la conduite expérimentale

Ces sondes sont de deux types. Les sondes juste à la sortie de la cellule de chauffage (voir figure III.47) sont en haut du tube, soit sur des manchons en inox (sondes 909 et 915), soit sur la conduite en cuivre (sondes 911 et 913). Toutes les autres sondes sont fixées sur le haut de la conduite en cuivre. Celles fixées sur les manchons en inox sont intéressantes car elles permettent de s'affranchir de la conduction dans la section de la paroi et de mesurer ainsi une température locale. Elles seront donc plus chaudes que les sondes placées sur le cuivre. Par contre ces sondes comme les autres ne mesurent pas la température du gaz mais celle résultant de l'échange de chaleur avec le mélange gaz humide. L'analyse de l'amplitude des fluctuations temporelles de la température montre que les sondes sur les manchons inox ont des amplitudes comparables à celles des sondes montées sur le cuivre (voir figure III.48). La sonde 909 située la plus près du chauffage a des amplitudes pour cet exemple d'un écoulement stratifié de  $175 \times 10^{-3}$  K à comparer à celles de la sonde 911 située  $15 \times 10^{-3}$  m plus loin sur la paroi en cuivre qui sont de  $105 \times 10^{-3}$  K. L'amplitude de ces fluctuations traduit bien l'échauffement dû à la convection avec le gaz et le refroidissement induit par l'impact de gouttes.

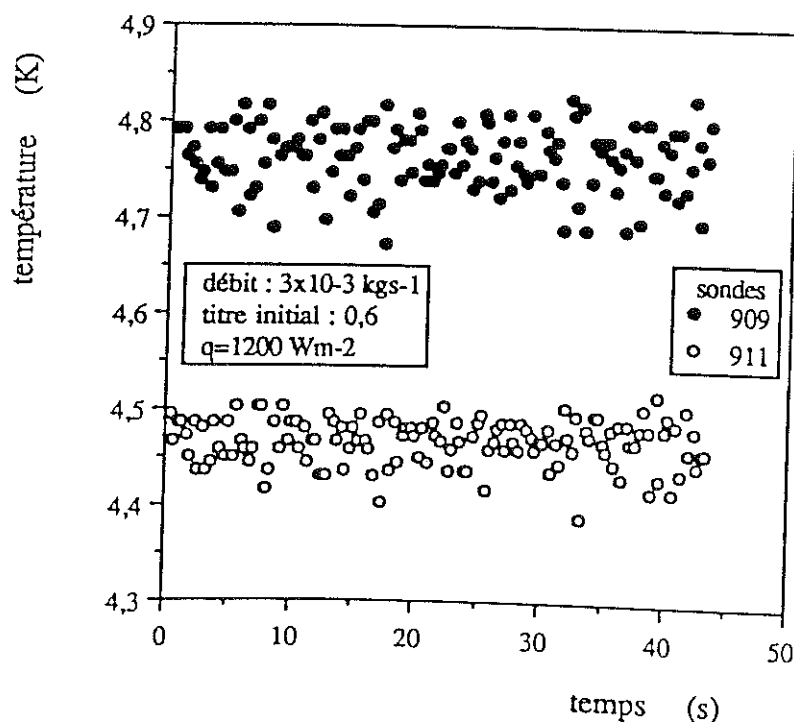


figure III.48 : fluctuation temporelle de la température de paroi dans la zone non chauffée



Les sondes 1A et 4A sont situées dans le tronçon de conduite qui suit la forte courbure en sortie de cellule. Nous avons vu que l'écoulement est perturbé par cette courbure et il faudra donc interpréter le résultat de ces mesures avec circonspection. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour les différents écoulements que nous avons étudiés.

### III.6.2. Ecoulements stratifiés

Nous présentons ici l'évolution de la température de la paroi en fonction de la distance. La cote  $z = 0$  correspond à la fin du chauffage. L'allure des courbes est la même pour tous les écoulements stratifiés, nous n'en présenterons qu'une correspondant à un débit de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 0,6 sur les figures III.49. Les autres courbes sont visibles en annexe III.

Il se détache sur la figure III.49a deux faisceaux de courbes avec la séparation pour une densité de flux de  $1\,500 \text{ Wm}^{-2}$ . Cette différence est causée par la crise d'ébullition qui arrive à des densités de flux comprises entre  $1\,500$  et  $1\,700 \text{ Wm}^{-2}$ . On retrouve la surchauffe importante du gaz après la crise. L'écoulement dans la partie chauffante est constitué d'une couche de vapeur pariétale enfermant un coeur de liquide.

Nous avons porté sur le même graphe les températures de deux sondes situées sur des manchons en inox placées à  $0,008 \text{ m}$  (sonde 909) et  $0,12 \text{ m}$  (sonde 915). Bien qu'elles ne soient pas du même type, on constate entre les sondes 909 (inox) et 911 (cuivre) une chute rapide de la température et ce malgré une faible distance entre elles ( $0,008 \text{ m}$  et  $0,023 \text{ m}$  respectivement). La différence de température entre les sondes 913 et 915 qui ont à peu près le même espacement entre elles que les sondes 909 et 911, est nettement moins prononcée traduisant ainsi une décroissance plus faible de la température du gaz. Ce comportement est également visible sur la figure III.49b pour les densités de flux inférieures à la densité de flux critique.

Pour des densités de flux supérieures, la longueur nécessaire pour que la paroi retourne à la température de saturation augmente avec la densité de flux de chauffage (voir figure III.49c). Elle est d'environ  $3 \text{ m}$  pour  $q < 400 \text{ Wm}^{-2}$  et d'à peu près  $5 \text{ m}$  ensuite. Il faut voir ici

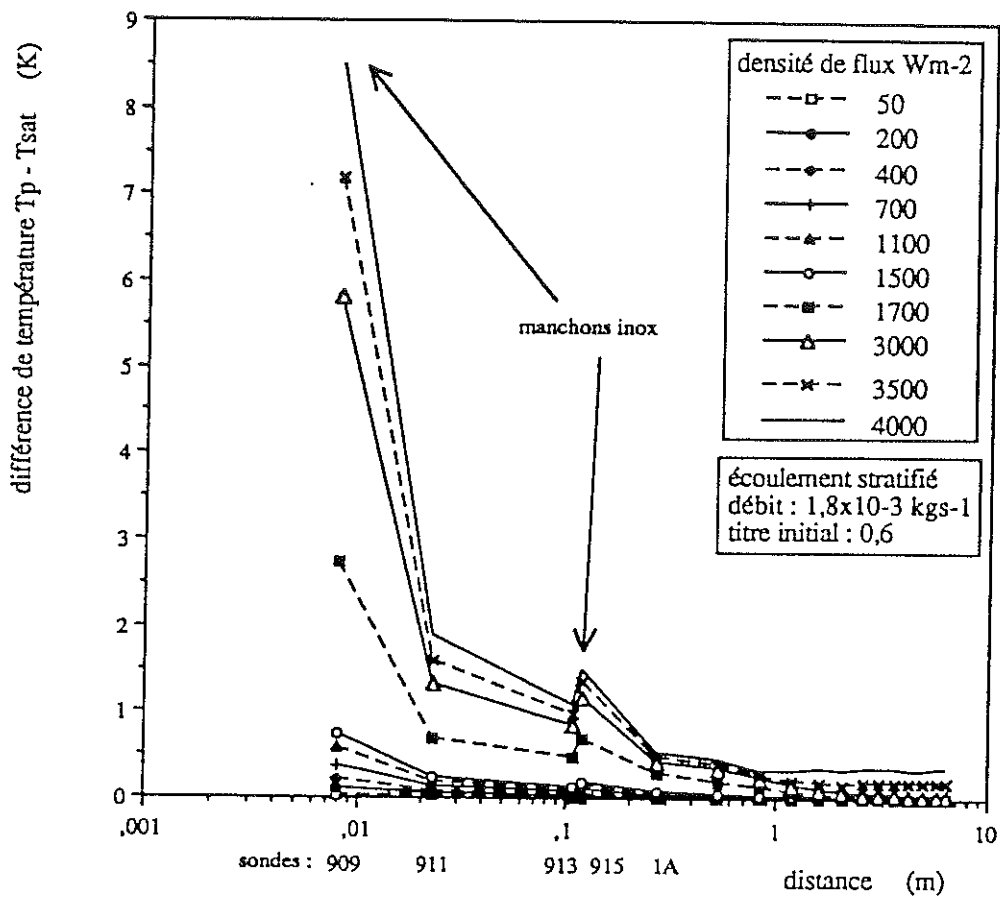


figure III.49a : évolution des températures de paroi avec la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

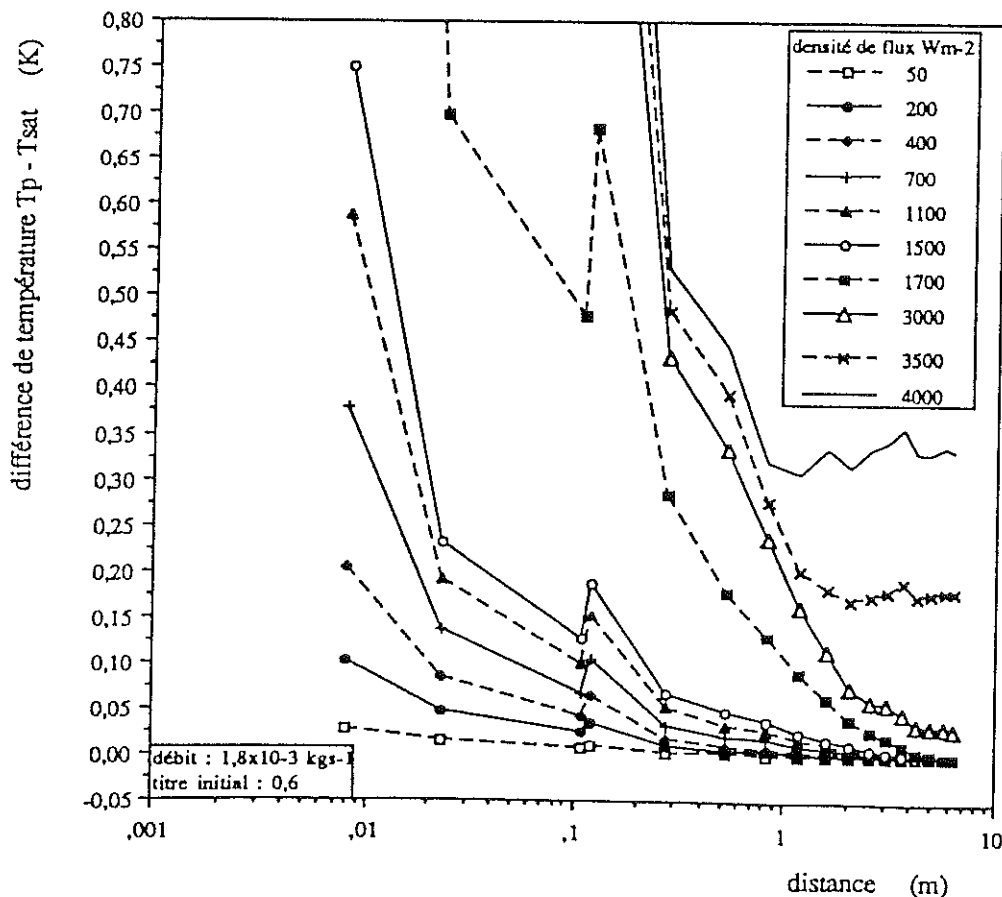


figure III.49b : évolution des températures de paroi avec la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

l'effet de la diminution de la quantité de liquide présente dans l'écoulement.

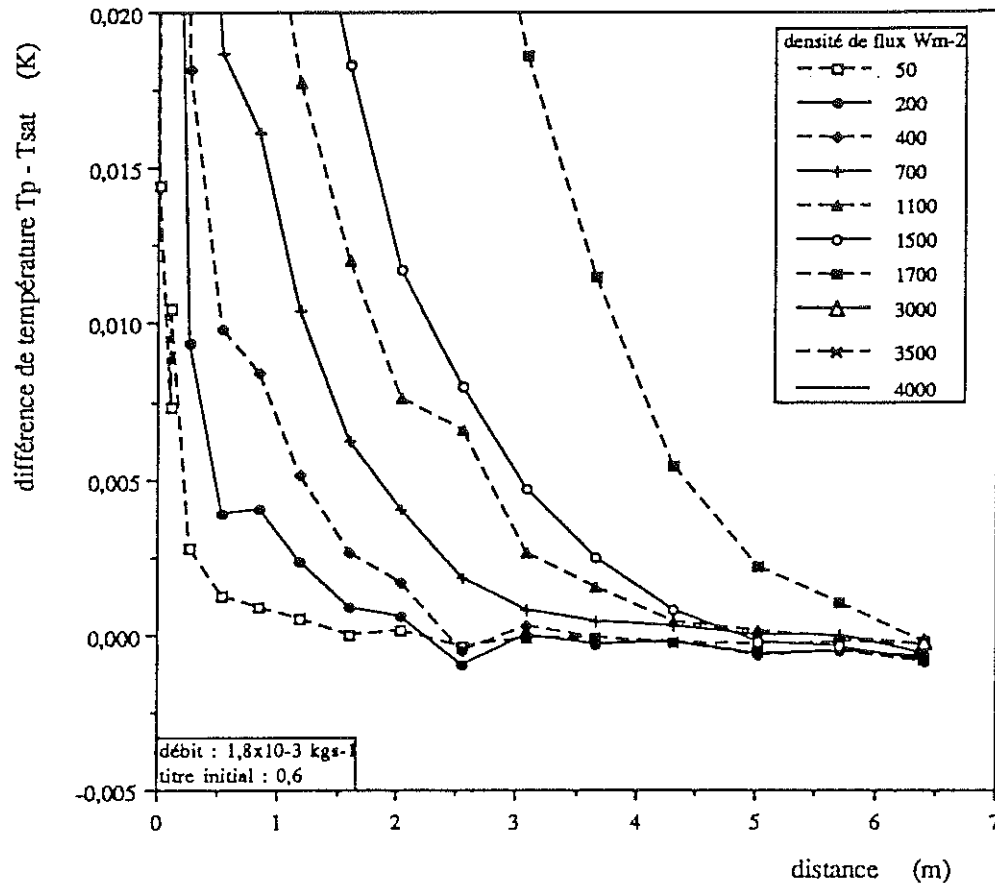


figure III.49c : évolution des températures de paroi avec la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

\* Comparaison entre l'échauffement théorique et pratique du gaz.

Nous remarquons également que les températures ne reviennent pas à la température de saturation pour des densités de flux supérieures ou égales à  $3\,000\text{ Wm}^{-2}$ . Pour ces densités de flux, le titre massique est proche de 1 ( $x = 0,98$  pour  $q = 3\,000\text{ Wm}^{-2}$ ,  $x = 1,043$  pour  $q = 3\,500\text{ Wm}^{-2}$  et  $x = 1,106$  pour  $q = 4\,000\text{ Wm}^{-2}$ ), il ne reste plus de liquide dans l'écoulement empêchant ainsi un retour à la saturation. Vu la faible valeur de la chaleur spécifique du cuivre ( $C_p = 0,091\text{ Jkg}^{-1}\text{ K}^{-1}$  à  $4\text{K}$ ), la paroi ne peut pas avoir d'influence. Un titre supérieur à l'unité signifie que la chaleur déposée après avoir vaporisé tout le liquide sert à chauffer le gaz. On peut calculer l'échauffement théorique du gaz avec une valeur de la puissance  $Q_g$  qui est définie par :

$$Q_g = (x-1)mL_v \quad (\text{III.3})$$

$$x = \frac{Q_{\text{tot}}}{mL_v} + x_i$$

$Q_{\text{tot}}$  : puissance totale déposée

$x_i$  : titre initial

$Q_g$  : puissance qui a servi à chauffer le gaz

$m$  : débit massique

$L_v$  : chaleur latente de vaporisation

Si l'on considère que cette puissance  $Q_g$  a servi à chauffer l'ensemble du gaz contenu dans l'écoulement, on trouve les résultats suivants :

titre massique	puissance déposée sur le gaz (W)	échauffement théorique (K)	échauffement mesuré (K)
1,043	1,603	0,1007	0,1732
1,106	3,959	0,2608	0,3377

La température de la paroi mesurée est supérieure à la température que peut atteindre le gaz si l'ensemble de l'écoulement gazeux est chauffé uniformément. Ceci veut dire que l'on mesure effectivement la température de paroi du gaz mais que le coeur de l'écoulement n'est pas à cette température. Au vu des écarts de température du tableau précédent, nous ne pouvons pas calculer un titre massique réel en sortie de cellule car l'erreur que l'on ferait serait trop importante.

### III.6.3. Écoulements intermittents

De la même façon que pour les écoulements stratifiés nous ne présentons qu'une courbe caractéristique des écoulements intermittents : il s'agit du débit de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial nul. Les autres courbes sont en annexe III.

Nous voyons sur la figure III.50a qu'il existe également deux faisceaux de courbes séparés par la crise d'ébullition. La différence entre la température donnée par les sondes des

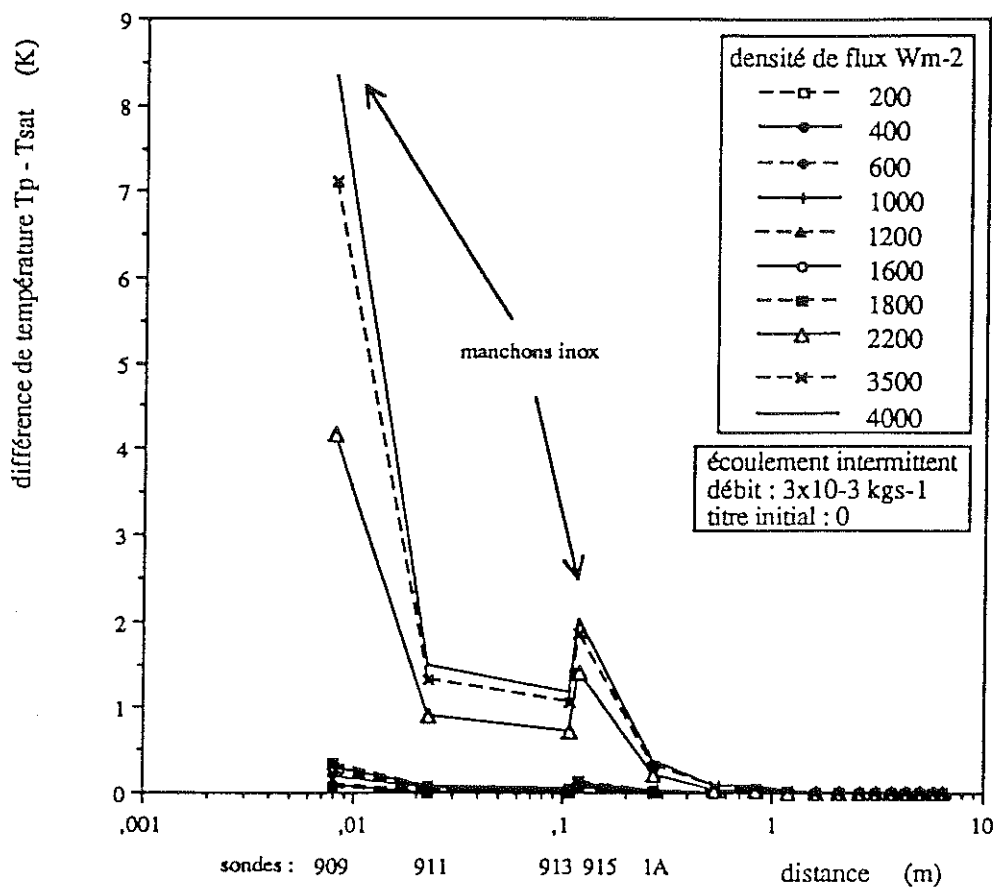


figure III.50a : évolution de la température de paroi en fonction de la distance de la fin du chauffage pour différents flux sur la cellule E

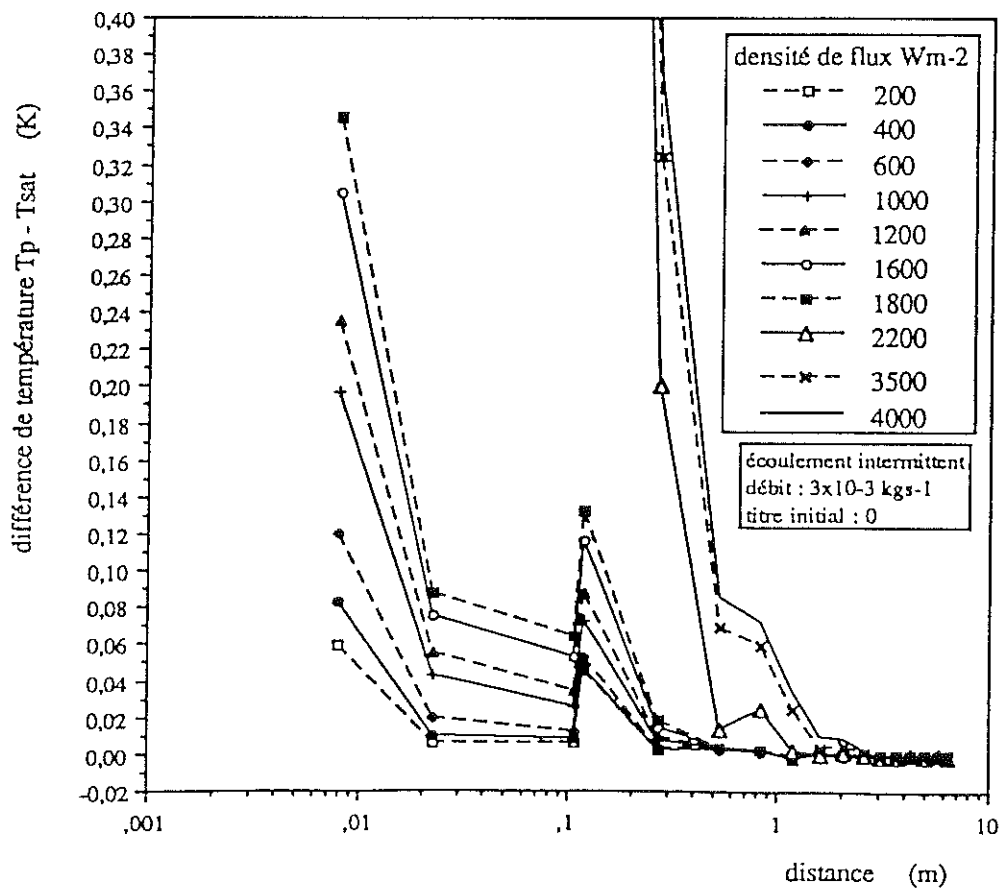


figure III.50b : évolution de la température de paroi en fonction de la distance de la fin du chauffage pour différents flux sur la cellule E

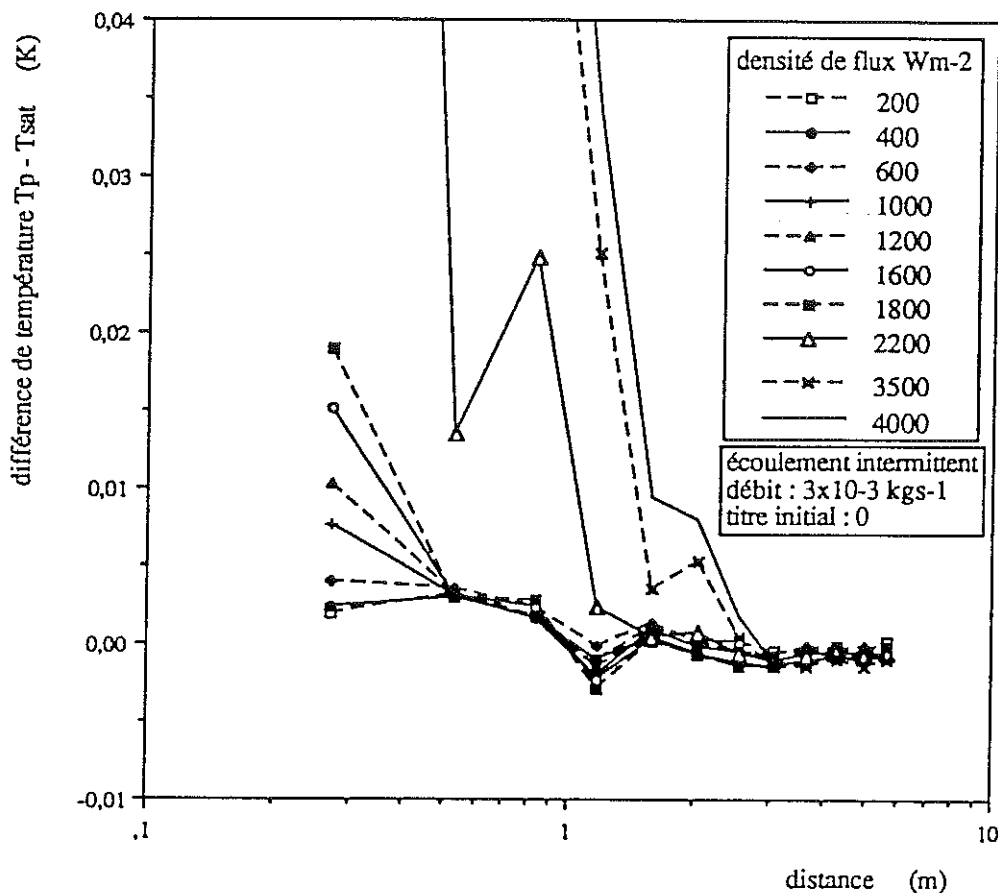


figure III.50c : évolution de la température de paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différents flux sur la cellule E

manchons inox et celles sur la paroi en cuivre est plus importante que pour le stratifié à cause du fort taux de mouillage de la paroi par le liquide. La paroi en cuivre a ainsi une température beaucoup plus faible. Les échauffements de la sonde 909 ( $z = 0,008$  m) avant la crise sont au maximum de  $0,36$  K pour  $q = 1800$   $\text{Wm}^{-2}$ . Dans la cellule, l'échauffement du gaz est limité par le passage régulier des vagues dans le haut du tube qui empêche le contact gaz/paroi.

La longueur nécessaire au retour de la paroi à la température de saturation est d'environ  $1$  m pour des densités de flux inférieures à la densité de flux critique (voir figure III.50b et III.50c).

L'augmentation de température de paroi après la crise est assez brutale car elle devient de l'ordre de  $4$  K pour  $q = 2200$   $\text{Wm}^{-2}$ . La pellicule de gaz qui se forme entre la paroi et le liquide est assez fine et voit donc sa température croître rapidement.

Après la crise d'ébullition la longueur augmente sensiblement à cause de l'augmentation de la température initiale du gaz. Elle est d'environ 3 m.

Nous constatons sur la figure III.50c pour une densité de flux de  $2\,200\text{ Wm}^{-2}$  que la température à  $z = 0,533\text{ m}$  (sonde 2A) est inférieure à celle de la sonde suivante. Ces deux sondes sont sur la paroi en cuivre. La sonde 2A est en effet (voir figure III.47) à la sortie du virage. On ne note pas par ailleurs d'effet notable sur la sonde 1A qui est pourtant plus proche du virage. La sonde 4A ( $z = 1,178\text{ m}$ ) est aussi "anormale" avant la crise d'ébullition. Ces anomalies de comportement sont probablement imputables à l'effet de la perturbation de la géométrie de l'écoulement par le virage en fin de cellule E et à la réorganisation progressive de l'écoulement.

#### III.6.4. Ecoulements dispersés

La courbe présentée est celle du débit de  $6 \times 10^{-3}\text{ kgs}^{-1}$  avec un titre initial de 0,9 (voir figures III.51). Contrairement aux autres écoulements, nous ne voyons ici qu'un faisceau de courbes. Ceci est dû à l'absence de crise d'ébullition pour les écoulements dispersés. La différence de température entre les sondes placées sur le manchon inox et celles placées sur la paroi en cuivre est ici assez faible car la paroi n'est que faiblement mouillée et est quasiment à température homogène dans toute la section (voir présentation des résultats sur l'échauffement d'une paroi avec un écoulement dispersé au paragraphe III.4). Nous remarquons que les sondes situées entre  $z = 0,273\text{ m}$  (sonde 1A) et  $1,178\text{ m}$  (sonde 4A) sont plus froides que la sonde 5A ( $z = 1,598\text{ m}$ ). Ceci est un effet particulièrement marqué du virage qui est juste avant la sonde 1A. D'autre part, nous constatons sur la figure III.51b que les écarts de température se stabilisent à une valeur non nulle pour des densités de flux supérieures à  $1\,800\text{ Wm}^{-2}$ . Le titre massique vaut alors 0,97 et augmente jusqu'à 0,98 pour  $q = 2\,200\text{ Wm}^{-2}$ . On peut dès lors envisager deux hypothèses : soit il n'y a plus assez de liquide dans l'écoulement pour assurer un refroidissement efficace de la paroi et dans ce cas la longueur nécessaire est très importante,

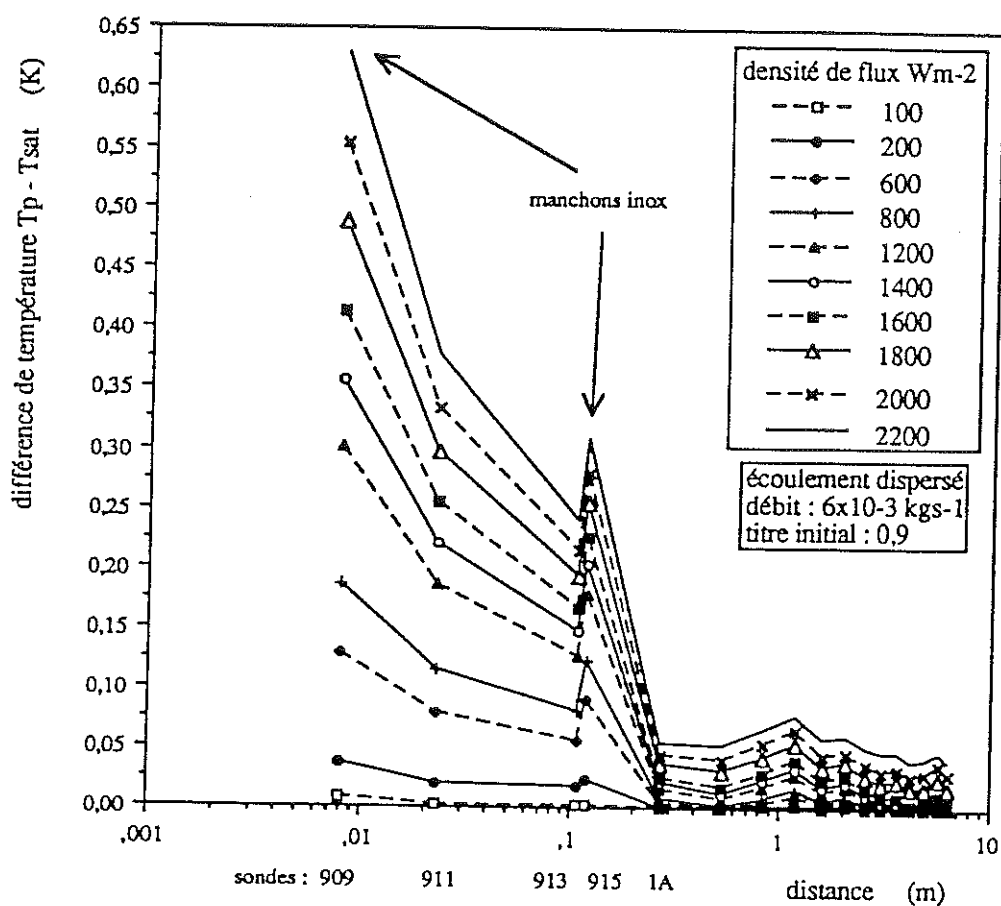


figure III.51a : retour de la paroi à la température de saturation

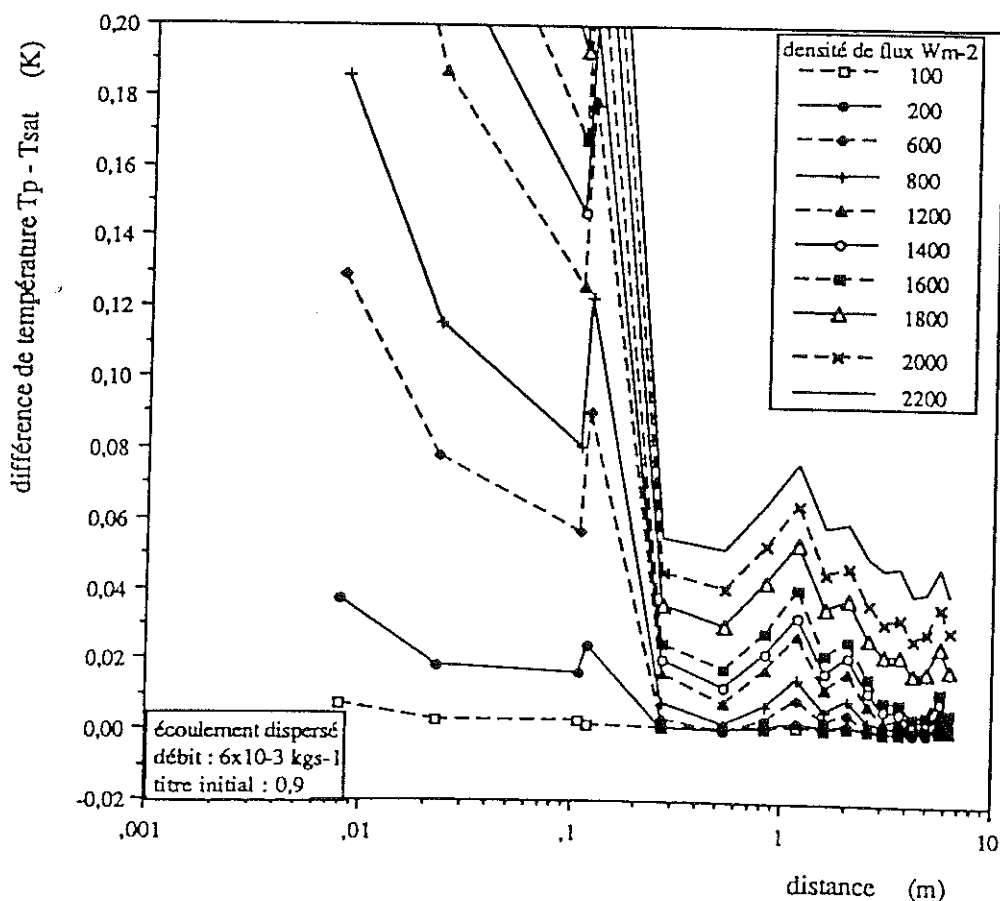


figure III.51b : retour de la paroi à la température de saturation



soit le titre massique est égal à 1 traduisant ainsi la disparition complète du liquide. La barre d'erreur sur le calcul du titre massique est d'environ 3%, et ne nous permet pas de choisir entre les deux hypothèses.

Pour des densités de flux inférieures à  $1\ 800\ \text{Wm}^{-2}$  et compte tenu du fait de l'anomalie due au virage, la longueur nécessaire pour le retour à la température de saturation est d'environ 4 m.

### III.6.5. Synthèse des résultats

Le problème du retour du gaz à sa température de saturation est complexe. Nous n'avons pu l'examiner qu'à travers des températures de paroi. La mesure de température placée en haut du tube en cuivre est influencée par la phase liquide présente en bas et on note un écart généralement important avec les thermomètres placés sur les manchons en inox qui mesurent eux une température locale.

Notons également que la température mesurée est reliée à une température pariétale du gaz et ne nous renseigne pas sur la température moyenne de l'écoulement. Ceci nous interdit tout calcul de titre massique réel basé sur l'estimation de la température du gaz à partir de celle mesurée en paroi.

Nous avons néanmoins déterminé des longueurs de retour de la paroi à la température de saturation. Ces longueurs varient avec le type d'écoulement et assez peu avec la densité de flux que l'on applique sur la cellule. Ceci nous autorise à tracer l'évolution de la longueur moyenne en fonction du titre massique initial afin d'en dégager des tendances générales. Nous pouvons voir sur la figure 52 que la longueur (pour des flux inférieurs au flux critique) augmente avec le titre massique et a tendance à diminuer avec l'augmentation du débit.

Nous présenterons un modèle de l'échange entre le liquide et le gaz à l'interface au chapitre IV pour essayer de déterminer quel est le mécanisme prépondérant entre l'échange à l'interface et l'échange en paroi.

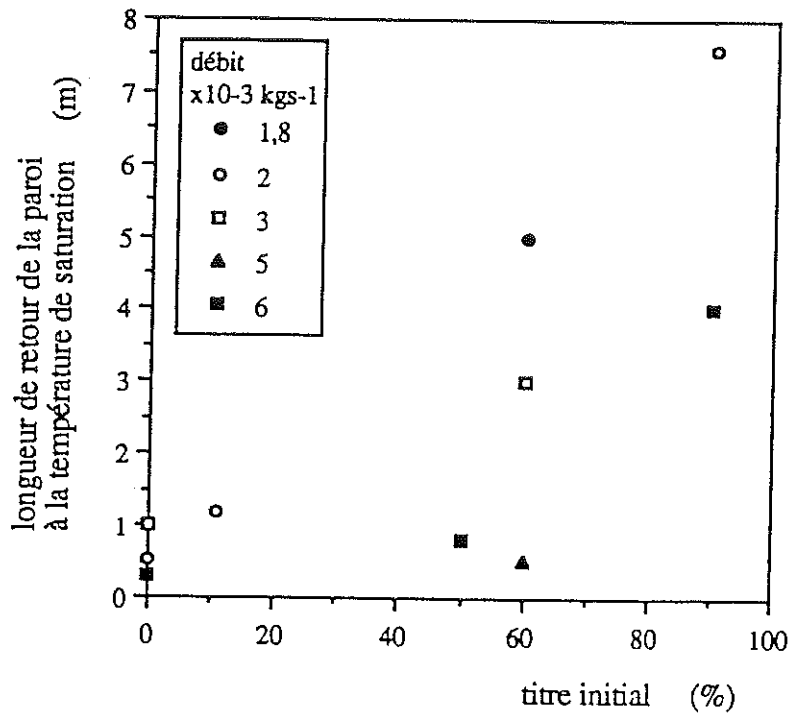


figure III.52 : variation de la distance de retour à l'équilibre de la paroi avec le titre initial de l'écoulement

**Bibliographie du chapitre III**

- [III.1] J. Wang, Etude des fluctuations caractéristiques du taux de vide dans les écoulements diphasiques liquide-gaz, Thèse de l'université Pierre et Marie Curie, Paris 22/02/1993
- [III.2] S. Lounici, Analyse des fluctuations de taux de vide par la méthode de Marple, Rapport de stage de D.E.A. , Université de Paris XI, Paris 1994
- [III.3] M. Jacob, Heat Transfer, vol I, Wiley, Nex-york 1949
- [III.4] M.C. Duluc, Etats mixtes d'ébullition en azote autour d'un fil chauffé, Thèse de l'université Pierre et Marie Curie, Paris, 6/7/1993
- [III.5] Mead et al. Liquid superheat and boiling heat transfer. Heat transfer and fluid mechanics inst. preprints of papers, Standford University, 1951, pp 209-216



CHAPITRE IV :  
ANALYSE DES RESULTATS



## IV. Analyse des résultats

### IV.1. ÉCOULEMENT DISPERSÉ

Nous avons présenté au chapitre précédent les courbes température de la paroi extérieure-densité de flux moyenne obtenues pour différents écoulements dispersés et quasi-dispersés (voir figures III.26, III.27 et III.28). Il en résulte que seule la configuration pour un débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et un titre initial de 90% devient rapidement un véritable écoulement dispersé, c'est-à-dire sans phase liquide condensée dans le bas du tube. C'est donc elle que nous modéliserons.

Nous avons besoin de tracer les courbes densité de flux locale en fonction de l'échauffement de la paroi intérieure afin de pouvoir faire des comparaisons avec les résultats obtenus pour une paroi en inox dans le but de mettre en évidence l'influence de la conductibilité de la paroi. Ceci ne peut se faire que grâce à un modèle numérique. Développer une modélisation prenant en compte la répartition de la densité de gouttes dans une section et son interaction avec la paroi est trop complexe, nous utiliserons alors le modèle développé pour les écoulements stratifiés. Nous justifierons cette approximation.

Les résultats de ce modèle nous permettent donc de faire une comparaison avec ceux obtenus pour une paroi inox. Le comportement des deux parois est très différent, il nous faut donc l'expliquer grâce à un modèle plus fin. Ce nouveau modèle consiste en l'étude de l'impact des gouttes en paroi.

Nous commencerons, pour identifier les mécanismes, par étudier l'impact d'une goutte unique sur une paroi infinie. Pour ce faire nous avons besoin de connaître :

- les différents mécanismes d'interaction entre un brouillard et une paroi
- les conditions d'adhérence d'une goutte en paroi
- la taille des gouttes une fois en contact avec la paroi et son évolution au cours de la vaporisation de la goutte

Nous répondrons à ces questions avant de modéliser l'impact d'une goutte en paroi.

Il s'agit ensuite de chercher l'évolution de la température de la paroi quand la goutte vient la frapper. Les différents mécanismes intervenant ici sont :

- le mode d'échange entre la goutte et la paroi
- l'échange entre la paroi sèche et l'écoulement
- l'effet de la convection forcée du gaz sur la goutte

Nous pourrions alors nous intéresser au problème plus complexe de l'impact de plusieurs gouttes en paroi et se rapprocher ainsi de nos configurations expérimentales. Le modèle de base sera le même mais il nous faudra également déterminer :

- le nombre de gouttes en paroi
- la surface sèche par rapport à la surface mouillée
- le nombre de gouttes par seconde venant frapper la paroi
- l'influence des autres gouttes sur l'évaporation d'une goutte

A l'aide de ce modèle d'impact de plusieurs gouttes, nous serons en mesure d'expliquer nos courbes expérimentales ainsi que celles obtenues avec une paroi en inox. Nous dégagerons alors l'influence du matériau sur la réponse thermique d'une paroi refroidie avec un écoulement dispersé.

#### **IV.1.1. Modélisation de l'ensemble de la paroi**

##### **IV.1.1.1. Hypothèses de la modélisation**

Le but de ce modèle est d'obtenir une représentation de l'écoulement qui puisse nous restituer les valeurs de température mesurées sur la paroi extérieure du tube, on en déduira alors les températures de la paroi intérieure.

Une modélisation fine consisterait à modéliser l'évolution progressive du nombre de gouttes contenues dans l'écoulement en fonction de la hauteur. Ce modèle ne nous est pas accessible car nous manquons d'informations sur la densité de gouttes contenues dans l'écoulement et de plus leur prise en compte dans un modèle demanderait un traitement



informatique très lourd. La seule façon accessible est de modéliser de façon plus globale, c'est-à-dire par des coefficients d'échange thermique.

Les résultats expérimentaux montrent que la partie basse du tube a un échauffement plus faible que le haut que l'on peut attribuer à une forte anisotropie de la densité de gouttelettes dans la section à cause de la gravité. Le modèle doit donc rendre compte de cet effet. Ceci nous impose de définir deux coefficients d'échange, l'un relatif à la partie haute, l'autre à la partie basse. Ils seront considérés comme constants dans chaque zone. Pour ce faire nous divisons arbitrairement la section en deux parties comme pour un écoulement stratifié (voir figure IV.1). Nous pouvons alors appliquer le modèle défini pour les écoulements stratifiés et présenté au chapitre II.

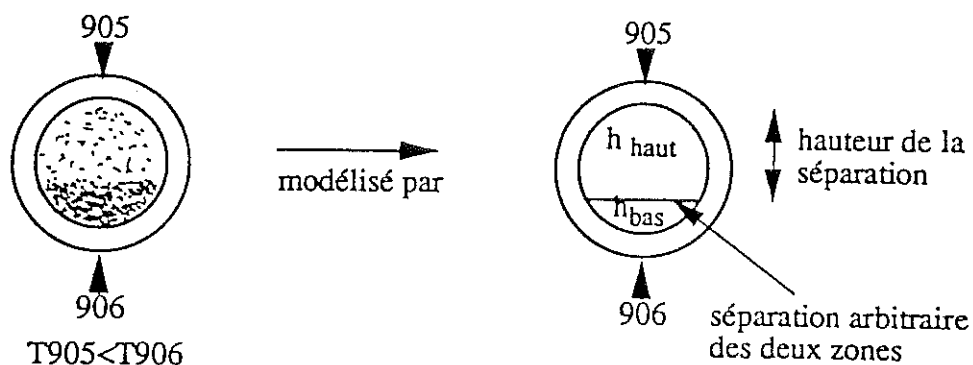


figure IV.1 : modélisation de l'écoulement dispersé

Reste à déterminer une position raisonnable de cette séparation. Nous avons considéré que tout le liquide contenu dans l'écoulement se trouvait dans la partie basse du tube sous forme non dispersé. Pour trouver la surface occupée par le gaz, il suffit de connaître le taux de vide  $\alpha$  qui est égal au rapport de la surface du gaz  $S_g$  sur la surface totale  $S_{tot}$  de la veine :  $\alpha = S_g/S_{tot}$ . Il est alors aisé de déterminer la hauteur de gaz correspondant à cette surface dans le cas d'un modèle à phases séparées.

Ce titre  $\alpha$  est obtenu à partir du titre massique  $x$  grâce aux relations expérimentales établies par M. Mahé<sup>[1.1]</sup> à l'aide d'un capteur de titre volumique à capacité annulaire (voir figure I.11). Le titre massique est fonction du flux de chauffage que l'on applique sur la cellule.

A flux nul déposé, nous calculons pour notre cas étudié (débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et titre initial de 90%) une hauteur de séparation de  $9 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Nous avons appliqué une densité de flux maximale de  $2\,200 \text{ Wm}^{-2}$ . La hauteur de séparation que l'on calcule alors est de  $9,15 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Nous avons pris en compte cette variation de la hauteur pour chaque densité de flux extérieure.

Quelle est l'influence de la hauteur de cette séparation sur les résultats du modèle?

Les coefficients d'échange de chaque zone seront déterminés pour rendre compte des températures de la paroi en haut et en bas du tube. L'écart de température entre le haut et le bas du tube est d'environ  $0,5 \text{ K}$  ce qui génère des flux de conduction dans le matériau. La présentation du modèle au chapitre II a montré que les flux de conduction étaient maximum à l'interface et donc au niveau de la séparation des deux zones dans ce cas. La densité de flux maximale que l'on pourra trouver à la séparation est vraisemblablement exagérée à cause de la brutalité de la séparation des deux zones, la réalité étant beaucoup plus progressive.

Néanmoins, ce qui nous intéresse le plus ici est la détermination des phénomènes en haut et en bas du tube. Vu l'éloignement entre le haut et la séparation il est probable que la densité de flux locale en haut soit égale à la densité de flux moyenne et ne soit pas affectée par la séparation. Par contre, il est possible que la densité de flux en bas soit influencée par la séparation. A priori les flux de conduction peuvent augmenter la densité de flux locale en bas du tube. Ceci introduit une incertitude sur la valeur du coefficient d'échange que l'on pourra calculer dans le bas du tube.

Quoi qu'il en soit ces problèmes n'existent que pour des densités de flux moyennes inférieures à  $600 \text{ Wm}^{-2}$ . En effet au delà de cette densité de flux, les échauffements sur l'ensemble de la section sont égaux ce qui annule alors les flux de conduction. Les coefficients d'échange sont de ce fait identiques dans les deux zones ce qui rend cette séparation définitivement sans conséquence.

Les paramètres sur lesquels nous pouvons jouer dans le modèle sont la température du fluide et le coefficient d'échange.

La connaissance a priori de la température du fluide n'est pas ici évidente car nous sommes en présence d'un gaz surchauffé chargé en gouttes de liquide. Pour remédier à ce problème nous avons étudié deux cas : le premier consiste à prendre la température du fluide égale à la température de saturation, l'autre à considérer que cette température est déduite de celle de la sonde 909 qui est située sur le manchon inox à la sortie de la cellule. Le gaz contenu dans l'écoulement s'échauffe progressivement à la traversée de la zone de chauffage de la cellule puis décroît en température une fois passée la fin du chauffage. Cette sonde est donc la plus chaude des sondes après la cellule de chauffage. Bien qu'elle ne mesure pas la température moyenne du gaz (voir au chapitre III.6), cette sonde nous fournit une indication de l'échauffement de celui-ci. Nous prendrons donc cette température comme égale à la température du gaz dans le modèle afin d'approcher la température réelle du gaz.

En fait nous prendrons comme température de gaz dans le modèle la moitié de l'échauffement mesuré par la sonde 909 ajoutée à la température de saturation pour tenir compte du fait que nos mesures sont faites au milieu de la cellule et que la sonde 909 est placée en fin de cellule (voir figure IV.2). Donc  $T_{\text{gaz}} = \Delta T_{909}/2 + T_{\text{sat}}$ .

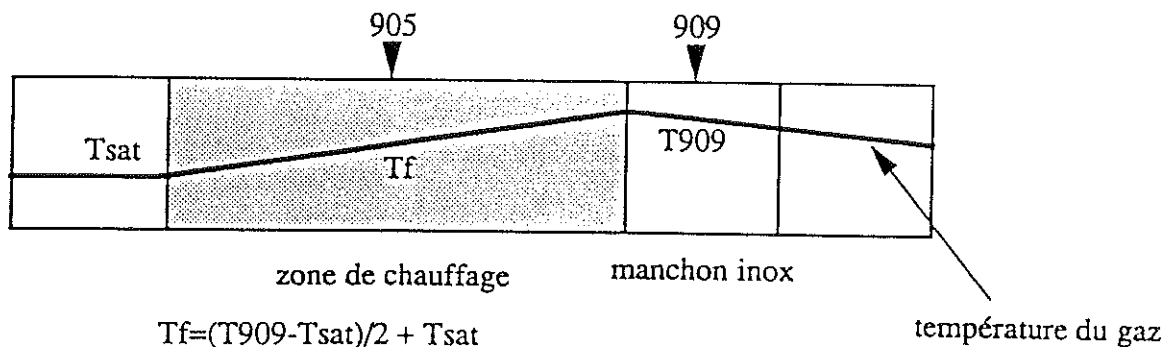


figure IV.2 : schématisation de l'évolution de la température du gaz

Avec les hypothèses précédemment décrites, nous pouvons donc appliquer le modèle développé pour un écoulement stratifié au cas d'un écoulement dispersé. Ce modèle ne représente qu'une maille élémentaire de la cellule constitué par la paroi en cuivre et une spire

du fil de chauffage. La très faible valeur des flux de conduction axiaux (voir chapitre II) au centre de la cellule nous permet de ne prendre effectivement qu'une maille élémentaire.

Ce modèle a quatre paramètres sur lesquels nous pouvons jouer : les deux coefficients d'échange et les températures du fluide dans chaque zone. Pour une densité de flux extérieure donnée, nous fixerons la température du fluide, soit égale à la température de saturation, soit déduite à partir de la sonde 909 et nous ajusterons les coefficients d'échange de chaque zone afin de retrouver les températures de paroi expérimentales à moins de 1% près. Cet ajustement se fait par itérations successives jusqu'à obtenir la bonne valeur de la température.

#### IV.1.1.2. Résultats du modèle

La figure IV.3 présente l'évolution des coefficients d'échange en haut et en bas de la cellule en fonction des flux locaux pour les deux hypothèses sur la température du fluide.

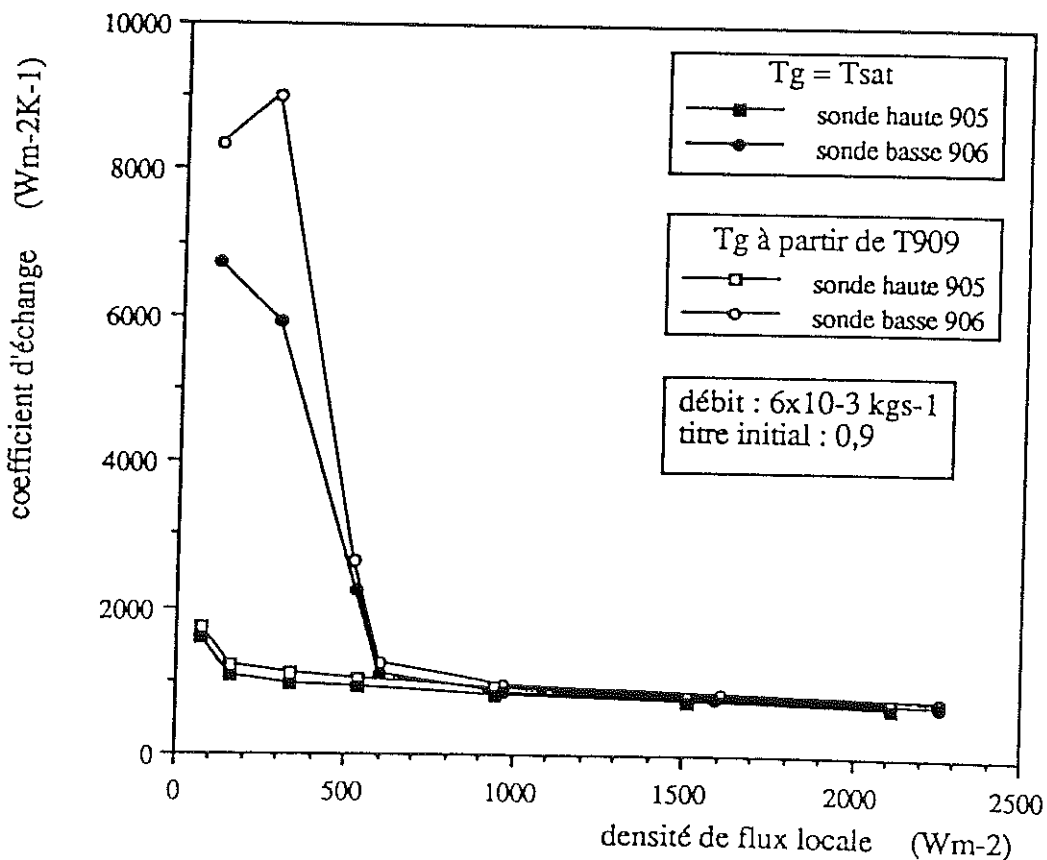


figure IV.3 : coefficients d'échange des zones gaz et liquide en fonction de la densité de flux locale pour différentes hypothèses sur la température du gaz

Nous pouvons remarquer que l'influence de la température du fluide est assez faible sur le coefficient d'échange pour la zone haute et d'environ 15% pour les faibles flux concernant la sonde basse.

Le coefficient d'échange dans le bas du tube diminue avec l'augmentation du flux. La partie haute a un coefficient d'échange qui reste presque constant avec l'augmentation du flux de chauffage.

Nous pouvons comparer la valeur de ces coefficients d'échange avec celle donnée par la formule de Dittus-Boelter. Si on considère un débit de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  entièrement gazeux, celui-ci vaut environ  $600 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Pour la sonde haute, dès une densité de flux de  $300 \text{ Wm}^{-2}$ , le coefficient d'échange se situe à environ  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Cette valeur est très proche du coefficient de Dittus-Boelter, ce qui traduit un échange pratiquement en gaz sec. L'influence des gouttes contenues dans l'écoulement est alors très faible.

Par contre pour la sonde basse, le coefficient d'échange pour les faibles densités de flux est d'environ  $7\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  soit plus de 10 fois supérieur à celui du gaz sec. Ceci confirme l'influence importante des gouttes de liquide sur la réfrigération de la paroi. L'amélioration de l'échange thermique entre une paroi et un brouillard par rapport à un gaz sec dans notre cas est du même ordre de grandeur que pour l'eau<sup>[IV.1]</sup>. Le coefficient d'échange de la sonde basse décroît fortement avec l'augmentation du flux de chauffage, ce qui traduit une inefficacité croissante des gouttelettes de liquide.

La figure IV.4 présente la répartition des densités de flux réelles en fonction de la densité de flux moyenne appliquée sur l'extérieur de la cellule. La densité de flux au niveau de la sonde haute est légèrement inférieure à la densité de flux moyenne tandis que la densité de flux au niveau de la sonde basse est supérieure. Ceci s'explique par le meilleur coefficient d'échange de la zone basse. En effet, l'échange en bas étant plus efficace, cette zone draine plus facilement la chaleur ce qui explique que le flux en bas soit plus élevé au détriment du flux en haut. Nous avons ici confirmation de ce que l'on avançait dans la présentation du modèle. La densité de flux locale en haut de la cellule est quasiment égale à celle moyenne et n'est pas

influencée par la position de la séparation. Par contre en bas du tube est supérieure et probablement influencée par la hauteur de la séparation.

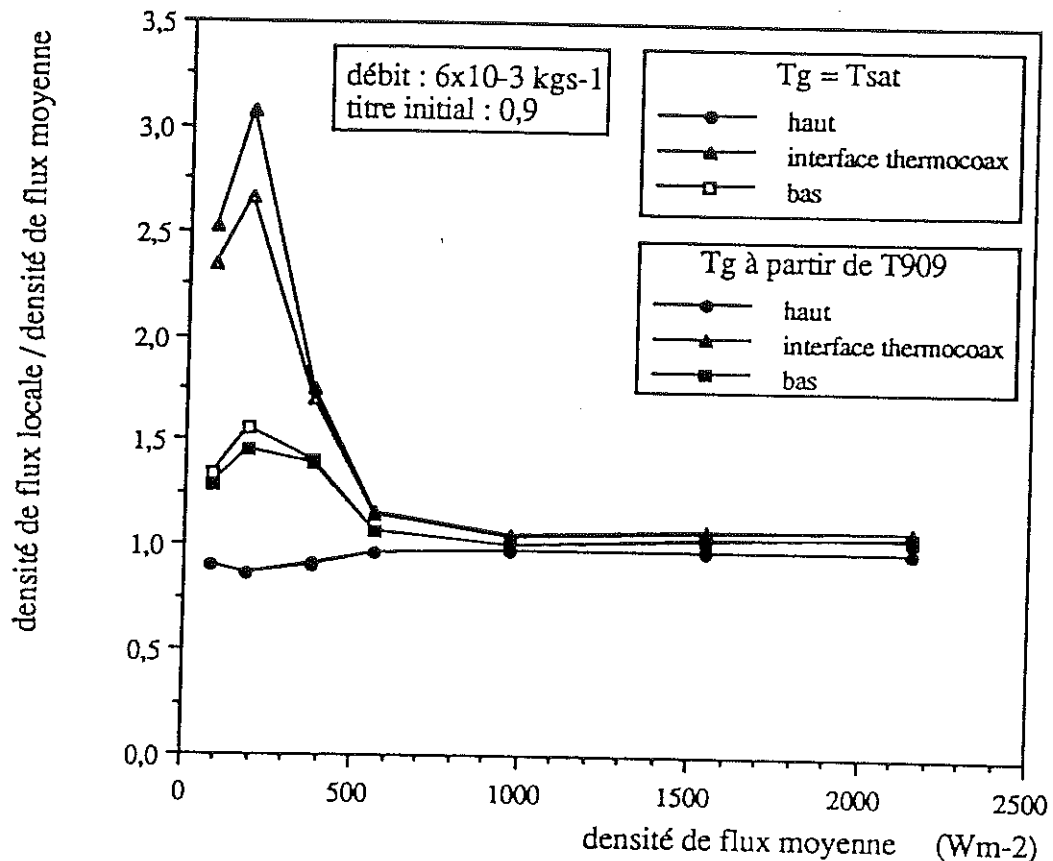


figure IV.4 : répartition des densités de flux dans la cellule en fonction de la densité de flux moyenne pour différentes hypothèses sur la température du gaz

Par ailleurs, la densité de flux à l'interface au niveau du fil de chauffage (thermocoax) a également été tracée. Ceci prouve effectivement que jusqu'à une densité de flux moyenne de  $600 Wm^{-2}$ , les flux de conduction sont relativement importants.

A partir de  $600 Wm^{-2}$ , les températures de paroi haute et basse sont égales, il n'y a donc plus de flux de conduction et les densités de flux réelles sont donc quasiment égales à la densité de flux moyenne.

Un paramètre intéressant des écoulements diphasiques chauffés est la répartition de la puissance échangée dans la section car elle intègre à la fois les valeurs du coefficient d'échange

et de la température du fluide :  $P = hS(T_p - T_{\text{fluide}})$ . Nous avons donc tracé l'évolution de la puissance échangée dans chaque zone (voir figure IV.5) en fonction de la densité de flux moyenne. Il est normal de constater que pour les faibles flux, la puissance échangée dans la zone basse diminue car le coefficient d'échange baisse également. L'égalisation progressive des coefficients d'échange augmente la puissance échangée dans la zone haute car elle a une surface d'échange plus importante. A partir d'une densité de flux de  $600 \text{ Wm}^{-2}$ , les courbes n'évoluent plus et on retrouve le rapport des surfaces d'échange introduites artificiellement par la séparation car les coefficients sont alors égaux. Nous constatons également que l'hypothèse sur la température du fluide n'influence pas la puissance échangée dans chaque zone, ce qui montre l'intérêt de ce paramètre.

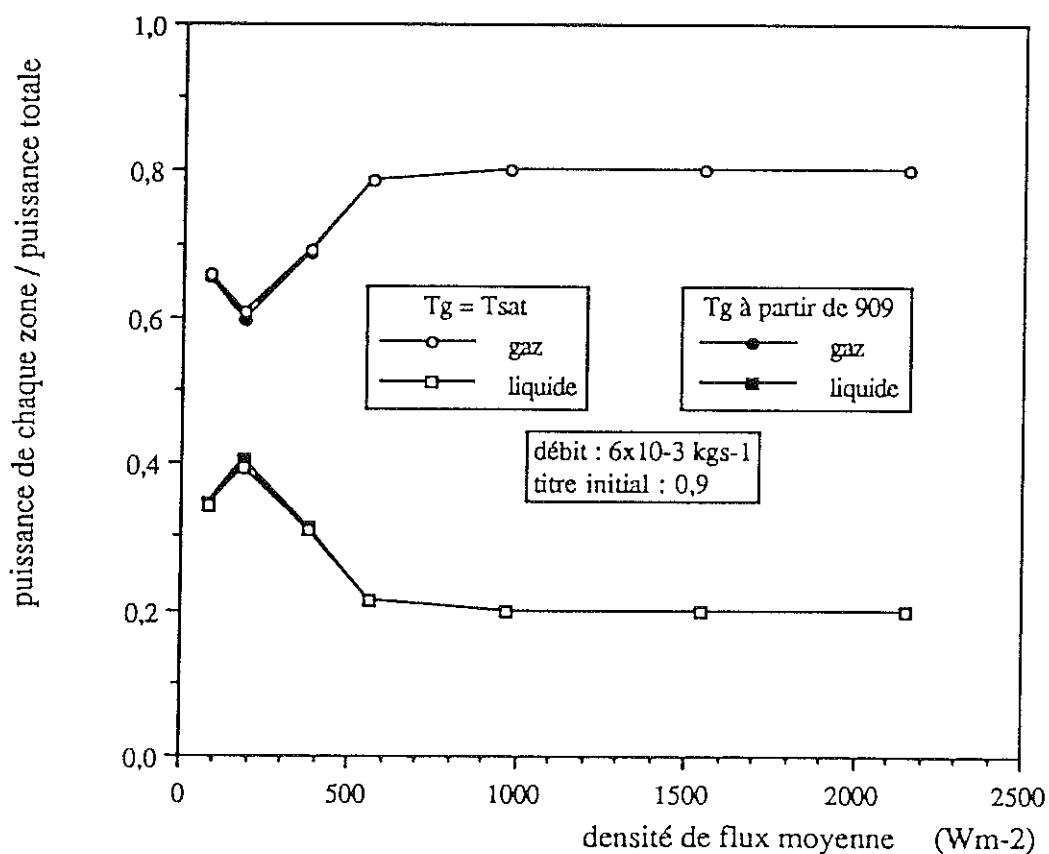


figure IV.5 : évolution de la puissance extraite dans chaque zone en fonction de la densité de flux moyenne pour différentes hypothèses sur la température du gaz

Nous venons de voir l'influence de la densité de gouttes et du flux de chauffage sur l'échange thermique d'une paroi en cuivre avec un brouillard. Nous pouvons également tracer des courbes  $q(\Delta T)$  nécessaires à une comparaison avec les résultats d'une paroi en inox.

#### IV.1.1.3. Comparaison des courbes $q(\Delta T)$ pour les parois en cuivre et en inox

Afin de mettre en évidence l'influence de la conductibilité de la paroi, nous allons comparer nos résultats obtenus avec la cellule en cuivre à ceux de M. Mahé<sup>[1.1]</sup> effectués avec une paroi en inox. M. Mahé a utilisé la cellule en inox décrite en annexe I pour le même débit que le nôtre soit  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> avec un titre initial de 90%, ce qui nous autorise à faire une comparaison directe des deux résultats.

Les figures IV.6 présentent la densité de flux réelle locale en fonction de l'échauffement de la paroi intérieure pour les deux cellules. Les courbes relatives à la cellule inox sont celles de la troisième section de mesure de la cellule. Les résultats sont qualitativement les mêmes avec la première section de mesure.

Nous constatons tout de suite que l'échauffement de la paroi de la cellule cuivre est beaucoup plus important que pour la cellule inox. Pour la cellule en inox la température n'est pas homogène dans la section, les sondes D33 et D34 étant plus froides que les autres. Ces sondes sont placées en bas du tube où la densité de gouttelettes contenues dans l'écoulement est plus importante, ce qui explique que le refroidissement y soit meilleur. Cette différence de température dans la section perdure avec l'augmentation du flux de chauffage contrairement au cas de la paroi en cuivre.

Cette grande différence de comportement justifie a posteriori l'utilisation d'un modèle approché pour le cas de la paroi en cuivre. Il est suffisant pour constater que les parois n'ont pas du tout la même réponse thermique face au même écoulement.

On constate toutefois que jusqu'à  $300 \text{ Wm}^{-2}$ , les échauffements mesurés par la sonde basse de la cellule en cuivre sont du même ordre de grandeur que ceux pour la paroi en inox (voir figure IV.6b). Nous reviendrons à la fin de ce chapitre sur ces courbes. Nous serons alors en mesure de les expliquer.



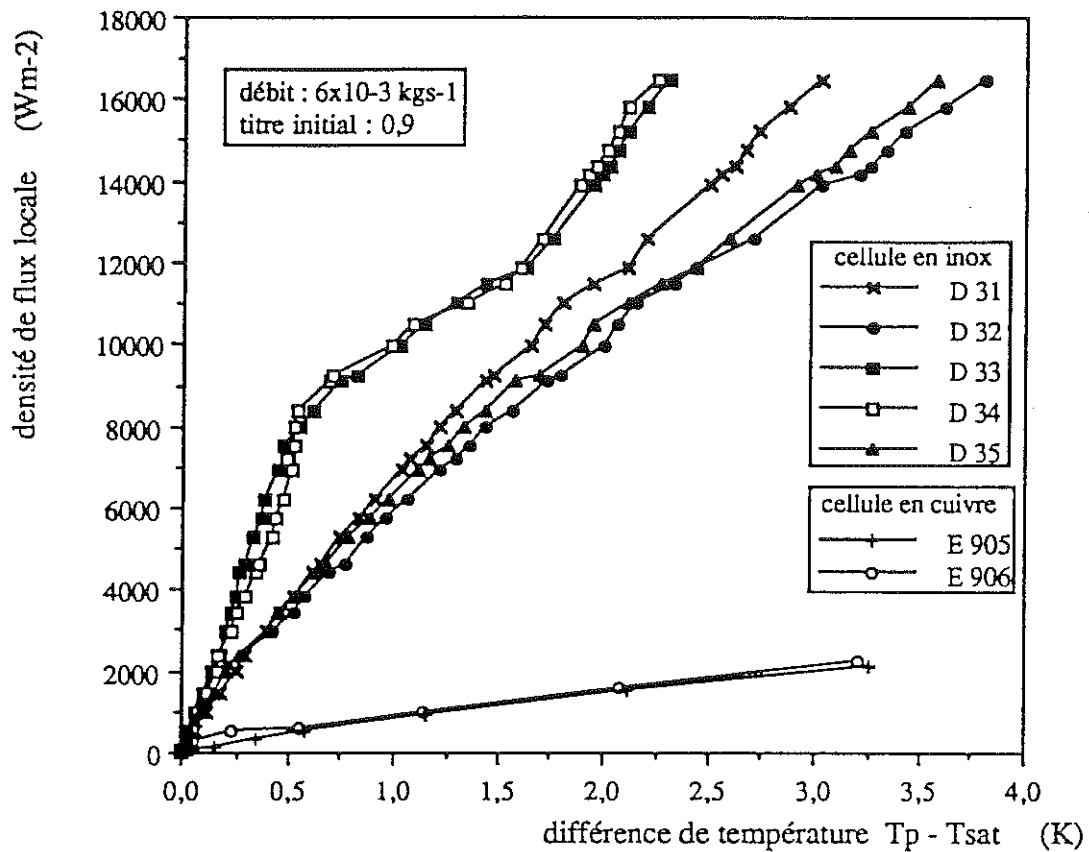


figure IV.6a : comparaison des échauffements des cellules en cuivre et en inox pour un écoulement dispersé

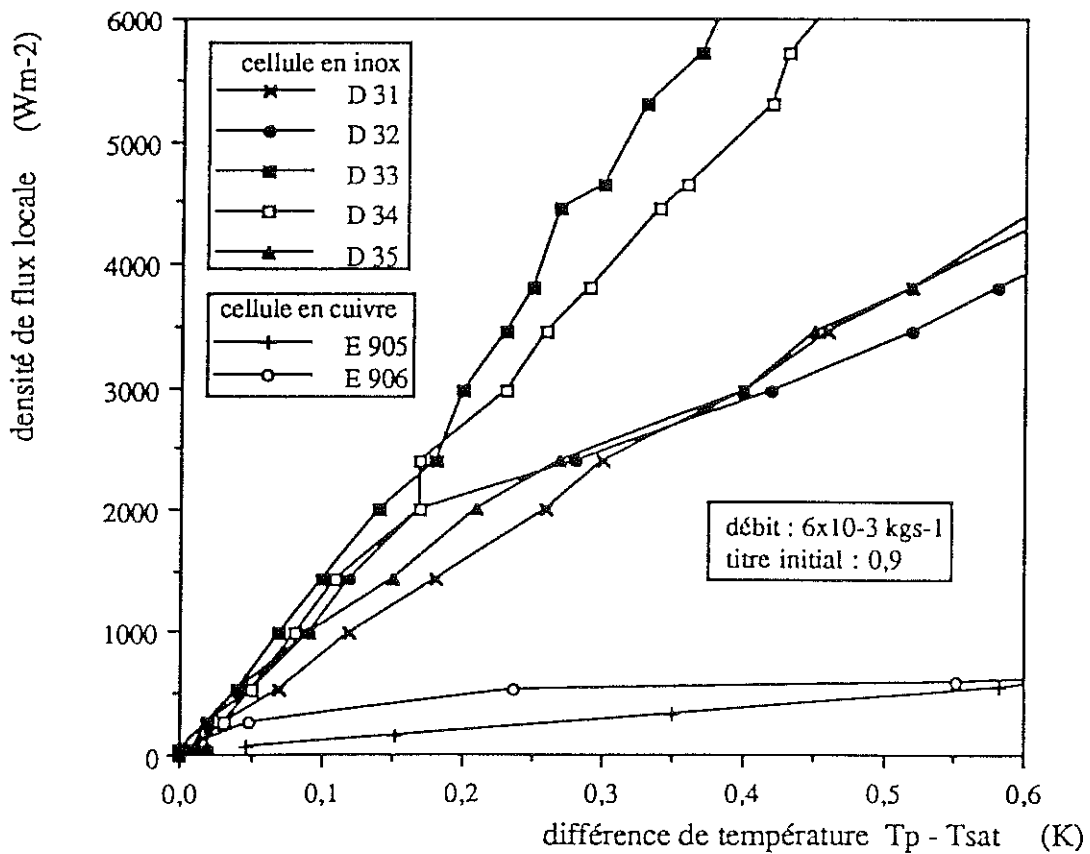


figure IV.6b : comparaison des échauffements des cellules en cuivre et en inox pour un écoulement dispersé

Cette différence de comportement ne peut pas s'expliquer avec le modèle précédent, il est alors nécessaire de modéliser plus finement l'interaction entre un brouillard et la paroi. La conception d'un modèle d'impact de goutte sur une paroi nécessite l'établissement d'un certain nombre de paramètres (différents mécanismes, taille des gouttes, condition de caléfaction...) que nous commencerons par établir.

#### IV.1.2. Interaction entre un brouillard et une paroi

##### IV.1.2.1. Différents mécanismes

Il existe plusieurs phénomènes d'interaction entre un écoulement chargé de gouttes et une paroi chauffée. Ces phénomènes sont gouvernés par la vitesse des gouttes, la tension superficielle mais également par la taille des gouttes qui viennent frapper la paroi.

Des gouttes de petite taille (de l'ordre de  $10 \times 10^{-6}$  m pour de l'eau) s'évaporent totalement dans la couche limite thermique et n'atteignent pas la paroi. Le refroidissement de la paroi est alors assez faible. Il existe une taille de gouttes (environ  $30 \times 10^{-6}$  m pour l'eau) où elles arrivent à mouiller la paroi et à former des films de liquide en paroi et donc à assurer un refroidissement correct de celle-ci.

Un exemple de l'influence de la taille des gouttes d'eau sur la température de paroi est donné sur la figure IV.7a tirée du travail de S.L. Lee<sup>(IV.1)</sup>. Ces expériences ont été effectuées avec une paroi en inox. Pour des gouttes assez fines, la paroi est partiellement mouillée et sa température est assez élevée. Pour des tailles comprises entre 30 et  $80 \times 10^{-6}$  m, les gouttes forment un film fin de liquide (Mist cooling) en paroi qui s'évapore et a un pouvoir réfrigérant très efficace. Il est continuellement renouvelé par l'impact des gouttes. Pour des gouttes de diamètre supérieur à  $80 \times 10^{-6}$  m le film de liquide s'épaissit jusqu'à permettre l'ébullition nucléée ce qui entraîne une augmentation de la température de paroi. L'amélioration du coefficient d'échange par rapport à l'échange en gaz sec est présentée sur la figure IV.7b. L'augmentation de la concentration en goutte améliore l'échange thermique (voir figure IV.7c pour de l'eau), ce que nous constatons également dans les expériences avec la paroi en inox car

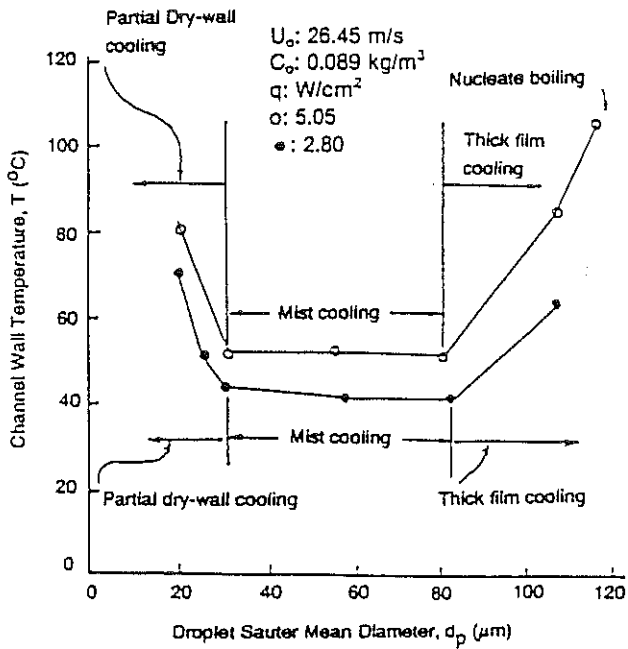


figure IV.7a : température d'une paroi en contact avec un brouillard en fonction de la taille des gouttes (Lee)

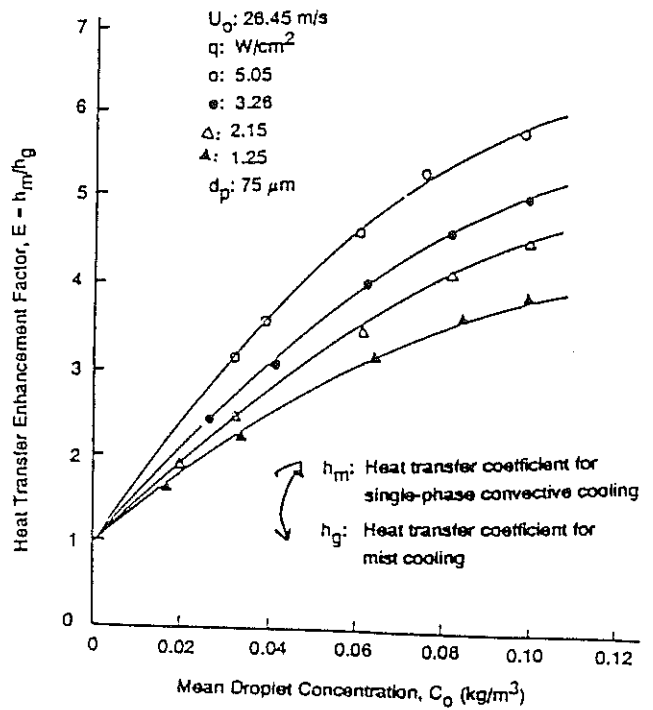


figure IV.7b : amélioration de l'échange thermique avec la concentration en gouttes (Lee)

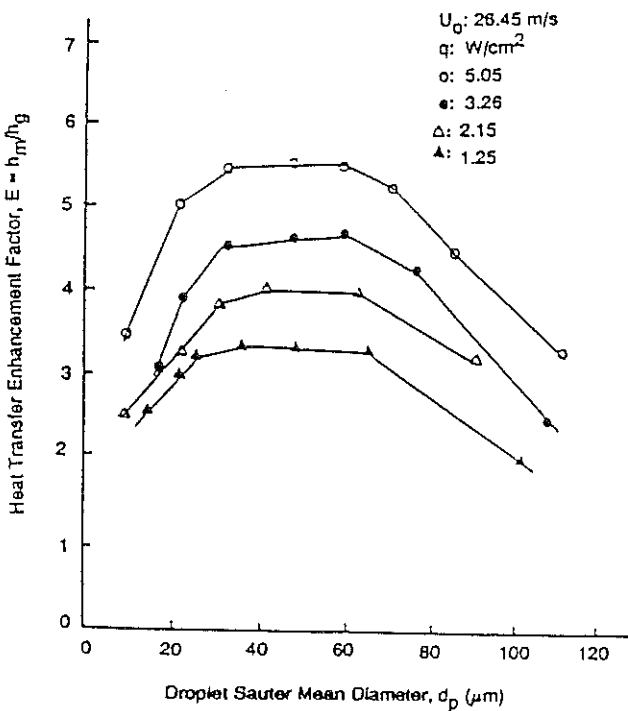


figure IV.7c : amélioration de l'échange thermique avec la taille des gouttes (Lee)

le bas du tube contient une densité de gouttes plus importante qui se traduit par un échauffement plus faible de la paroi. On peut supposer que ces résultats restent valables qualitativement pour l'hélium même si la taille des gouttes permettant d'obtenir ces différents régimes n'est sûrement pas la même.

Nous venons de voir que la couche limite thermique joue un rôle important dans l'échange entre un brouillard et une paroi. Il est donc nécessaire de calculer l'épaisseur de la couche limite thermique pour les expériences faites avec la paroi en cuivre et en inox. L'épaisseur de la couche limite est définie comme la distance à partir de la paroi où la température du fluide atteint 99% de la température au centre de la conduite. Le profil de température au voisinage d'une paroi chauffée a été présenté au chapitre I. Nous appliquons donc ici les formules I.12 pour tracer ce profil.

Nous avons tracé sur la figure IV.8 le profil de température pour des températures de paroi relatives à l'inox et au cuivre pour une densité de flux de  $500 \text{ Wm}^{-2}$ . L'épaisseur de la couche limite dans les deux cas est d'environ  $0,6 \times 10^{-3} \text{ m}$  mais la température au centre de la conduite diffère pour les deux cas. Pour la paroi en inox, la température pariétale expérimentalement mesurée est de 4,5 K et le calcul nous donne une température au centre d'environ 4,3 K soit à peu près la température de saturation. Pour la paroi en cuivre, la température de la paroi mesurée est de 5 K, ce qui donne une température centrale d'environ 4,7 K soit une surchauffe par rapport à la température de saturation d'environ  $\Delta T = 0,3 \text{ K}$ .

Nous mesurons effectivement une surchauffe du gaz pour la cellule en cuivre d'environ 0,15 K en sortie tandis que pour la cellule en inox l'échauffement du gaz est inférieur à  $10 \times 10^{-3} \text{ K}$ . Les résultats expérimentaux confirment donc l'échauffement plus important du gaz avec la cellule en cuivre.

Les gouttes de liquide contenues dans l'écoulement ont un diamètre d'environ  $0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$  (justification de cette taille ultérieurement). Elles sont donc deux fois plus petites que la couche limite thermique. On peut donc supposer qu'elles n'ont pas le temps de s'évaporer au passage de la couche limite.

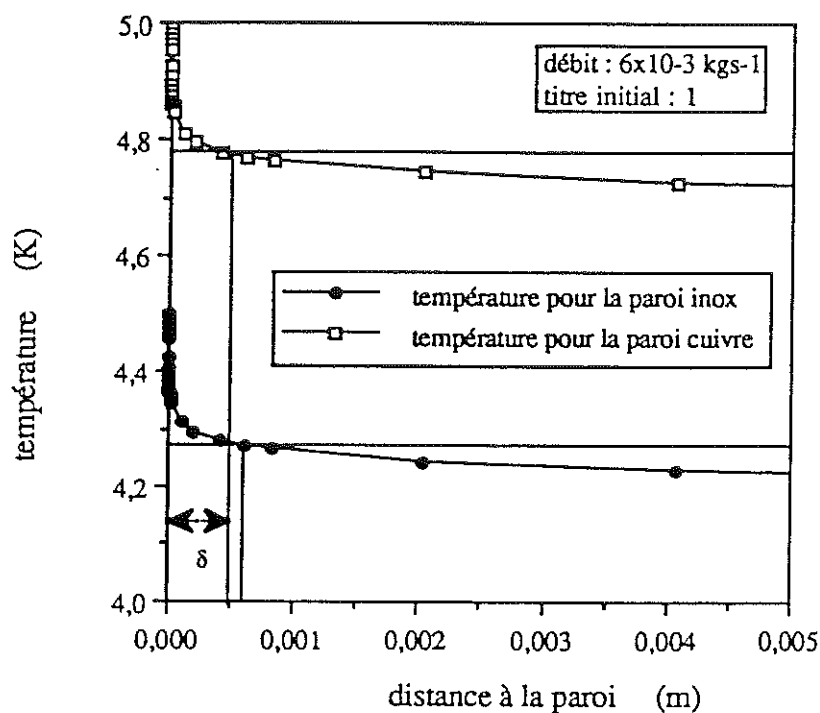


figure IV.8 : profil de température du gaz et épaisseur de la couche limite pour les températures de paroi relatives aux cas du cuivre et de l'inox

Par ailleurs, pour le cas de la paroi en cuivre, on a remarqué que la température au centre de la veine était supérieure à la saturation. Nous sommes donc en présence de liquide à la saturation dans le gaz surchauffé, ce qui favorise l'évaporation des gouttes au sein de l'écoulement. La vaporisation des gouttes dans le gaz est une conséquence de l'échauffement de celui-ci mais n'en est pas la cause. Si le gaz s'échauffe plus, c'est qu'il est plus souvent en contact avec la paroi, il faut donc chercher une autre explication que la vaporisation des gouttes dans le gaz pour élucider la plus forte température de la paroi cuivre.

#### IV.1.2.2. Condition de caléfaction

Nous avons pour l'instant considéré que les gouttes qui frappent la paroi y adhèrent. Or si la température de la paroi est suffisamment chaude, il se forme une couche de gaz entre la paroi et la goutte qui l'isole de la source de froid que constitue la goutte : c'est le phénomène de caléfaction.

Dans ce cas, l'échange thermique entre la paroi et la goutte est assez mauvais entraînant donc une température de paroi assez élevée. La caléfaction se rencontre sous deux conditions : soit le flux de chauffage de la paroi est supérieur au flux critique  $q_{\max}$ , soit l'échauffement de paroi est supérieur à l'échauffement dit de Leidenfrost. Cet échauffement correspond à l'échauffement du point de flux minimum  $q_{\min}$  d'existence du régime d'ébullition en film (voir figure IV.9). Pour le cas de l'hélium, les courbes d'ébullition en bain<sup>[IV.2]</sup> (figure IV.9) donnent un flux critique maximum  $q_{\max} = 9\,000\text{ Wm}^{-2}$  et un échauffement de Leidenfrost  $\Delta T_L = 3\text{ K}$ . Ce phénomène de caléfaction est très important car il détériore l'échange en paroi. On peut s'attendre à le rencontrer dans le cas de nos écoulements vers des densités de flux locales d'environ  $9\,000\text{ Wm}^{-2}$ .

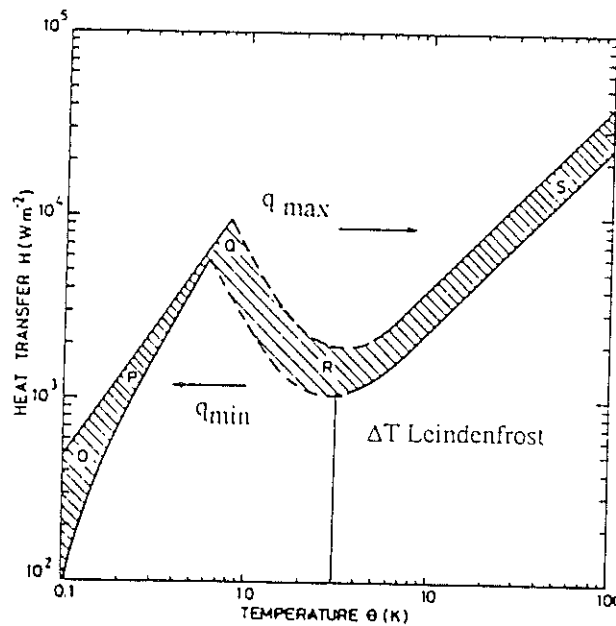


figure IV.9 : transfert thermique entre une paroi et un bain d'hélium bouillant à 4,2 K (les hachures représentent la dispersion des résultats)

#### IV.1.2.3. Taille des gouttes

Une des questions primordiales pour l'explication du comportement de la paroi est la connaissance de la taille des gouttes avant et après impact sur la paroi. Des photographies de l'écoulement (voir figure I.3) ont été prises où l'on peut déterminer approximativement la

dimension des gouttes. Le diamètre des gouttes varie entre  $0,2 \times 10^{-3}$  m et  $1,2 \times 10^{-3}$  m mais avec un nombre de gouttes maximum ayant un diamètre d'environ  $0,3 \times 10^{-3}$  m. La photographie ne distingue pas les gouttes qui sont sur la paroi de celles qui se trouvent à l'intérieur du tube. Il est probable, et nous verrons pourquoi, que les gouttes de diamètre d'environ  $10^{-3}$  m soient des gouttes collées à la paroi. Nous prendrons donc comme diamètre de gouttes avant impact la valeur de  $0,3 \times 10^{-3}$  m. Il est à noter par ailleurs que les bulles d'hélium gaz contenues dans un écoulement sont du même ordre de grandeur avec une taille majoritaire située vers  $0,3 \times 10^{-3}$  m [IV.3]. Il faut maintenant déterminer la taille des gouttes une fois étalées sur la paroi.

Kurabayashi et al. [IV.4] ont proposé en 1967 une équation prédisant le diamètre d'une goutte étalée sur une paroi. Cette équation, modifiée en 1975 par Yang [IV.5] peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} We = \frac{3}{2} \beta^2 \left[ 1 + 3 \frac{We}{Re} \left( \frac{\mu_{\text{goutte}}}{\mu_{\text{paroi}}} \right)^{0,14} \left( \beta^2 \ln \beta - \frac{\beta^2 - 1}{2} \right) \right]^{-6} \quad (\text{IV.1})$$

où : -  $We = \frac{\rho v^2 d}{\sigma}$  est le nombre de Weber

-  $Re = \frac{\rho v d}{\mu}$  est le nombre de Reynolds

-  $d$  : diamètre de la goutte

-  $v$  : vitesse d'impact de la goutte

-  $\mu_{\text{goutte}}$  : viscosité dynamique du liquide à la température de saturation

-  $\mu_{\text{paroi}}$  : viscosité dynamique du liquide à la température de la paroi

-  $\sigma$  : tension superficielle

-  $\beta = D/d$ , rapport d'étalement

-  $D$  : diamètre de la goutte étalée

-  $d$  : diamètre initial de la goutte

Application numérique :

Pour notre écoulement de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  de titre initial 90%, nous supposons que les gouttes frappent la paroi avec la vitesse moyenne du gaz que l'on suppose occuper toute la veine. Dans ce cas la vitesse de la goutte est égale à  $v = 0,64 \text{ ms}^{-1}$ .

Les autres paramètres nécessaires au calcul de la formule IV.1 sont les suivants :

$$\begin{array}{ll} T_{\text{sat}} = 4,4221 \text{ K} & \mu_{\text{paroi}} = 0,2266 \times 10^{-5} \text{ Pa s} \\ \rho_l = 120,75 \text{ kgm}^{-3} & \mu_{\text{goutte à } T_{\text{sat}}} = 0,30585 \times 10^{-5} \text{ Pa s} \\ \sigma = 0,6754 \times 10^{-4} \text{ Nm}^{-1} & \rho_g = 20,475 \text{ kgm}^{-3} \\ \text{Température de paroi } T_p = 5,2 \text{ K} & \mu_g = 0,13372 \text{ Pa s} \\ d = 3 \times 10^{-4} \text{ m} & \end{array}$$

Le calcul en toute rigueur dépend de la température de la paroi à travers la viscosité du liquide en paroi. Pour une valeur de température de paroi de 5,2 K relative à la paroi en cuivre la valeur de  $\beta$  est égale à 4. Concernant l'inox où la température de paroi est d'environ 4,6 K nous retrouvons  $\beta = 4$  à moins de 1%. Nous prendrons donc le facteur  $\beta = 4$  pour les deux cas. Le diamètre de goutte étalée est de  $1,2 \times 10^{-3} \text{ m}$ , ce qui est cohérent avec les tailles de goutte mesurées sur la photographie. On peut donc considérer que la goutte avant impact a un diamètre de  $0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$  qui augmente jusqu'à  $1,2 \times 10^{-3} \text{ m}$  après.

Enfin, pour pouvoir modéliser la vaporisation d'une goutte sur une paroi chauffée, il est nécessaire de connaître l'évolution de la surface de contact de la goutte lors de l'évaporation. Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'impact des gouttes d'eau sur une paroi chauffée (P.J. Halvorson<sup>[IV.6]</sup> et M. Di Marzo<sup>[IV.7]</sup>). Grâce à une caméra rapide ils ont visualisé l'évaporation d'une telle goutte et les films montrent que la surface de la goutte en contact avec la paroi reste à peu près constante tout au long de l'évaporation sauf dans les quelques derniers dixièmes de seconde. Nous pouvons donc supposer pour calculer l'évaporation de la goutte que la surface



de la goutte en paroi  $S_1$  reste constante et égale à la valeur au moment de l'impact  $S_{10}$  au cours de la vaporisation.

### IV.1.3. Modélisation de l'évaporation d'une goutte unique en paroi

#### IV.1.3.1. Définition du modèle de goutte unique

Nous avons vu précédemment que les gouttes n'ont pas le temps de s'évaporer dans la couche limite thermique. Elles arrivent donc sur la paroi. Leur taille a été estimée à  $3 \times 10^{-4}$  m dans l'écoulement et à  $12 \times 10^{-4}$  m une fois en paroi. Si la densité de flux locale au droit de la goutte est inférieure à la densité de flux critique, la goutte reste collée en paroi, sinon est rentre en caléfaction ce qui détériore l'échange thermique. Nous pouvons dès lors construire un modèle d'impact de gouttes en paroi. Afin d'explicitier les mécanismes entrant dans ce phénomène nous considérons dans un premier temps l'impact d'une goutte unique sur une paroi infinie.

Il nous faut donc modéliser une goutte arrivant sur une paroi initialement sèche. Cette goutte va se vaporiser au contact de la paroi et ainsi créer un refroidissement local de la paroi. La surface d'échange entre la goutte et la paroi est supposée constante au cours du temps (hypothèse justifiée par la bibliographie). Nous prendrons en compte l'échange thermique entre la paroi et la goutte à travers un coefficient d'échange (voir figure IV.10). Le reste de la paroi en dehors de la goutte échange par convection forcée avec le gaz. Nous le traduisons également par un coefficient d'échange. A priori la convection forcée sur la surface de la goutte influence également la vaporisation de la goutte. Nous négligerons cet effet devant celui de la vaporisation créé par le contact de la goutte avec la paroi.

Nous avons donc considéré une goutte de diamètre initial  $d = 0,3 \times 10^{-3}$  m qui s'étale sur un diamètre  $D = 4d$  (voir figure IV.10). A l'extérieur de la goutte on suppose qu'il existe un échange thermique par convection forcée avec du gaz sec. Le coefficient d'échange  $h_g$  a été pris égal à celui donné par la formule de Dittus-Boelter pour un écoulement de gaz pur à  $6 \times 10^{-3}$   $\text{kg s}^{-1}$  soit  $h_g = 600 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . La paroi est chauffée par une densité de flux uniforme

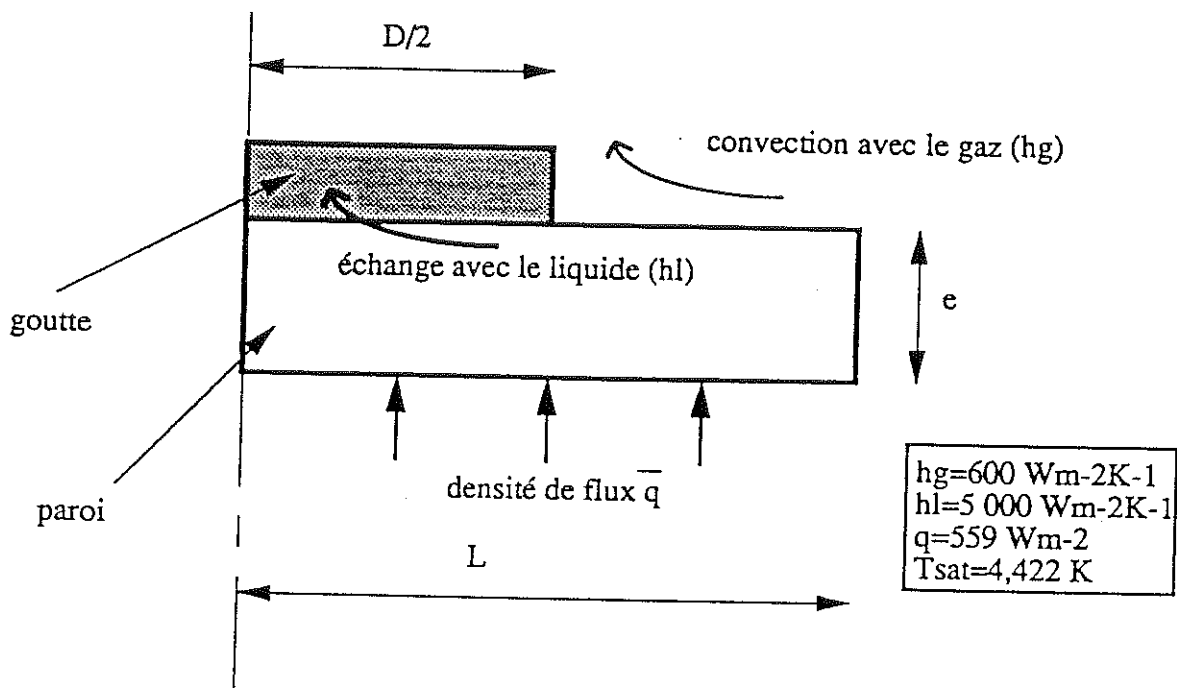


figure IV.10 : modélisation de la goutte en paroi

$q=559 \text{ Wm}^{-2}$  sur la surface opposée à celle où se trouve la goutte. Cette valeur correspond à un point expérimental. Le coefficient d'échange au droit de la goutte a été pris égal à  $5\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Cette valeur est relative à l'ébullition nucléée pour une densité de flux de  $559 \text{ Wm}^{-2}$ . Pour des raisons d'axisymétrie, nous n'avons maillé qu'un demi-diamètre et considéré une condition de flux nul dans l'épaisseur de la paroi à une distance  $L$  du centre de la goutte. Cette condition de flux nul traduit une paroi infinie.

Nous étudions de façon transitoire l'impact d'une goutte sur la paroi. A l'instant  $t = 0$ , la paroi est supposée sèche, sa température est donc donnée par  $T = T_{\text{sat}} + q/h_g$ . La goutte arrive sur la paroi à  $t = 50 \times 10^{-4} \text{ s}$ . La prise en compte de la goutte se fait par changement du coefficient d'échange sur la surface relative à la goutte. A chaque instant nous calculons la puissance échangée à travers la surface représentative de la goutte. Cette puissance sert à évaporer le liquide contenu dans la goutte. On calcule ainsi à chaque pas de temps le volume vaporisé. Dès que le volume total de la goutte est consommé, le coefficient d'échange redevient celui du gaz, ce qui simule donc l'évaporation totale de la goutte. Nous faisons ce

calcul pour des conductibilités thermiques de l'inox et de deux cuivres différents. Les conductibilités varient avec la température.

Le modèle nous donne le temps d'évaporation de la goutte, le temps que met la paroi à revenir à la température fixée par la convection une fois la goutte totalement évaporée, le profil de température à chaque instant ainsi que l'évolution de la température moyenne de la paroi en fonction du temps.

#### IV.1.3.2. Résultats de la modélisation

##### \* Cas d'une paroi en inox

Nous avons considéré une paroi en inox de type 304 d'épaisseur  $0,5 \times 10^{-3}$  m et de conductibilité  $0,24 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 4 K<sup>[II.11]</sup>. La figure IV.11 présente la température de la paroi au centre de la goutte en fonction du temps pour les parois intérieure et extérieure. Nous pouvons en déduire le temps nécessaire à la vaporisation de la goutte. Il est égal à  $24 \times 10^{-3}$  s. Une fois la goutte évaporée la paroi se réchauffe et elle revient à la température imposée par la convection au bout d'environ  $65 \times 10^{-3}$  s. La paroi lors de la présence de la goutte n'a pas le temps d'atteindre le régime permanent car la température mesurée au centre vaut 4,59 K. La température du régime permanent pour l'échange avec le liquide est donnée par  $T = T_{\text{sat}} + q/h_l$  soit 4,53 K, la paroi reste donc plus chaude.

La figure IV.12 présente le profil de température sur l'ensemble de la surface considérée pour différents temps. La zone d'influence de la goutte est assez faible car au bout d'un rayon d'environ  $3 \times 10^{-3}$  m, la température est celle imposée par l'échange convectif avec le gaz. Au droit de la goutte la température baisse de façon assez importante puisqu'elle est d'environ 4,6 K. Si l'on regarde la densité de flux sur la surface de la goutte on remarque qu'elle vaut  $840 \text{ Wm}^{-2}$  au centre de la goutte et  $2\,132 \text{ Wm}^{-2}$  à l'interface liquide-vapeur du côté du liquide. Du côté de la vapeur elle est égale à  $256 \text{ Wm}^{-2}$ . On rappelle que la densité de flux déposée sur la paroi extérieure vaut  $559 \text{ Wm}^{-2}$ . Donc, malgré la mauvaise conductibilité thermique de l'inox, on assiste à des flux de conduction non négligeables autour de la goutte.

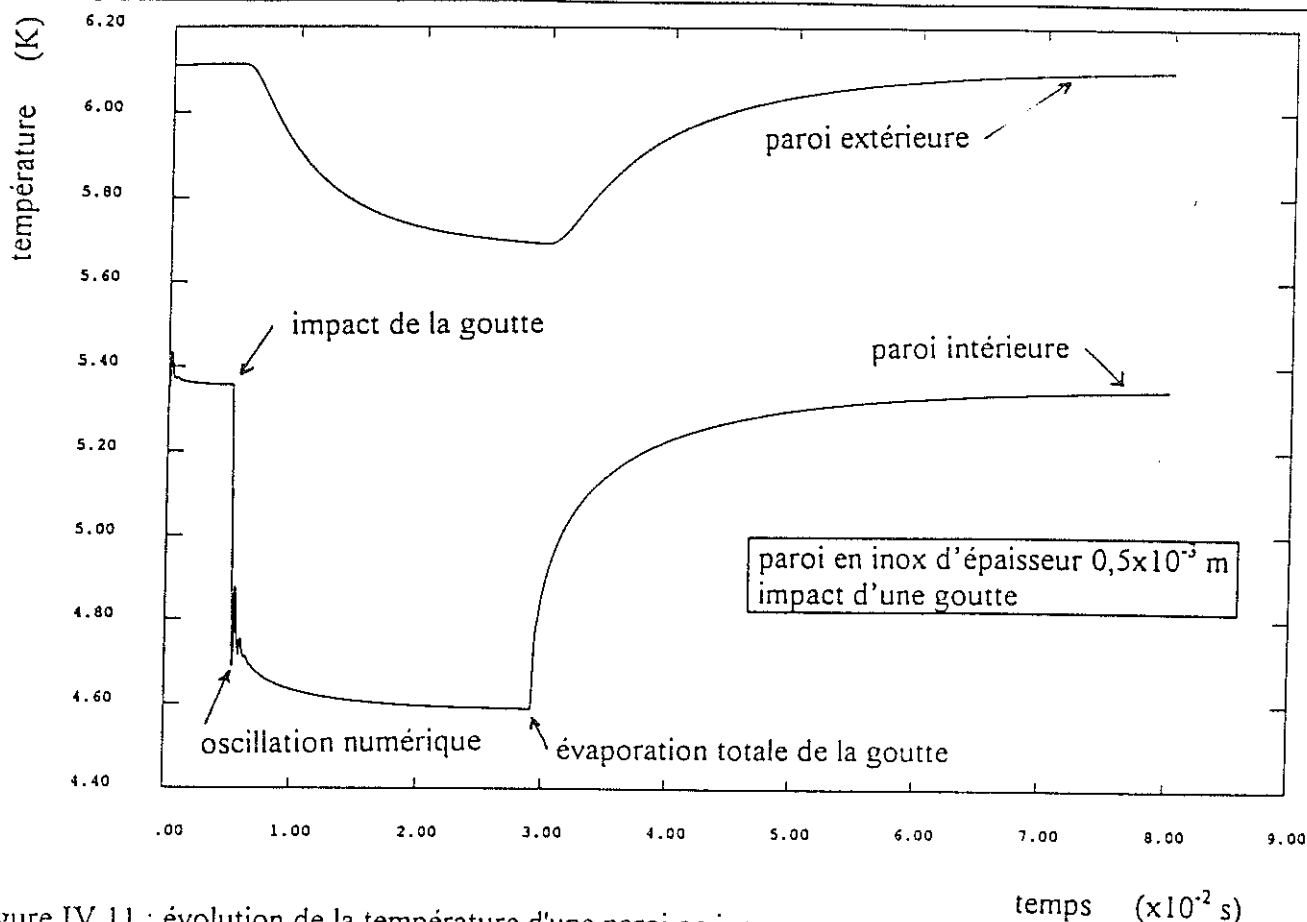


figure IV.11 : évolution de la température d'une paroi en inox au centre de la goutte en fonction du temps

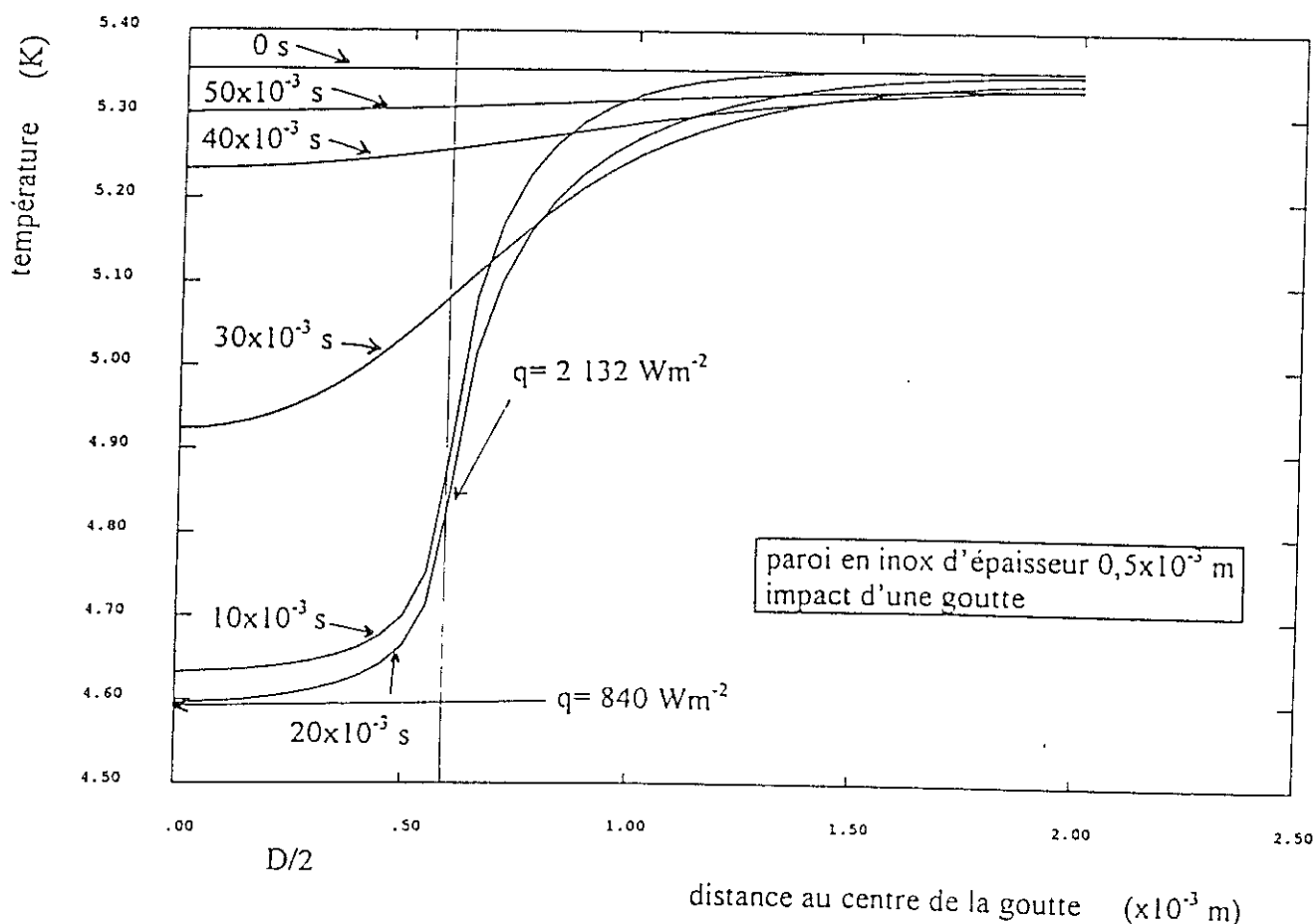


figure IV.12 : évolution du profil de température d'une paroi en inox avec la distance au centre de la goutte à différents instants

La chaleur se propage donc par conduction jusqu'à la zone mouillée où la résistance thermique est plus faible.

\* Cas d'une paroi en cuivre

Nous avons d'abord considéré un cuivre de qualité courante. Ce cuivre est celui utilisé dans la cellule E de nos expériences. Sa conductibilité thermique vaut  $32 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à  $4 \text{ K}$ . L'épaisseur de la paroi est égale à  $10^{-3} \text{ m}$ .

La figure IV.13 montre l'évolution de la température de la paroi au centre de la goutte en fonction du temps pour les parois intérieure et extérieure. On en tire le temps d'évaporation de la goutte qui est égal à  $7,14 \times 10^{-3} \text{ s}$  soit 3,4 fois plus faible que dans le cas de l'inox.

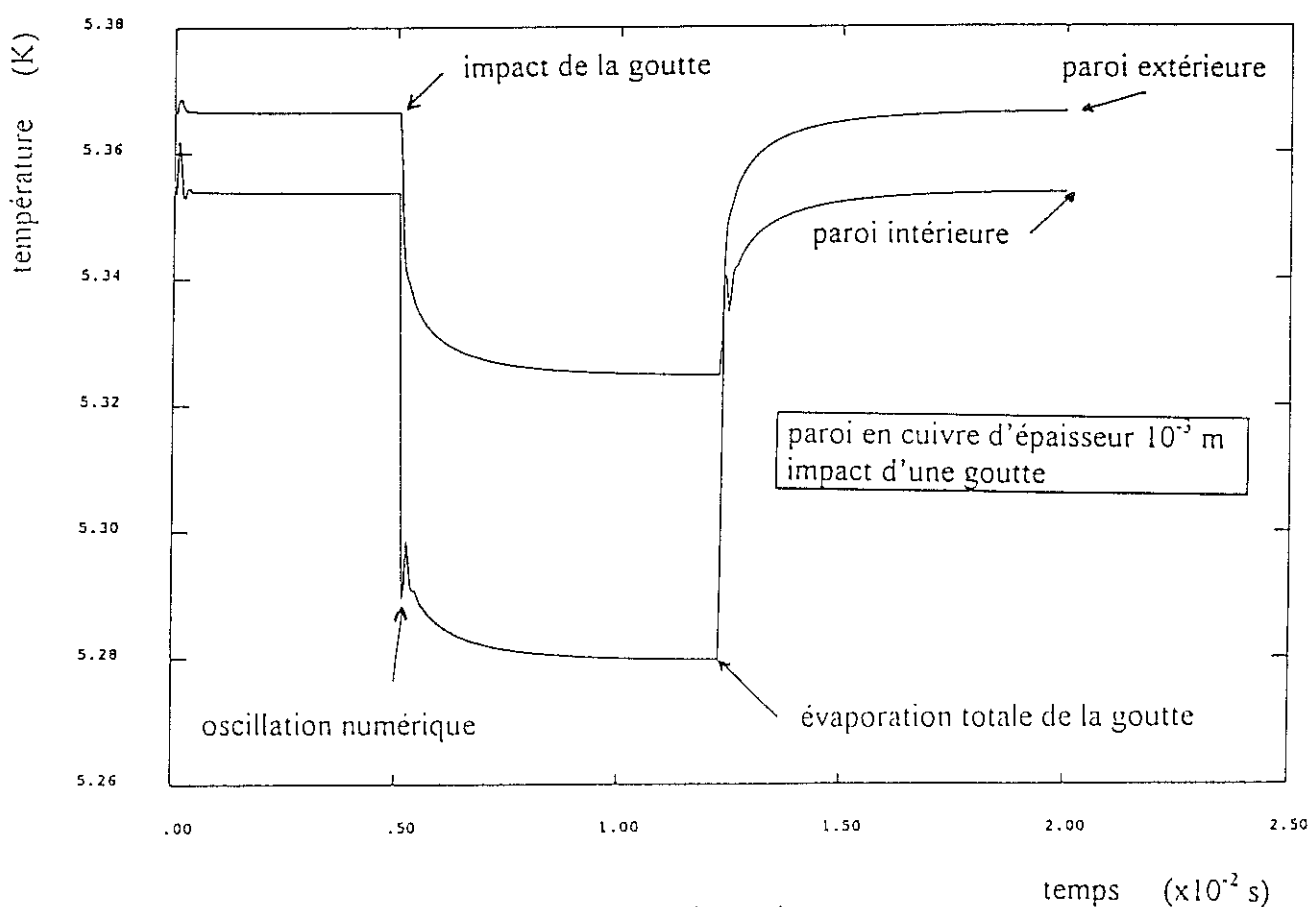


figure IV.13 : évolution de la température d'une paroi en cuivre au centre de la goutte en fonction du temps

Le temps nécessaire à la paroi pour revenir à la température imposée par la convection à la fin de l'évaporation de la goutte est d'environ  $6 \times 10^{-3}$  s soit presque 10 fois plus faible que dans le cas de l'inox.

La température de la paroi intérieure au centre de la goutte juste avant l'évaporation de la goutte vaut 5,28 K.

L'évolution du profil de température en fonction de la distance au centre de la goutte pour différents temps est présenté sur les figures IV.14. On relève sur la figure IV.14a que le rayon d'influence de la goutte a une valeur de  $40 \times 10^{-3}$  m. Donc l'impact d'une goutte sur une paroi en cuivre intéresse une surface 400 fois plus importante que sur une paroi en inox (rapport des diffusivités thermique). Par contre la température au droit de la goutte est voisine de 5,28 K ce qui est assez proche de la température imposée par la convection forcée du gaz (5,354 K). L'effet de la goutte intervient sur une plus grande surface mais avec un abaissement plus faible de la température. Pour la paroi inox la surface d'influence est plus faible mais la température est aussi plus froide. L'effet de la goutte est beaucoup plus "dilué" sur une paroi en cuivre que sur une paroi en inox.

La densité de flux au droit de la goutte (voir figure IV.14b) est d'environ  $4\,400 \text{ Wm}^{-2}$  soit presque 8 fois supérieure à celle déposée sur la surface extérieure. Le rapport n'était que de 3,8 pour l'inox. Une conséquence de ceci est que pour la paroi en cuivre on arrive plus rapidement au flux critique que pour une paroi en inox. Si la densité de flux critique est dépassée, les gouttes n'adhéreront plus à la surface mais seront en caléfaction, ce qui dégradera considérablement l'échange thermique.

Nous avons également fait le calcul avec un cuivre de meilleure conductibilité thermique ( $535 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 4 K). Les résultats sont qualitativement les mêmes que pour l'autre qualité de cuivre. Une comparaison des différents matériaux est résumée dans le tableau IV.1.

L'étude de l'impact d'une goutte unique montre qu'il existe des flux de conduction non négligeables dans la paroi. Pour l'inox la densité de flux au droit de la goutte est d'environ 3,8

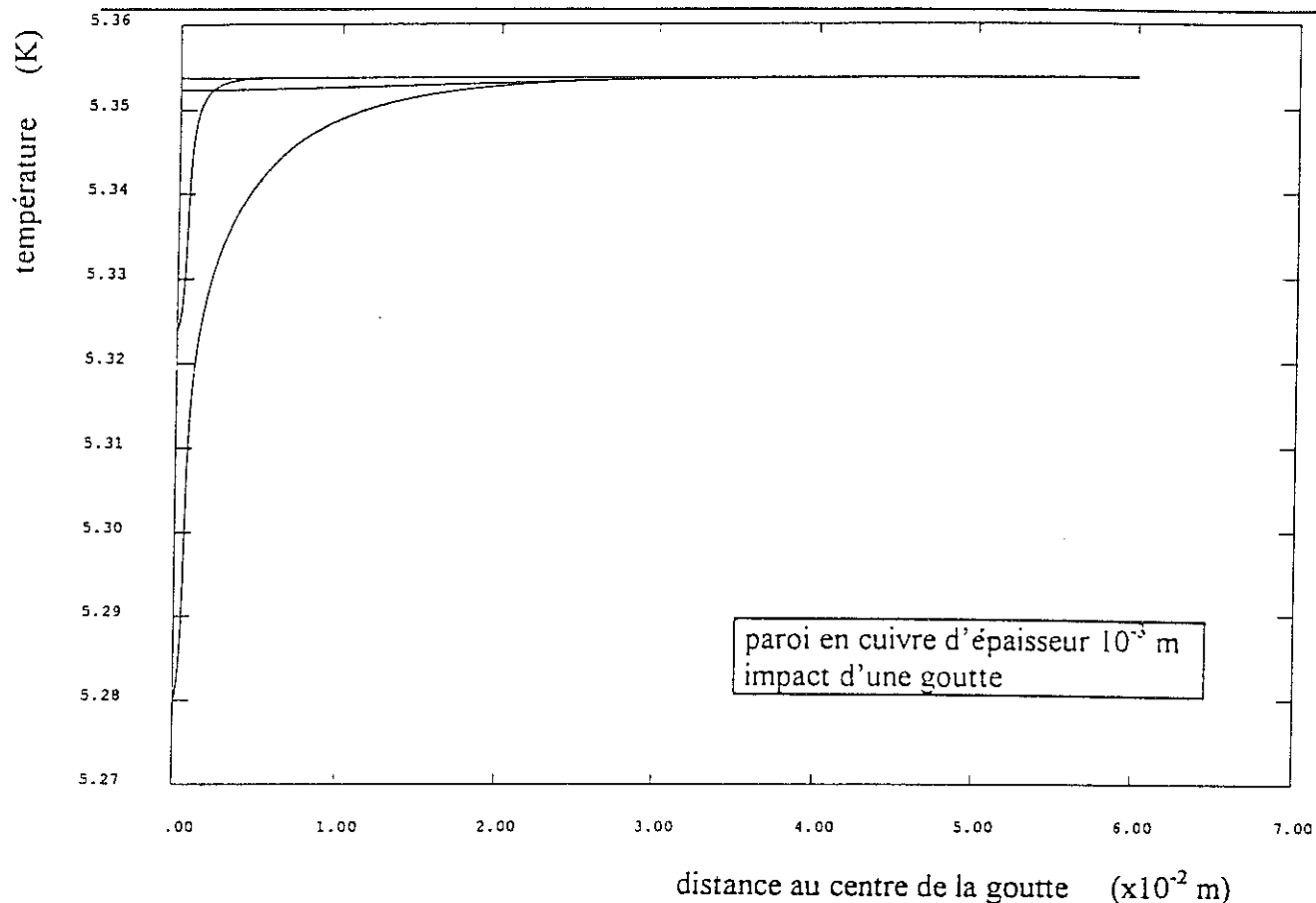


figure IV.14a : évolution du profil de température d'une paroi en cuivre avec la distance au centre de la goutte à différents instants

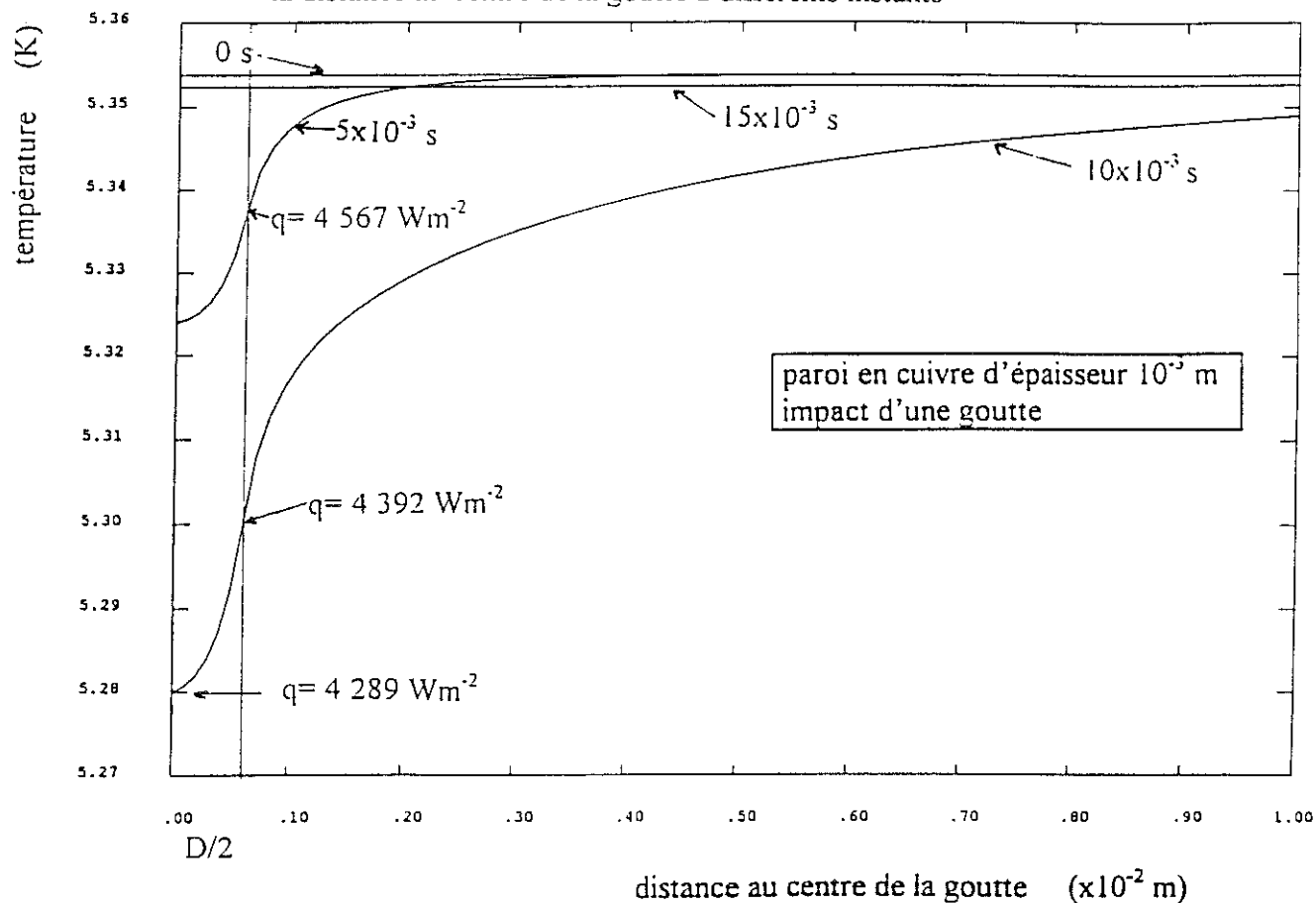


figure IV.14b : évolution du profil de température d'une paroi en cuivre avec la distance au centre de la goutte à différents instants

tableau IV.1 : comparaison de la réponse de la paroi pour différents matériaux

matériau	temps d'évaporation ( $\times 10^{-3}$ s)	temps de retour de la paroi à la température de convection avec le gaz ( $\times 10^{-3}$ s)	température au centre avant l'évaporation (K)	rayon d'influence ( $\times 10^{-3}$ m)	densité de flux maximale ( $Wm^{-2}$ )
inox $\lambda = 0,24$ ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )	24	65	4,590	3	2 100
bon cuivre $\lambda = 535$ ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )	6,75	6	5,347	90	4 600
cuivre courant $\lambda = 32$ ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )	7,14	6	5,280	40	4 400

fois la densité de flux moyenne. Ce rapport est de l'ordre de 8 pour le cuivre. Cette concentration de flux diminue le temps de vaporisation de la goutte pour la paroi en cuivre.

Une autre conséquence importante est que la caléfaction des gouttes sur la paroi en cuivre arrivera pour des densités de flux moyenne beaucoup plus faibles que pour l'inox. On note également que l'effet thermique d'une goutte sur la paroi en cuivre est beaucoup plus faible que pour l'inox à cause de la plus grande diffusivité du cuivre.

#### IV.1.4. Multigouttes

##### IV.1.4.1. Paramètres du modèle

Nous avons étudié le comportement d'une goutte unique venant frapper la paroi mais il est nécessaire pour expliquer les résultats expérimentaux de s'intéresser au cas où plusieurs gouttes viennent frapper la paroi. L'écoulement dispersé est constitué de gaz chargé en gouttes de liquide. Ces gouttes vont frapper la paroi qui sera donc partiellement mouillée. Le nombre de gouttes arrivant par seconde sur la paroi est un paramètre essentiel de la réfrigération. La température de la paroi est alors gouvernée par :



- le nombre de gouttes en paroi et le rapport surface sèche sur surface mouillée
- le nombre de gouttes frappant la paroi par seconde
- la conduction dans la paroi et donc l'influence des autres gouttes sur l'évaporation d'une goutte
- la convection forcée sur les surfaces sèches.

La création d'un modèle doit donc rendre compte de tous ces effets

#### \* Influence des autres gouttes

Le problème majeur d'une telle modélisation est d'étudier ce qui se passe sur une goutte en prenant en compte l'effet des autres gouttes. Si l'on considère deux surfaces adjacentes S1 et S2 de même surface, elles sont a priori thermiquement liées. Il peut exister une goutte sur la surface S1 et aucune sur la surface S2 à un instant donné. Dans ce cas, l'échange est meilleur sur la surface S1 et il existe donc un flux thermique de S2 vers S1. A un instant ultérieur, la situation peut être inversée et donc le flux thermique est alors dirigé de S2 vers S1. Statistiquement toutes les situations peuvent exister et donc que le flux thermique entre S1 et S2 s'annule. Statistiquement ces deux surfaces sont donc thermiquement indépendantes. On peut donc considérer uniquement la surface S contenant une seule goutte avec une condition de flux nul sur le bord de cette surface traduisant l'effet des autres gouttes.

#### \* Détermination du rapport surface sèche - surface mouillée

Le problème maintenant est de déterminer la valeur de cette surface. D'après la photographie de la figure I.3 on sait que la totalité de la paroi n'est pas mouillée par des gouttes. La surface S contient donc une goutte plus une certaine surface sèche. Pour déterminer approximativement la valeur de cette surface sèche, nous avons pris sur la photographie une surface correspondante à  $10^{-4} \text{ m}^2$  du tube et compté le nombre de gouttes en paroi. Nous comptons environ 15 gouttes sur  $10^{-4} \text{ m}^2$ , il suffit de diviser  $10^{-4}$  par 15 pour avoir la surface occupée par la goutte et la zone sèche attenante. La surface S a donc un

diamètre de  $2,9 \times 10^{-3}$  m. Nous pouvons tout de suite remarquer que ce diamètre est du même ordre de grandeur que le rayon d'influence d'une goutte sur une paroi en inox et qu'il est beaucoup plus faible que celui pour une paroi en cuivre.

#### \* Fréquence d'impact

Reste le problème de la fréquence d'impact des gouttes sur cette surface. On peut essayer a priori d'ajuster cette fréquence d'impact pour obtenir la température moyenne de la paroi que l'on a mesurée. Mais le modèle suppose la connaissance précise de beaucoup de paramètres comme les coefficients d'échange gaz et liquide, la surface sèche autour de la goutte, le diamètre initial de la goutte ainsi que celui une fois collée en paroi. Il est donc illusoire d'essayer de reproduire les résultats expérimentaux avec le modèle. Nous choisissons à titre d'exemple un temps entre deux gouttes de l'ordre de grandeur du temps mis par la paroi en inox pour revenir à la température fixée par la convection après vaporisation d'une goutte. Ceci nous permettra néanmoins d'expliquer qualitativement les résultats expérimentaux. La fréquence retenue est donc de 30 gouttes à la seconde.

#### IV.1.4.2. Résultats du modèle

Nous avons donc repris le modèle précédent (voir figure IV.10) où le diamètre total de la paroi est de  $2,9 \times 10^{-3}$  m. La condition de flux nul sur l'extrémité de cette surface traduit l'influence des autres gouttes.

#### \* Cas de la paroi en inox

Dans un premier temps nous considérons une paroi en inox d'épaisseur  $0,5 \times 10^{-3}$  m. Nous avons donc pris un diamètre de goutte étalée de  $1,2 \times 10^{-3}$  m, un diamètre total de la surface de  $2,9 \times 10^{-3}$  m, une densité de flux de  $559 \text{ Wm}^{-2}$ , un coefficient d'échange du liquide de  $5\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , de  $600 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour le gaz et enfin une fréquence d'impact de 30 gouttes par seconde.

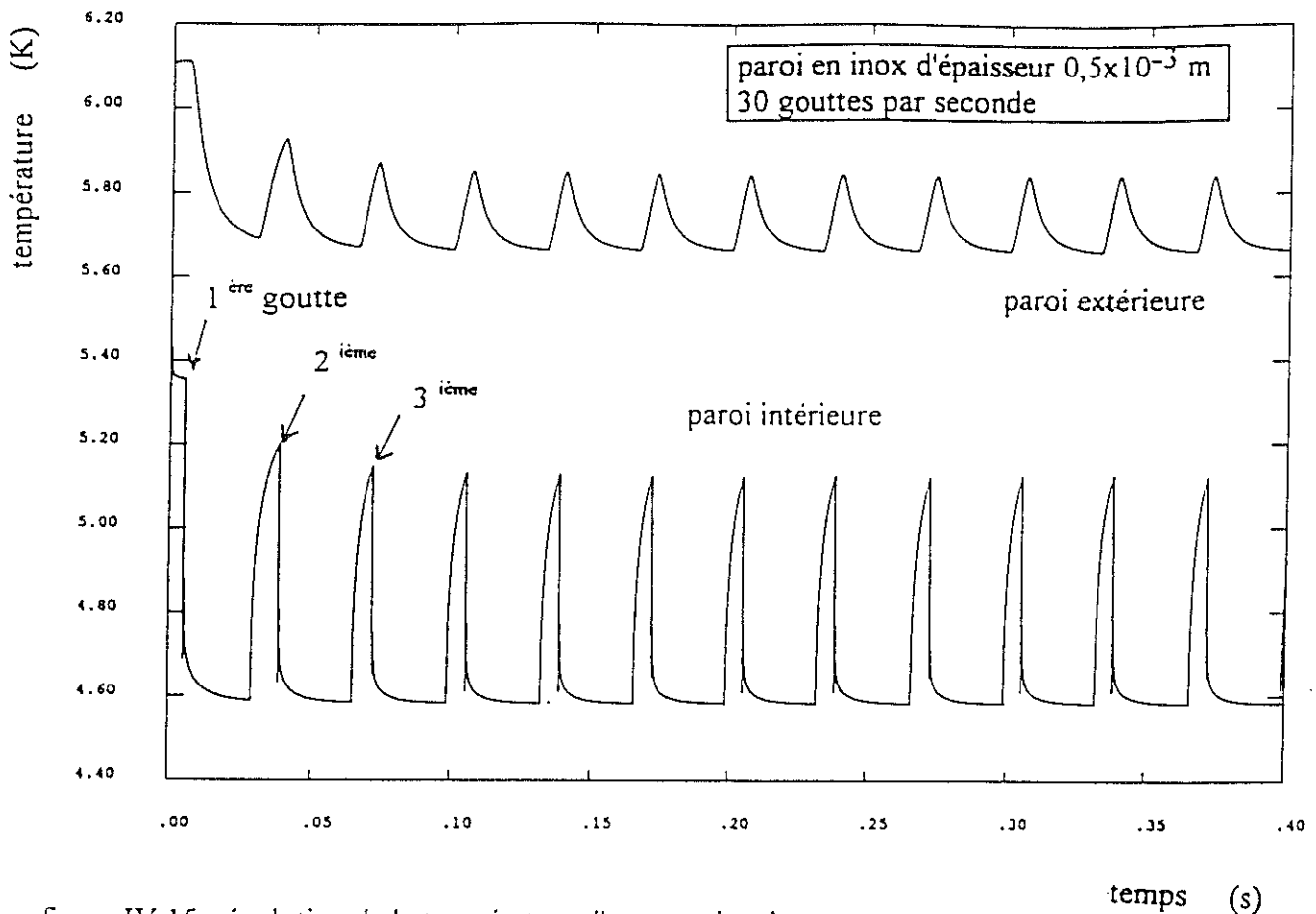


figure IV.15 : évolution de la température d'une paroi en inox au centre de la goutte en fonction du temps

La figure IV.15 présente l'évolution de la température au centre de la goutte en fonction du temps. Nous remarquons que l'impact de la deuxième goutte arrive alors que la paroi n'est pas encore revenue à la température fixée par la convection ( $5,354$  K). La fréquence d'impact des gouttes a été choisie à cet effet. La température de la paroi va donc baisser en valeur moyenne jusqu'à atteindre un régime stationnaire. Il est effectivement atteint à partir de la troisième goutte. Le temps d'évaporation de la première goutte est de  $23 \times 10^{-3}$  s, celui de la troisième de  $27 \times 10^{-3}$  s. Ceci traduit la baisse de la température moyenne de la paroi, donc du flux de chaleur échangé. Ces temps d'évaporation sont comparables à celui d'une goutte unique ( $24 \times 10^{-3}$  s) car la longueur d'influence d'une seule goutte est d'environ  $3 \times 10^{-3}$  m ce qui est très proche du rayon choisi ( $1,45 \times 10^{-3}$  m) pour la surface totale. Les autres gouttes ont donc

assez peu d'influence sur la vaporisation de la goutte. Ceci est d'ailleurs confirmé sur la figure IV.16 où l'on voit le profil de température de la paroi en fonction de la distance au centre de la goutte pour différents instants. Ces profils sont semblables à ceux d'une goutte unique en paroi (voir figure IV.12) et l'hypothèse de flux nul au bord de la surface ne perturbe que très peu ces profils.

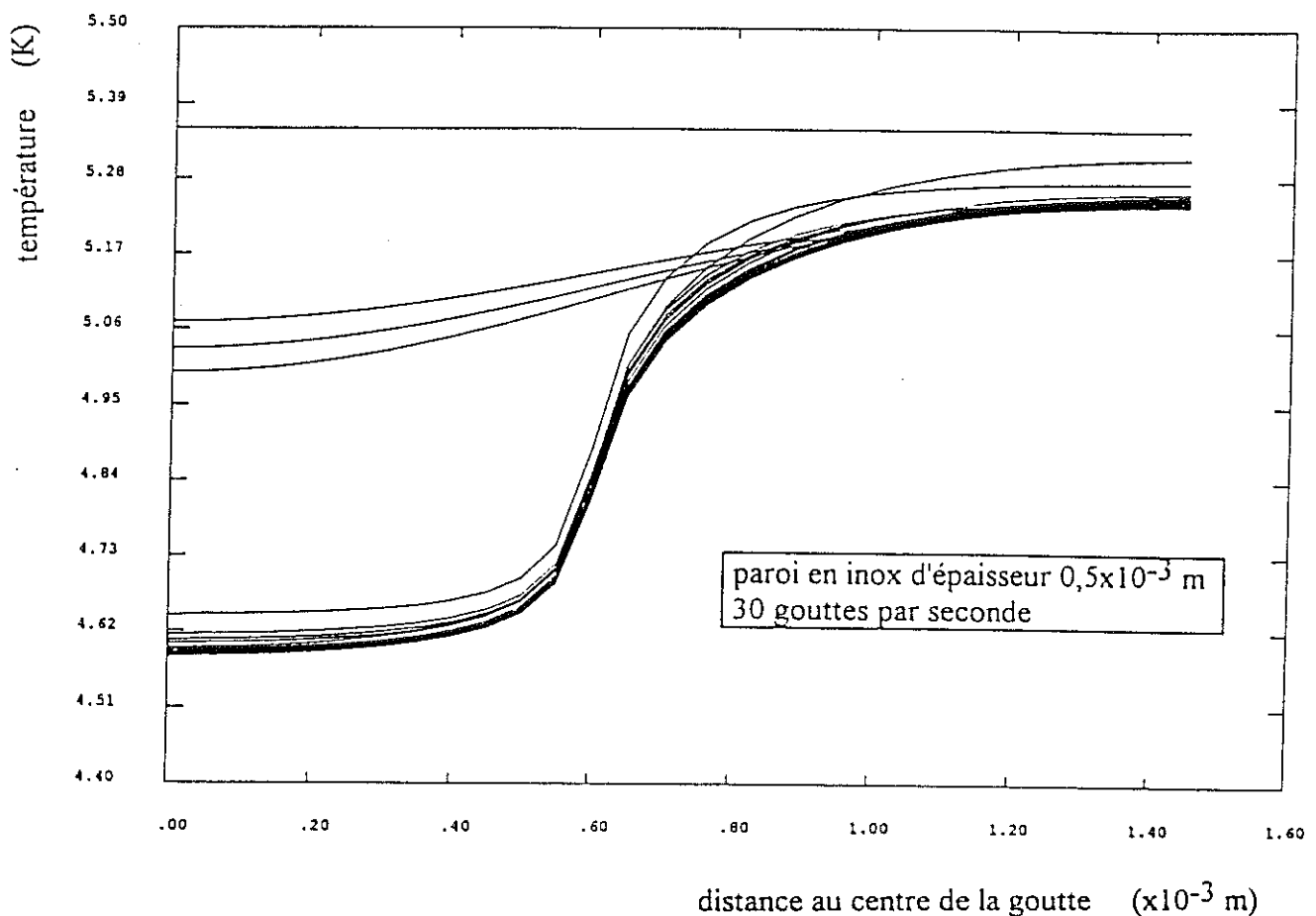


figure IV.16 : évolution de la température d'une paroi en inox en fonction de la distance au centre de la goutte à différents instants

Il est également intéressant de regarder l'évolution de la température moyennée spatialement sur l'ensemble de la surface en fonction du temps (voir figure IV.17). Nous retrouvons des fluctuations de température dues à l'impact des gouttes mais beaucoup plus atténuées notamment pour la paroi extérieure du tube. La valeur de la température moyennée à la fois dans l'espace et dans le temps vaut 4,994 K pour la paroi intérieure et 5,868 K pour

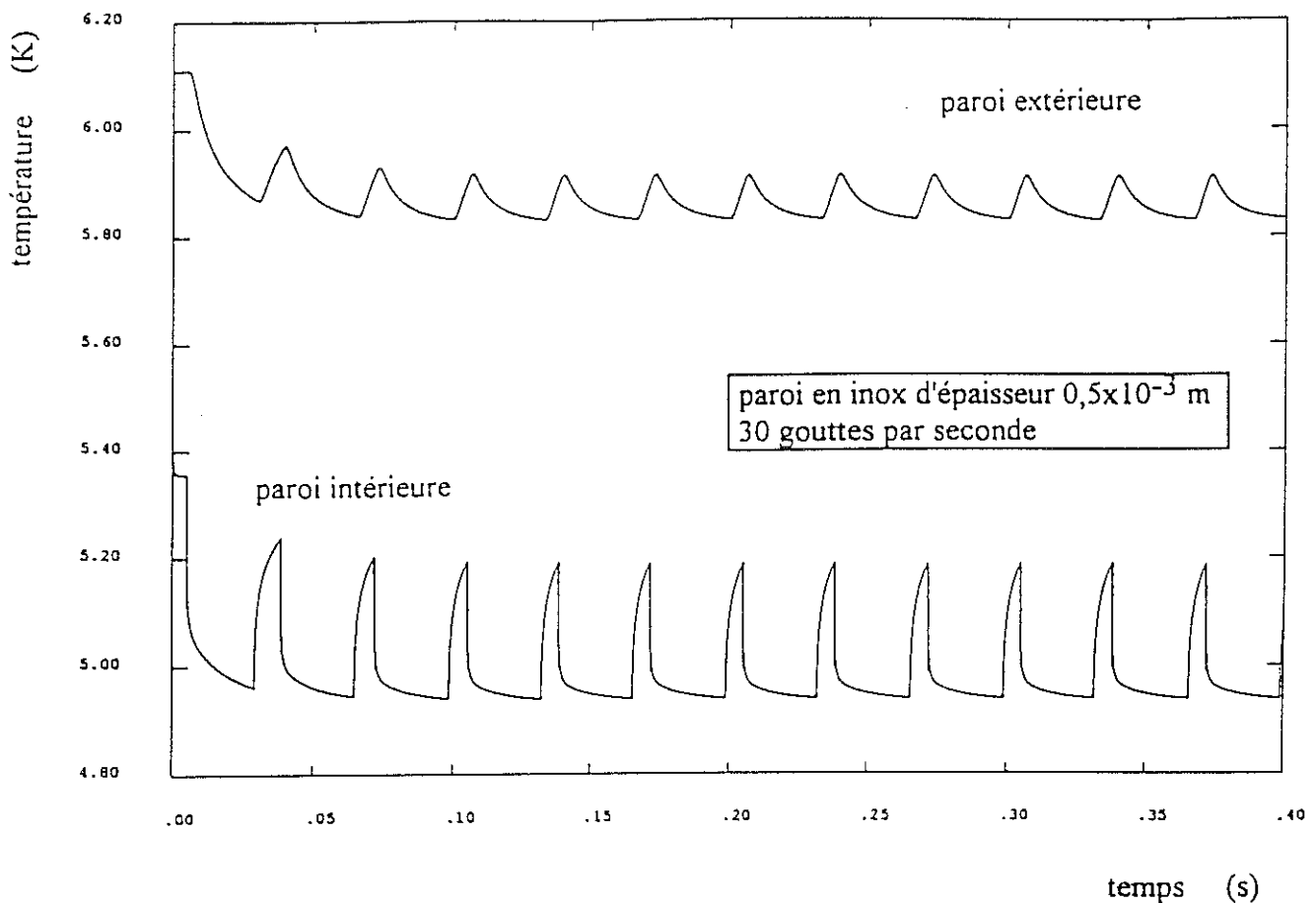


figure IV.17 : évolution de la température moyennée sur la surface d'une paroi en inox en fonction du temps

l'extérieur. Cette température doublement moyennée est l'équivalent de celle qui est portée sur les courbes expérimentales  $q(\Delta T)$ .

\* Cas de la paroi en cuivre

Le cas d'une paroi en cuivre d'épaisseur 1 mm a un comportement assez différent de celle en inox. Seuls l'épaisseur de la paroi et évidemment le matériau ont changé entre les deux parois, les autres paramètres sont les mêmes.

Tout d'abord, le rayon d'influence d'une goutte unique sur une paroi en cuivre est d'environ  $40 \times 10^{-3}$  m donc beaucoup plus important que la rayon de la surface que l'on

considère. La condition de flux nul au bord de cette surface qui traduit l'influence des autres gouttes va donc considérablement modifier la forme des profils de température comme on peut le voir sur la figure IV.18. La température sur la surface est beaucoup plus homogène que dans le cas d'une goutte unique (figures IV.14). La température de la goutte est donc quasiment égale à la température moyennée sur la surface. Nous présenterons l'évolution de la température moyenne en fonction du temps. Elle est aussi plus faible que dans le cas d'une goutte unique notamment lors de la présence de la goutte en paroi. Ceci est normal car la condition de flux nul au bord de la surface limite la longueur d'influence. Le pouvoir réfrigérant de la goutte étant le même dans les deux cas, limiter la longueur d'influence diminue la température de la paroi. De 5,28 K dans le cas d'une goutte unique on descend à 4,84 K en limitant la longueur d'influence.

Le temps d'évaporation de la goutte étant directement lié à la température de la paroi, on constate qu'il faut  $12,4 \times 10^{-3}$  s (voir figure IV.19) dans le cas de plusieurs gouttes en paroi au lieu de  $7,14 \times 10^{-3}$  s pour une goutte unique. On remarque également sur la figure IV.19 que la paroi a le temps de revenir à la température imposée par la convection avant qu'une autre goutte arrive.

La température atteint donc son régime stationnaire dès la première goutte contrairement au cas de la paroi en inox. La température moyennée dans l'espace et dans le temps pour la paroi intérieure vaut 5,115 K et 5,129 K pour la paroi extérieure.

On peut comparer les fluctuations temporelles de la température extérieure obtenues avec le modèle avec celles expérimentales. Dans le cas du modèle elles sont d'environ 0,5 K, pour les courbes expérimentales de 0,45 K pour la sonde basse 906 et de 0,15 K pour la sonde haute 905. On constate donc que le modèle et l'expérience donnent des fluctuations temporelles de la température du même ordre de grandeur, ce qui confirme le fait que les fluctuations que l'on mesure sont bien dues à l'impact des gouttes en paroi. Tant que la fréquence des gouttes n'est pas suffisante pour que la nouvelle goutte arrive alors que celle déjà présente n'est pas encore totalement évaporée, la paroi en cuivre verra sa température

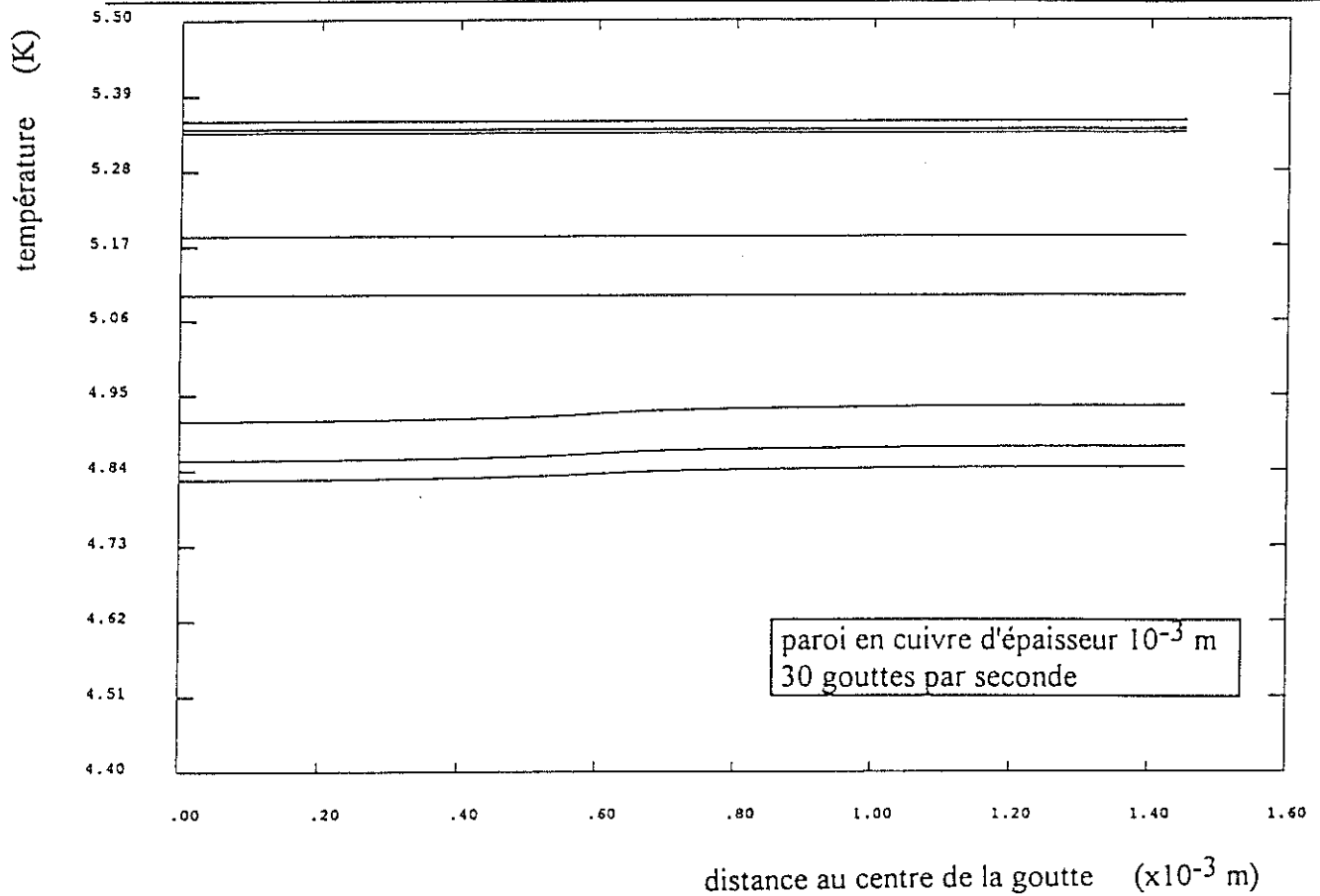


figure IV.18 : évolution de la température d'une paroi en cuivre en fonction de la distance au centre de la goutte à différents instants

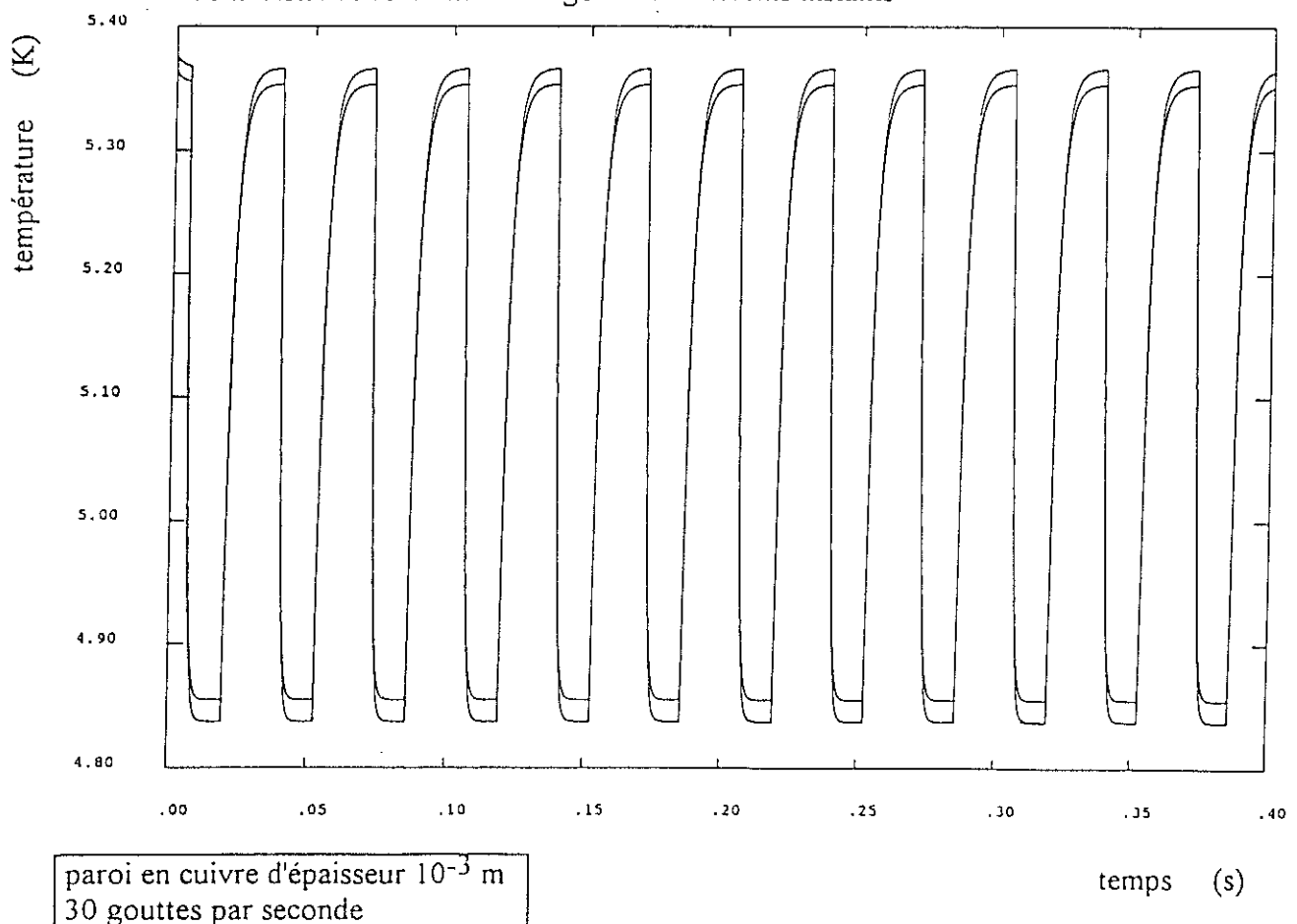


figure IV.19 : évolution de la température moyennée sur la surface d'une paroi en cuivre en fonction du temps

osciller entre celle fixée par la convection et celle due à la présence de la goutte. Dans ce cas l'amplitude des fluctuations de température ne dépend pas de la fréquence d'impact des gouttes.

Si l'on compare les températures intérieures doublement moyennées pour la paroi en inox (4,99 K) et en cuivre (5,115 K), on s'aperçoit que la paroi en cuivre est moins bien refroidie que celle en inox. Ce résultat s'explique car le temps d'évaporation d'une goutte est plus grand avec une paroi en inox que pour la paroi en cuivre. La goutte sur l'inox reste plus longtemps et refroidit donc mieux la paroi. De plus, l'autre goutte arrive sur la paroi alors que la paroi n'est pas encore revenue à la température fixée par la convection avec le gaz. Sa température moyenne baisse donc plus que pour le cuivre où chaque goutte arrive sur une paroi de température fixée par la convection. De plus l'évaporation rapide des gouttes sur le cuivre entraîne un plus grand temps de paroi sèche pendant lequel l'échange est moins bon.

Une conséquence directe et importante de ceci est qu'il est beaucoup plus facile de former des films de liquide avec une paroi en inox qu'avec une paroi en cuivre. Nous verrons dans les résultats expérimentaux qu'elle en est la conséquence.

Le temps d'évaporation de la goutte est gouverné par la température de la paroi et par la densité de flux locale au droit de la goutte. Plus la paroi est conductrice de la chaleur, plus la goutte draine la chaleur sur une surface importante. Donc si on augmente la surface sèche autour de la goutte, la différence entre le cuivre et l'inox sera importante car les densités de flux sur la goutte vont augmenter ainsi que la température de la paroi car le refroidissement dû à la goutte sera dilué sur une plus grande surface. La paroi en inox a donc de meilleures propriétés d'échange thermique que celles en cuivre mais il ne faut pas oublier que ceci est vrai pour la paroi intérieure et non pour la paroi extérieure. L'inox de part sa mauvaise conductibilité thermique a un gradient de température élevé dans la paroi contrairement au cuivre. Pour l'exemple traité la température de la paroi extérieure pour le cuivre vaut 5,129 K et 5,868 K pour l'inox. Dans une application industrielle c'est l'extérieur du tube qui servira à



refroidir la pièce. L'amélioration de l'échange thermique avec l'inox est en concurrence avec sa résistance thermique de conduction et il est probable qu'il soit moins bon que le cuivre.

#### IV.1.5. Explication des courbes expérimentales $q(\Delta T)$

##### IV.1.5.1. Cas de la paroi en inox

Nous sommes maintenant en mesure d'expliquer l'allure des courbes expérimentales  $q(\Delta T)$  (voir figures IV.6) tant pour la paroi en cuivre que celle en inox. Le modèle précédent montre pour le cas de la paroi en inox que les gouttes en paroi restent assez longtemps, ce qui assure un bon échange thermique ainsi que la possibilité de former des films de liquide. L'augmentation de la densité de flux accélère la vaporisation des gouttes, on s'attend donc à trouver une diminution de l'échange thermique avec l'augmentation du flux de chauffage. De même quand le chauffage est augmenté, les films de liquide qui peuvent exister vont se casser. D'autre part la densité de flux sous une goutte est relativement semblable à celle déposée sur l'extérieur de la paroi, ce qui implique que la caléfaction des gouttes arrivera pour des flux moyens proches du flux critique.

Nous constatons que les sondes hautes et basses ont le même échauffement jusqu'à une densité de flux d'environ  $300 \text{ Wm}^{-2}$ . Nous savons que la densité de gouttes est plus faible qu'en bas du tube, or ce même échauffement ne peut s'expliquer que par un film de liquide en paroi. Ceci est confirmé par la valeur du coefficient d'échange (figure IV.20) qui est de l'ordre de  $10\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour toutes les sondes.

Puis quand la densité de flux est augmentée, les sondes situées en haut commencent à présenter un échauffement plus important et donc un moins bon coefficient d'échange. La sonde la plus haute D31 "décroche" à  $300 \text{ Wm}^{-2}$ , puis la sonde D35 vers  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}$  suivie de la sonde D32 à  $2\,000 \text{ Wm}^{-2}$ . Ce décrochement doit correspondre à la rupture du film de liquide et au passage à un mode d'impact de gouttes avec assèchement temporaire de la paroi. La densité de gouttes varie avec la hauteur, il est donc logique de constater que la sonde la

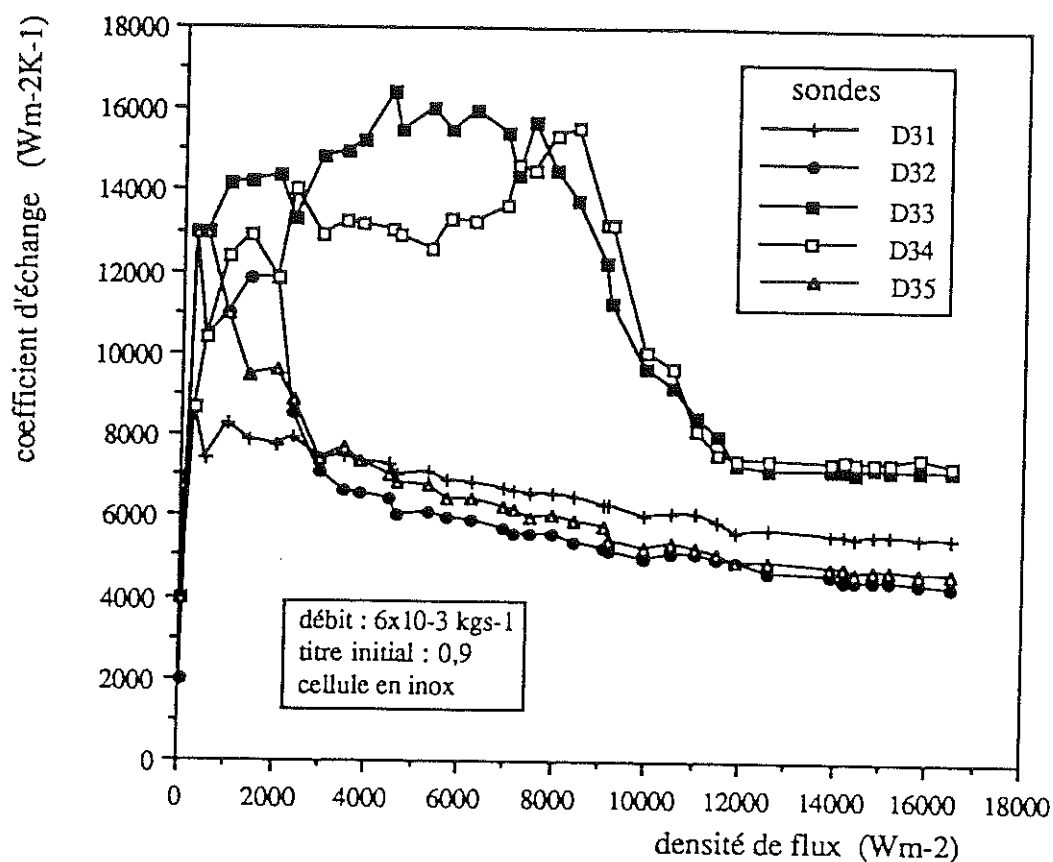


figure IV.20 : évolution des coefficients d'échange calculés pour les différentes sondes de la troisième section de la cellule en inox en fonction de la densité de flux

plus haute D31 détruit son film en premier. Logiquement la sonde suivante devrait être la sonde D32 car située la plus loin du bas du tube après la D31. Or c'est la sonde D35 qui "décroche" avant la D32. Ceci est vraisemblablement dû au virage avant la cellule qui a tendance à rejeter le liquide vers l'intérieur du virage et donc du côté des sondes D32 et D34. On constate également que la sonde D34 mesure un coefficient d'échange légèrement plus faible que la sonde D33.

Jusqu'à une densité de flux de  $2\ 000 \text{ Wm}^{-2}$  environ les sondes basses D33 et D34 avaient un comportement assez régulier mais ensuite elles se comportent de façon plus irrégulière tant au niveau des échauffements que des coefficients d'échange. On peut alors supposer qu'elles passent elles aussi dans un régime d'impact de gouttes en paroi mais avec une

fréquence d'impact plus grande que les sondes hautes ce qui assure un échange thermique du même ordre de grandeur qu'avec un film de liquide.

Pour des densités de flux comprises entre  $2\ 000\ \text{Wm}^{-2}$  et  $8\ 000\ \text{Wm}^{-2}$ , les sondes basses gardent un coefficient d'échange assez constant tandis que celles du haut traduisent un échange avec des gouttes qui se vaporisent de plus en plus rapidement entraînant ainsi une augmentation de la température de la paroi.

Le flux critique est de  $8\ 000\ \text{Wm}^{-2}$  donc au delà les gouttes ne peuvent plus adhérer à la paroi mais créent un film de gaz entre elles et la paroi. Cette densité de flux est proche de celle que l'on rencontre en écoulement intermittent ( $10\ 000\ \text{Wm}^{-2}$ ) ce qui confirme le peu d'effet des flux de conduction dans ce cas. Nous constatons, essentiellement sur les sondes basses, une détérioration assez forte du coefficient d'échange à cause de cette caléfaction. Le phénomène est moins visible pour les sondes hautes car la densité de gouttes étant assez faible leur effet est limité.

#### IV.1.5.2. Cas de la paroi en cuivre

Nous allons retrouver qualitativement le même type de comportement pour la paroi en cuivre. On peut s'attendre à la présence de film de liquide qui seront détruit avec l'augmentation du flux de chauffage. Une plus forte densité de flux va diminuer le temps d'évaporation des gouttes et amoindrir l'échange thermique. Mais la grande différence à laquelle on s'attend est que ces phénomènes soient beaucoup plus marqués car le temps d'évaporation d'une goutte est plus court et les flux de conduction plus intenses. Les températures de paroi doivent également être plus chaudes que pour l'inox à cause de la dilution des effets des gouttes. Par la présence des flux de conduction, les densités de flux locales sous une goutte sont plus élevées que pour l'inox ayant pour conséquence une caléfaction à des densités de flux moyennes plus faibles.

Nous savons (voir figure IV.6) que pour des densités de flux inférieures à  $145\ \text{Wm}^{-2}$  la sonde basse E906 a un échauffement comparable à celui des sondes en inox. On peut donc supposer qu'il se forme également un film de liquide en paroi. Cette hypothèse est justifiée

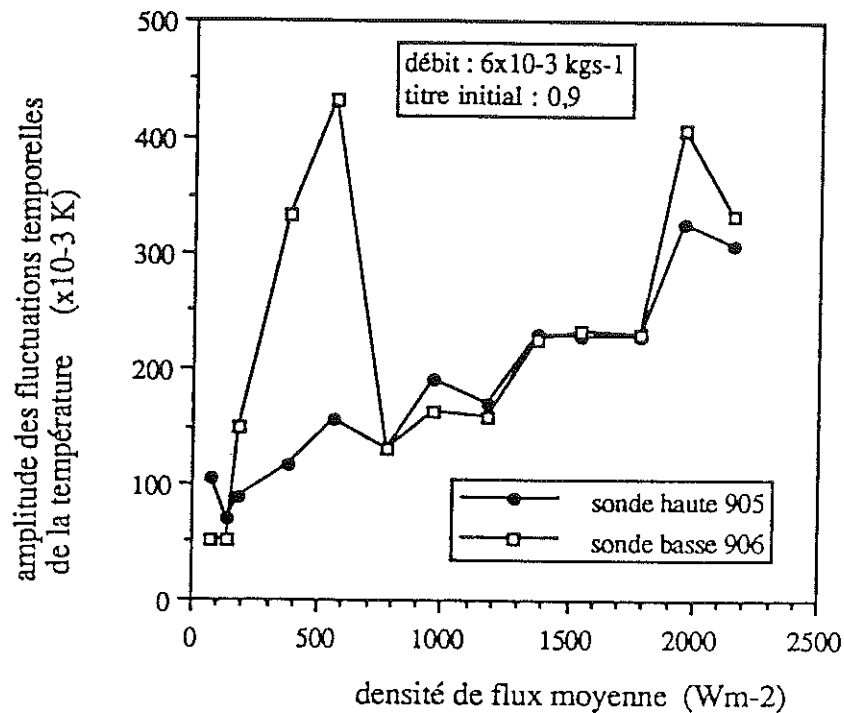


figure IV.21 : variation des amplitudes des fluctuations temporelles de la température de paroi en fonction de la densité de flux moyenne

quand on regarde les fluctuations temporelles de la température sur la figure IV.21. En effet, ces fluctuations sont égales à  $50 \times 10^{-3} K$  pour les deux densités de flux. Or nous savons que cette amplitude de fluctuation est relative à l'ébullition nucléée (voir chapitre III), ce qui confirme l'existence d'un film de liquide dans le bas du tube.

Pour des flux supérieurs, l'échauffement de la paroi devient plus important que pour la paroi en inox. On remarque également que les fluctuations de la température augmentent. Le film de liquide s'est donc détruit pour laisser place à un régime à impact de gouttes et assèchement transitoire de la paroi. Cette cassure du film arrive pour des densités de flux plus faibles que pour l'inox, ce qui est cohérent avec la modélisation.

Nous remarquons que l'amplitude de fluctuation ( $450 \times 10^{-3} K$ ) pour la densité de flux de  $559 Wm^{-2}$  est quasiment égale à celle trouvée avec le modèle numérique, ce qui confirme bien le mode d'échange.

Vu l'échauffement important de la sonde haute ainsi que la valeur des amplitudes des fluctuations de la température, on peut dire que la sonde haute ne présente pas de film de liquide même à faible flux de chauffage. Elle est donc tout de suite dans le régime à impact de gouttes car la densité de gouttes en haut est plus faible. La relative faiblesse des fluctuations temporelles de la température pour cette sonde montre que le nombre de gouttes qui viennent frapper la paroi est assez faible et que la zone sèche est relativement étendue ce qui rend les gouttes peu efficaces.

A priori le nombre de gouttes venant frapper la paroi en cuivre ou en inox est le même car l'écoulement étudié est le même. Le fait de trouver une température élevée pour la paroi en cuivre confirme la vaporisation rapide des gouttes et la dilution de leurs effets, conformément au modèle.

A partir d'une densité de flux d'environ  $600 \text{ Wm}^{-2}$  la sonde basse a le même échauffement que la sonde haute alors que la densité de gouttes en bas est encore élevée. On constate également une chute brutale des fluctuations de la température qui viennent au même niveau que pour la sonde haute. Ceci peut s'expliquer par la caléfaction des gouttes.

Nous savons grâce au modèle numérique que la densité de flux maximale sous la goutte est obtenue quand la goutte frappe la paroi chaude. En effet la température est alors la plus chaude et le coefficient d'échange est alors le plus fort. D'où  $q_{\max} = h_l(T_p \text{ imposée par la convection} - T_{\text{sat}})$ . Si l'on prend  $h_l = 5\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , le flux maximum est égal à  $4\,600 \text{ Wm}^{-2}$ . Mais cette valeur ne correspond pas au flux critique. Il faut alors revenir sur une des hypothèses du modèle, la valeur du coefficient d'échange en l'occurrence.

Cette valeur du coefficient d'échange du liquide a été calculée avec la loi de dépendance du coefficient d'échange en fonction de la densité de flux (voir ultérieurement) que l'on a trouvée pour les écoulements intermittents et stratifiés pour une densité de flux de  $559 \text{ Wm}^{-2}$ . Or cette densité de flux est beaucoup plus faible que la densité de flux locale que l'on a quand la goutte frappe la paroi qui a été calculée vers  $2\,000 \text{ Wm}^{-2}$ . Si on calcule la valeur du coefficient d'échange avec cette nouvelle densité de flux on trouve  $h_l = 11\,400 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .

Cette valeur est très comparable à celle donnée par la paroi en inox. Il est donc probable que le coefficient d'échange soit aux alentours de  $10\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et non pas de  $5\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .

La densité de flux maximum pour une densité de flux moyenne d'environ  $600\text{ Wm}^{-2}$  devient alors égale à  $9\,000\text{ Wm}^{-2}$  environ. Avec ce nouveau calcul, nous trouvons localement la valeur du flux critique pour une densité moyenne de flux de  $600\text{ Wm}^{-2}$ . On peut donc en déduire que le changement de comportement des courbes  $q(\Delta T)$  à ce flux est effectivement dû à la caléfaction.

La paroi haute garde un échange constant car elle est assez peu mouillée par les gouttes qui s'y évaporent très vite et qui n'ont donc que peu d'influence. Elle se comporte quasiment comme une paroi sèche, il est alors normal que la partie basse du tube ait le même comportement quand les gouttes sont en caléfaction ne mouillant donc plus la paroi.

Remarque : le fait de prendre un coefficient d'échange de  $10\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  au lieu de  $5\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  dans le modèle ne changerait pas qualitativement les résultats. Il faudrait pour modéliser encore plus finement prendre un coefficient d'échange variable avec la densité de flux locale mais ceci pose des problèmes de stabilité numérique et nous ne pouvons pas réaliser un tel modèle.

#### IV.1.6. Conclusion sur les écoulements dispersés

Nous constatons que les gouttes contenues dans l'écoulement dispersé peuvent former des films de liquide pariétaux tant pour la paroi en cuivre qu'en inox. Ces films se détruisent avec l'augmentation du flux de chauffage. Mais cette destruction arrive pour la paroi cuivre à des densités de flux moyennes beaucoup plus faibles.

Ceci est dû à la bonne conductibilité thermique du cuivre qui permet de drainer le flux thermique sur des surfaces beaucoup plus grandes que l'inox entraînant localement des densités de flux locales très supérieures à la densité de flux moyenne. De part la faible conductibilité thermique de l'inox les densités de flux locales sont très proches de la densité moyenne ce qui permet de garder de bonnes propriétés d'échange thermique à de très fortes densités de flux.

---

Il en est de même pour la caléfaction des gouttes qui survient pour une densité de flux moyenne de  $600 \text{ Wm}^{-2}$  dans le cas traité sur la paroi en cuivre et à  $8\,000 \text{ Wm}^{-2}$  pour l'inox.

Pour une même répartition des gouttes en paroi, on constate que la paroi en cuivre se comporte quasiment comme une paroi sèche à cause de la rapide vaporisation des gouttes et que la paroi en inox a un comportement beaucoup plus proche de celui d'une paroi entièrement mouillée par du liquide. Nous retrouverons le même type de comportement dans les écoulements stratifiés que l'on va maintenant étudier.

#### IV.2. ECOULEMENTS STRATIFIES ET INTERMITTENTS

Nous venons de voir les mécanismes d'échange thermique dans le cas des écoulements dispersés et l'influence de la conductibilité thermique de la paroi sur cet échange. Il est maintenant nécessaire de se poser les mêmes questions pour d'autres types d'écoulements. Nous allons essentiellement étudier le cas des écoulements stratifiés à vagues car ils sont relativement plus faciles à modéliser que les écoulements intermittents.

Nous savons qu'il existe dans la paroi des flux de conduction importants (voir la présentation du modèle au chapitre II). La densité de flux locale à l'intérieur de la paroi va donc varier fortement. Nous nous proposons à travers des modèles numériques d'approcher la répartition de densité de flux sur la paroi. Le modèle donnera également le gradient de température dans l'épaisseur de la paroi ce qui nous permettra à l'aide des mesures de température de la paroi extérieure de connaître la température sur la surface intérieure. Nous pourrons ainsi en déduire des courbes d'échange thermique  $q(\Delta T)$  qui serviront de base de comparaison avec celles de l'inox. Ces courbes permettront également de donner la valeur des coefficients d'échange dans la zone liquide et d'en déduire leur dépendance avec la densité de flux. Nous étudierons également la répartition des puissances échangées entre les zones gaz et liquide. Enfin le but ultime de ces modèles est de mettre en lumière l'influence de la conductibilité thermique de la paroi sur l'échange de chaleur. Pour cela nous ferons une comparaison avec les échauffements obtenus grâce à une cellule en acier inoxydable. Nous allons donc commencer par étudier le problème de la modélisation des écoulements stratifiés.

##### **IV.2.1. Modélisation des écoulements stratifiés**

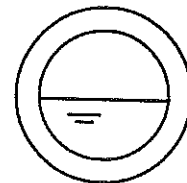
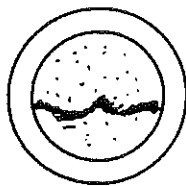
L'écoulement stratifié est constitué (voir figure I.3) d'une partie liquide relativement bien séparée de la partie gaz. Chaque phase a une vitesse différente, ce qui provoque une ondulation de l'interface. L'interface n'est donc pas lisse. De plus elle n'est pas non plus a priori plane à cause de l'influence du virage. La phase gazeuse est chargée en gouttes de liquide qui sont plus nombreuses au niveau de l'interface ayant ainsi une influence sur le coefficient



d'échange comme on vient de le voir. La présence de ces gouttes est attestée (voir chapitre III) par les fluctuations de température de paroi ainsi que par les résultats obtenus sur une paroi en inox. Le gaz est en contact avec la paroi dans le haut du tube où il s'échauffe mais également avec le liquide à l'interface où il se refroidit. Il faut donc construire un modèle qui rende compte, si possible, de la totalité de ces phénomènes.

#### IV.2.1.1. Premier modèle : coefficients d'échange de chaque phase constants

La modélisation précise de l'écoulement stratifié est délicate. Nous avons créé un premier modèle relativement simple où nous faisons les hypothèses suivantes (voir figure IV.22) :



écoulement stratifié réel

interface épaisse

coefficient d'échange du gaz  
variable avec la hauteur

coefficient d'échange du  
liquide variable avec le flux

écoulement modélisé

interface lisse et plane  
températures du gaz et du  
liquide constantes

coefficients d'échange  
constants

figure IV.22 : modélisation de l'écoulement stratifié

- l'interface est considérée lisse, plane et sans épaisseur déterminant ainsi une certaine hauteur de gaz. Cette séparation brutale introduit une discontinuité dans les propriétés physiques notamment pour la densité de flux locale évacuée par chaque phase. Il se pose alors le problème de l'influence de cette séparation sur les résultats.

- le coefficient d'échange de chaque phase est considéré comme constant.

- les températures du gaz et du liquide sont considérées constantes dans chaque zone. Nous prendrons, comme pour les écoulements dispersés, la température du gaz soit égale à la saturation, soit déduite à partir de la sonde 909 sur le manchon inox en fin de cellule.

Le modèle utilisé est celui présenté au chapitre II et celui que l'on a déjà utilisé pour l'écoulement dispersé, c'est-à-dire constitué d'une maille élémentaire de la cellule. Nous avons choisi de travailler avec un débit de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et un titre initial de 60% car pour cet écoulement les effets du virage semblent moindres. La figure IV.23 présente la carte de température pour l'ensemble du maillage pour une densité de flux moyenne de  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}$ . La température du gaz dans cet exemple a été prise égale à la température de saturation soit  $T_{\text{sat}} = 4,287 \text{ K}$ . La hauteur du gaz a été calculée à  $7,2 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Cette hauteur a été calculée à partir du taux volumique de gaz déduit des courbes expérimentales I.11, en faisant l'approximation d'un écoulement à phases séparées, ce qui est vraisemblable dans ce cas. Les coefficients d'échange dans les zones liquide et gaz ont été ajustés après itérations afin d'obtenir les températures expérimentales des sondes 905 et 906. Ils valent respectivement  $13\,250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et  $160 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Les coefficients d'échange calculés avec la formule de Dittus-Boelter pour chaque phase sont d'environ  $1\,060 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour le liquide et de  $550 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour le gaz.

Nous remarquons que le coefficient d'échange pour le liquide est bien supérieur à celui de Dittus-Boelter, ce qui est normal car l'échange en bas du tube se fait par ébullition nucléée et non pas par convection forcée. Par contre celui correspondant à la zone gaz est inférieur à celui de la convection forcée, ce qui est surprenant car le haut du tube est effectivement soumis à de la convection forcée.

#### \* Carte de température

Nous constatons qu'il existe sur la cellule des gradients de température importants (voir figure IV.23). La température en haut de la cellule vaut  $5,823 \text{ K}$  sur la paroi intérieure au droit de la sonde 905. Celle en bas est de  $4,368 \text{ K}$  au droit de la sonde 906 sur la paroi intérieure.

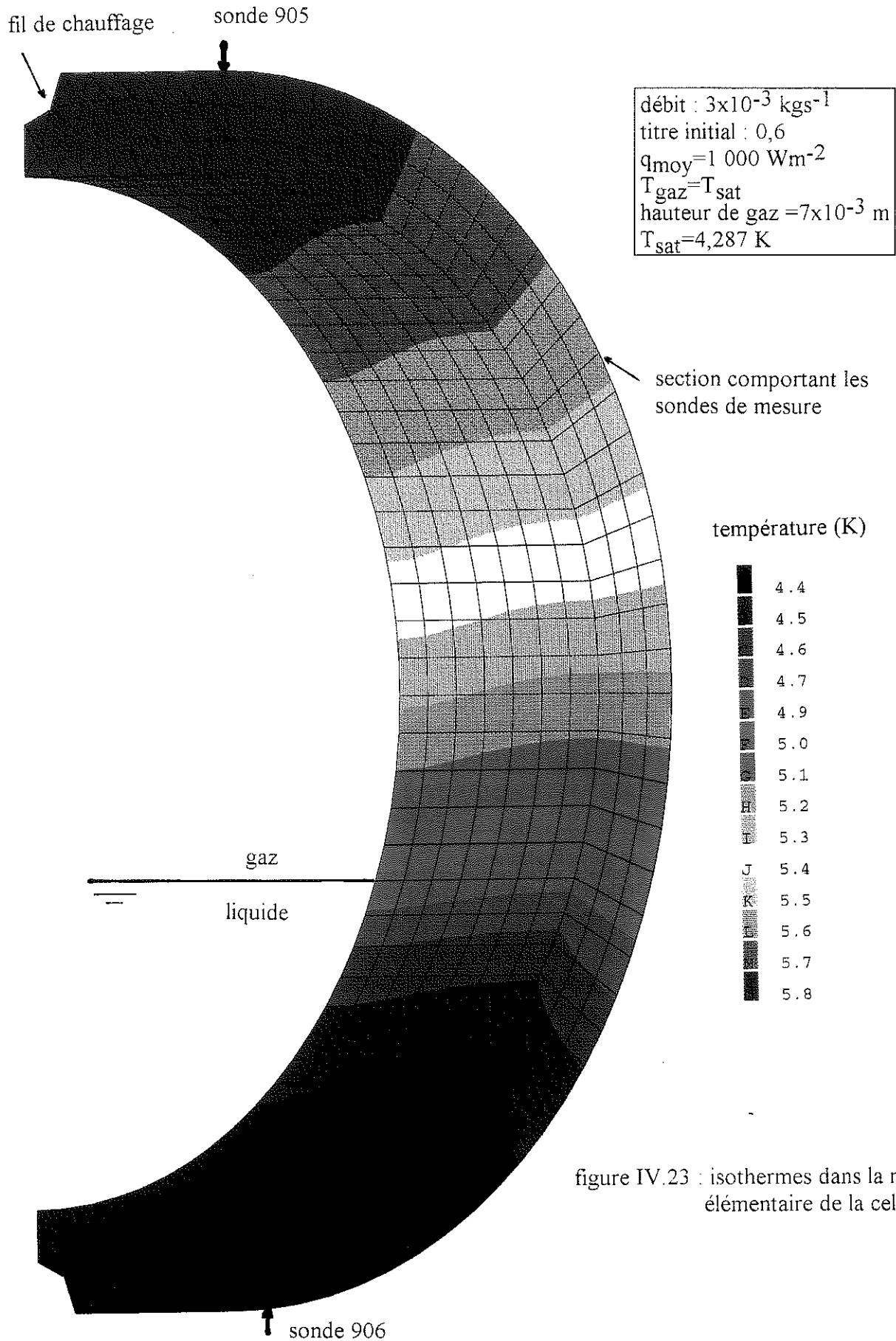


figure IV.23 : isothermes dans la maille élémentaire de la cellule



Enfin le modèle nous permet de calculer les différences de température dans l'épaisseur de la paroi. Pour cet exemple elles valent  $3 \times 10^{-3}$  K en haut et  $14,4 \times 10^{-3}$  K dans le bas. On remarque également qu'il existe un gradient de température suivant l'axe z (voir également la figure IV.24). Les parties au droit du fil de chauffage sont plus chaudes que celles au droit des sondes. Ceci est d'autant plus marqué dans la partie liquide où le coefficient d'échange est plus important.

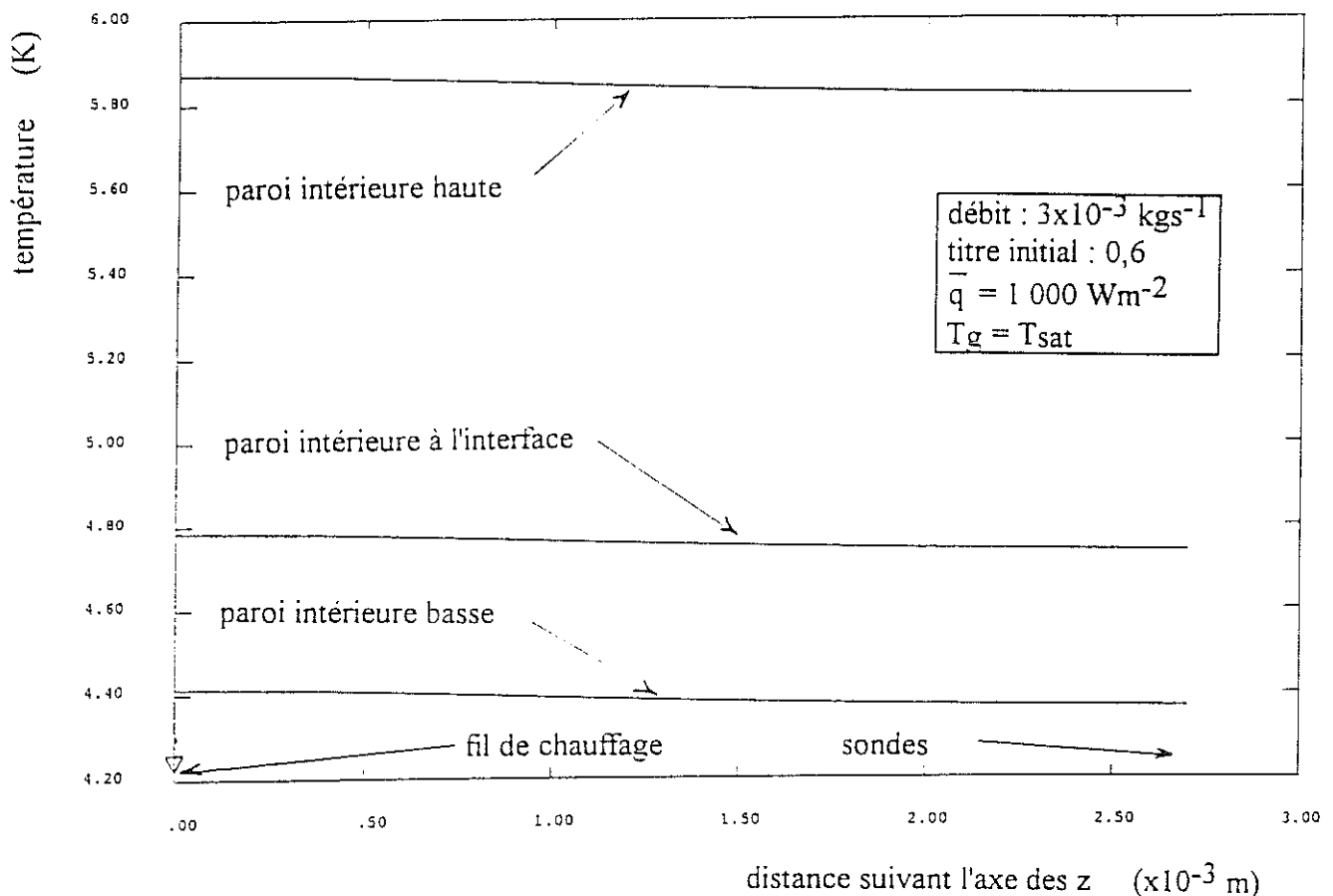


figure IV.24 : profil des températures intérieures en fonction de la distance suivant l'axe z

\* Densité de flux

Cette forte différence de température va générer des flux de conduction importants entre le haut et le bas de la cellule. Pour la section comportant les sondes de mesure, les densités de flux valent  $246 \text{ Wm}^{-2}$  en haut,  $5\,976 \text{ Wm}^{-2}$  à l'interface côté liquide et  $1\,068 \text{ Wm}^{-2}$  en bas (voir figure IV.25). Il est normal de constater que la densité de flux est

importante et maximale à l'interface car la résistance thermique de convection est beaucoup plus faible dans le liquide que dans le gaz. La puissance déposée dans la zone gaz est évacuée par conduction jusqu'à la zone liquide où elle est plus facilement transférée au fluide. Nous retrouvons ici le même phénomène que pour le cas de la goutte entourée d'une zone sèche où la partie liquide drainait le flux de chaleur déposé sur la partie sèche. La densité de flux est donc maximale à l'interface et vaut environ 6 fois la densité de flux moyenne. Nous avons également porté sur la figure IV.25 la répartition de la densité de flux locale pour la paroi en inox. A cause de la faible conductibilité thermique de l'inox, la densité de flux locale est uniforme dans l'ensemble de la cellule et elle vaut la densité de flux appliquée sur l'extérieur.

La densité de flux en bas vaut  $1\,068\text{ Wm}^{-2}$  au droit de la sonde et  $1\,661\text{ Wm}^{-2}$  au droit du thermocoax. Ceci caractérise le point chaud au droit du thermocoax, lieu présumé du déclenchement de la crise d'ébullition. Cette différence de densité de flux entre la section portant le fil de chauffage et celle portant les sondes justifie également l'utilisation d'un maillage en trois dimensions afin de connaître la densité de flux au niveau des sondes et d'en déduire ainsi des coefficients d'échange vraisemblables.

Nous avons également tracé la densité de flux maximale à l'interface (donc au droit du thermocoax) en fonction de la densité de flux moyenne sur la figure IV.26. La crise d'ébullition intervient pour une densité de flux moyenne de  $1\,400\text{ Wm}^{-2}$  et nous constatons que la densité de flux locale à l'interface vaut dans ce cas  $12\,000\text{ Wm}^{-2}$ . Cette valeur locale est du même ordre de grandeur que la densité de flux critique en bain de même que celle obtenue pour la cellule en inox. Malgré la simplicité de la modélisation nous pouvons d'ores et déjà affirmer que la crise se déclenche localement à l'interface à des flux locaux comparables à ceux de l'inox mais avec des flux critiques moyens beaucoup plus faibles.

#### \* Coefficients d'échange

Pour chaque densité de flux moyenne appliquée sur la cellule, nous ajustons les coefficients d'échange de chaque zone afin de retrouver les températures des sondes 905 et 906. Ceci nous permet de tracer l'évolution du coefficient d'échange du liquide en fonction de

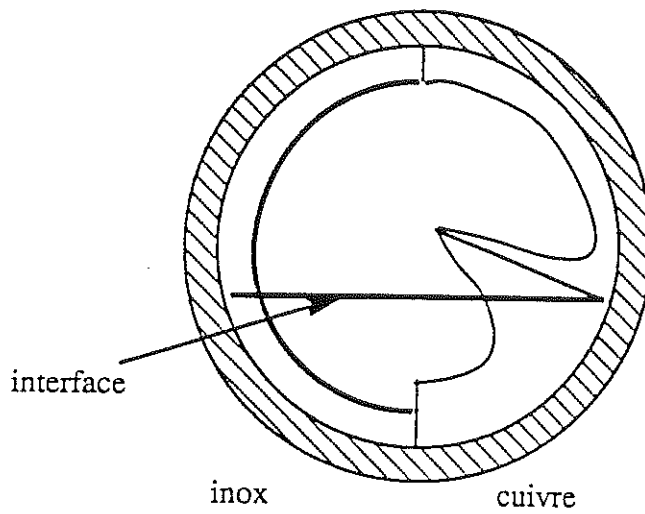


figure IV.25 : répartition de la densité de flux dans une section

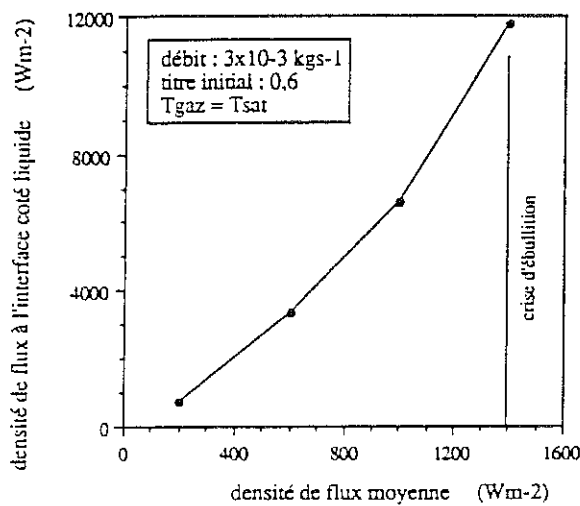


figure IV.26 : densité de flux maximale à l'interface en fonction de la densité de flux moyenne

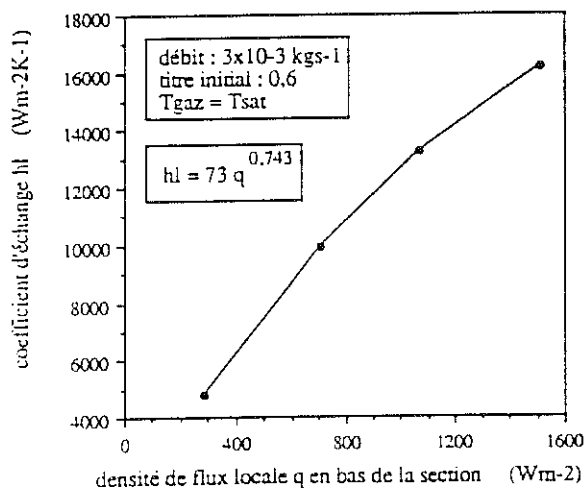


figure IV.27 : dépendance du coefficient d'échange en ébullition nucléée avec la densité de flux pour le 1er modèle

la densité de flux locale. La figure IV.27 présente cette dépendance toujours pour l'écoulement précédemment choisi. Le coefficient d'échange du liquide varie fortement avec la densité de flux. Nous avons calculé une loi de dépendance du type  $h_l = \alpha q \beta$ . Nous trouvons  $\alpha = 73$  et  $\beta = 0,743$ . On sait qu'il existe de forts gradients de flux dans la cellule, donc on ne peut pas considérer que le coefficient d'échange est constant dans la zone liquide d'autant plus que la dépendance du coefficient d'échange avec la densité de flux est forte. C'est ce que l'on se propose de modifier dans un autre modèle.

Le modèle nous permet également de connaître le coefficient d'échange de la zone gaz. Nous avons tracé sur les figures IV.28 l'évolution du coefficient d'échange du gaz et la densité de flux locale en haut du tube en fonction de la densité de flux moyenne et ce pour deux températures de gaz. On obtient un coefficient d'échange pour le gaz qui décroît avec l'augmentation de la densité de flux moyenne et de plus la valeur de celui-ci est inférieure à celle attendue. En effet, on peut supposer que dans la partie gaz de l'écoulement le mode d'échange se fasse par convection forcée et donc que le coefficient d'échange soit du même ordre de grandeur que celui donné par la formule de Dittus-Boelter ( $550 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour le débit massique de gaz et la section de passage considérés).

Le coefficient d'échange du gaz a été ajusté pour trouver la température expérimentale de la sonde haute. Il est probable qu'il n'est donc représentatif que d'une petite partie de la zone gaz. En effet le gaz contient des gouttes de liquide qui sont plus nombreuses au niveau de l'interface d'où elles sont arrachées. Ces gouttes doivent donc améliorer de façon notable le coefficient d'échange près de l'interface et assez peu dans le haut du tube où leur nombre diminue et on sait grâce à l'étude précédente, que si elles sont peu nombreuses elles sont relativement inefficaces. De plus nous savons également par l'étude de l'écoulement sous-refroidi qu'il peut se former dans le haut du tube une zone de faible vitesse où le gaz est plus ou moins stagnant. Ce phénomène peut se produire encore entraînant la formation d'une poche de gaz avec peu de vitesse et ainsi un coefficient d'échange faible dans le haut du tube. Ceci permettrait d'expliquer l'échauffement important de la paroi dans le haut de la section.



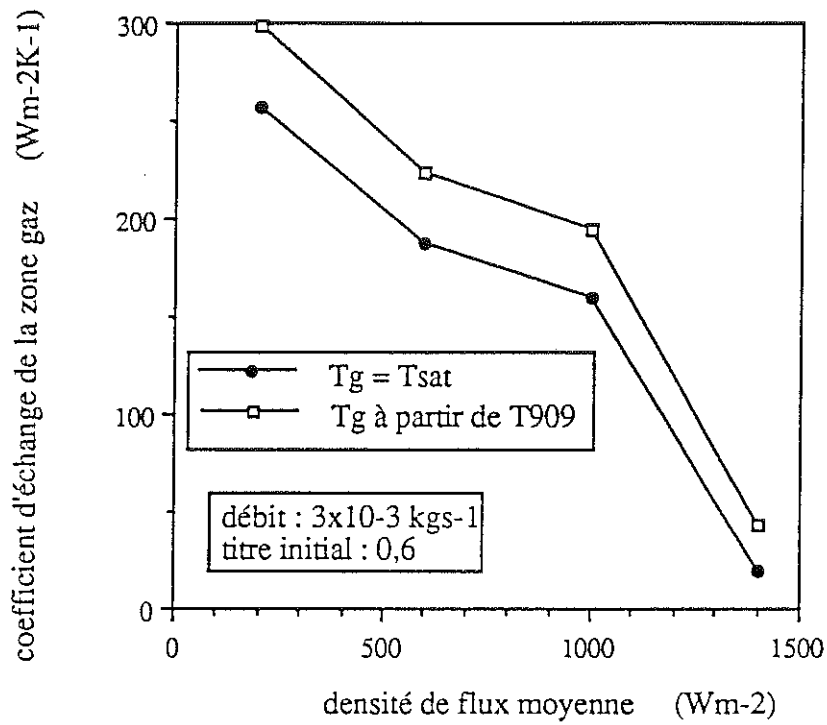


figure IV.28a : coefficient d'échange de la zone gaz en fonction de la densité de flux moyenne

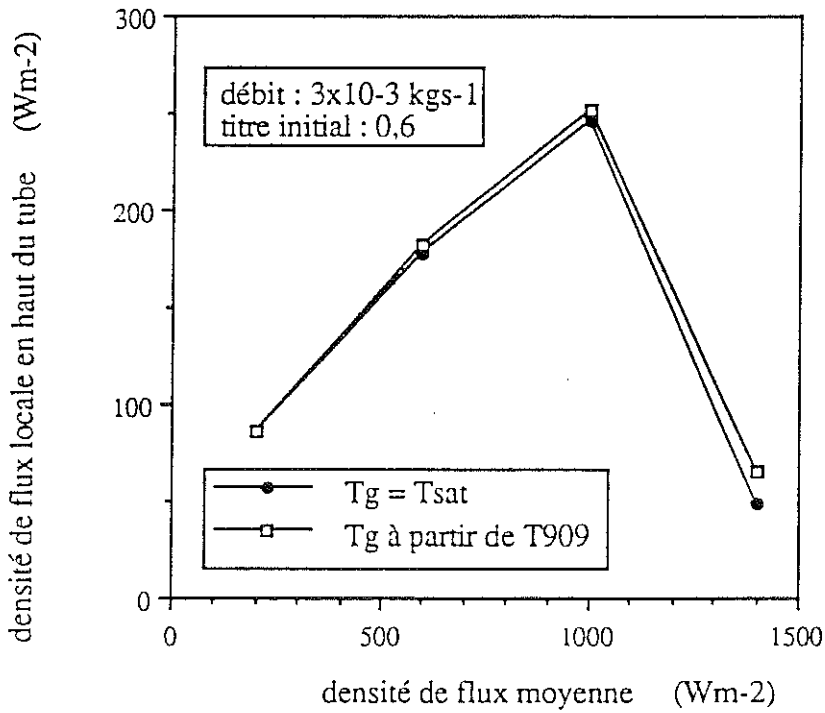


figure IV.28b : densité de flux locale en haut du tube en fonction de la densité de flux moyenne

Nous constatons également que la densité de flux en haut du tube est faible comparée à la densité de flux moyenne mais ceci est dû au bon échange thermique de la zone liquide qui draine le flux et qui diminue d'autant la puissance évacuée dans la zone gaz.

\* Dépendance des densités de flux locales avec la hauteur de gaz

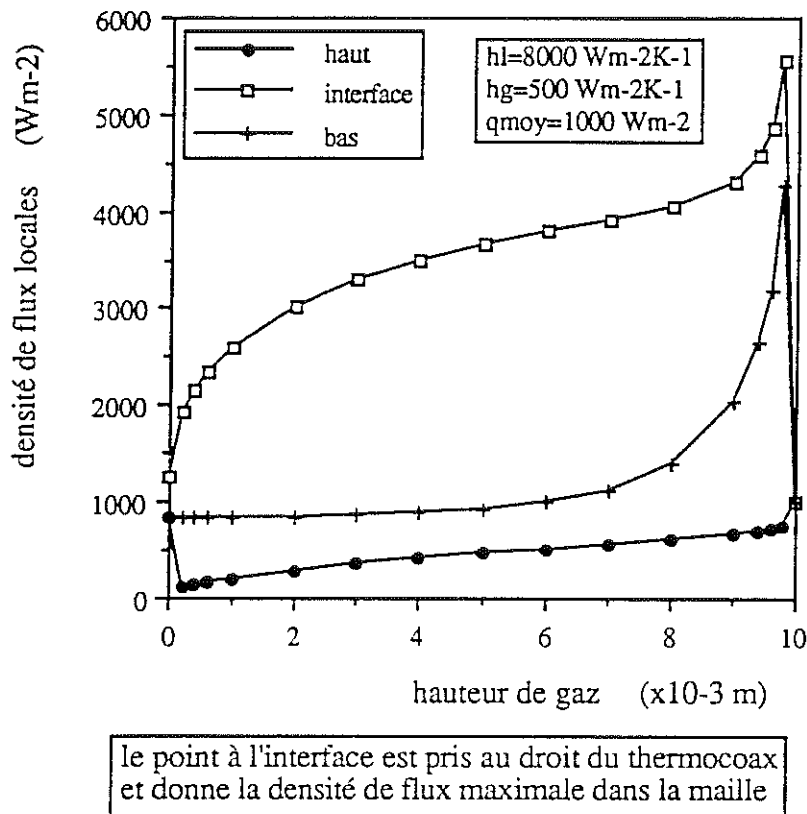


figure IV.29 : évolution des densités de flux locales en fonction de la hauteur

Nous avons tracé la dépendance des densités de flux locales en fonction de la hauteur de la zone gaz. Pour faire ce calcul nous avons pris un coefficient d'échange dans la zone liquide de  $8\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et de  $500\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour la zone gaz. La densité de flux extérieure est constante pour tous les calculs et vaut  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$ .

Ce calcul est théorique car dans la pratique la hauteur de gaz influe sur la répartition des gouttes dans le gaz. En effet plus la hauteur de gaz est faible, plus le haut du tube est en contact avec une densité de goutte importante, ce qui change la valeur du coefficient d'échange. Le calcul que nous faisons ici n'a un intérêt que qualitatif.

Les densités de flux en haut et en bas du tube portées sur la figure IV.29 sont relatives au points où sont situées les sondes de mesure, c'est-à-dire entre deux fils de chauffage. Par contre la densité de flux à l'interface est calculée à l'intersection de l'interface et du thermocoax car c'est à cet endroit qu'elle est maximale.

Nous remarquons sur la figure IV.29 que pour une hauteur de gaz comprise entre 2 et  $8 \times 10^{-3}$  m, les densités de flux en haut et en bas n'évoluent que faiblement. Cette évolution est un peu plus prononcée pour l'interface. Ces faibles évolutions justifient a posteriori le fait que la position de l'interface influe peu sur les résultats dans l'exemple traité. La hauteur de gaz  $y$  est d'environ  $7 \times 10^{-3}$  m et l'incertitude de sa position n'entraîne pas de changement notable sur l'ordre de grandeur des densités de flux.

Pour une hauteur de gaz plus faible, la densité de flux en haut du tube est peu importante. La chaleur déposée dans la zone gaz a beaucoup de facilité à s'évacuer par conduction jusqu'à la zone liquide de part la proximité de celle-ci, ce qui diminue effectivement la densité de flux en haut du tube.

Nous constatons également que la densité de flux locale en bas du tube est quasiment égale à la densité de flux moyenne, traduisant le fait que les flux de conduction sont évacués avant d'atteindre le bas de la cellule et ce jusqu'à une hauteur d'environ  $7 \times 10^{-3}$  m.

On note également l'influence de la zone liquide pour des hauteurs de gaz importantes. L'existence d'une zone liquide même très faible génère des flux de conduction importants et donc une densité de flux à l'interface élevée. Nous avons déjà vu ce même comportement dans l'étude des écoulements dispersés.

#### IV.2.1.2. Deuxième modèle : coefficient du liquide variable et celui du gaz constant

Nous avons vu que le coefficient d'échange du liquide ne pouvait pas être considéré comme indépendant de la densité de flux. Nous avons donc modifié le modèle précédent pour introduire la loi de dépendance  $h_l = \alpha q \beta$  que l'on a trouvé précédemment. Le reste du modèle n'a pas été changé, notamment le coefficient d'échange du gaz est toujours considéré comme constant. Comme pour le modèle précédent nous fixons les températures du gaz et du liquide

et nous ajustons les coefficients d'échange pour obtenir les températures des sondes 905 et 906. Concernant le coefficient d'échange du liquide, nous jouons sur  $\alpha$  pour ajuster sa valeur.

Dans un premier temps nous avons pris  $\alpha \approx 73$  et  $\beta = 0,743$  puis nous avons retracé la dépendance du coefficient d'échange liquide en fonction de la densité de flux locale. Pour l'écoulement de débit  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 0,6, nous trouvons une valeur de  $\beta$  légèrement différente :  $\beta = 0,67$ .

Pour confirmer cette valeur nous avons fait le calcul avec des écoulements intermittents. Pour les écoulements intermittents le flux critique est plus fort, ce qui nous permet de tracer les courbes  $h_l$  en fonction de  $q$  sur une gamme plus étendue et d'augmenter ainsi la précision. La séparation liquide-gaz pour les écoulements intermittents n'est pas représentative de la réalité car pour ces écoulements des vagues viennent régulièrement mouiller la paroi. Ceci n'a pas d'influence sur le calcul de la dépendance du coefficient d'échange avec le flux car nous nous servons de la sonde basse pour le calculer et cette sonde est suffisamment loin de l'interface pour ne pas être influencée par la zone gaz (voir figure IV.29). Nous retrouvons le même coefficient  $\beta = 0,67$  pour des débits de 6 et  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  à titre initial nul. Pour un même écoulement et pour chaque densité de flux extérieure, nous faisons varier le coefficient  $\alpha$  afin de retrouver les températures expérimentales. Cette variation sur  $\alpha$  est d'environ  $\pm 4\%$ , probablement due au fait que nous recherchons la valeur de la température à  $\pm 1\%$  près. Nous trouvons pour plusieurs débits et titres initiaux, un coefficient moyenné pour les différentes densités de flux de  $\alpha = 96$  à  $\pm 2\%$  près.

Pour une densité de flux extérieure donnée, nous trouvons une valeur du coefficient d'échange en bas de la cellule. Nous pouvons alors tracer de nouveau la dépendance du coefficient d'échange en bas avec la densité de flux. On retrouve alors le même exposant de 0,67, ce qui prouve que nous avons atteint la bonne valeur de cet exposant.

Le modèle nous fournit donc la dépendance du coefficient d'échange en ébullition nucléée avec la densité de flux locale :  $h_l = 96 q^{0,67}$ .

### IV.2.1.3. Comparaison de la valeur du coefficient d'échange avec la littérature

#### \* Comparaison de la valeur de $\beta$ avec les valeurs données dans la littérature

Nous ne trouvons pas dans la littérature beaucoup d'auteurs ayant travaillé sur les écoulements horizontaux d'hélium diphasiques. Néanmoins Steiner<sup>[1.19]</sup> propose une corrélation tirée de différents résultats expérimentaux sur l'hélium, l'azote et l'hydrogène. Il propose pour les écoulements horizontaux la relation suivante :

$$\beta = 0,7 - 0,18 \times 10^0,38 p^* \quad (\text{IV.2})$$

où  $p^* = p/p_c$ , rapport de la pression sur la pression critique. Nous travaillons à pression atmosphérique d'où  $p^* = 0,45$ . Cela donne pour  $p^* = 0,45$ ,  $\beta = 0,43$ . Mais il considère pour calculer cette corrélation un coefficient d'échange moyenné dans la section ce qui diminue a priori la valeur du coefficient d'échange par rapport à celui du liquide pur à cause de la présence du gaz en paroi. De plus pour des écoulements horizontaux, il manque l'hélium comme fluide utilisé aux alentours de  $p^* = 0,45$ .

M. Mahé<sup>[1.11]</sup> a trouvé pour les mêmes écoulements que les nôtres mais avec une cellule en inox un exposant de 0,28. Cette valeur est intéressante car elle a été déterminée avec des mesures locales, contrairement au cas de Steiner. La grande différence entre notre exposant et celui de M. Mahé est vraisemblablement à mettre sur le compte de la différence de matériau.

Steiner propose pour les écoulements verticaux la relation suivante :

$$\beta = 0,7 - 0,13 \times 10^0,48 p^* \quad (\text{IV.3})$$

La dispersion des points expérimentaux pour  $p^* = 0,45$  pour de l'hélium est assez grande car  $0,2 < \beta < 0,7$ . La formule IV.3 donne  $\beta = 0,49$  ce qui est assez éloigné de notre valeur de 0,67. Mais cette valeur de 0,67 rentre dans la dispersion des points expérimentaux.

Ogata et al.<sup>[IV.8]</sup> donnent également des corrélations pour un écoulement vertical d'hélium diphasique dans un tube inox de diamètre intérieur  $1,09 \times 10^{-3}$  m. Pour des flux croissants le coefficient d'échange dépend de la densité de flux par la relation  $h = 19,31 q^{0,743}$  et pour des flux décroissants, ils trouvent  $h = 708,37 q^{0,33}$ . Ils mesurent un hystérésis assez

prononcé entre les flux croissants et décroissants, le dernier donnant un échange meilleur. La valeur de l'exposant pour les flux croissants est assez proche de la nôtre. Nous rappelons que nous ne mesurons pas d'hystérésis dans la partie ébullition nucléée (voir chapitre III). Les densités de flux critique et de retour à l'ébullition nucléée sont différentes mais une fois l'ébullition de nouveau possible, les échauffements de la paroi sont les mêmes.

Deev et al.<sup>[IV.9]</sup> trouvent les mêmes exposants pour les flux croissants et décroissants mais dans le cas d'une plaque en cuivre de rugosité  $0,3 \times 10^{-6}$  m dans un bain d'hélium. Dans le cas d'une plaque en cuivre poli (rugosité de  $0,08 \times 10^{-6}$  m), ils ne constatent pas d'hystérésis et dans ce cas  $h$  est proportionnel à  $q^{0,7}$ .

Une étude de la dépendance du coefficient d'échange en bain en fonction du matériau a été faite par Kozlov et al.<sup>[IV.10]</sup> pour de l'hydrogène. Ils trouvent pour, le cuivre :  $h = 55,4 q^{0,599}$ , l'aluminium :  $h = 110,4 q^{0,452}$  et pour l'inox :  $h = 49,6 q^{0,426}$ . La valeur pour le cuivre est assez proche de la nôtre bien que le fluide soit de l'hydrogène.

Il se dégage de cette étude bibliographique que cet exposant dépend du matériau utilisé, des cycles d'hystérésis et du type d'écoulement. Néanmoins, pour l'hélium, on retrouve principalement deux valeurs, soit  $\beta \sim 0,3$ , soit  $\beta \sim 0,7$ . Notre valeur de 0,67 est donc dans la gamme de ce que l'on peut rencontrer. Les phénomènes agissant sur la valeur de cet exposant sont complexes et expliquer la disparité des valeurs nécessiterait une étude plus approfondie.

#### \* Comparaison de la valeur du coefficient d'échange avec les corrélations de Steiner

Steiner<sup>[I.19]</sup> a établi des corrélations pour prédire le coefficient d'échange dans les écoulements diphasiques verticaux et horizontaux (voir au chapitre I les formules I.26 à I.33). La corrélation pour l'écoulement horizontal est valable pour  $\lambda_{pe} > 0,7 \text{ WK}^{-1}$  ( $\lambda_p$  conductibilité de la paroi et  $e$  épaisseur) afin d'obtenir une température de paroi uniforme. Nous sommes à  $\lambda_{pe} = 3,2 \times 10^{-2} \text{ WK}^{-1}$  et donc on ne peut pas appliquer cette corrélation car notre paroi n'est pas alors à température uniforme. Mais si l'on considère un écoulement intermittent à faible titre massique, la paroi haute du tube est assez bien mouillée et la paroi est presque à température uniforme, ce qui rend la corrélation de Steiner applicable. Nous comparons donc

l'évolution du coefficient d'échange mesuré à celles déduites des corrélations de Steiner pour les écoulements horizontaux et verticaux. Nous incluons la corrélation pour l'écoulement vertical car pour celui-ci le liquide mouille toute la paroi et on se rapproche ainsi du cas de l'intermittent. L'écoulement considéré est un intermittent de débit  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre massique initial nul. Nous limitons la comparaison à une densité maximale de flux de  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}$  afin de conserver des titres massiques faibles ( $x = 0,04$  au niveau des sondes 905 et 906 pour  $q = 1\,000 \text{ Wm}^{-2}$ ). Les corrélations de Steiner sous-estiment d'un facteur 3 la valeur du coefficient d'échange que l'on mesure (voir figure IV.30). On pouvait s'attendre à un tel résultat car l'exposant  $\beta$  de la relation  $h = \alpha q^\beta$  pour la corrélation de Steiner est d'environ 0,5 tandis que le nôtre est de 0,67. Cette différence d'exposant fait que notre coefficient d'échange augmente plus rapidement avec la densité de flux que celui de Steiner. Ces corrélations ne s'appliquent donc pas au cas étudié de l'écoulement intermittent. Sachant que nous trouvons le même coefficient d'échange pour tous les écoulements, les relations de Steiner ne s'appliquent donc pas à nos résultats expérimentaux.

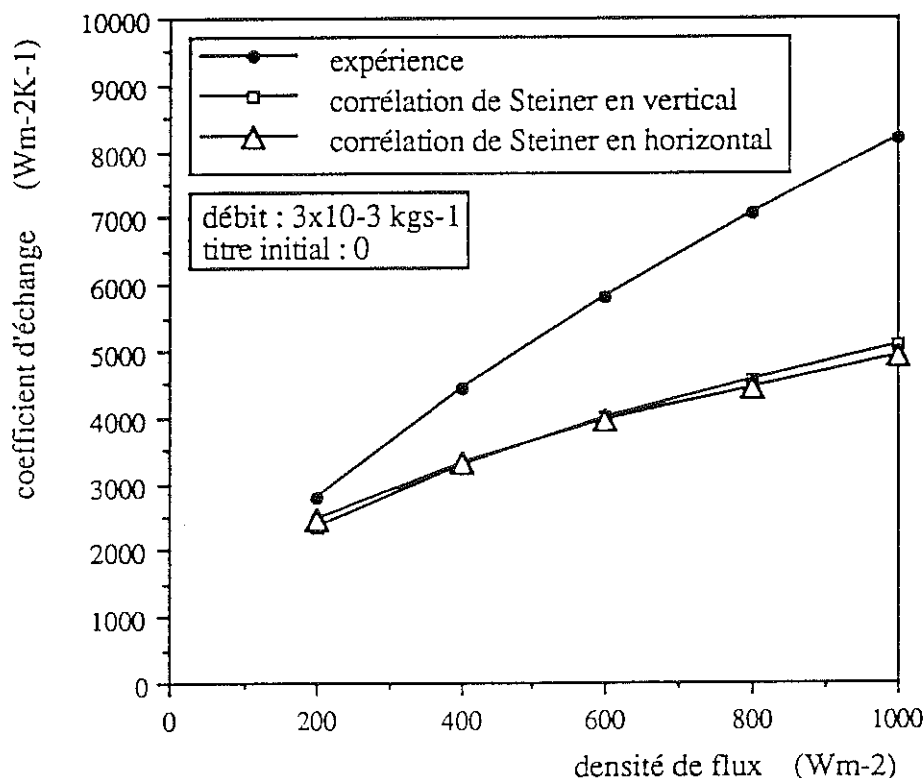


figure IV.30 : Comparaison du coefficient d'échange déduit de l'expérience et de ceux donnés par les corrélations de Steiner.

\* Limitation du modèle

Après avoir intégré au modèle la dépendance du coefficient d'échange, nous avons tracé en figure IV.31 la densité de flux maximale à l'interface en fonction de la densité de flux moyenne. On voit qu'avant la crise d'ébullition, cette densité maximale atteint  $50\,000\text{ Wm}^{-2}$ , ce

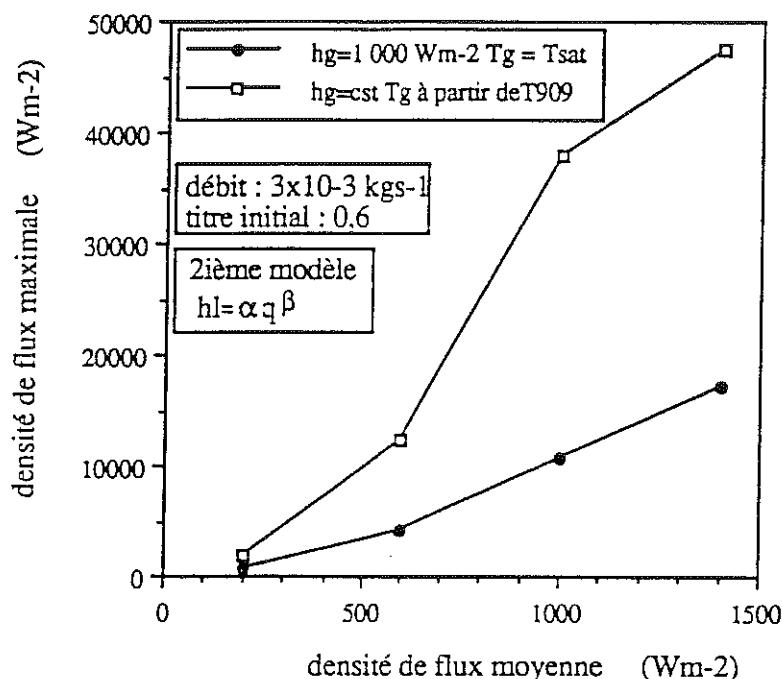


figure IV.31 : densité de flux maximale à l'interface en fonction de la densité de flux moyenne pour deux hypothèses sur l'échange dans la zone gaz

qui n'est pas très physique. A l'origine de cette aberration, il y a le choix d'un coefficient d'échange constant dans le gaz et d'une température de gaz fixée par la sonde 909. La valeur retenue pour le coefficient d'échange permettait de reproduire la valeur expérimentale de la sonde 905. On a alors  $h_g = 200\text{ Wm}^{-2}$  pour un flux moyen de  $200\text{ Wm}^{-2}$  et moins pour des flux supérieurs. Un aussi faible coefficient d'échange dans la zone gaz mène à des forts flux de conduction vers la zone liquide. La densité de flux locale à l'interface du côté liquide est alors importante ce qui provoque une augmentation des coefficients d'échange du liquide à cause de la loi  $h_l = \alpha q \beta$ . Mais cette augmentation de l'échange côté liquide draine plus de flux de la partie gaz, ce qui augmente encore la densité de flux locale. Finalement un équilibre est atteint mais la densité de flux locale est énorme.

Pour pouvoir vérifier ce mécanisme nous avons mis le coefficient d'échange de la zone gaz à  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$  avec la température du gaz égale à  $T_{\text{sat}}$ . Ceci augmente fortement l'échange



dans le haut du tube et limite donc le flux de conduction comme on peut le voir sur la figure IV.31. Il est à noter que dans ce cas la température en haut du tube ne correspond plus à la température expérimentale. La densité de flux maximale à l'interface vaut environ  $15\ 000\ \text{Wm}^{-2}$  ce qui est raisonnable.

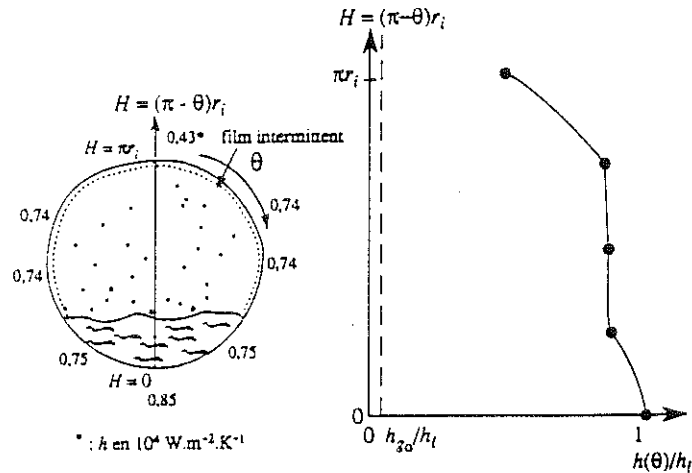
Nous touchons ici une limitation du modèle. En effet pour retrouver la température haute expérimentale nous devons mettre un mauvais coefficient d'échange dans la zone gaz, ce qui provoque des densités de flux non physiques. Si l'on met un coefficient d'échange du gaz meilleur nous ne pouvons plus retrouver les températures expérimentales. Il faut donc pour pouvoir concilier les deux impératifs faire varier le coefficient d'échange du gaz avec la hauteur. Ceci fait l'objet d'un troisième modèle.

#### IV.2.1.4. Troisième modèle : coefficients d'échange variables dans les deux zones

L'hypothèse de variation du coefficient d'échange dans la zone gaz est réaliste. En effet, l'étude du régime dispersé montre que le refroidissement de la paroi dépend du nombre d'impact de gouttes de liquide sur celle-ci. La partie gazeuse de l'écoulement contient des gouttes qui sont arrachées à l'interface. Ces gouttes arrivent jusqu'au haut du tube car la sonde 905 présente des fluctuations temporelles de la température significatives de ce type d'échange. Mais il est probable que ces gouttes soient plus nombreuses au niveau de l'interface là où elles sont arrachées ce qui améliore nettement l'échange par rapport au haut du tube.

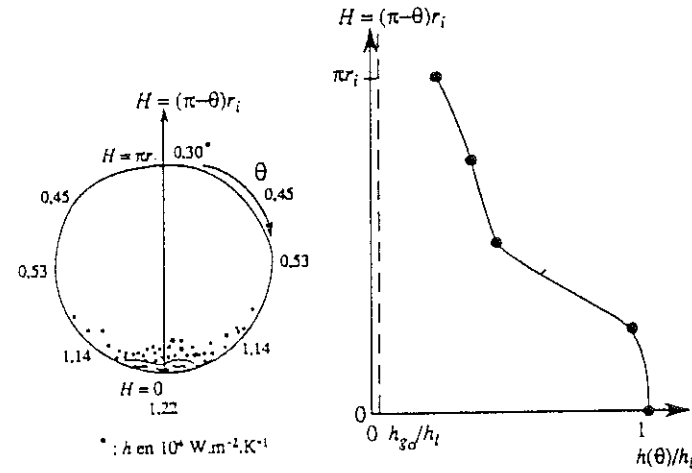
Le problème maintenant est de trouver une loi de comportement du coefficient d'échange en fonction de la distance à l'interface. Cette loi va nous être fournie par M. Mahé<sup>[1-1]</sup> grâce à l'étude des écoulements avec une cellule en inox (voir schéma en annexe I). En effet, elle disposait de plusieurs thermomètres répartis sur la périphérie du tube ce qui l'autorise à tracer une évolution du coefficient d'échange avec la hauteur. Ces évolutions sont présentées sur les figures IV.32. Dans le cas d'écoulements stratifiés (figure IV.32a), avec un niveau de liquide important, l'échange au dessus de l'interface est du même ordre de grandeur que celui du liquide puis il diminue dans le haut du tube. Pour de plus forts titres massiques, la dépendance du coefficient d'échange avec la hauteur est plus prononcée et est presque linéaire.

écoulement stratifié à vagues  
 $m=1,5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$   
 $\alpha=0,57$   
 $a=0,73$   
 $q=2\,000 \text{ Wm}^{-2}$



\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$

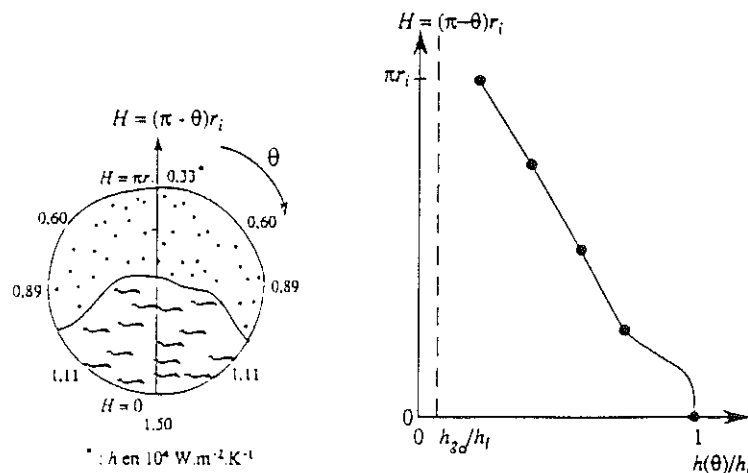
écoulement stratifié à vagues  
 $m=1,5 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$   
 $\alpha=0,97$   
 $a=0,97$   
 $q=1\,400 \text{ Wm}^{-2}$



\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$

figure IV.32 a : répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement stratifié (M. Mahé)

écoulement intermittent  
 $m=4 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$   
 $\alpha=0,47$   
 $a=0,65$   
 $q=1\,000 \text{ Wm}^{-2}$



\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$

figure IV.32 b : répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement intermittent (M. Mahé)

Nous avons également présenté sur la figure IV.32b le cas d'un écoulement intermittent avec un fort taux de gaz et on constate que le coefficient d'échange suit une loi linéaire dans la zone haute. Nous prendrons donc comme hypothèse que le coefficient d'échange du gaz varie linéairement avec la hauteur et vaut celui du liquide au niveau de l'interface. Nous ajusterons la valeur du coefficient d'échange dans le haut du tube pour obtenir les valeurs de la température expérimentale.

Nous avons vérifié cette hypothèse dans le cas d'un écoulement stratifié et d'une cellule en inox. Le débit considéré est de  $3,3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et le titre initial de 67%. Nous trouvons une erreur entre la température calculée avec le modèle et celle mesurée d'en général 5% (voir figure IV.33) ce qui est satisfaisant.

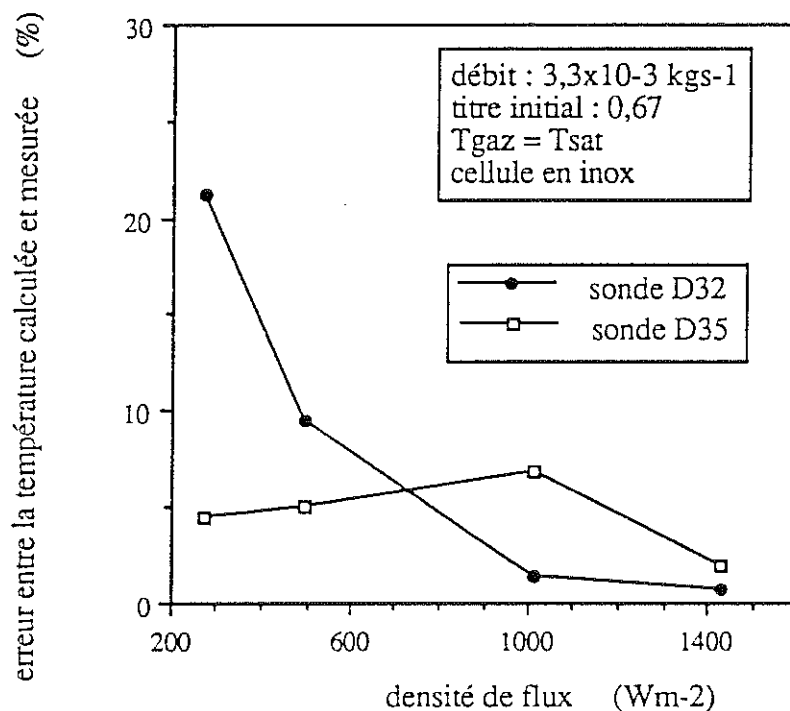


figure IV.33 : erreur entre la température calculée avec le modèle à coefficient d'échange du gaz variable et celle mesurée pour la cellule en inox

Nous avons donc appliqué ce modèle à notre écoulement de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  de titre initial 60% chauffé par la cellule en cuivre avec une température de gaz déterminée à partir de la sonde 909. Nous pouvons constater sur la figure IV.34 qu'effectivement le flux maximum à l'interface est beaucoup plus faible que dans le cas où le coefficient d'échange du gaz était

constant. La densité de flux à l'interface juste avant la crise d'ébullition ( $\bar{q} = 1\,400 \text{ Wm}^{-2}$ ) est de  $10\,000 \text{ Wm}^{-2}$  ce qui est du même ordre de grandeur que pour la cellule inox.

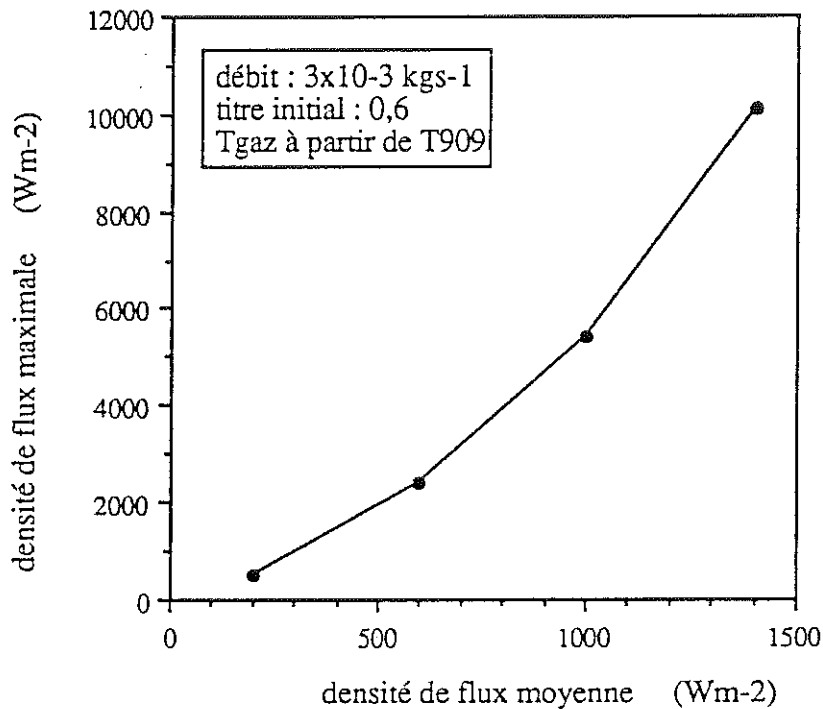


figure IV.34 : densité de flux maximale à l'interface pour le modèle à coefficient d'échange variable dans le gaz pour la cellule en cuivre

Nous jouons sur la valeur du coefficient en haut du tube pour retrouver la température de la sonde 905. Dans cet exemple, nous n'arrivons pas à retrouver la valeur de température de cette sonde malgré un coefficient d'échange pris égal à  $2 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  dans le haut ! La température que nous indique le modèle est plus froide que celle mesurée. Ceci prouve, dans le cas du cuivre, que l'hypothèse de dépendance linéaire du coefficient d'échange du gaz en fonction de la hauteur est trop forte et que cela augmente trop le refroidissement de la paroi dans la zone gaz. Ce résultat n'est pas a posteriori surprenant car le modèle du régime dispersé nous apprend que l'impact de gouttes sur une paroi en cuivre n'est efficace que si la densité de gouttes est très importante. Ceci ne doit être vrai que très près de l'interface et rapidement le coefficient d'échange doit chuter quand on s'en éloigne. Nous aurions pu imaginer créer une zone dans la partie gaz juste au dessus de l'interface où le coefficient aurait une décroissance rapide pour arriver à retrouver les températures expérimentales mais nous n'avons pas les moyens de justifier cette hypothèse.

L'avantage néanmoins de ce modèle est sa plus grande réalité physique notamment au niveau de la continuité des densités de flux à l'interface. En effet les deux modèles précédents créaient une discontinuité de la densité de flux à l'interface à cause de la discontinuité du coefficient d'échange ( $q=h\Delta T$ ) (voir figure IV.35). Le fait dans ce modèle de prendre le coefficient d'échange du gaz égal à celui du liquide au niveau de l'interface supprime cette discontinuité (figure IV.35) et rend donc mieux compte de la réalité. Cette variation du coefficient d'échange dans le gaz permet également de rendre compte de l'épaisseur de l'interface. Par ailleurs il est satisfaisant de voir que ce modèle arrive à reproduire les comportements d'une paroi en inox.

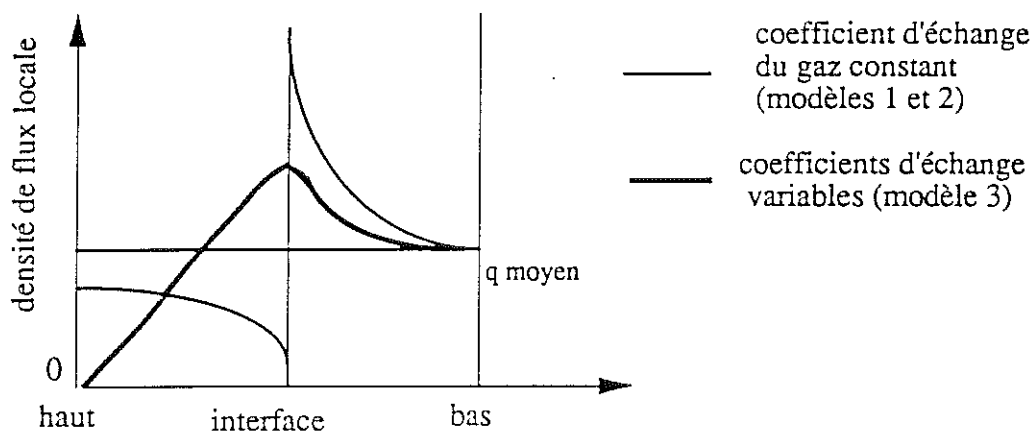
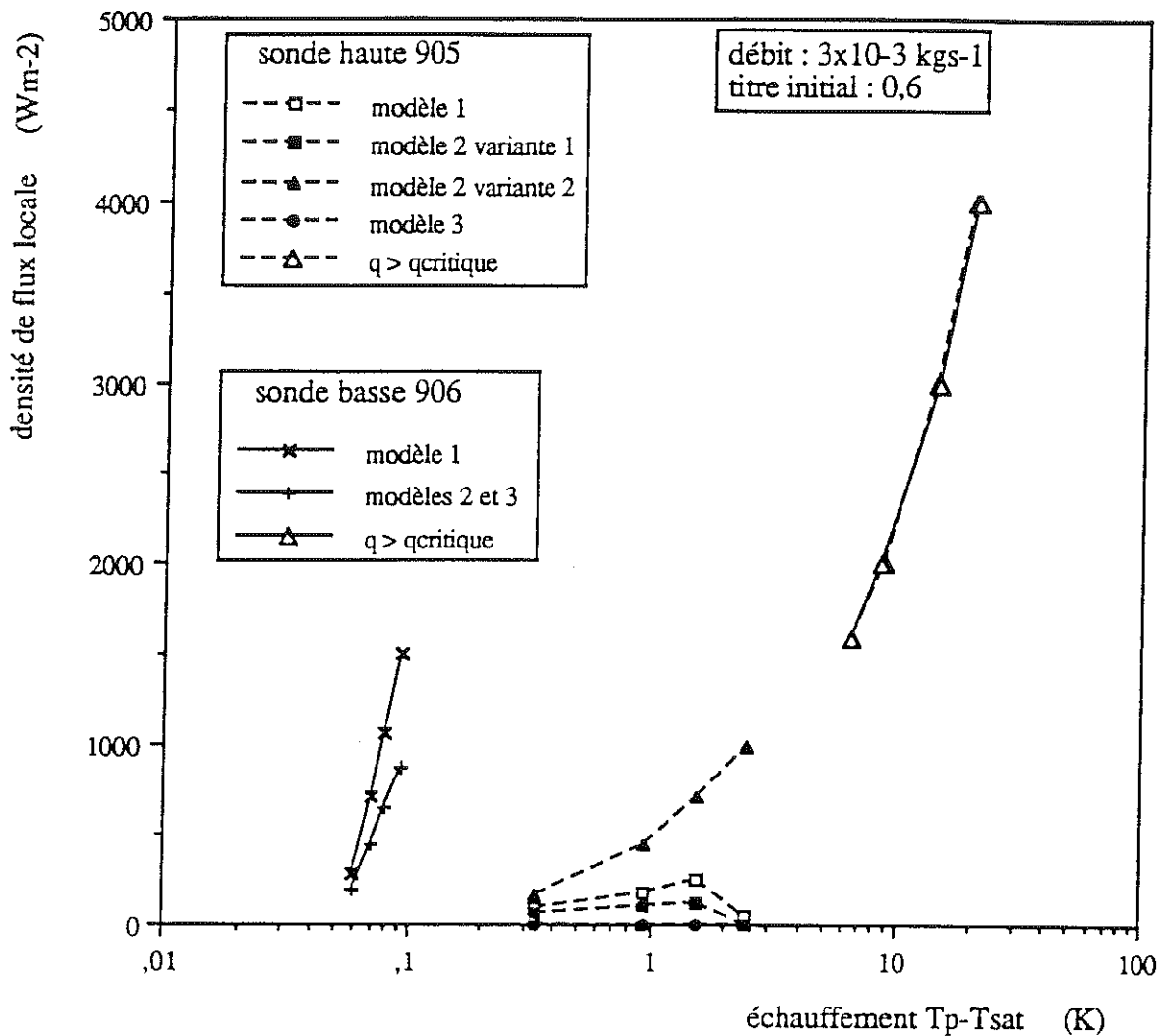


figure IV.35 : densité de flux locale pour les différents modèles

#### IV.2.1.5. Courbe d'échauffement

Nous pouvons maintenant tracer une courbe  $q(\Delta T)$  avec le résultat des différents modèles afin de pouvoir établir une comparaison des résultats avec une paroi en inox. Nous avons porté sur la figure IV.36 la densité de flux locale en haut et en bas du tube en ordonnée et la différence de température entre la paroi intérieure et la température de saturation en abscisse. Cette température de paroi intérieure est obtenue à partir de la température expérimentale des sondes 905 et 906 auxquelles nous avons enlevé la différence de température existant dans la paroi, obtenue avec les différents modèles.



modèle 1 :  $h_g = \text{constante}$ ,  $h_l = \text{constante}$

- variante 1 :  $T_g = T_{\text{sat}}$
- variante 2 :  $T_g$  à partir de  $T_{909}$

modèle 2 :  $h_g = \text{constante}$ ,  $h_l(q)$

- variante 1 :  $T_g$  à partir de  $T_{909}$
- variante 2 :  $T_g = T_{\text{sat}}$ ,  $h_g = 1\ 000\ \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

ne respecte pas les températures expérimentales

modèle 3 :  $h_g(\text{hauteur})$ ,  $h_l(q)$ ,  $T_g$  à partir de  $T_{909}$

ne respecte pas les températures expérimentales

figure IV.36 : courbes d'échauffement pour la cellule en cuivre suivant les différents modèles

Concernant le bas de la cellule avant la crise d'ébullition, on voit clairement deux catégories de courbes. Pour le même échauffement de la paroi intérieure, le modèle à coefficient d'échange de liquide constant (modèle 1) donne des densités de flux un peu plus importantes que pour le modèle où  $h_l$  dépend de  $q$  (modèles 2 et 3). Pour les deux modèles, les différentes hypothèses sur le mode d'échange dans la zone gaz n'affectent pas le bas du tube et les courbes sont confondues pour chaque variante du modèle.

Pour le haut de la paroi avant les flux critiques, il faut distinguer deux cas : les modèles et variantes qui ne respectent pas les températures expérimentales en haut du tube (modèle 2, variante 2 et modèle 3) et les autres qui réalisent cette condition. Commençons par regarder les modèles ne respectant pas les températures expérimentales.

La courbe correspondante au deuxième modèle et à la variante 2 ( $h_l(q)$ ,  $h_g = 1\,000\text{ Wm}^{-2}$ ,  $T_g = T_{\text{sat}}$ ) donne des densités de flux locales du même ordre de grandeur que celles en bas du tube. Ceci est normal car pour ce modèle le coefficient d'échange a été pris égal à  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$  et la température du gaz a été prise égale à la saturation. Tout ceci fait que l'échange dans la zone gaz est important et limite les flux de conduction. Cette courbe est donc à considérer comme indicative. Il faut également noter que le modèle n°3 ( $h_l(q)$  et  $h_g(x)$ ,  $T_g$  à partir de  $T_{g09}$ ) donne des densités de flux quasiment nulles car pour essayer de reproduire les températures expérimentales (sans y arriver) nous avons pris  $h_g = 2\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  dans le haut du tube.

Les autres modèles qui permettent de rendre compte des températures expérimentales donnent des densités de flux faibles et qui en général chutent avec l'augmentation de la densité de flux moyenne. Ceci s'explique par l'importance du flux de conduction qui diminue la densité de flux évacuée dans la zone gaz au profit du liquide grâce à l'augmentation du coefficient d'échange dans la zone liquide.

Après la crise d'ébullition qui arrive pour une densité de flux moyenne de  $1\,400\text{ Wm}^{-2}$  les sondes hautes et basses indiquent la même température, il n'y a donc plus de conduction dans la paroi, la densité de flux locale est alors égale à celle moyenne.

## IV.2.2. Comparaison d'une paroi en cuivre avec celle en inox

### IV.2.2.1. Explication de la différence de comportement des deux parois

Nous pouvons maintenant comparer la réponse thermique d'une paroi en cuivre et celle d'une paroi en inox grâce aux courbes  $q(\Delta T)$ . Les modèles précédents montrent que la densité de flux locale sur la paroi intérieure n'est pas uniforme. Elle est maximale au droit du thermocoax et à l'interface. On s'attend donc à ce que la crise d'ébullition pour la cellule en cuivre arrive à des densités de flux moyennes beaucoup plus faibles que pour l'inox.

Nous avons également vu que les échauffements de la partie haute du tube en cuivre sont importants pour des densités de flux locales faibles.

Il nous faut, pour faire cette comparaison, un écoulement similaire chauffé par une paroi en inox. M. Mahé<sup>[1.1]</sup> a tracé l'échauffement de la cellule inox pour un débit de  $3,3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  avec un titre initial de 67% ce qui est assez comparable à notre écoulement de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 60%. Nous avons considéré l'échauffement de la paroi dans la première section de la cellule inox (voir annexe I). Pour la troisième section de cette cellule, l'écoulement devient rapidement dispersé quand le flux est augmenté et nous ne pouvons donc pas faire la comparaison avec nos mesures.

Nous avons superposé les courbes pour les deux cellules sur les figures IV.37. Nous remarquons sur la figure IV.37a que la crise d'ébullition se produit pour une densité de flux d'environ  $8\,000 \text{ Wm}^{-2}$  dans le cas de l'inox et de  $1\,400 \text{ Wm}^{-2}$  de densité moyenne pour la cellule en cuivre. Mais nous avons également tracé l'échauffement au niveau de l'interface pour la cellule cuivre. Ce point comme nous l'avons déjà vu reçoit une densité de flux locale du même ordre de grandeur ( $10\,000 \text{ Wm}^{-2}$ ) que pour la cellule inox. La sonde basse au niveau de la crise d'ébullition sur la cellule en cuivre a une densité de flux d'environ  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}$  (voir figure IV.37b). La crise dans le cas de la cellule en cuivre se déclenche donc au niveau de l'interface au droit du thermocoax pour une densité de flux moyenne de  $1\,400 \text{ Wm}^{-2}$  et se propage au reste de la cellule ce qui explique que la densité de flux au moment de la crise ne soit que de  $1\,000 \text{ Wm}^{-2}$  en bas.



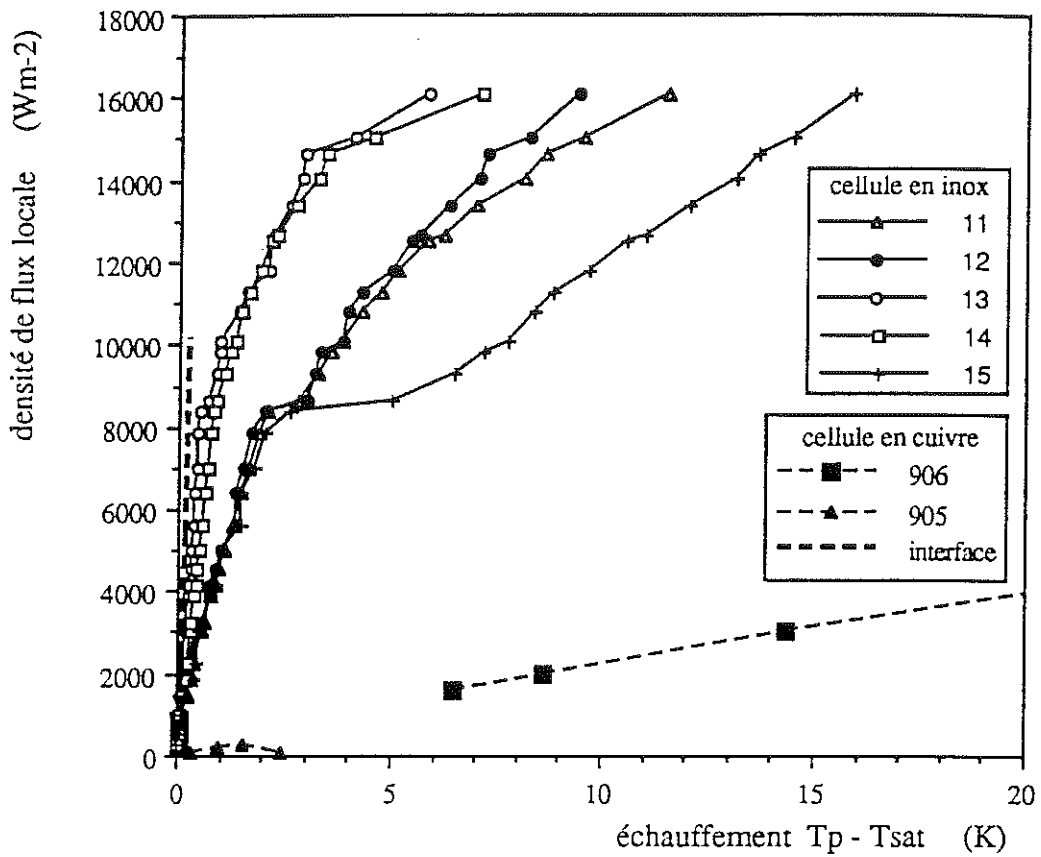


figure IV.37a : comparaison des échauffements d'une cellule en cuivre et en inox

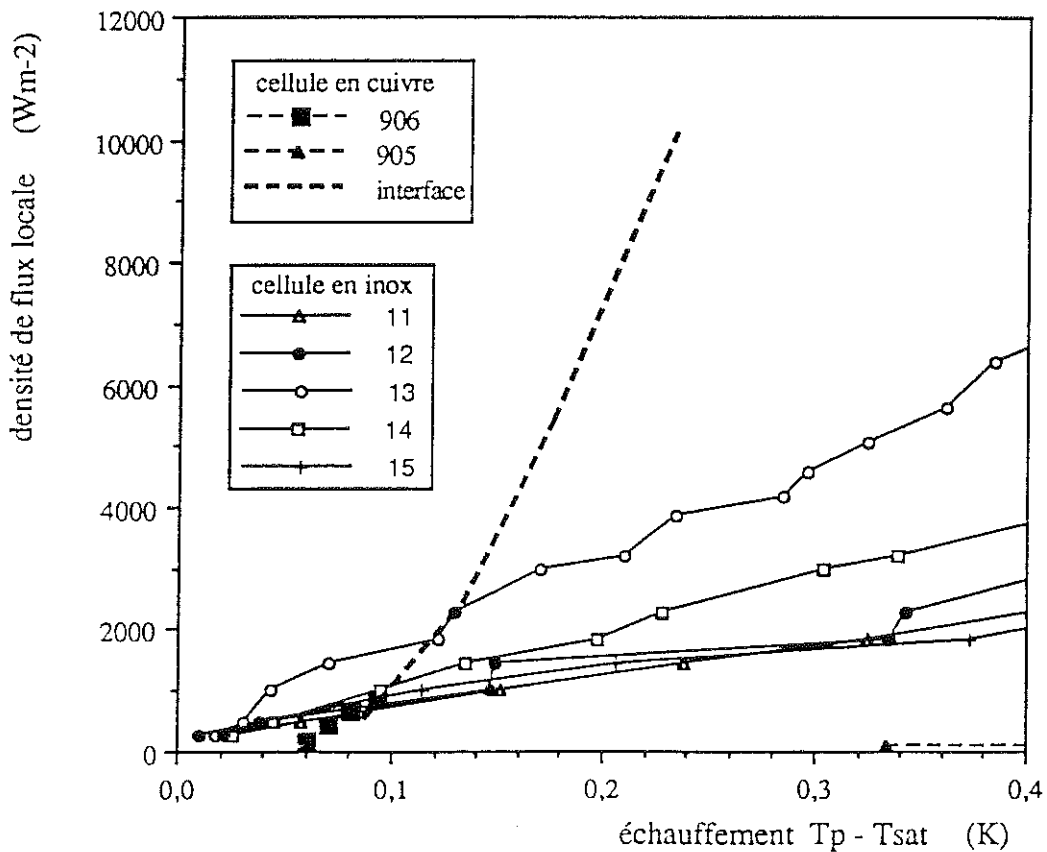


figure IV.37b : comparaison des échauffements d'une cellule en cuivre et en inox

On peut essayer d'expliquer le mécanisme de propagation de la crise d'ébullition à l'ensemble de la section. Cette crise se déclenche au niveau de l'interface où il se crée localement un film de vapeur entre le liquide et la paroi. Il en résulte donc une chute du coefficient d'échange à cet endroit mais un peu plus loin, le liquide mouille encore la paroi ce qui assure un bon échange thermique (voir figure IV.38). Le flux de conduction est toujours le même. Il est maximum au niveau de l'interface liquide-vapeur qui s'est donc déplacée un peu. La densité de flux locale sur la nouvelle interface liquide-vapeur est toujours supérieure à la densité critique ce qui provoque le passage en ébullition en film. Le processus continue ainsi jusqu'à atteindre le bas de la cellule et que tout le liquide soit isolé de la paroi par un film de gaz. Cette propagation est donc intimement liée à la conductibilité thermique du matériau.

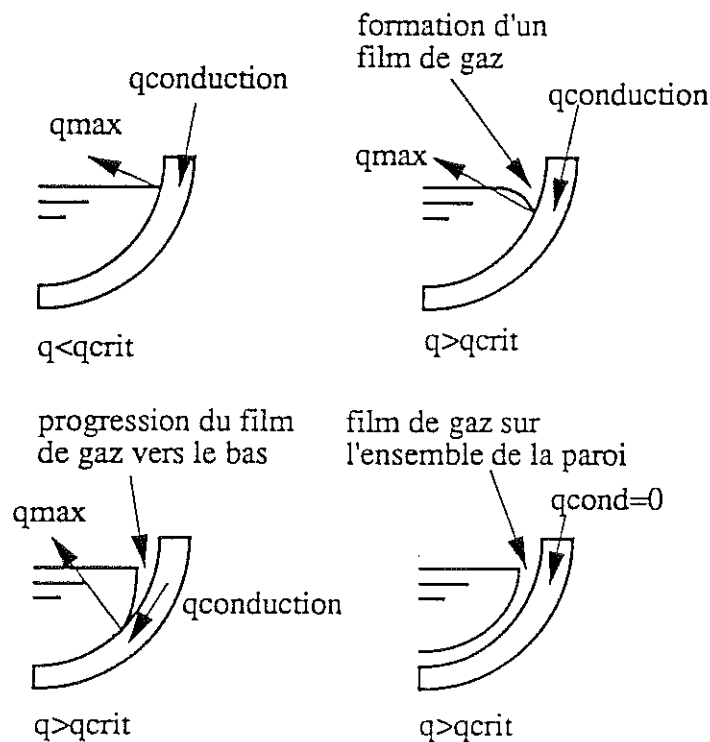


figure IV.38 : progression de la crise d'ébullition pour la paroi en cuivre

Pour l'inox les phénomènes ne sont pas les mêmes. La sonde D15 subit un échauffement important du même ordre de grandeur que pour la paroi en cuivre. On sait, grâce à l'étude sur le dispersé, que pour des flux inférieurs au flux critique les gouttes contenues dans

le gaz mouillent la paroi. Le décrochement que l'on constate sur la sonde D15 est donc dû au fait que les gouttes ne mouillent plus la paroi ce qui dégrade l'échange thermique. Ce phénomène est également valable pour les sondes D11 et D12 mais la densité de gouttes au droit de ces sondes doit être plus grande ce qui diminue l'influence du phénomène. On remarque d'ailleurs que si l'écoulement était parfaitement horizontal, la sonde la plus haute D11 devrait être la plus chaude puis plus on s'approche de l'interface plus les sondes devraient être froides à cause de la différence de densité de gouttes. Ce n'est pas le cas ici à cause vraisemblablement de la perturbation introduite par le virage avant la cellule. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'on s'intéresse à la première section de la cellule qui est donc la plus proche du virage. On constate effectivement que dans la troisième section de la cellule les sondes ont un comportement plus "correct", la sonde haute D31 étant la plus chaude.

Les sondes basses D13 et D14 s'échauffent plus fortement après la crise car il doit se former localement des poches de gaz en paroi mais qui ne coalescent pas pour recouvrir l'ensemble de la surface en regard du liquide (voir figure IV.39). L'échange reste donc bon par rapport au cas d'une crise généralisée observée pour le cuivre. La crise sur la paroi en inox est un phénomène essentiellement local grâce à la mauvaise conductibilité thermique qui isole les points entre eux.

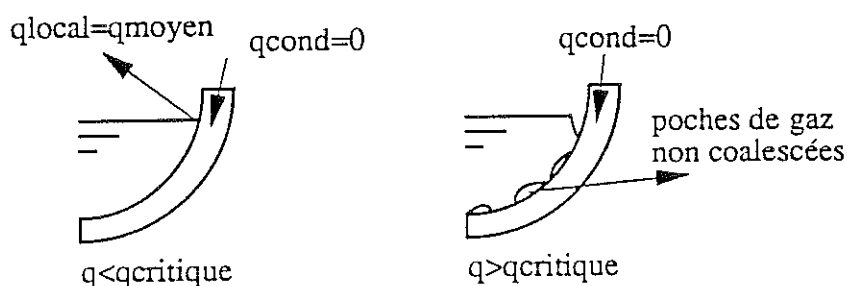


figure IV.39 : crise d'ébullition sur la paroi en inox

Pour des flux inférieurs au flux critique l'échange en ébullition nucléée est meilleur (voir figure IV.37b) pour la paroi en cuivre à partir d'une densité de flux d'environ  $1\ 500\ \text{Wm}^{-2}$ . Par

contre pour le haut du tube il est clair que le cuivre est nettement moins bon à cause de la vaporisation plus rapide des gouttes en paroi et ainsi de leur plus faible efficacité.

La dépendance du coefficient d'échange avec la nature de la paroi a déjà été constatée mais pour le cas de l'ébullition nucléée en bain. V.A. Grigoriev et al.<sup>[IV.11]</sup> ont constaté que le coefficient d'échange en bain d'hélium pour une surface en cuivre était environ quatre fois plus important que pour une surface en inox dans les mêmes conditions. Koslov et al. <sup>[IV.10]</sup> ont fait une étude similaire mais avec de l'hydrogène. Ils trouvent un facteur d'environ 5 entre la paroi en cuivre et celle en inox. Dans notre étude nous trouvons le même ordre de grandeur, notre rapport entre les coefficients d'échange étant de l'ordre de 3 en faveur de la paroi en cuivre.

L'amélioration de l'échange en ébullition nucléée sur une paroi en cuivre peut être décrite comme suit : un site de nucléation permet localement d'améliorer l'échange thermique par formation de la bulle, le reste de la paroi est en contact avec du liquide surchauffé ayant un moins bon échange thermique. Il se crée alors un flux de conduction vers le site de nucléation augmentant localement la densité de flux, qui accélère la formation d'une autre bulle après le départ de la bulle initiale ce qui est très efficace du point de vue de la réfrigération. Ce phénomène est à rapprocher du mécanisme d'évaporation d'une goutte sur une paroi en cuivre.

#### \* Variation de la densité de flux locale en fonction de la conductibilité thermique

Nous avons fait varier la conductibilité thermique du matériau dans le modèle n°1 (coefficients d'échange constants) afin d'étudier son influence sur les densités de flux.

Nous avons considéré, un coefficient d'échange du liquide égal à  $8\,000\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , celui du gaz à  $500\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , la densité de flux moyenne égale à  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$  et la hauteur de gaz égale à  $7 \times 10^{-3}\text{ m}$ .

Nous pouvons voir sur la figure IV.40 que plus la conductibilité thermique augmente, plus la densité de flux à l'interface diminue. En effet une bonne conduction a tendance à égaliser les températures dans la section, ce qui diminue les flux de conduction.

On peut remarquer également que pour une faible conductibilité thermique (inox) les densités de flux en haut et en bas sont égales. Plus la conductibilité augmente, plus la densité

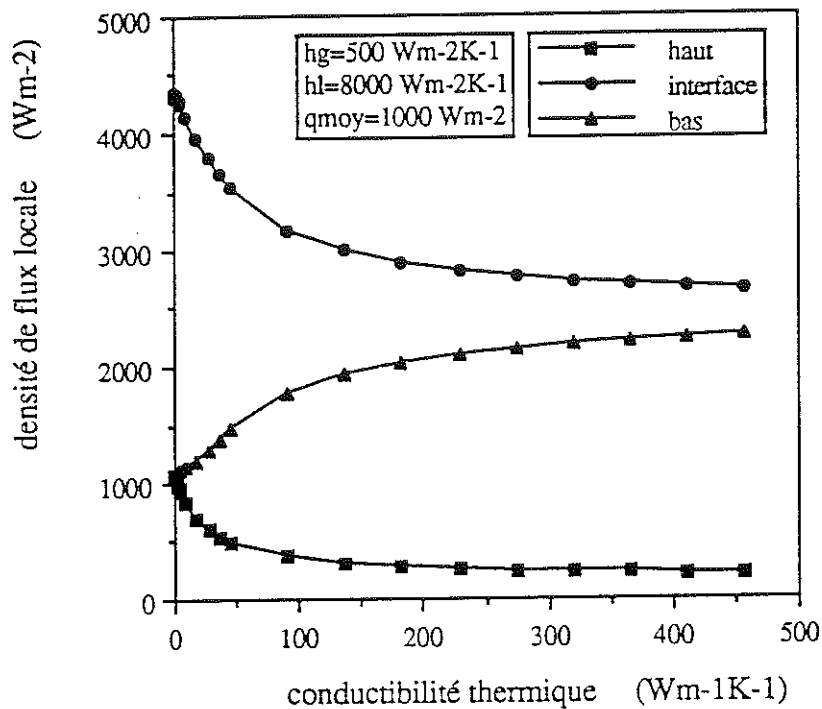


figure IV.40 : variation de la densité de flux locale en fonction de la conductivité thermique du matériau

de flux en haut diminue à cause de la facilité croissante d'évacuer la chaleur par conduction vers la zone liquide.

C'est une courbe théorique car dans la réalité les coefficients d'échange des deux zones dépendent fortement de la conductivité. Pour le cuivre la partie gaz voit son coefficient d'échange diminuer à cause de l'inefficacité des gouttes, ce qui génère des flux de conduction importants. Pour l'inox cette partie gaz garde un bon coefficient d'échange grâce à l'efficacité des impacts des gouttes. Pour la zone liquide, le cuivre a un coefficient d'échange trois fois meilleur que pour l'inox, ce qui augmente encore les flux de conduction.

#### IV.2.2.2. Puissance évacuée par la zone gaz

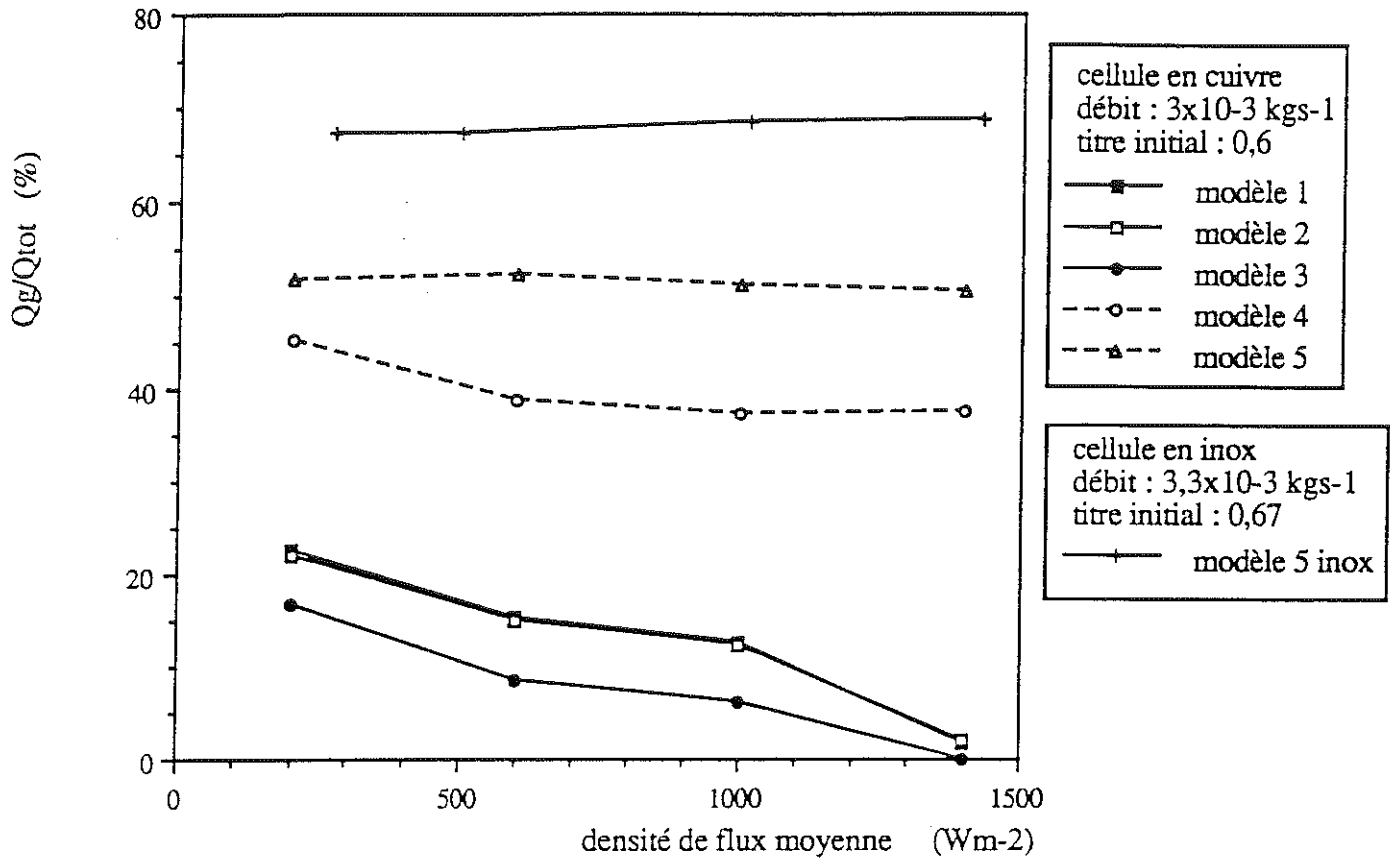
La modélisation de ce qui se passe dans la zone gaz est délicate notamment à cause de la méconnaissance de la ou des températures du gaz. Une façon plus globale de voir le problème consiste à calculer la puissance totale évacuée dans la zone gaz soit l'intégrale sur la surface du gaz de  $h_g(T_p - T_g)$ .

Nous avons tracé sur la figure IV.41 le pourcentage de la puissance évacuée par la zone gaz en fonction de la densité de flux moyenne. Le modèle 1 pour les deux variantes ( $h_g = \text{cst}$ ,  $h_l = \text{cst}$ ,  $T_g = T_{\text{sat}}$  et  $T_g$  à partir de  $T_{909}$  respectivement) donne la même puissance évacuée malgré la température du gaz différente. Cette puissance évacuée diminue avec l'augmentation du flux moyen à cause de l'augmentation du coefficient d'échange du liquide ce qui augmente le flux de conduction. Le modèle 2 pour la variante 1 ( $h_g = \text{cst}$ ,  $h_l(q)$ ,  $T_g$  à partir de  $T_{909}$ ) donne une puissance évacuée du même ordre de grandeur. Mais ces modèles doivent sous-estimer cette puissance car ils considèrent que le coefficient d'échange du gaz est constant et déterminé de façon à reproduire la température en haut du tube. Cette hypothèse ignore donc l'amélioration de l'échange au niveau de l'interface.

Les modèles 2, variante 2 ( $h_g(x)$ ,  $h_l(q)$ ) et 3 ( $h_g = 1\,000 \text{ Wm}^{-2}$ ,  $h_l(q)$ ,  $T_g = T_{\text{sat}}$ ) ont des coefficients d'échange dans la zone gaz plus importants mais ces modèles ne permettent pas de retrouver les températures en haut du tube. Ils surestiment donc la puissance évacuée par la zone gaz.

Il est probable que la réalité soit comprise entre ces deux modèles c'est-à-dire avec 30% de la puissance totale évacuée par la zone gaz. Qu'en est-il de ce rapport pour la cellule en inox?

Nous avons tracé sur la figure IV.41 la puissance évacuée par la zone gaz dans le cas de la cellule en inox pour l'écoulement de  $3,3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 67%. Le rapport est d'environ 70% ce qui correspond au rapport entre la surface de gaz et la surface totale. Il y a peu de flux de conduction entre les surfaces gaz et liquide dans le cas de l'inox donc la puissance déposée au niveau de la zone gaz est nécessairement évacuée par le gaz, ce qui explique ce rapport. Si on calcule le rapport des surfaces pour l'écoulement de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 60%, on trouve qu'il vaut 63% à flux nul et 66% pour une densité de flux moyenne de  $1\,400 \text{ Wm}^{-2}$ . Dans le cas de la cellule en cuivre la zone gaz évacue donc deux fois moins de puissance que pour la cellule en inox dans les mêmes conditions.



modèle 1 :  $h_g = \text{constante}$ ,  $h_l = \text{constante}$

- variante 1 :  $T_g = T_{\text{sat}}$

- variante 2 :  $T_g$  à partir de  $T_{909}$

modèle 2 :  $h_g = \text{constante}$ ,  $h_l(q)$

- variante 1 :  $T_g$  à partir de  $T_{909}$

- variante 2 :  $T_g = T_{\text{sat}}$ ,  $h_g = 1\ 000\ \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

ne respecte pas les températures expérimentales

modèle 3 :  $h_g(\text{hauteur})$ ,  $h_l(q)$ ,  $T_g$  à partir de  $T_{909}$

ne respecte pas les températures expérimentales

figure IV.41 : puissance évacuée par la zone gaz en fonction de la densité de flux moyenne pour différentes modélisations

### IV.2.3. Ecoulements intermittents

La modélisation des écoulements intermittents se heurte à la difficulté de prendre en compte la vague qui vient régulièrement frapper la paroi haute. Nous avons essayé d'appliquer le modèle développé pour les écoulements stratifiés au cas des écoulements intermittents en considérant que l'on peut rendre compte du passage de la vague grâce à un coefficient d'échange moyenné dans le temps. On considère une pseudo zone gaz séparée du liquide à une hauteur que l'on calcule en assimilant l'écoulement à un écoulement à phases séparées où tout le gaz de l'écoulement est contenu dans le haut du tube. La connaissance alors du titre massique et du débit nous permet d'en déduire le taux volumique de vapeur et ensuite la hauteur de gaz. On cherche alors à connaître la distribution des températures sur la paroi ainsi que celle des densités de flux locales.

Ce modèle ne rend pas compte des phénomènes dans le haut de la paroi. Néanmoins, la partie basse donne, comme on l'a vu, des résultats identiques à ceux de la partie liquide des écoulements stratifiés.

Nous avons vu dans la présentation des résultats expérimentaux que le haut du tube est régulièrement mouillé par des vagues. La fréquence des vagues n'est pas suffisante pour mouiller en permanence le haut du tube sauf pour le cas du débit de  $6 \times 10^{-3}$  kgs<sup>-1</sup> et de titre initial nul à faible flux. Ceci veut dire que pour tous les écoulements quand on s'approche de la crise d'ébullition, la paroi haute voit alternativement du liquide et du gaz. On sait grâce à l'étude des écoulements dispersés et stratifiés que la présence d'une interface liquide-vapeur génère des flux de conduction importants. On peut donc supposer que la crise d'ébullition se développe à l'interface liquide-vapeur de la même façon que pour les écoulements stratifiés et se propage ensuite à toute la section. La densité de flux moyenne de crise (environ  $2\,000$  Wm<sup>-2</sup>) est plus forte que pour le stratifié car la paroi est mieux mouillée et il faut donc chauffer davantage pour l'assécher.

N'ayant pas de modèle numérique pour calculer les densités de flux locales, nous ne pouvons pas faire de comparaisons fines avec le cas d'une paroi en inox. Néanmoins on peut



faire une comparaison qualitative. Les figures IV.42 présentent l'échauffement d'une paroi en inox pour un écoulement de  $6 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial nul<sup>[1.1]</sup>. Nous pouvons voir que la crise d'ébullition est locale et intervient pour une densité de flux d'environ  $11\,000 \text{ Wm}^{-2}$ . Avant cette crise le haut de la cellule a un échauffement (voir figure IV.42b) très comparable à celui du liquide dans le bas de la cellule. Les films de liquide que forment les vagues ne s'évaporent pas rapidement et sont donc très efficaces. C'est le même principe que pour une goutte sur une paroi en inox où les phénomènes sont locaux. Pour la paroi en cuivre nous avons pour la sonde haute des échauffements de l'ordre de  $0,5 \text{ K}$  pour une densité de flux moyenne de  $2\,000 \text{ Wm}^{-2}$  (voir figures III.19) ce qui est plus important que pour la paroi en inox. Là encore la partie haute de la cellule en cuivre est moins bien refroidie que pour la cellule en inox. Il est probable que dans le cas du cuivre les films de liquide s'évaporent plus rapidement que pour l'inox ce qui augmente le temps de présence du gaz en paroi, dégradant ainsi l'échange thermique. Les échauffements des sondes basses pour les écoulements intermittents et stratifiés sont les mêmes pour chaque cellule. Si on se réfère aux écoulements stratifiés, l'échange en ébullition nucléée pour la paroi en cuivre est meilleur que pour la paroi en inox. Une fois passée la crise d'ébullition la cellule en inox garde de bonnes propriétés d'échange thermique tandis que la cellule en cuivre augmente fortement sa température. Les explications de ce phénomène sont les mêmes que pour le cas des écoulements stratifiés.

#### IV.2.4. Conclusion sur les écoulements stratifiés et intermittents

Nous avons donc montré que le coefficient d'échange thermique en ébullition nucléée sur une paroi en cuivre était environ trois fois plus important que pour une paroi en inox. Le coefficient d'échange dans la zone liquide pour la paroi en cuivre ne dépend que très faiblement du débit et nous trouvons les mêmes résultats pour les écoulements stratifiés et intermittents.

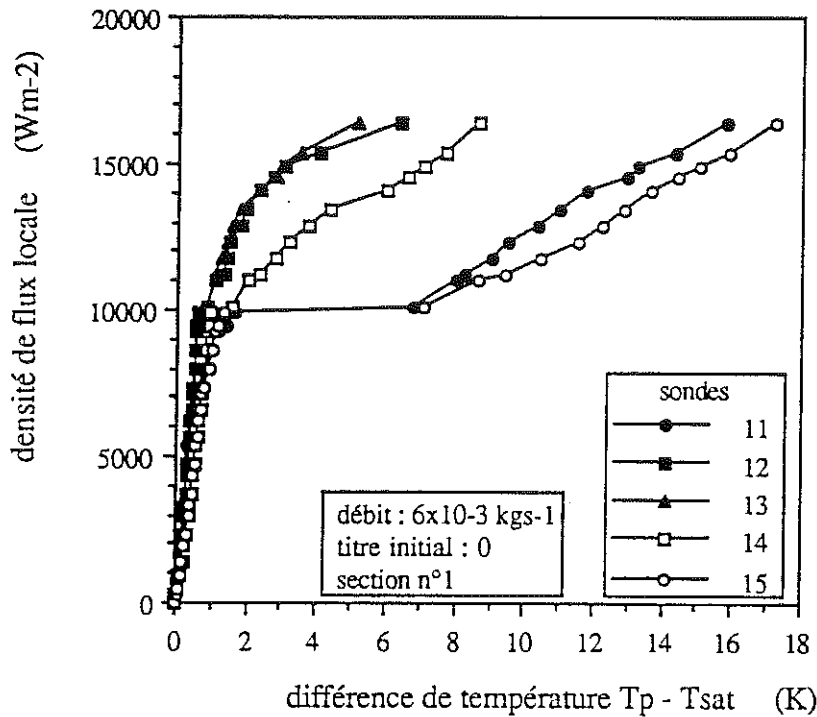


figure IV.42a : courbe d'échauffement d'un paroi en inox pour un écoulement intermittent (M. Mahé)

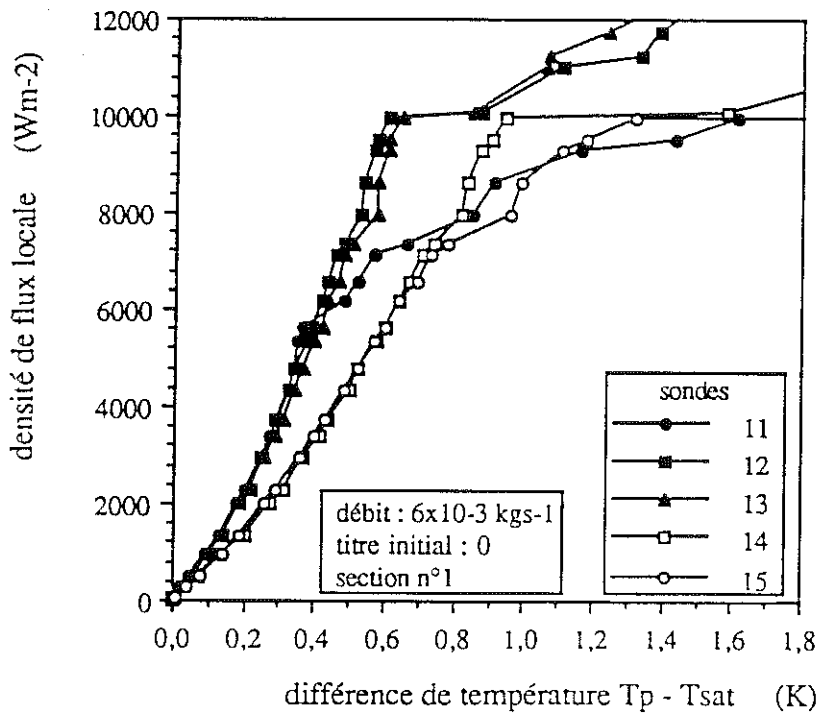


figure IV.42b : courbe d'échauffement d'un paroi en inox pour un écoulement intermittent (M. Mahé)

On propose la relation suivante pour le coefficient d'échange en ébullition nucléée :

$$h_{EN} = 96 q^{0,67}$$

Pour l'écoulement de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 0,6, la puissance échangée par la zone gaz dans le cas d'une paroi en cuivre est deux fois plus faible que pour une paroi en inox. La crise d'ébullition intervient pour le cuivre à des flux moyens 6 fois plus faibles que pour l'inox.

Tout ceci est dû à la différence de conductibilité des deux matériaux. Le cuivre permet des flux de conduction importants, ce qui redistribue la densité de flux vers les zones où l'échange thermique est bon.

Ceci explique que le coefficient d'échange soit meilleur car les sites de nucléation ont des densités de flux locales plus importantes et génèrent donc des bulles plus rapidement qu'une paroi en inox.

Le fait que la crise d'ébullition intervienne pour la paroi en cuivre à des flux moyens beaucoup plus faibles que pour l'inox est également dû au flux de conduction de la zone gaz vers la zone liquide. Ce flux génère une densité de flux locale à l'interface du même ordre de grandeur que la densité de flux critique pour l'inox. Enfin, ce flux de conduction explique également que la puissance évacuée par la zone gaz est deux fois plus faible que pour le cas de l'inox.

Il faut aussi rappeler que pour la paroi en cuivre les gouttes contenues dans le gaz ne sont pas aussi efficaces que dans le cas de l'inox, ce qui détériore l'échange et augmente donc le flux de conduction.

---

*IV.3. RETOUR DE LA PAROI ET DU GAZ A L'EQUILIBRE THERMIQUE***IV.3.1. Introduction**

La présentation des résultats expérimentaux au chapitre III a montré que l'on ne pouvait pas déterminer quel était le mécanisme d'échange prédominant entre le refroidissement par l'interface gaz-liquide et l'échange du gaz avec la paroi elle-même refroidie par conduction grâce au liquide présent dans le bas du tube. Nous allons ici présenter un modèle permettant de calculer l'évolution de la température du gaz avec un échange à l'interface. Nous montrerons également qu'a priori la paroi intervient peu et qu'un modèle d'échange à l'interface permettra de mettre en évidence le mode d'échange prédominant dans le retour du gaz et de la paroi à la température de saturation.

**IV.3.2. Modélisation de l'échange gaz-paroi**

Le gaz est en contact avec l'interface mais il peut également transmettre sa chaleur à la paroi qui la transporte par conduction jusqu'aux parties mouillées du tube où elle est évacuée. La modélisation de ce phénomène impose la prise en compte de la conduction dans la paroi donc forcément un modèle à deux dimensions ( $r$  et  $\theta$ ). Si l'on veut voir l'évolution de la température de paroi en fonction de la distance, il faut absolument rajouter la distance  $x$  par rapport à la fin du chauffage. La prise en compte totale du phénomène nécessite donc un modèle à trois dimensions où à la fois la température de la paroi et celle du gaz varient. La réalisation d'un tel modèle est lourde car il faut mailler à la fois la paroi et la zone liquide. Nous cherchons donc un moyen de la simplifier.

La conductibilité thermique du cuivre est de  $32 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , les coefficients d'échange avec la paroi dans les zones gaz et liquide sont d'environ  $400 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et  $8\,000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  respectivement. Le coefficient d'échange à l'interface est lui estimé à  $10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , largement supérieur à ceux rencontrés pour l'échange en paroi. Nous pouvons donc légitimement supposer que la paroi n'a que peu d'influence dans le retour du gaz à l'équilibre thermique. Nous allons donc maintenant construire une modélisation avec uniquement l'échange à

l'interface en négligeant la paroi.

### IV.3.3. Modélisation de l'échange du gaz avec le liquide à l'interface

#### 4.3.3.1. Modèle

Nous ne modélisons ici que le gaz et le liquide échangeant à l'interface, la paroi n'est pas prise en compte. C'est un modèle à une dimension, la température à chaque distance  $x$  est donc supposée constante dans la section. De plus, le liquide étant à la saturation, sa température ne varie pas avec la distance. L'interface est supposée plane et rectiligne de largeur  $L$  (voir figure IV.43). La conduite est adiabatique donc la variation d'enthalpie du liquide est égale et opposée à celle du gaz. Le gaz va se refroidir et le liquide se vaporiser par la chaleur reçue du gaz.

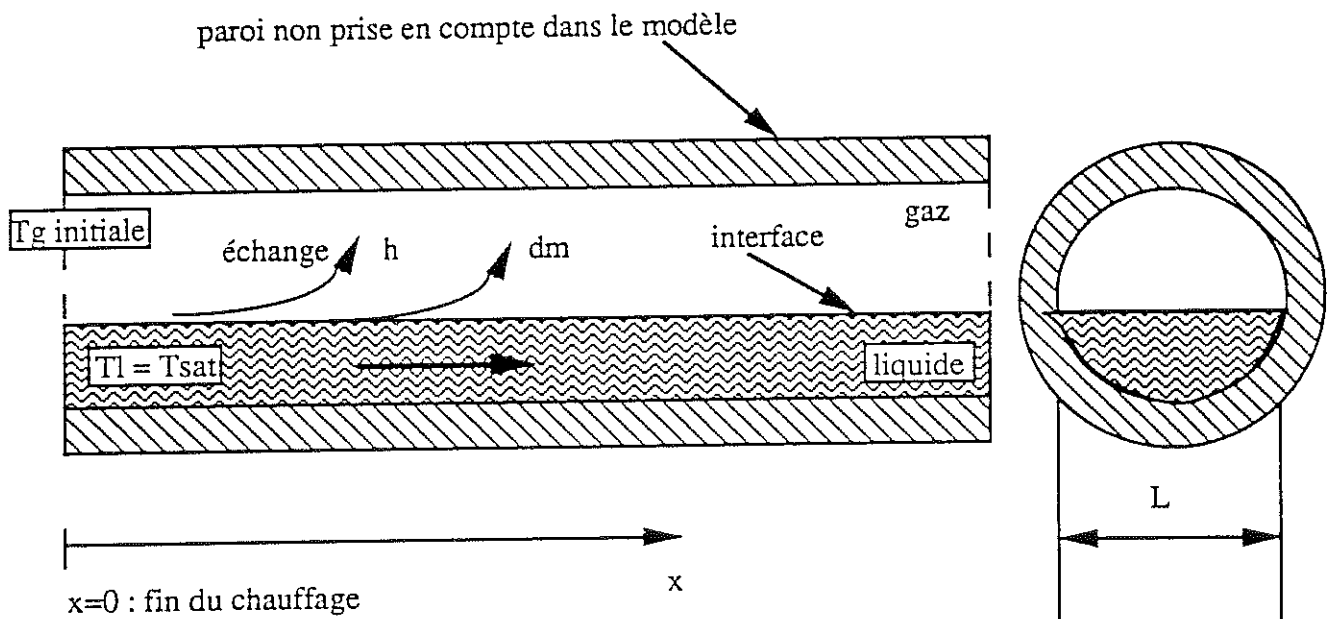


figure IV.43 : modélisation de l'échange à l'interface

Si on appelle  $dm$  la quantité de liquide vaporisée, on peut faire le bilan énergétique sur une tranche  $dx$  de conduite. Il s'écrit :

$$mgdH_g + dmH_g(T_g) - dmH_l(T_{sat}) = 0 \quad (IV.4)$$

avec  $m_g$  : débit massique du gaz,

$H_g(T_g)$  : enthalpie du gaz à la température  $T_g$ ,

et  $H_l(T_{sat})$  : enthalpie du liquide à la température de saturation.

On appelle  $H_v$  l'enthalpie du gaz à la température de saturation. L'enthalpie  $H_g(T_g)$  peut se développer comme l'enthalpie de la vapeur à saturation plus l'enthalpie nécessaire à faire passer la vapeur saturante à la température  $T_g$ , d'où :

$$H_g(T_g) = H_v + C_p(T_g - T_{sat})$$

L'équation IV.4 devient alors :

$$m_g C_p dT_g + dm[L_v + C_p(T_g - T_{sat})] = 0 \quad (IV.5)$$

La quantité de chaleur ayant servi à vaporiser le liquide est due à l'échange à l'interface, donc :

$$dmL_v = hLdx(T_g - T_{sat}) \quad (IV.6)$$

où  $h$  est le coefficient d'échange entre le gaz et le liquide à l'interface.

Pour trouver l'évolution de la température du gaz il nous suffit de résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} m_g C_p dT_g + dm[L_v + C_p(T_g - T_{sat})] = 0 \\ dmL_v = hLdx(T_g - T_{sat}) \end{cases} \quad (IV.7)$$

On suppose connue la température  $T_0$  à la distance  $x_0$  de la fin du chauffage et on peut donc résoudre le système IV.7. Cette résolution est présentée en annexe IV. Le modèle nécessite la connaissance de la largeur  $L$  de l'interface. Dans le cas des écoulements stratifiés nous connaissons la hauteur du gaz, il nous est donc facile de déterminer cette largeur.

#### 4.3.3.2. Résultats du modèle

##### \* Cas des écoulements stratifiés

Nous prendrons comme base de comparaison l'écoulement stratifié de débit  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 60%. Les figures IV.44 présentent la comparaison des points expérimentaux et du modèle pour une densité de flux de  $500 \text{ Wm}^{-2}$ . La largeur de l'interface calculée à partir de la hauteur de gaz ( $7 \times 10^{-3} \text{ m}$ ) est de  $9 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Nous avons représenté sur les figures les sondes placées sur les manchons inox et celles sur la paroi en cuivre. De là nous avons fait deux calculs. Le premier en prenant comme température initiale pour le modèle celle donnée par la sonde 909 ( $z = 0,008 \text{ m}$ ) située sur le manchon inox, l'autre en prenant la première sonde sur la paroi en cuivre soit la 911 ( $z = 0,023 \text{ m}$ ). Ces deux hypothèses sont visibles sur les figures 44.

Pour ces deux hypothèses nous avons cherché la valeur du coefficient d'échange qui permettrait de retrouver les points expérimentaux. Nous constatons, dans le cas de la sonde 909 prise comme température de référence, que pour  $h = 2 \times 10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  la courbe donne l'allure générale du début des points expérimentaux mais qu'elle ne rend pas compte de la fin de la courbe expérimentale. Les points situés à  $z = 0,023 \text{ m}$  et  $0,108 \text{ m}$  correspondent aux deux premières sondes sur la paroi en cuivre. Il est normal de les trouver plus froides que les sondes en inox et en dehors de la courbe tracée à partir du modèle à cause du refroidissement par conduction dû à la présence du liquide en partie basse. Les faibles échauffements expérimentaux sont bien corrélés avec un coefficient d'échange de  $5 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .

Concernant les courbes tracées avec la température 911 prise comme référence, le comportement est le même. Nous trouvons un coefficient d'échange de  $1,4 \times 10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour rendre compte du début de la courbe et de  $5 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour les points finaux. Les valeurs des coefficients d'échange avec les deux hypothèses sur la température de référence sont égales pour la fin de la courbe expérimentale ( $5 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) et assez peu différentes pour le début ( $2 \times 10^8$  et  $1,4 \times 10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour T909 et T911 respectivement). Cette similitude tend à prouver que l'évolution de la température du gaz est bien la même dans les deux cas et que la mesure de température de la paroi en cuivre est juste décalée par rapport à

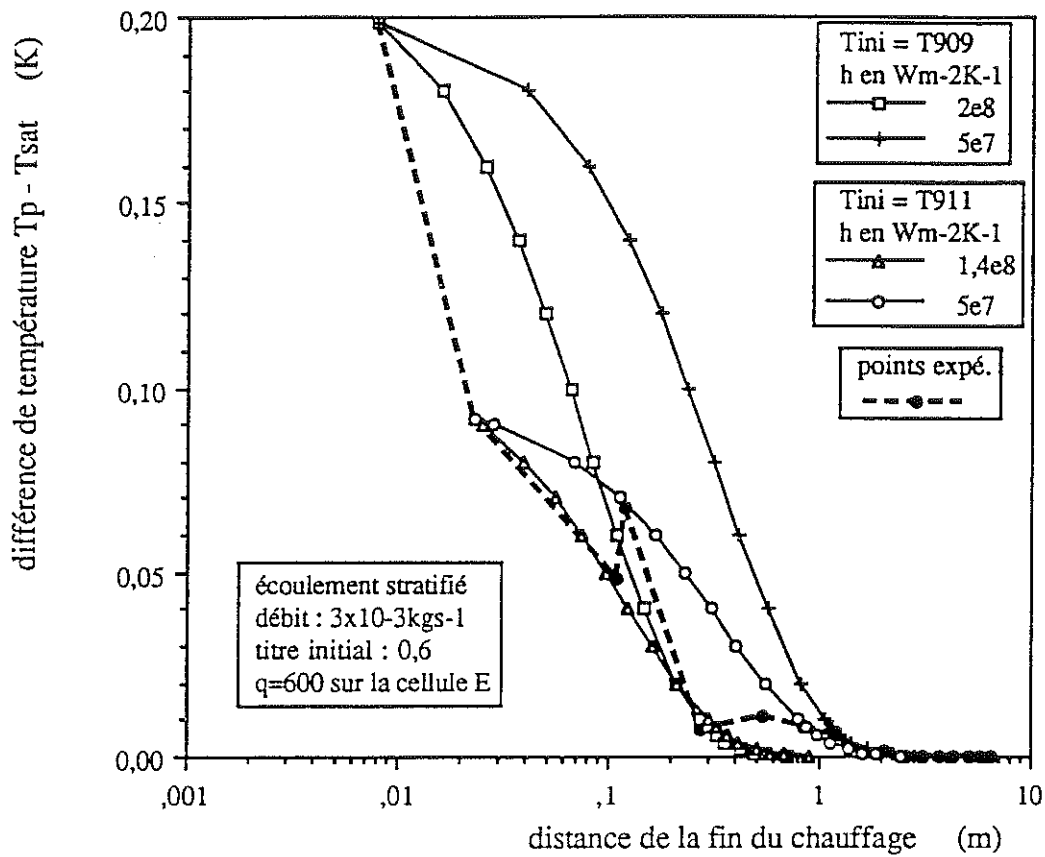


figure IV.44a : comparaison du modèle et des points expérimentaux

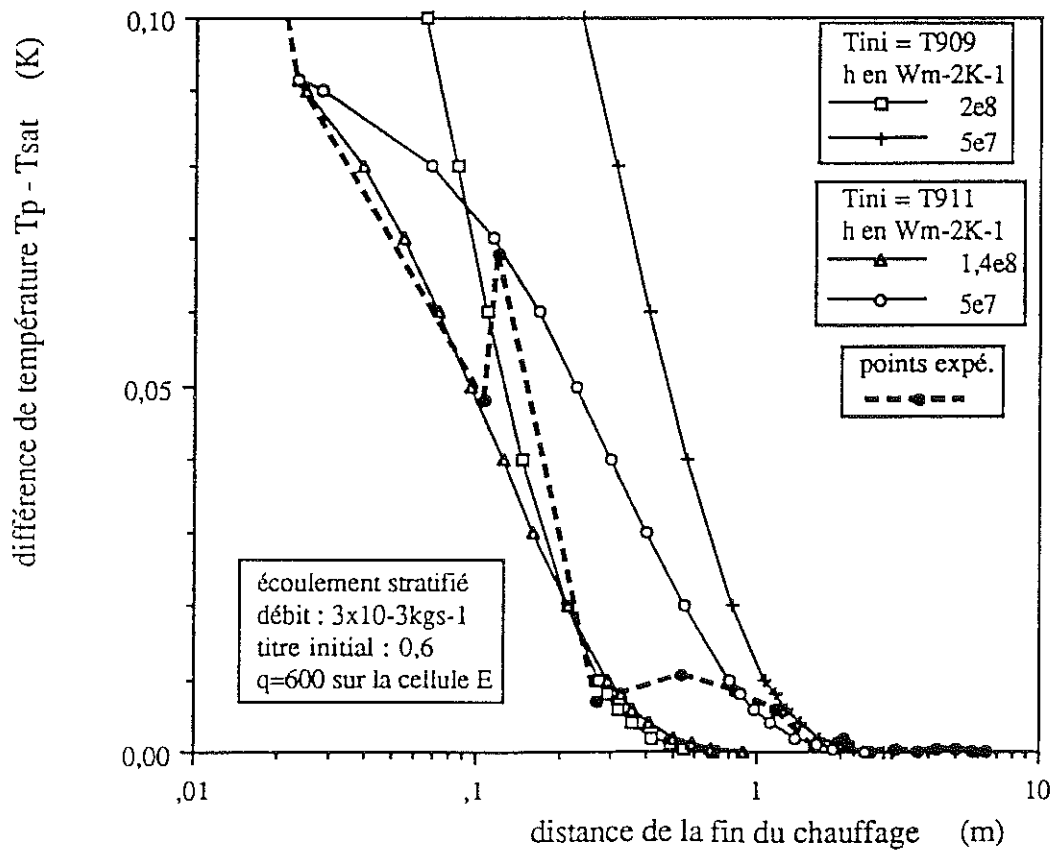


figure IV.44b : comparaison du modèle et des points expérimentaux



celles des manchons en inox.

Le fait que l'on n'arrive pas à trouver un seul coefficient d'échange pour ajuster les points expérimentaux est probablement dû à l'influence de la paroi qui n'est pas prise en compte dans le modèle.

Pour une autre densité de flux sur la cellule E et donc une autre température initiale de gaz, nous constatons le même type de comportement (voir figure IV.45). La densité de flux dans ce cas est de  $1\,400\text{ Wm}^{-2}$  et nous trouvons un coefficient d'échange de  $2 \times 10^8\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  corrélant bien le début des courbes pour les deux températures initiales  $T_{909}$  et  $T_{911}$ . Dans le cas de la température initiale prise égale à celle donnée par la sonde 909, la fin des courbes n'est que moyennement corrélée avec un coefficient d'échange de  $6 \times 10^7\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et l'est assez bien dans l'autre cas de température initiale par un coefficient d'échange de  $5 \times 10^7\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .

Nous retrouvons pour les deux hypothèses sur la température initiale la même valeur du coefficient d'échange de  $2 \times 10^8\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  qui retrace le début de la courbe expérimentale. Pour la fin de la courbe le coefficient est soit égal à 5 soit à  $6 \times 10^7\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour les deux cas.

Les deux densités de flux considérées précédemment étaient inférieures au flux critique dans la cellule E. Nous avons également calculé le retour de la paroi à la température de saturation dans le cas d'un chauffage dépassant le flux critique dans la cellule. La température du gaz en sortie de cellule est dans ce cas beaucoup plus importante. Nous constatons sur la figure IV.46 pour une densité de flux sur la cellule E de  $2\,000\text{ Wm}^{-2}$  que les courbes expérimentales sont bien corrélées avec  $h = 3 \times 10^8\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  dans le cas de la température initiale du gaz égale à  $T_{909}$  et même vers la fin de la courbe. Dans l'autre hypothèse sur la température initiale nous trouvons  $h = 2 \times 10^8\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour le début de la courbe et  $h = 6 \times 10^7\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour la fin. Ces valeurs sont légèrement différentes de celles trouvées pour des flux inférieurs au flux critique mais du même ordre de grandeur. Cette différence peut éventuellement s'expliquer par la position différente du gaz en sortie de cellule car il est également présent dans le bas du tube, ce qui peut modifier les mécanismes d'échange

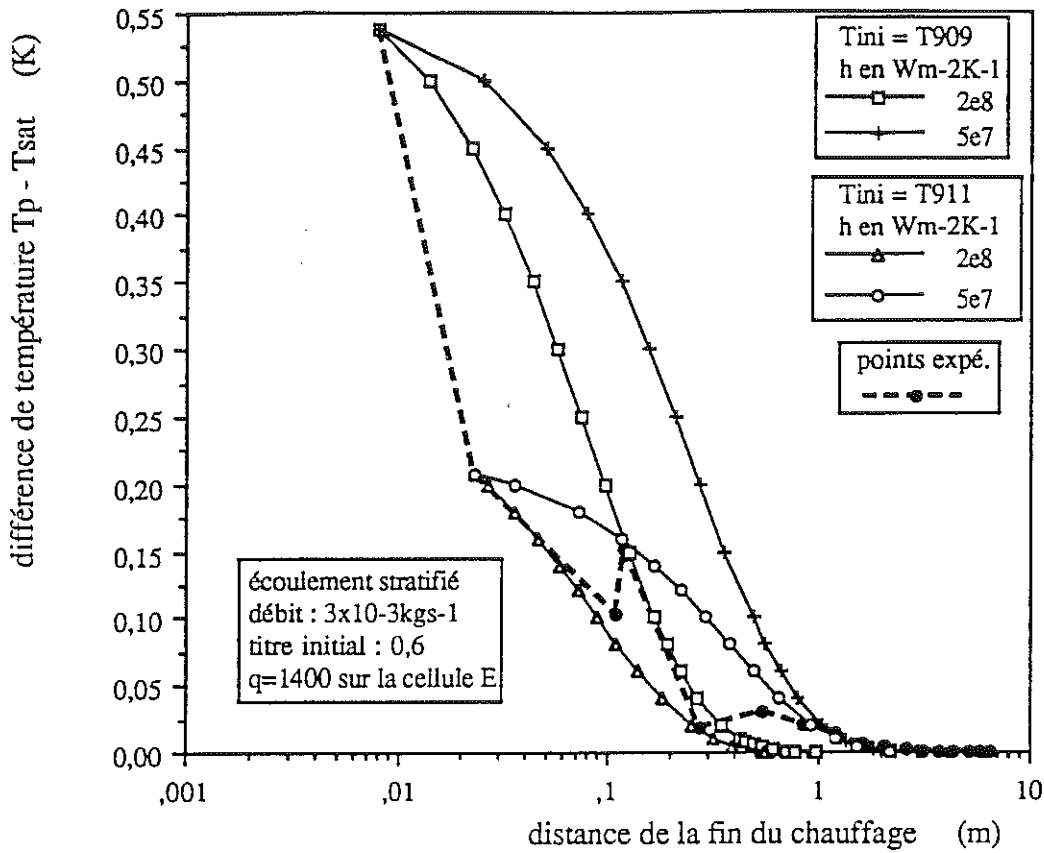


figure IV.45a : comparaison du modèle et des points expérimentaux

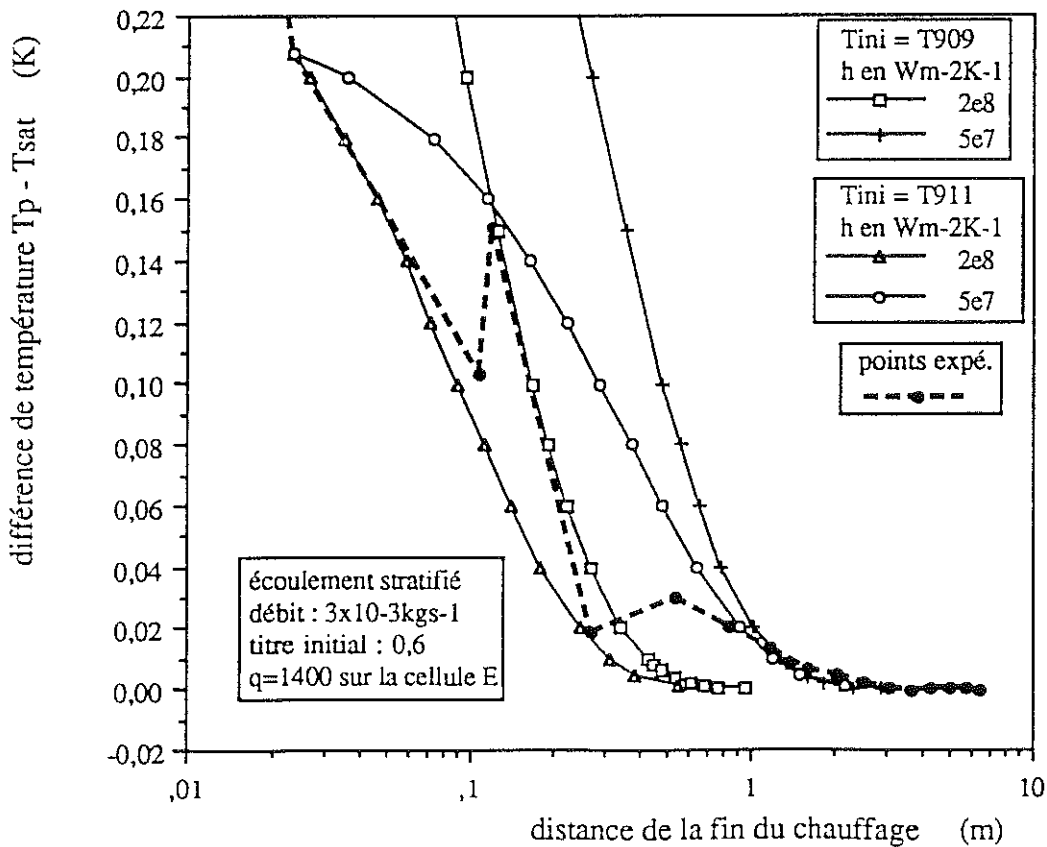


figure IV.45b : comparaison du modèle et des points expérimentaux

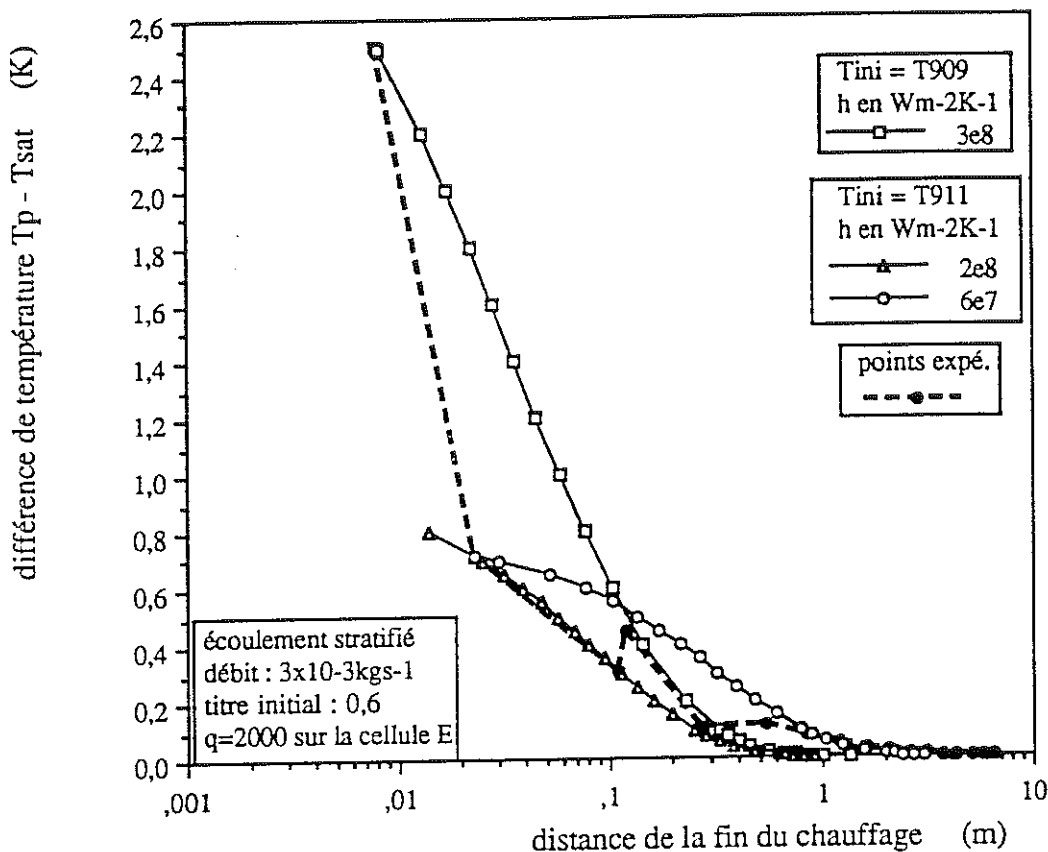


figure IV.46a : comparaison du modèle et des points expérimentaux

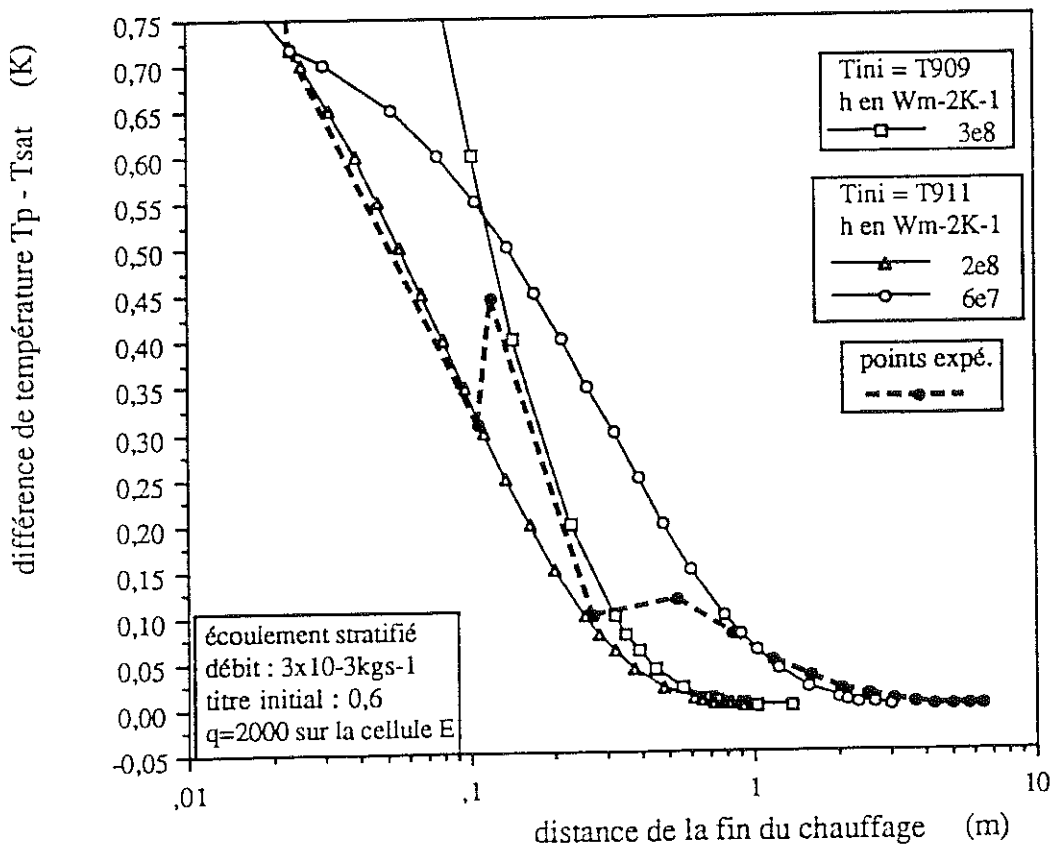


figure IV.46b : comparaison du modèle et des points expérimentaux

thermique et modifie de toute façon la surface d'échange.

Nous avons regroupé dans le tableau IV.2 les valeurs des coefficients d'échange trouvés pour les différents flux et donc pour différentes températures de gaz.

tableau IV.2 : coefficients d'échange donnés par le modèle pour l'écoulement stratifié

	q=500 Wm <sup>-2</sup>		q=1 400 Wm <sup>-2</sup>		q=2 000 Wm <sup>-2</sup>	
température initiale	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)
début des courbes	2x10 <sup>8</sup> (Wm <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> )	1,4x10 <sup>8</sup>	2x10 <sup>8</sup>	2x10 <sup>8</sup>	3x10 <sup>8</sup>	2x10 <sup>8</sup>
fin des courbes	5x10 <sup>7</sup>	5x10 <sup>7</sup>	6x10 <sup>7</sup>	5x10 <sup>7</sup>	3x10 <sup>8</sup>	6x10 <sup>7</sup>

La théorie cinétique des gaz permet de donner une valeur du coefficient d'échange d'évaporation à l'interface valable pour les faibles flux d'évaporation. Elle s'écrit <sup>[11]</sup> :

$$h = \left( \frac{2\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{li}}} \left[ \frac{L_v(T_{li})^2}{T_{li} v_{li}} - \frac{p_{vi} L_v(T_{li})}{2T_{li}} \right] \quad (IV.8)$$

où  $\sigma_0$  appelé coefficient d'accommodation,

M : masse molaire,

T<sub>li</sub> : température du liquide à l'interface,

L<sub>v</sub> : chaleur latente de vaporisation,

p<sub>vi</sub> : pression de la vapeur à l'interface,

$v_{li} = \frac{1}{\rho_{li}}$  : volume massique du liquide à l'interface.

Si l'on considère le cas de l'hélium à la pression atmosphérique h est alors égal à 10<sup>8</sup> Wm<sup>2</sup>K<sup>-1</sup> avec  $\sigma_0 \sim 1$ .

Nous constatons que la valeur donnée par la théorie cinétique est du même ordre de grandeur que celle trouvée pour ajuster le début des courbes. Le coefficient d'échange nécessaire pour ajuster la fin des courbes est plus éloigné de celui donné par la théorie mais reste néanmoins dans un ordre de grandeur correct.

La valeur du coefficient d'échange dans la pratique ne dépend pas de la température du gaz mais uniquement de celle du liquide et de la pression. Le fait de trouver les coefficients d'échange égaux (tableau IV.2) pour deux densités de flux prouve la validité du modèle. Ceci prouve également que l'échange à l'interface est prédominant et que la paroi n'a que peu d'influence.

Les calculs précédents supposent une largeur de l'interface donnée et on ajuste la valeur du coefficient d'échange pour retrouver les points expérimentaux. Pour le cas des écoulements stratifiés cette largeur a été calculée en considérant que l'interface est lisse et plane, ce qui ne correspond pas à la réalité. Le fait de retrouver le même ordre de grandeur du coefficient d'échange prouve la validité de la méthode mais on peut alors supposer que le coefficient d'échange est égal à celui de la théorie et déterminer ainsi la largeur de l'interface.

Nous avons reporté dans le tableau IV.3 les valeurs de la largeur de l'interface que l'on trouve pour l'écoulement stratifié de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial 60%. La largeur est d'environ  $18 \times 10^{-3} \text{ m}$  pour le début de la courbe et de  $5 \times 10^{-3} \text{ m}$  pour corréliser la fin des points expérimentaux.

tableau IV.3 : largeur de l'interface données par le modèle pour un écoulement stratifié

	$q=500 \text{ Wm}^{-2}$		$q=1\,400 \text{ Wm}^{-2}$		$q=2\,000 \text{ Wm}^{-2}$	
température initiale	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)	T <sub>909</sub> (inox)	T <sub>911</sub> (cuivre)
début des courbes	$18 \times 10^{-3}$ (m)	$12,6 \times 10^{-3}$	$18 \times 10^{-3}$	$18 \times 10^{-3}$	$27 \times 10^{-3}$	$18 \times 10^{-3}$
fin des courbes	$4,5 \times 10^{-3}$	$4,5 \times 10^{-3}$	$5,4 \times 10^{-3}$	$4,5 \times 10^{-3}$	$27 \times 10^{-3}$	$5,4 \times 10^{-3}$

#### \* Écoulements intermittents

Nous pouvons étudier le cas des écoulements intermittents en supposant que le coefficient d'échange à l'interface vaut  $10^8 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  et en ajustant la valeur de la largeur de l'interface pour obtenir les points expérimentaux. Nous avons testé la réponse du modèle avec un écoulement intermittent de  $3 \times 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et de titre initial nul pour une densité de flux de

1 000 Wm<sup>-2</sup>. La figure IV.47 montre que tous les points expérimentaux sont bien corrélés sur tout le domaine par la courbe tracée avec une largeur d'interface de 50x10<sup>-3</sup> m dans le cas de la température initiale égale à T<sub>909</sub>. Nous trouvons une largeur de 100x10<sup>-3</sup> m dans le cas de la température initiale égale à T<sub>911</sub>, qui est assez proche du cas précédent. Pour une densité de flux de 1 800 Wm<sup>-2</sup> les courbes sont bien corrélées avec une largeur d'interface prise égale à 33x10<sup>-3</sup> m dans le cas de la température initiale égale à T<sub>909</sub> et de 50x10<sup>-3</sup> m dans l'autre. Le fait de trouver à peu près les mêmes valeurs de la largeur de l'interface pour les deux densités de flux et d'arriver à retrouver les points expérimentaux montre que le modèle donne des résultats corrects pour les écoulements intermittents. Ceci nous permet d'évaluer une largeur équivalente de l'interface liquide-vapeur dans le cas des écoulements intermittents. Elle est, pour cet écoulement (3x10<sup>-3</sup> kgs<sup>-1</sup> et x<sub>i</sub>=0), d'environ 50x10<sup>-3</sup> m soit 2,5 fois plus grande que pour l'écoulement stratifié précédent (3x10<sup>-3</sup> kgs<sup>-1</sup> et x<sub>i</sub>=60).

Le fait que le modèle permet de retrouver l'allure des points expérimentaux sur l'ensemble de la distance contrairement au cas de l'écoulement stratifié est probablement dû à la plus faible participation de la paroi car le gaz est en contact avec une surface de paroi plus petite.

#### \* Écoulements dispersés

Nous avons également testé la réponse du modèle sur les écoulements dispersés. Le cas choisi correspond à un débit de 6x10<sup>-3</sup> kgs<sup>-1</sup> et de titre initial 0,9 (voir figure IV.48). Ici encore nous avons pris un coefficient d'échange de 10<sup>8</sup> Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup> et pris la longueur de l'interface comme paramètre ajustable. Pour une densité de flux de 400 Wm<sup>-2</sup> nous trouvons que le début des courbes est bien représenté si on prend une largeur d'interface de 7,7x10<sup>-3</sup> m pour les deux hypothèses sur la température du gaz. Par contre la fin des courbes n'est pas corrélée avec cette valeur de la largeur de l'interface. Elle l'est pour L = 16,7x10<sup>-3</sup> m si T<sub>initiale</sub> = T<sub>909</sub> et avec L = 20x10<sup>-3</sup> m pour T<sub>initiale</sub> = T<sub>911</sub>. L'incapacité du modèle à corréler la totalité des courbes est vraisemblablement due au rôle de la paroi, d'autant plus important dans le cas du dispersé qu'elle est souvent asséchée.

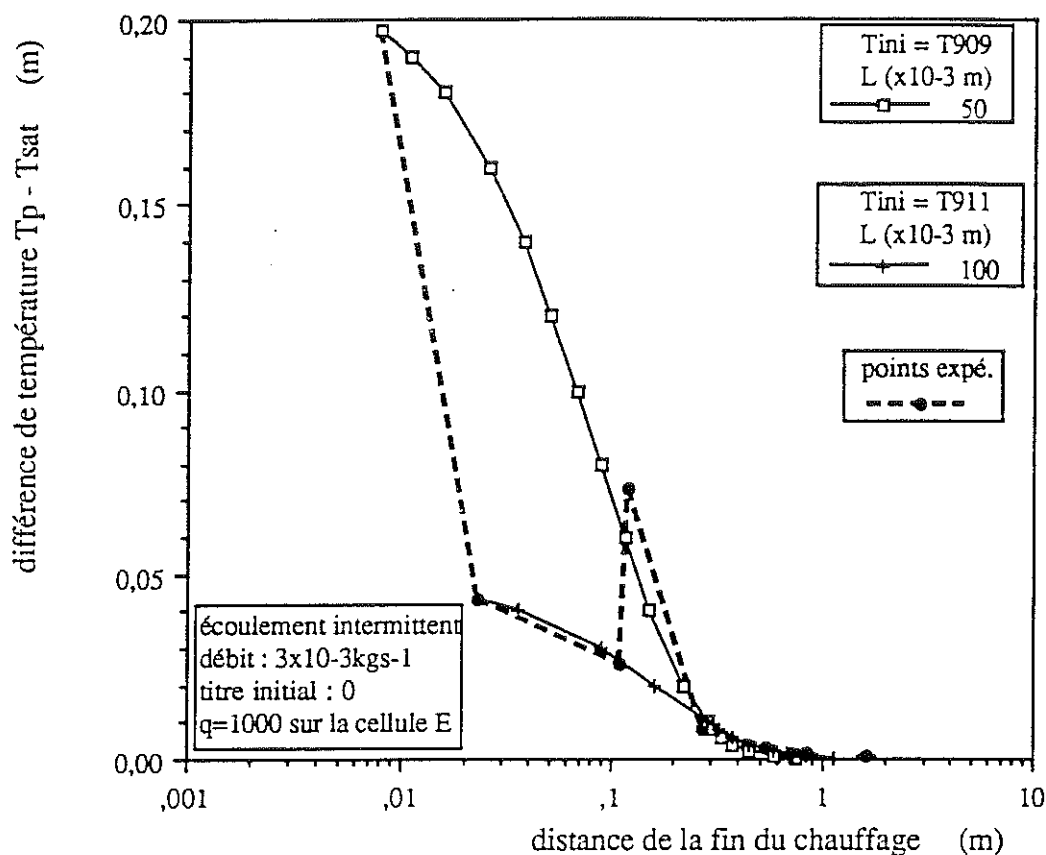


figure IV.47a : comparaison du modèle et des points expérimentaux

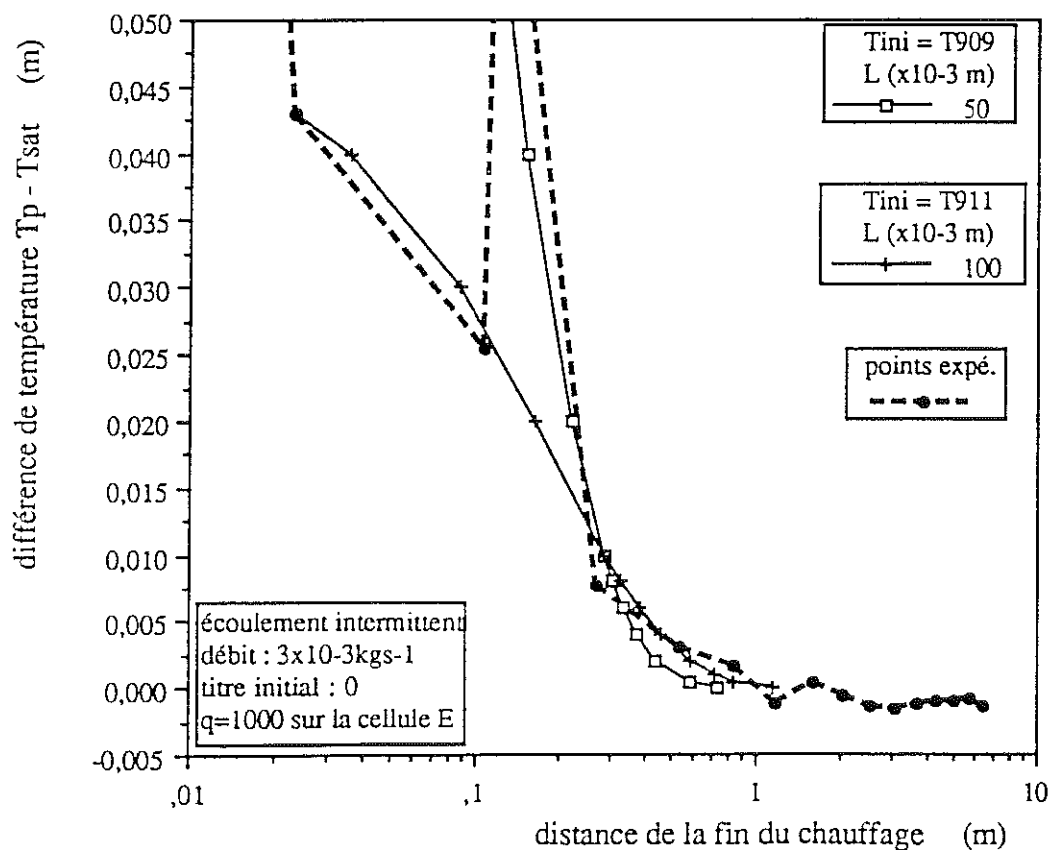


figure IV.47b : comparaison du modèle et des points expérimentaux

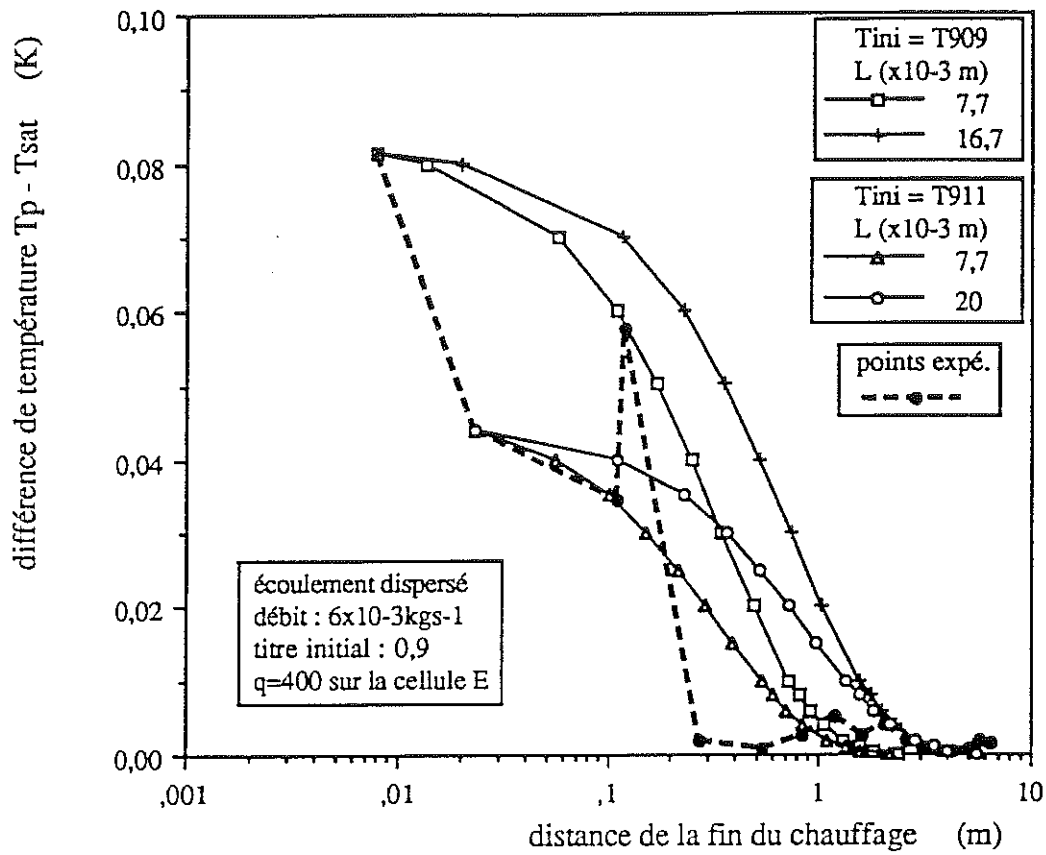


figure IV.48a : comparaison du modèle et des points expérimentaux

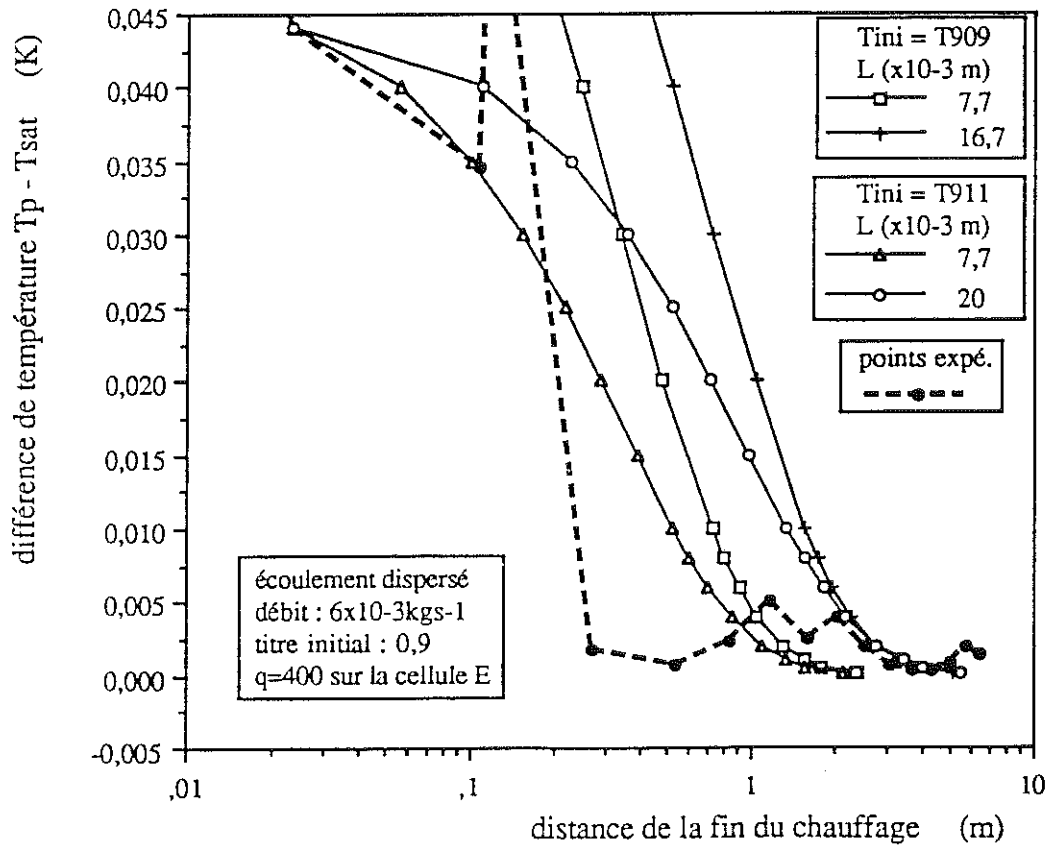


figure IV.48b : comparaison du modèle et des points expérimentaux



#### IV.3.4. Conclusion sur le retour du gaz et de la paroi à la température de saturation

La prise en compte de la paroi dans le retour du gaz à la saturation nécessite un modèle à trois dimensions que l'on ne peut pas réaliser et que le modèle à une dimension de l'échange gaz-liquide à l'interface permet d'éviter. Le modèle simple de retour du gaz à la température de saturation avec l'échange à l'interface permet de retrouver l'allure générale des points expérimentaux. Le fait de trouver des coefficients d'échange égaux en prenant la température initiale du gaz égale à celle donnée par la sonde placée sur le manchon inox ou égale à celle indiquée par la sonde placée sur le tube en cuivre permet d'affirmer que la température de paroi varie comme la température moyenne du gaz. Le fait de mesurer une température de paroi crée juste un décalage en température mais la variation de la température de paroi est la même que celle du gaz.

La valeur du coefficient d'échange que l'on obtient avec le modèle est quasiment égale à celle calculée de façon théorique pour une interface. La différence entre les deux est sûrement due au fait que l'interface réelle est très perturbée et offre donc une surface d'échange supérieure à celle considérée dans le modèle qui est basé sur une interface linéaire. De plus, le coefficient d'échange que l'on trouve est invariant avec l'augmentation de la densité de flux sur la cellule E, ce qui est cohérent avec la théorie.

Pour les écoulements dispersés et intermittents, le modèle permet d'obtenir une valeur de la largeur de l'interface liquide-vapeur

Nous notons que dans le cas des écoulements stratifiés et dispersés le modèle n'arrive pas à rendre compte de tous les points expérimentaux pour le cas des écoulements intermittents le modèle corrèle bien tous les points expérimentaux. Ceci prouve que dans les cas des écoulements où la paroi est relativement sèche (stratifié et dispersé) la paroi joue un rôle mais qui n'est pas important car on arrive à tracer l'allure générale des courbes. Dans le cas où la paroi est assez peu en contact avec le gaz (intermittent) le modèle permet de bien retrouver le comportement de tous les points expérimentaux.

Tout ceci permet d'affirmer que le modèle est cohérent et qu'il permet de rendre compte de la décroissance en température de la paroi grâce à celle du gaz. Il montre également que la paroi ne joue pas un rôle primordial dans le retour à l'équilibre thermodynamique des deux phases.

#### IV.4. DECLENCHEMENT DE LA CRISE D'EBULLITION

Nous avons fait les expériences de déclenchement de crise d'ébullition dans l'espoir de trouver les mécanismes de déclenchement et de propagation de la crise à l'ensemble de la section. On peut supposer deux types de mécanismes susceptibles d'expliquer nos courbes expérimentales. Le temps mis par la paroi pour passer de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film peut correspondre au temps nécessaire pour le matériau pour répercuter le changement de mode d'échange pariétal et atteindre la nouvelle température d'équilibre. Il peut également être dû à la durée de formation du film de gaz en paroi lors de la crise d'ébullition. Un modèle simple permet de déterminer quel mécanisme, mise en température de la paroi ou formation du film de gaz, est prédominant. Nous pouvons également tirer quelques conclusions sur la crise d'ébullition grâce aux modèles de l'écoulement stratifié et d'impact de gouttes en paroi.

##### **IV.4.1. Etude des différents mécanismes possibles**

Les courbes de l'évolution de la température de paroi en fonction du temps au moment du déclenchement de la crise ou du retour à l'ébullition nucléée font apparaître des temps caractéristiques de l'ordre de quelques secondes. On peut a priori supposer deux mécanismes pour expliquer ces courbes. Soit ce temps est relatif à la durée nécessaire à la paroi pour passer de la température initiale à la température finale, soit il correspond au temps nécessaire à la formation du film de gaz lors du déclenchement de la crise ou à sa destruction lors du retour à l'ébullition nucléée.

Un calcul simple permet d'éliminer une des deux hypothèses. Si l'on considère l'ensemble de la paroi à température uniforme, ce qui revient à prendre une conductivité infinie et un échange constant entre la paroi et le milieu extérieur, le solide suit une loi de décroissance en température qui peut s'écrire :

$$\frac{T - T_{\infty}}{T_i - T_{\infty}} = \exp\left(-\left[\frac{hA}{\rho VC_p}\right]t\right) \quad (\text{IV.9})$$

où :

$T_i$  est la température initiale du solide

$T_\infty$  la température du milieu extérieur

$h$  le coefficient d'échange

$A$  la surface d'échange du solide

$V$  le volume du solide

$\rho$  la masse volumique du matériau

$C_p$  la chaleur spécifique du matériau

L'origine des temps est prise à partir du moment où on commence à refroidir le matériau.

Cette loi n'est valable que si le nombre de Biot  $= \frac{hL}{\lambda}$  est inférieur à 0,1, où  $L$  est une longueur caractéristique du solide, l'épaisseur dans notre cas, et  $\lambda$  la conductibilité thermique du matériau.

Si l'on prend un coefficient d'échange relatif à l'ébullition en film ( $h=300 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ), une épaisseur de  $10^{-3} \text{ m}$  et une conductibilité de  $32 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , le nombre de Biot vaut environ  $10^{-2}$ . On peut donc appliquer la formule IV.9. Pour un coefficient d'échange de  $8000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  relatif à l'ébullition nucléée on trouve un nombre de Biot égal à 0,25. On ne peut dans ce cas appliquer la formule IV.9.

La formule IV.9 fournit un temps caractéristique  $\tau$  du phénomène :

$$\tau = \frac{\rho V C_p}{hA}$$

#### Application numérique :

Pour notre cas on a :

$$\rho = 8,9 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$$

$$C_p = 0,86 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$$

$$h = 300 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$$

$$\text{diamètre intérieur : } 10^{-2} \text{ m}$$

$$\text{diamètre extérieur : } 1,2 \times 10^{-2} \text{ m}$$

d'où  $\tau \approx 30 \times 10^{-3}$  s. On peut donc constater que le temps caractéristique nécessaire à la paroi pour se mettre à la nouvelle température est beaucoup plus faible que les temps que l'on mesure qui sont de l'ordre de quelques secondes.

Dans le cas du coefficient d'échange relatif à l'ébullition nucléée, ce temps serait plus faible grâce au plus fort coefficient d'échange.

On peut donc conclure que le temps que l'on mesure n'est pas celui nécessaire à la paroi pour atteindre la nouvelle température. Le mécanisme principal de retour à l'ébullition nucléée ou de déclenchement de la crise est donc lié au fluide et non pas à la mise en température de la paroi.

Le modèle d'écoulement stratifié indique une densité de flux maximale au droit du thermocoax à l'interface. On suppose donc que la crise se déclenche à cet endroit et se propage ensuite à la fois longitudinalement et dans la section. Nos sondes de température sont placées à équidistance du fil de chauffage en haut et en bas du tube, elles sont donc décalées de  $3 \times 10^{-3}$  m entre elles. Il est donc très compliqué de suivre la propagation de la crise avec notre dispositif expérimental qui s'avère a posteriori mal adapté.

Une modélisation du phénomène nécessite la prise en compte de ce qui se passe au niveau du fluide et notamment du temps de création du film de gaz lors du déclenchement de la crise. Cette modélisation est complexe à mettre en oeuvre.

La complexité, tant pour l'interprétation de nos mesures à cause de notre système expérimental, que celle de la modélisation, ainsi que par manque de temps ne nous a pas permis d'approfondir cette étude.

#### IV.4.2. Exploitation des modèles

Nous avons vu au chapitre III.5 que la densité de flux critique moyenne diminuait avec l'augmentation du titre massique (voir figure III.30). Nous pouvons expliquer qualitativement ce résultat grâce au modèle d'écoulement stratifié. Nous avons au paragraphe précédent tracé la variation de la densité de flux maximale (au droit du thermocoax et à l'interface) en fonction de la hauteur (voir figure IV.28). Cette courbe a été tracée pour une densité de flux moyenne

de  $1\,000\text{ Wm}^{-2}$  mais l'allure serait la même pour des flux supérieurs. Elle montre que la densité de flux maximale augmente avec la hauteur de gaz à cause de l'importance croissante de la surface du gaz. Plus le titre massique augmente, plus la hauteur de gaz augmente également et génère donc une densité de flux maximale à l'interface importante pour une même densité de flux moyenne. La densité de flux critique locale est supposée être la même pour tous les écoulements et ainsi plus le titre augmente plus cette densité est atteinte à des densités de flux moyennes faibles, ce qui explique la dépendance de la densité de flux critique moyenne avec le titre massique.

Nous pouvons également expliquer les "crises" en écoulement dispersé et l'absence d'hystérésis dans ce régime. Le modèle d'impact d'une goutte en paroi nous indique que lorsque la goutte arrive en paroi la densité de flux qui se crée sous elle est  $q_{\text{local}} = h_{\text{liq}}(T_p - T_l)$  où la température de paroi est fixée par la convection du gaz, la densité de flux moyenne ainsi que par l'influence des autres gouttes. Si cette densité de flux est supérieure à la densité de flux critique la goutte ne reste pas collée en paroi et rentre en caléfaction. Ceci amène globalement à une sorte de crise car les propriétés de réfrigération chutent nettement quand la goutte est en caléfaction. L'hystérésis des courbes  $q(\Delta T)$  pour les autres écoulements est due à l'instabilité du film de gaz emprisonné entre la paroi et le liquide.

Pour l'écoulement vraiment dispersé ce film n'existe pas et nous n'avons qu'une condition : soit la densité de flux locale est supérieure à la densité critique et dans ce cas il y a caléfaction à flux croissant comme à flux décroissants, soit elle est inférieure et dans ce cas la goutte mouille la paroi pour les flux croissants et décroissants. Le fait que la caléfaction de la goutte soit gouvernée par la valeur de la densité de flux locale est indépendante de l'historique des flux et des conditions de la paroi, ce qui explique l'absence d'hystérésis pour les écoulements dispersés.

Pour les écoulements quasi-dispersés où il existe un film de liquide dans le bas du tube, on peut s'attendre à un petit hystérésis. Dans nos expériences nous ne mesurons pas d'hystérésis pour ces écoulements.

**Bibliographie du chapitre IV**

[IV.1] S.L. Lee, Z.H. Yang, Y. Hsyva. Cooling of a heated surface by mist flow. Trans ASME, Journal of heat transfer, Vol 116, 02/1994 pp 167-172

[IV.2] M.N. Wilson. Superconducting Magnets. Clarenton Press, Oxford 1983

[IV.3] H.K. Bald. Experimental observation of flow boiling of liquid helium I in vertical channels. Cryogenics, 21 (11), 10/1981 pp 657-666

[IV.4] T. Kurabayashi. Impact of liquid droplets on a solid surface. J.SME, Preprint n°175, 09/1967 pp 153-156

[IV.5] W.J. Yang. Theory on vaporisation and combustion of liquid drops of pure substances and mixtures on heated surfaces. Tech. report, Space Aero Sci.,U. Tokyo 1975

[IV.6] P. J. Halvorson, R.J. Carson, S.M. Jeter, S.I. Abdel-Kalik. Critical heat flux limits for a heated surface impacted by a stream of liquids droplets. Trans ASME, Journal of heat transfer, Vol 116, 08/1994 pp 679-685

[IV.7] M. Di Marzo, P. Tartarini, Y. Liao, D. Evans, H. Baum. Evaporative cooling due to a gently deposited droplet. Int. Journal of heat transfer, Vol 36, n°17 1993 pp 4133-4139

[IV.8] H. Ogata, S. Sato. Forced convection heat transfer to boiling helium in a tube. Cryogenics, 07/1974 pp 375-380

[IV.9] V. I. Deev, V.E. Keilin, I.A. Kovalev, A.K. Kondratenko, V.I. Petrovichev. Nucleate and film boiling heat transfer to saturated liquid helium. Cryogenics, 10/1977 pp 557-562

[IV.10] S. M. Koslov, S.V. Nozdrin. Heat transfer and boundaries of its regimes during hydrogen boiling at different metallic surfaces. Cryogenics, Vol32, 1992 ICEC supplement

[IV.11] V. A. Grigoriev, V.V. Klimenko, Yu.M. Pavlov, Ye.V. Ametistov, A.V. Klimenko. Characteristic curve of helium pool boiling. Cryogenics, 03/1977 pp 155-156





## CONCLUSION



## Conclusion

Ce travail a permis l'obtention de résultats expérimentaux originaux sur l'échange thermique local entre une paroi en cuivre et les écoulements diphasiques stratifié à vagues, intermittent et dispersé. Des expériences sur le déclenchement de la crise d'ébullition ont également été conduites ainsi que sur le retour de la paroi et du gaz à la température de saturation après la zone de chauffage. L'exploitation de ces résultats a nécessité une bonne connaissance du dispositif expérimental. Les problèmes liés à la perturbation de l'écoulement par le coude à l'entrée de la cellule ont été clairement identifiés. Une modélisation numérique de la cellule de mesure s'est avérée indispensable pour la compréhension de son fonctionnement et pour l'explication des phénomènes.

Le point central de cette étude est la mise en évidence de l'influence de la paroi dans l'échange thermique et notamment du rôle de la conductibilité thermique. Ce point a été abordé à travers l'étude de la fin du régime d'écoulement monophasique menant au début de la nucléation ainsi que par l'échange thermique entre la paroi et les différents écoulements diphasiques. Les valeurs des flux critiques pour la paroi en cuivre ainsi que sa généralisation à l'ensemble de la section ont également montrés l'influence de la conductibilité thermique de la paroi sur la crise d'ébullition. Enfin le rôle de la paroi dans le retour du gaz à son équilibre thermodynamique a été lui aussi déterminé.

Le rôle majeur de la paroi bonne conductrice de la chaleur est de redistribuer la densité de flux extérieure uniforme vers les zones où l'échange est meilleur grâce aux flux de conduction.

Pour le début de la nucléation les surchauffes nécessaires à l'apparition de l'ébullition sont plus faibles pour le cuivre que pour l'inox grâce à la concentration de la densité de flux autour des sites de nucléation, permettant ainsi une nucléation plus efficace.

Concernant les écoulements stratifiés et intermittents, le fait de trouver des écarts de température de plusieurs K entre le haut et le bas de la cellule montre, comme dans le cas d'une paroi en inox, que la température de la paroi est gouvernée par la nature de la phase en paroi. Pour la phase liquide nous avons également déterminé une loi de dépendance du coefficient d'échange  $h_{EN}$  d'ébullition nucléée avec la densité de flux locale  $q$ . On trouve que  $h_{EN} = 96q^{0,67}$  et ce pour tous les écoulements stratifiés, intermittents et les écoulements dispersés avec un film de liquide dans le bas du tube. Le coefficient d'échange dépend également de la conductibilité de la paroi. Il est d'environ trois fois plus important dans le cas d'une paroi en cuivre que pour une paroi en inox. Concernant le coefficient d'échange dans la partie gaz, nous n'avons pas pu le déterminer précisément mais il est beaucoup plus faible que pour la paroi en inox à cause de l'inefficacité des gouttes.

La faiblesse du coefficient d'échange dans la zone gaz engendre des températures locales importantes qui créent des flux de conduction de la zone gaz vers la zone liquide. Ces flux augmentent la densité de flux locale arrivant sur le liquide au niveau de l'interface. Elle est d'environ 5 fois plus importante que la densité de flux moyenne. Ceci a pour conséquence une diminution de la puissance évacuée par la zone gaz par rapport à ce qu'elle serait si le matériau était mauvais conducteur de la chaleur. Ce pic de densité de flux à l'interface explique que les crises d'ébullition surviennent pour des densités de flux moyennes comprises entre 1 500 et 2 200  $Wm^{-2}$  suivant les écoulements. La densité de flux locale à l'interface lors de la crise d'ébullition doit être du même ordre de grandeur que pour une paroi en inox (10 000  $Wm^{-2}$ ) mais atteinte pour une densité de flux moyenne plus faible.

On a également mis en évidence la diminution du flux critique moyen avec l'augmentation du titre massique de l'écoulement. En effet, plus la surface offerte au gaz est importante, plus les flux de conduction sont élevés à l'interface et on arrive de ce fait plus rapidement localement au flux critique. De plus la crise est généralisée à toute la section. Elle se déclenche vraisemblablement à l'interface et se propage ensuite à l'ensemble de la cellule grâce à la bonne conduction du matériau. Pour l'inox les crises restent locales.

L'étude des écoulements dispersés a montré l'existence de "crises" car pour la densité de flux critique les gouttes n'adhèrent plus à la paroi et sont en caléfaction ce qui dégrade fortement l'échange thermique. Avant ce flux critique, les gouttes collées sur une paroi en cuivre sont assez peu efficaces car elles ont une surface d'influence très grande à cause de la bonne conductibilité de la paroi. Le refroidissement dû à la goutte est ainsi dilué. Cette surface d'influence est d'environ 400 fois plus grande que dans le cas de la paroi en inox. Le temps de présence de la goutte sur une paroi en cuivre est bien plus faible que pour une paroi en inox à cause des flux de conduction qui viennent augmenter la densité de flux locale sur la goutte et accélèrent ainsi sa vaporisation laissant le gaz plus longtemps en contact avec la paroi. Pour l'inox où les gouttes demeurent en paroi pour des temps plus importants, on peut plus facilement former des films de liquide.

Le coefficient d'échange en écoulement dispersé pour une paroi en cuivre est de l'ordre de grandeur de celui du gaz sec tandis qu'il est de l'ordre de grandeur de celui du liquide pour une paroi en inox. Cette dépendance du coefficient d'échange avec la conductibilité thermique du matériau se retrouve également dans la partie gaz des écoulements stratifiés car elle est chargée de gouttes, la densité de gouttes augmentent près de l'interface. Ces gouttes dans la partie gaz des écoulements stratifiés assurent un échange thermique de l'ordre de 5 fois plus important que celui en gaz sec pour la paroi en inox. Il est de l'ordre de celui en gaz sec pour la paroi en cuivre.

Le retour à l'équilibre thermique de la paroi a montré que la température de paroi évolue comme la température de mélange du gaz. Un modèle simple basé sur l'échange à l'interface entre le gaz chaud et le liquide à la saturation permet de retrouver les résultats expérimentaux. On peut donc affirmer que le gaz retourne à la température de saturation grâce à cet échange à l'interface et que la paroi n'a que peu d'influence.

Il faudrait pour poursuivre cette étude affiner le modèle développé pour l'écoulement stratifié. L'échange dans la partie gaz n'est pas suffisamment bien connu et conditionne la justesse de la modélisation notamment la valeur de la densité de flux à l'interface. On peut pour améliorer sa connaissance refaire des expériences avec une cellule plus instrumentée. On peut également essayer de déterminer la concentration en gouttes dans la partie gaz des écoulements stratifiés et d'étudier d'une manière plus générale l'impact des gouttes sur une paroi pour corréler température de paroi et fréquence d'impact. Pour ce faire il faut préalablement déterminer la taille des gouttes tant dans l'écoulement qu'en paroi. Le modèle plus précis de l'écoulement stratifié permettrait d'étudier quantitativement l'influence de la hauteur de gaz sur la densité de flux maximale.

Il reste également à reprendre l'étude du déclenchement de la crise d'ébullition avec un système expérimental plus adapté.

Cette étude a permis de découvrir que la conductibilité thermique de la paroi concentre les densités de flux sur les zones où l'échange est bon, il serait intéressant de reprendre cette étude avec des matériaux de conductibilité thermique différentes.

## ANNEXES





### Annexe I : description de la cellule D en inox

Cette cellule de mesure est constituée d'un tube en inox de diamètre intérieur  $10 \times 10^{-3}$  m, d'épaisseur  $0,5 \times 10^{-3}$  m et de longueur 0,15 m. Elle comporte trois sections de mesure des températures (voir figure A1) ayant chacune 5 thermomètres. Chaque thermomètre (résistance de carbone de type Allen-Bradley) est monté dans un porte-sonde identique à ceux décrits au chapitre II. Les porte-sondes sont enfoncés de  $0,25 \times 10^{-3}$  m dans le tube et brasés.

La faible conductibilité thermique de l'inox permet de mesurer localement la température de paroi et d'en déduire des informations sur la géométrie de l'écoulement. Cette cellule n'a été utilisée que de façon adiabatique, on s'affranchit ainsi des problèmes de gradient de température dans la paroi. La température mesurée par les sondes sur l'extérieur du tube est donc bien celle de la paroi intérieure en contact avec le fluide.

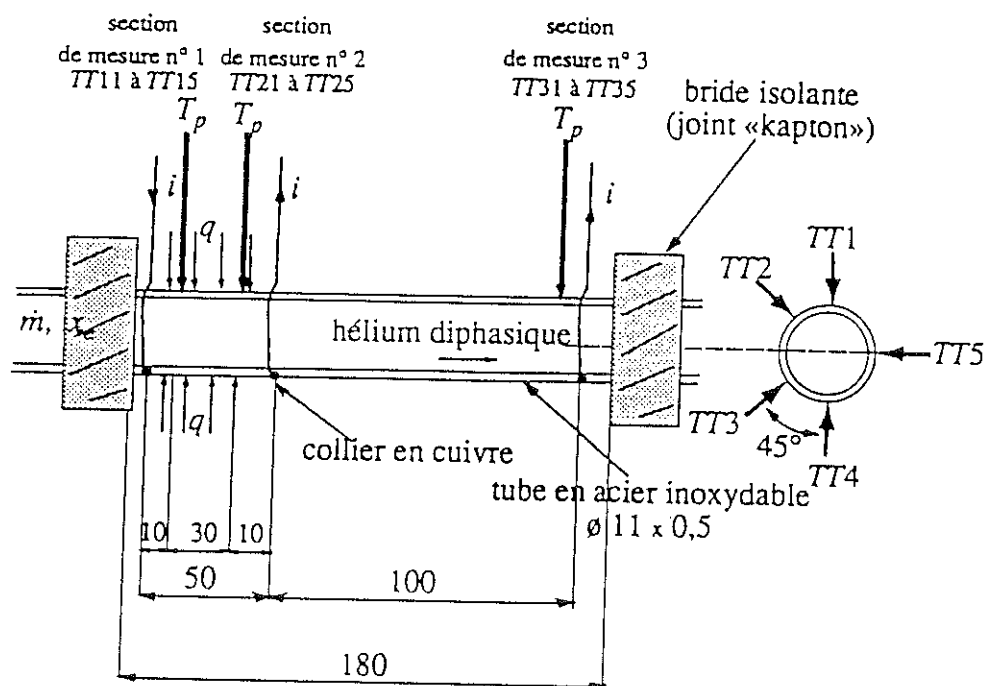


figure A1 : cellule D en inox

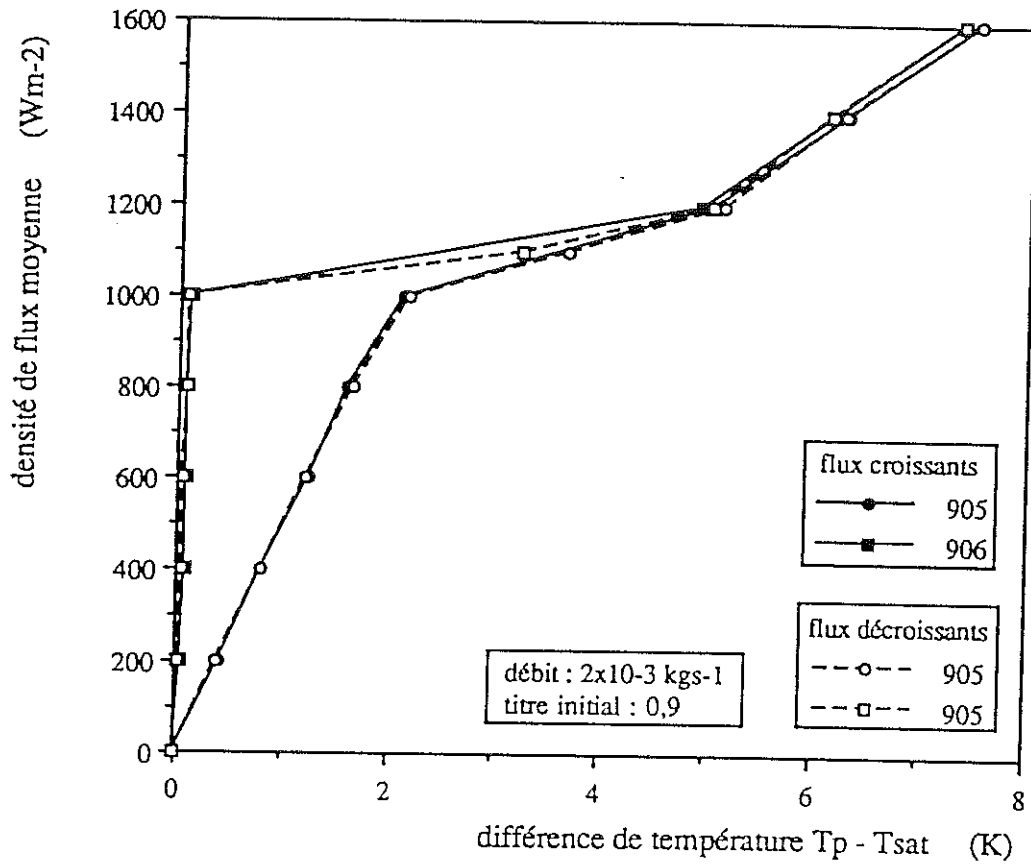
Annexe II : cycles d'hystérésis

figure A.1 : cycle d'hystérésis pour un écoulement stratifié

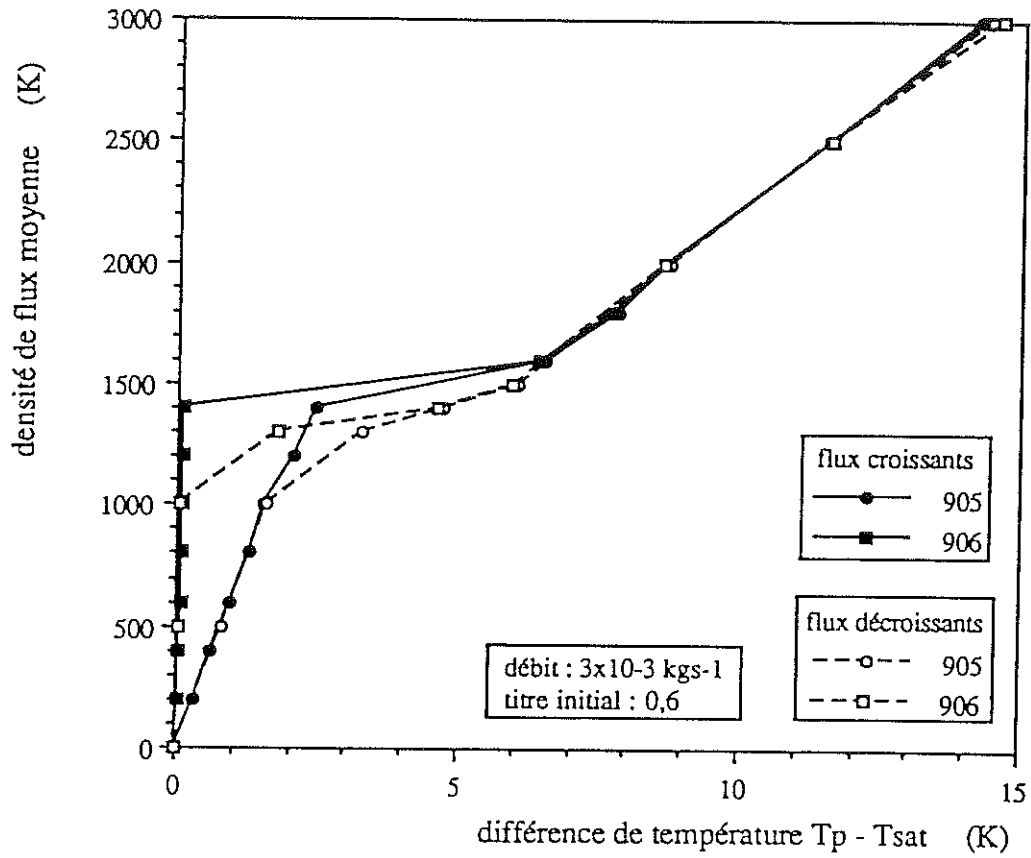


figure A.2 : échauffement de la paroi pour des flux croissants et décroissants pour un écoulement stratifié

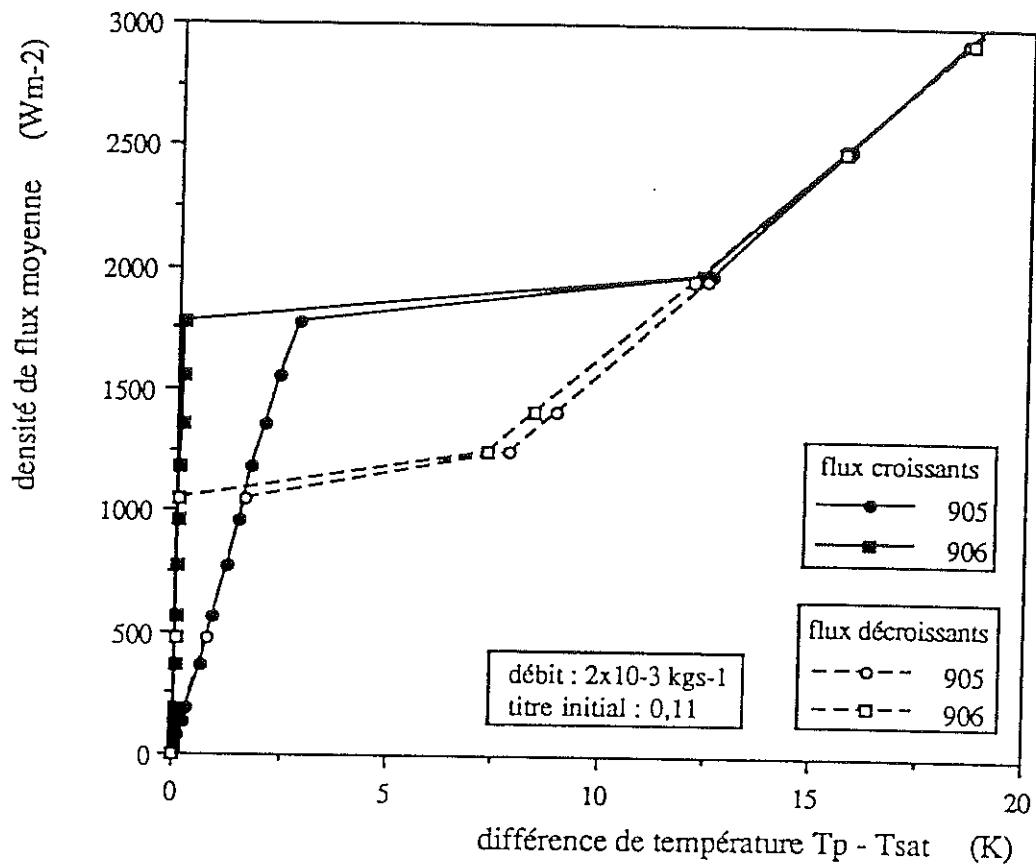


figure A.3 : échauffement de la cellule pour des flux croissants et décroissants pour un écoulement intermittent

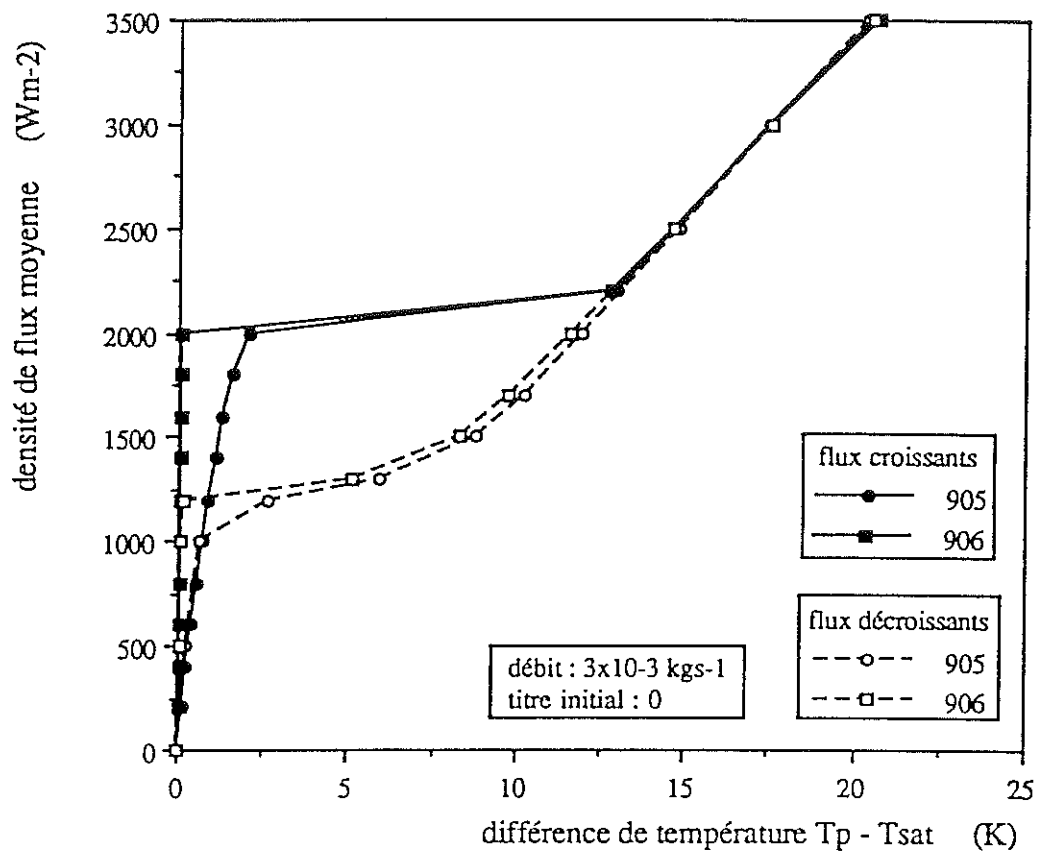


figure A.4 : cycle d'hystérésis pour un écoulement intermittent

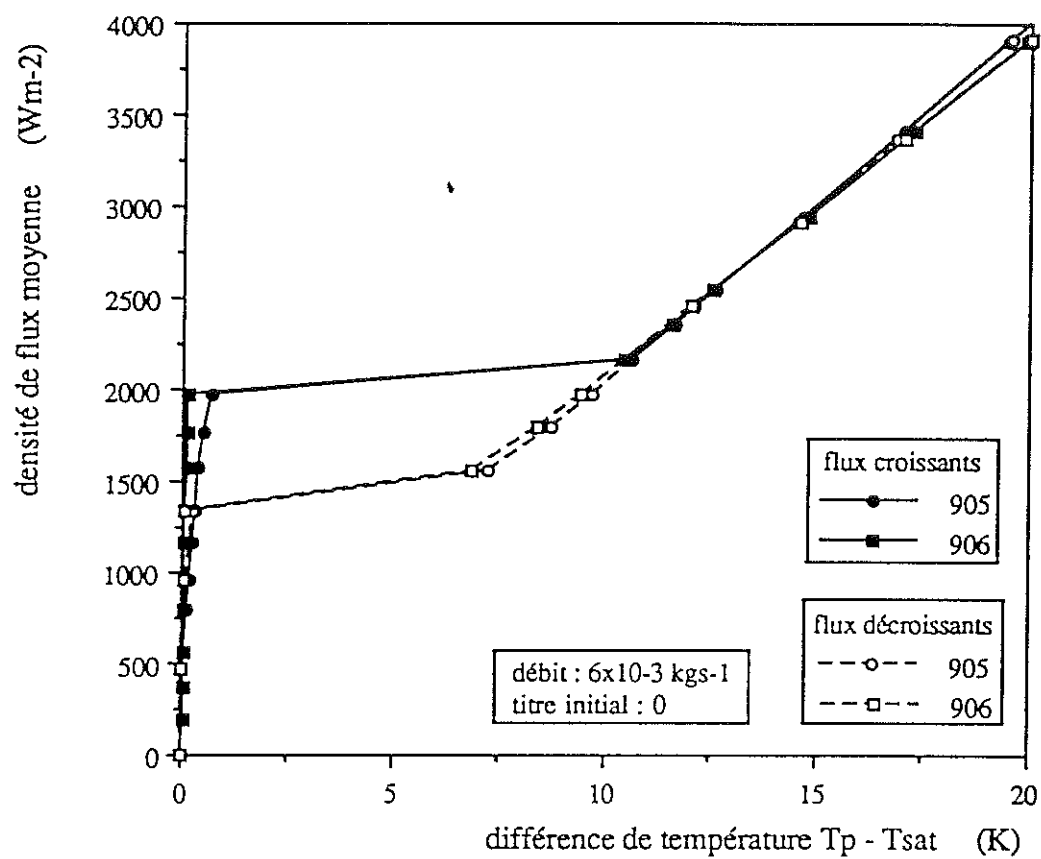


figure A.5 : cycle d'hystérésis pour un écoulement intermittent

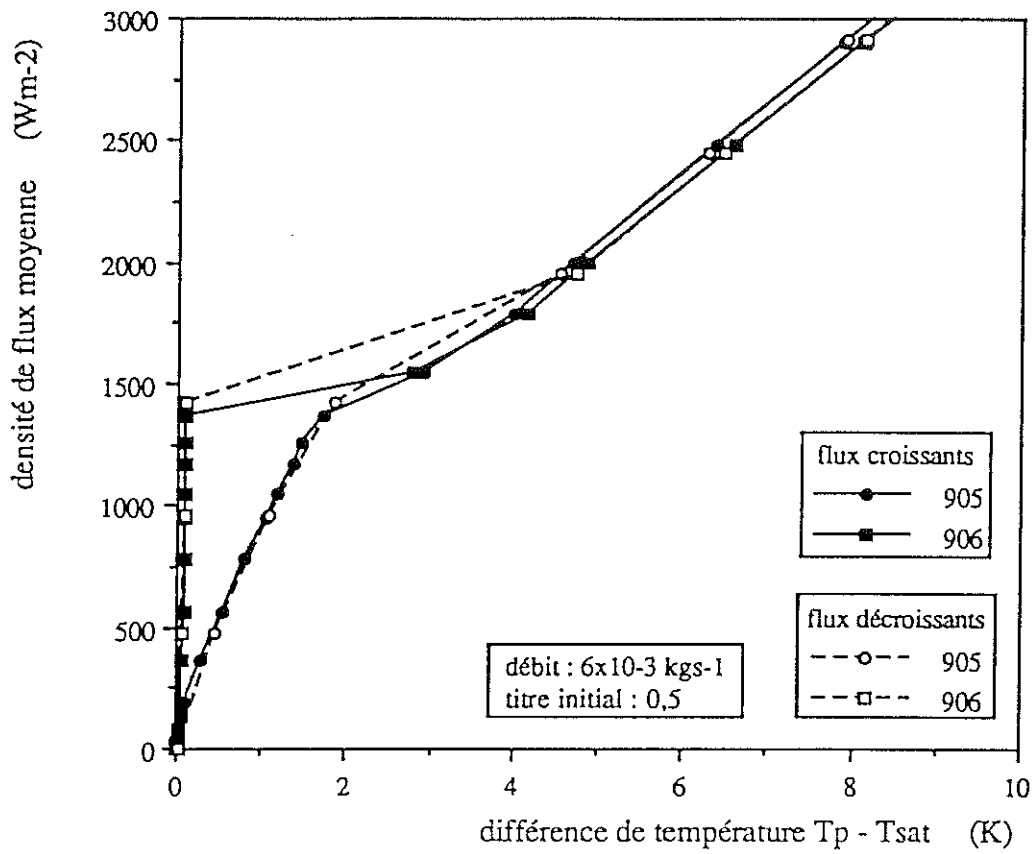


figure A.6 : cycle d'hystérésis pour un écoulement dispersé

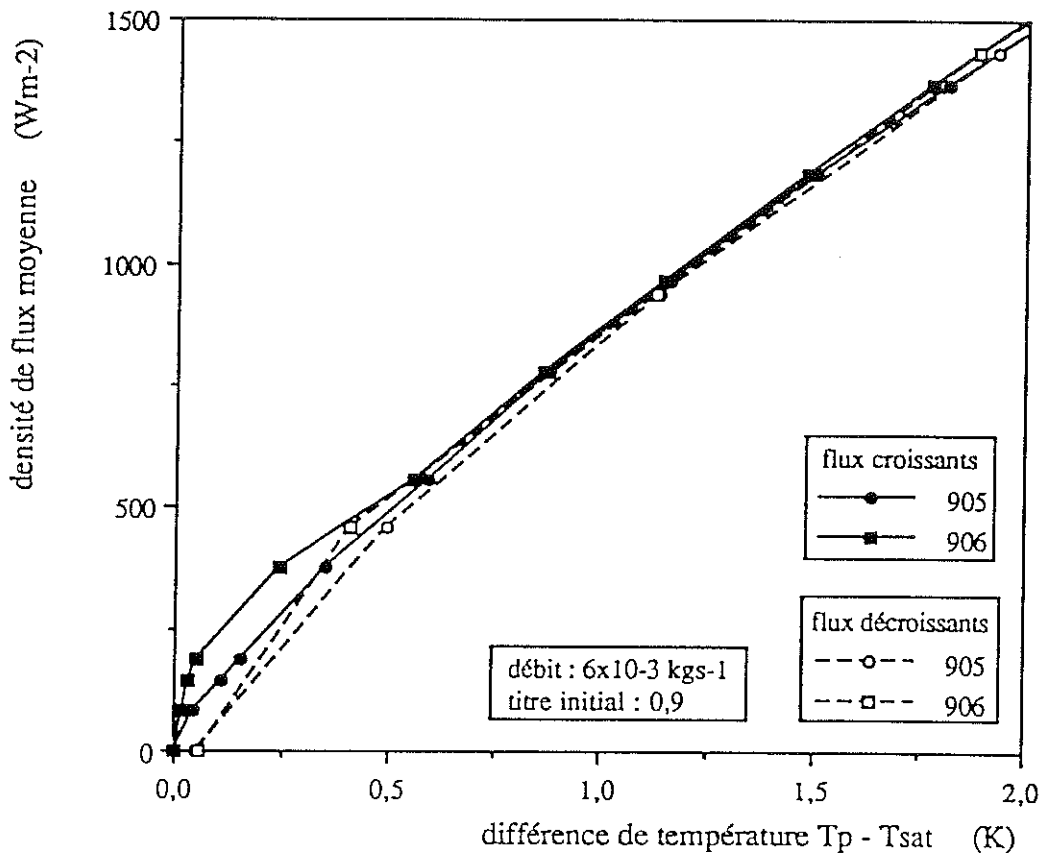


figure A.7 : échauffement de la paroi pour des flux croissants et décroissants pour un écoulement dispersé



**Annexe III : retour de la paroi à l'équilibre thermique**

sonde	distance par rapport à la fin du chauffage (m)
E909	0,008
E 911	0,023
E913	0,108
E915	0,120
1A	0,273
2A	0,533
3A	0,838
4A	1,178
5A	1,598
6A	2,048
7A	2,558
8A	3,093
9A	3,663
1B	4,308
2B	5,008
3B	5,708
4B	6,408

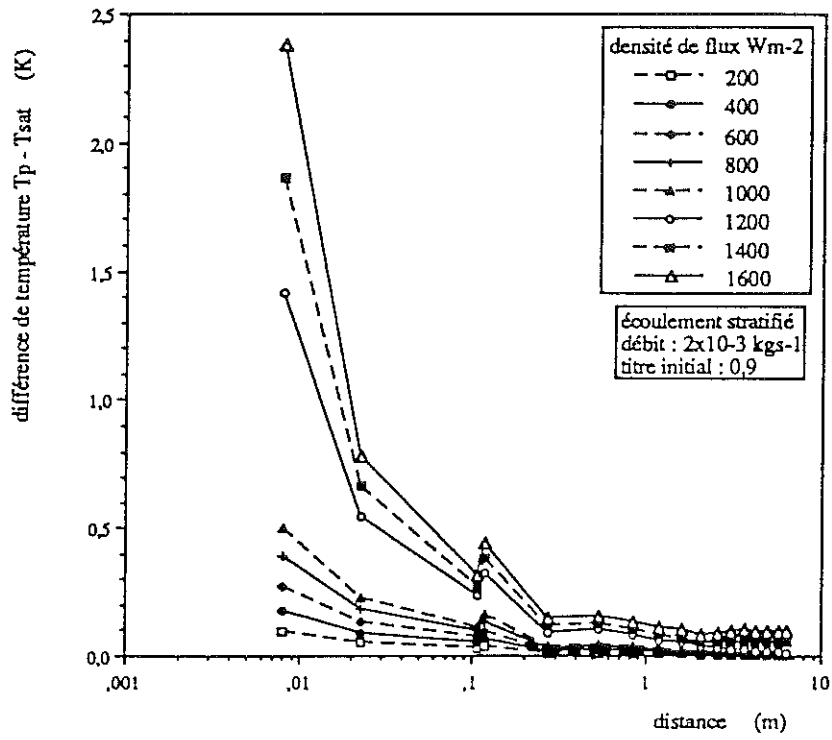


Figure A1a : retour de la paroi à l'équilibre thermique

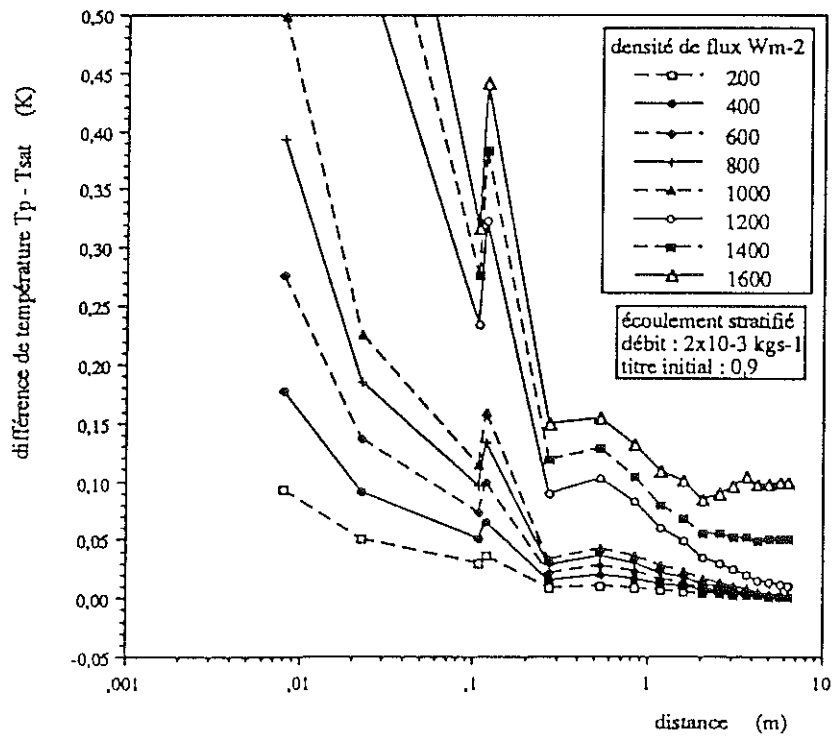


Figure A1b : retour de la paroi à l'équilibre thermique

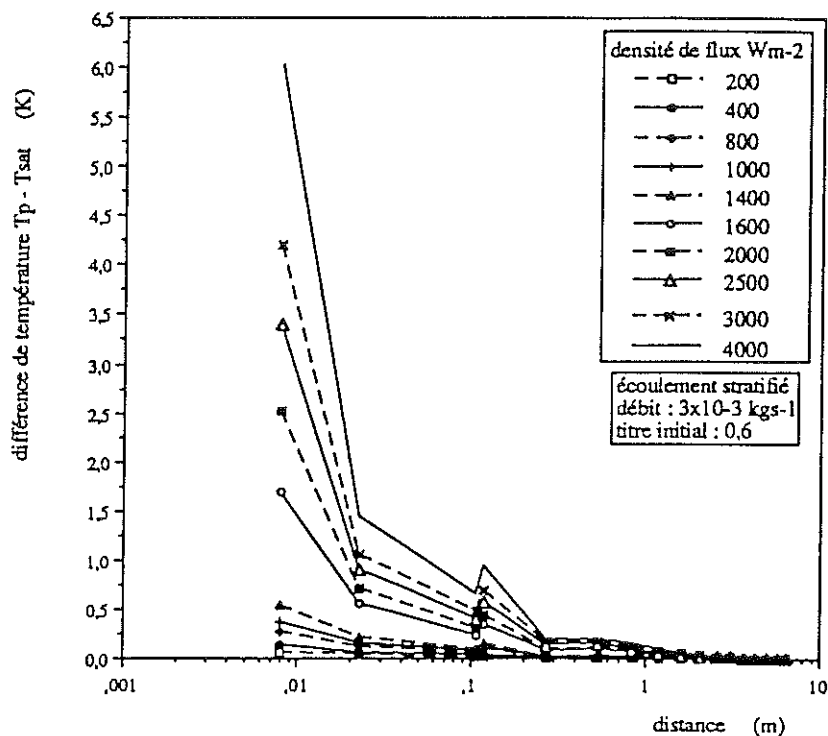


figure A2a : retour de la paroi à la température de saturation pour différentes densité de flux sur la cellule E

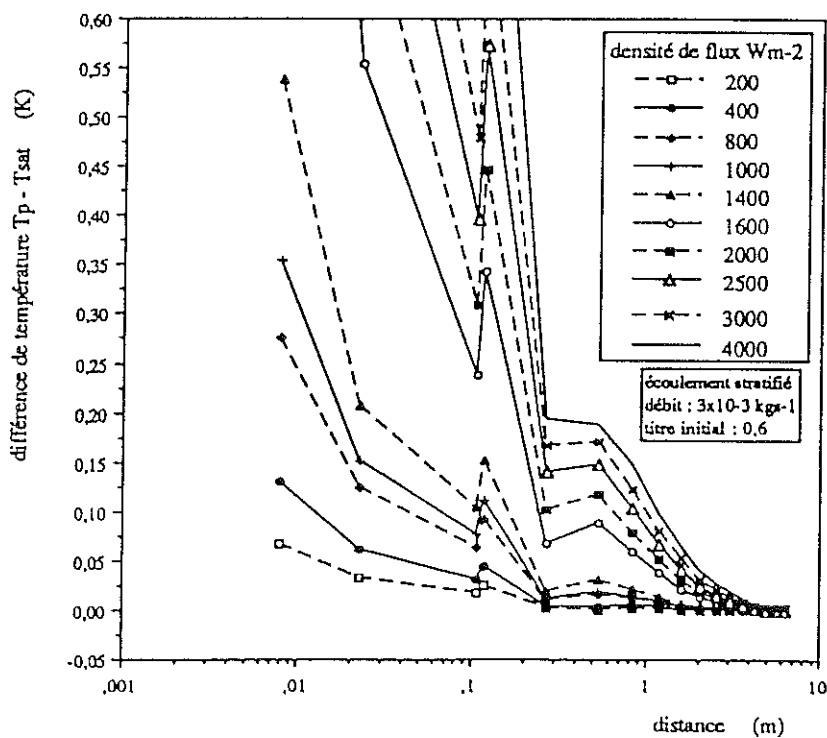


figure A2b : retour de la paroi à la température de saturation pour différentes densité de flux sur la cellule E

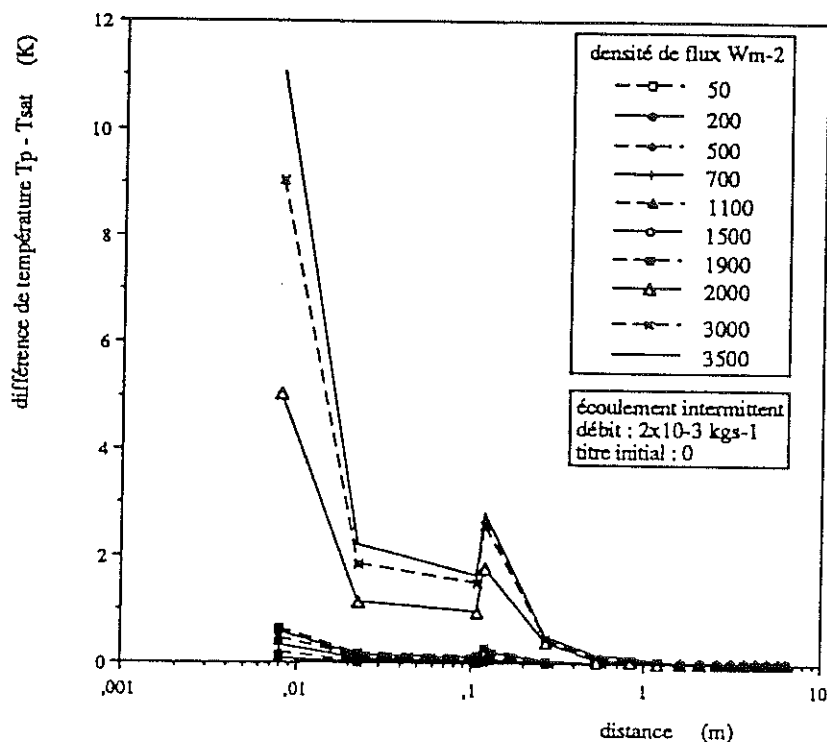


figure A3a : évolution de la température de la paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux

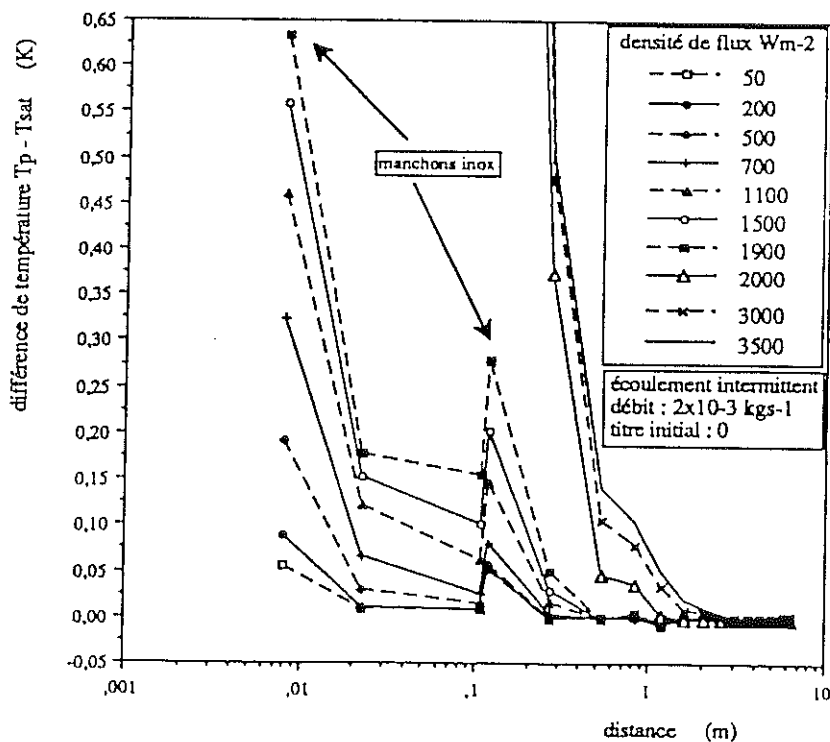


figure A3b : évolution de la température de la paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux

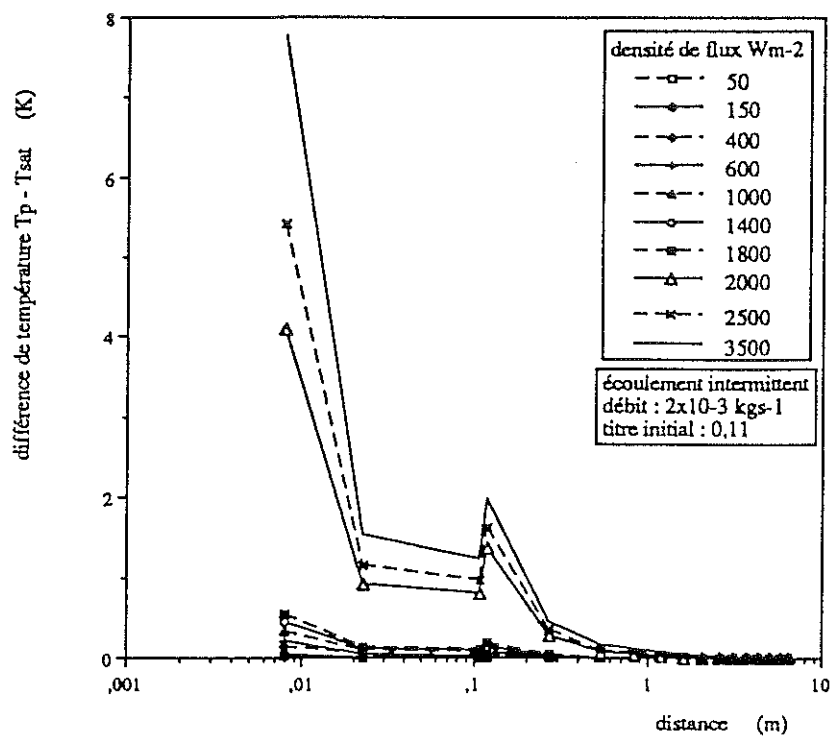


figure A4a : température de la paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différents flux sur la cellule E

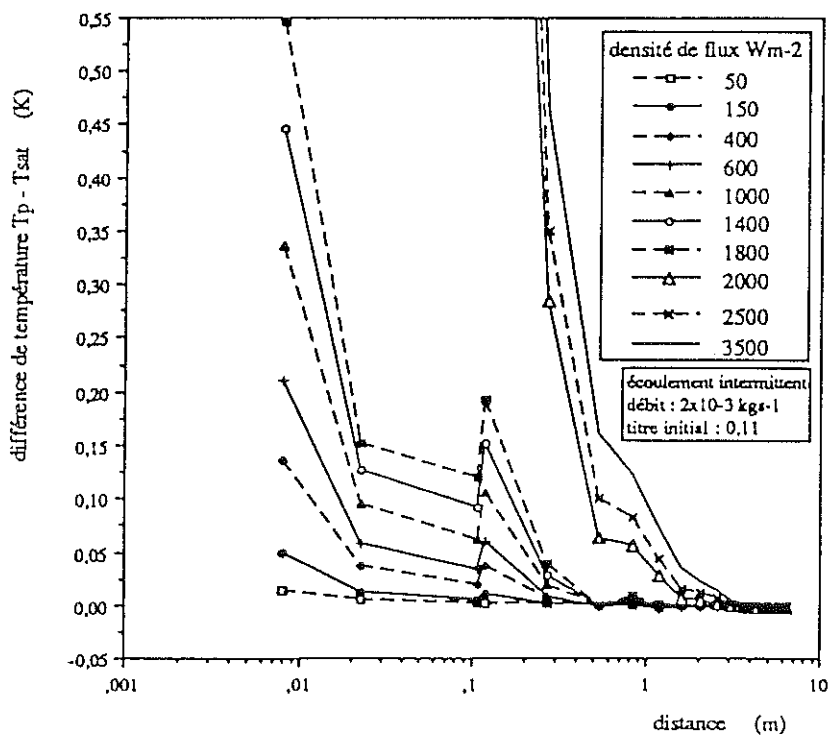


figure A4b : température de la paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différents flux sur la cellule E

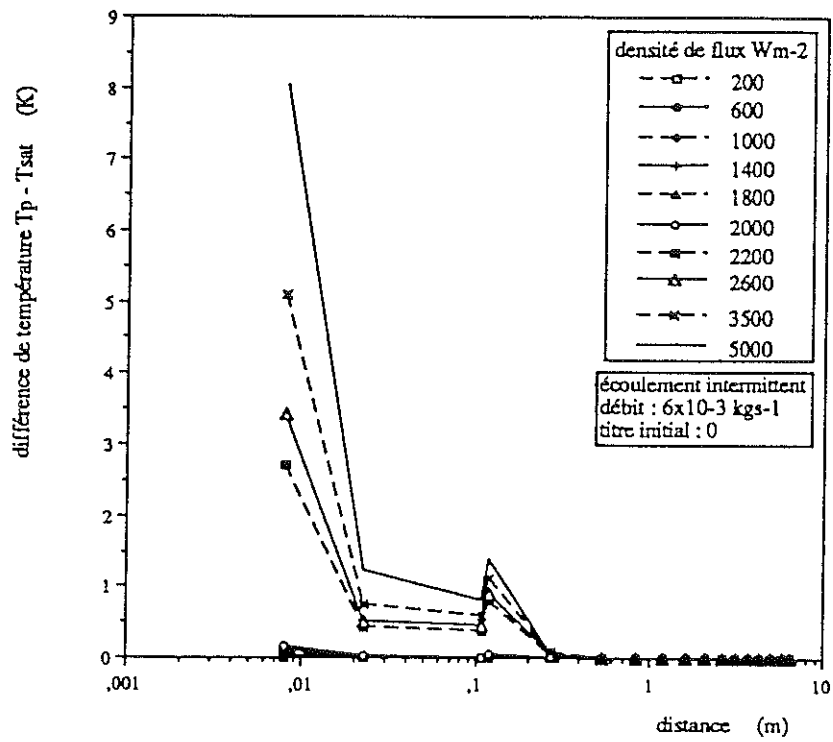


figure A5a : retour de la paroi à la température de saturation

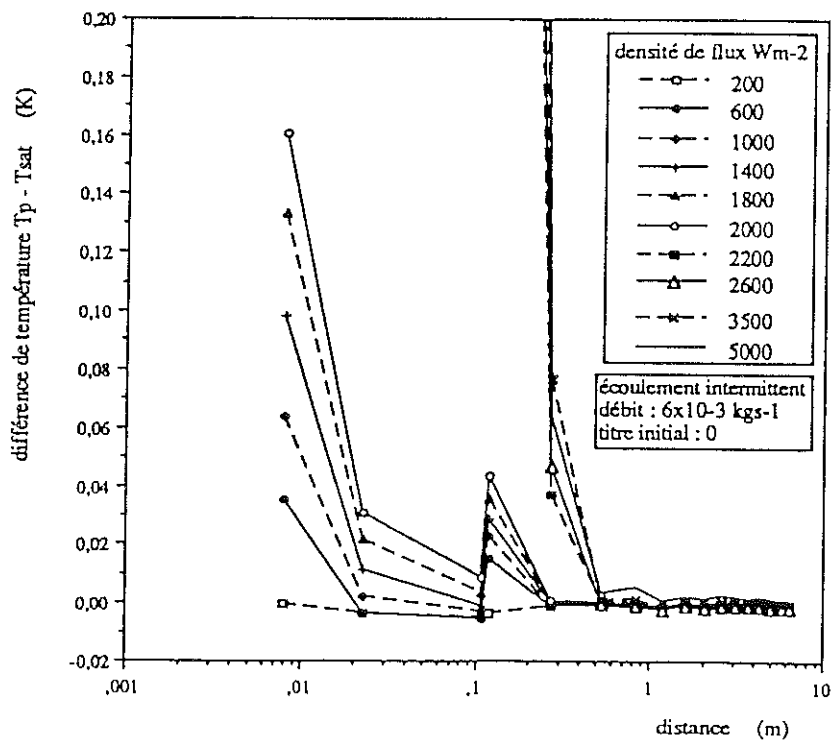


figure A5b : retour de la paroi à la température de saturation

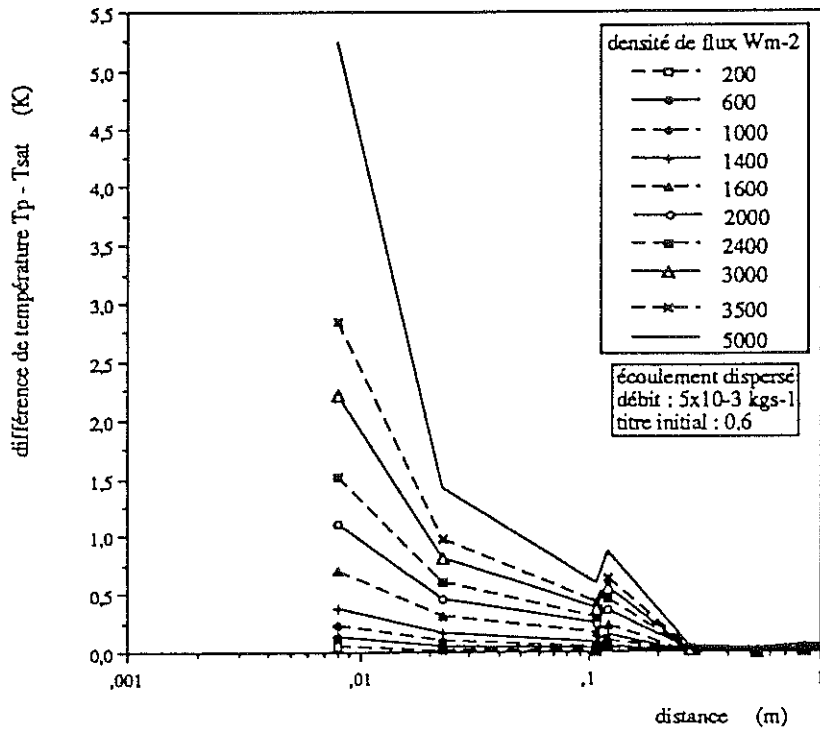


figure A6a : évolution de la température de paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

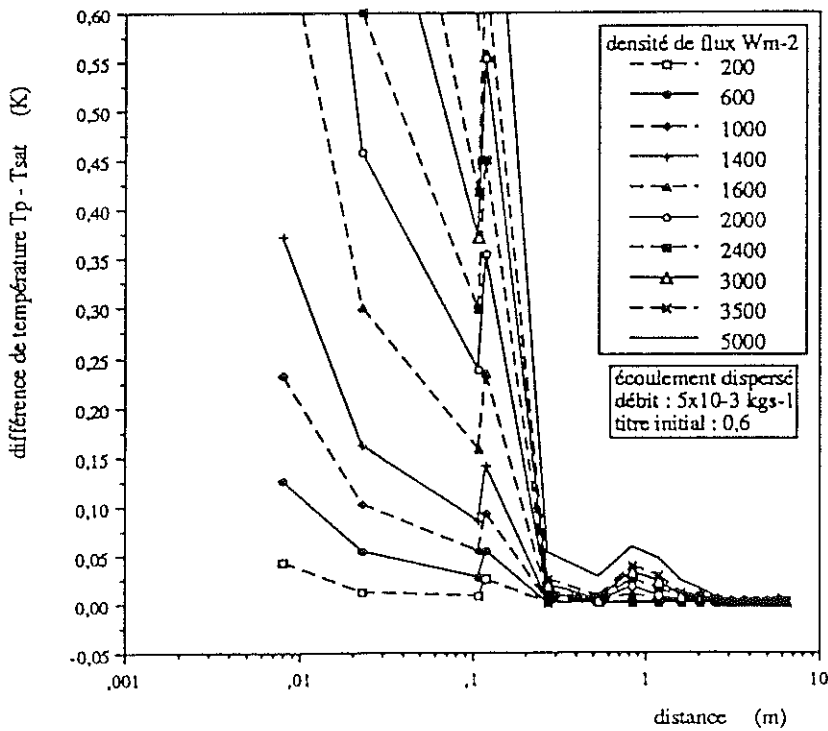


figure A6b : évolution de la température de paroi en fonction de la distance à la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

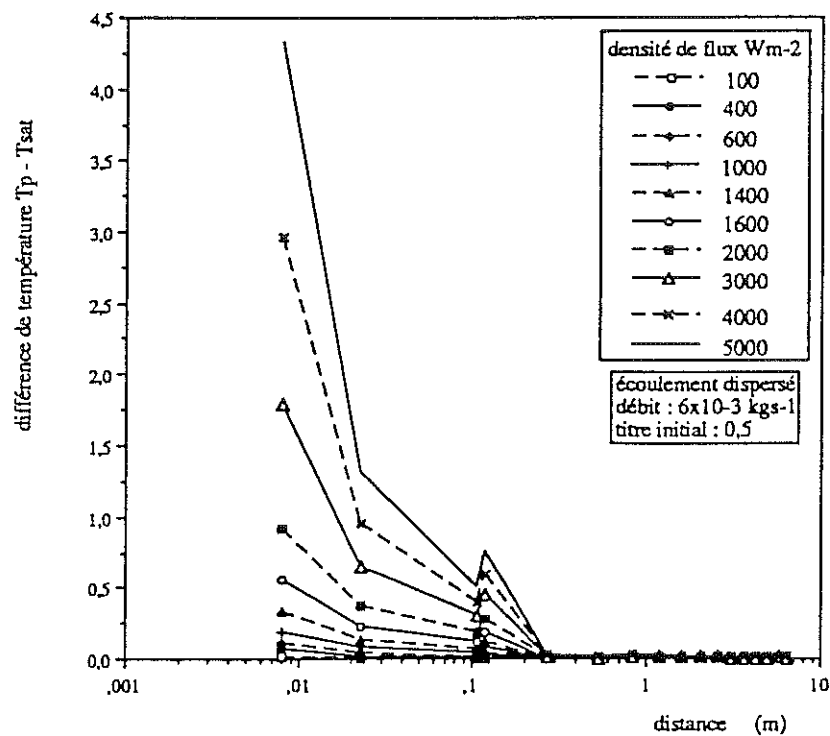


figure A7a : évolution de la température de paroi avec la distance de la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E

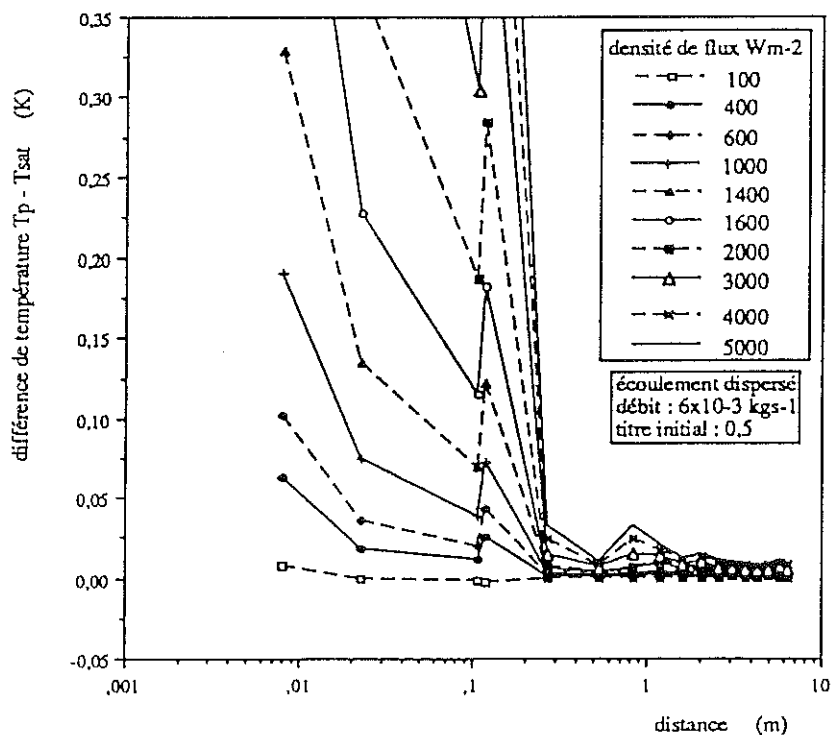


figure A7b : évolution de la température de paroi avec la distance de la fin du chauffage pour différentes densités de flux sur la cellule E



Annexe IV : résolution du système IV.7

Nous avons à résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} m_g C_p dT_g + dm[L_v + C_p(T_g - T_{sat})] = 0 & (A.1) \\ dmL_v = hLdx(T_g - T_{sat}) & (A.2) \end{cases}$$

Nous posons  $T' = T_g - T_{sat}$ . Les équations précédentes s'écrivent alors :

$$\begin{cases} m_g C_p dT' + dm[L_v + C_p T'] = 0 & (A.3) \\ dmL_v = hLdxT' & (A.4) \end{cases}$$

De A.3 on tire :

$$\frac{dm}{m} = \frac{-C_p}{C_p T' + L_v} dT'$$

En intégrant on obtient :

$$\frac{m}{m_0} = \frac{C_p T'_0 + L_v}{C_p T' + L_v}$$

avec  $m_0$  débit massique initial à  $x_0$  et  $T'_0$  échauffement du gaz à  $x_0$ .

D'où :

$$dm = \frac{-C_p m_0 [C_p T'_0 + L_v]}{(C_p T' + L_v)^2} dT' \quad (A.5)$$

On pose  $K = C_p m_0 [C_p T'_0 + L_v]$ . En remplaçant l'expression de  $dm$  donnée par la formule A.5

dans l'équation A.4, on obtient :

$$\frac{dT'}{(T' + a)^2 T'} = \frac{-C_p hL}{KL_v} dx \quad (A.6)$$

avec  $a = \frac{L_v}{C_p}$ . On pose  $M = \frac{C_p hL}{KL_v}$ . L'équation A6 se décompose de la façon suivante :

$$\frac{dT'}{(T' + a)^2 T'} = \frac{K_1 dT'}{(T' + a)^2} + \frac{K_2 dT'}{(T' + a)} + \frac{K_3 dT'}{T'} = -M dx \quad (A.7)$$

avec  $K_1 = \frac{-1}{a}$ ,  $K_2 = \frac{-1}{a^2}$ ,  $K_3 = -K_2$

En intégrant l'équation A.7 entre  $T'$  et  $T'_0$  on obtient finalement :

$$\frac{-K_1}{T'+a} + \frac{K_1}{T'_0+a} + K_2 \ln \left( \frac{T'+a}{T'_0+a} \frac{T'_0}{T'} \right) = M(x_0 - x) \quad (\text{A.8})$$







### Résumé :

Les matériaux supraconducteurs utilisés dans la création des champs magnétiques intenses nécessitent un fonctionnement aux températures de l'hélium liquide. Une des voies possibles de réfrigération consiste à utiliser de l'hélium diphasique (liquide-vapeur) en convection forcée. Nous étudions ici expérimentalement l'échange thermique local entre différents écoulements d'hélium I diphasique (stratifié, intermittent et dispersé) et une paroi en cuivre représentative des tubes utilisés pratiquement. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux d'une paroi en inox permet la mise en évidence de l'influence de la conductibilité thermique de la paroi dans l'échange thermique. Le matériau bon conducteur de la chaleur autorise une redistribution des flux thermiques dans la paroi. L'étude thermique de la paroi (modèle par éléments finis) en contact avec un écoulement stratifié décrit la répartition des densités de flux locales. L'étude de la crise d'ébullition a montré que les flux critiques sont beaucoup plus faibles que pour l'inox. Nous avons également calculé le coefficient d'échange en ébullition nucléée. Un modèle des écoulements dispersés a permis d'étudier l'impact et la vaporisation des gouttes sur des parois de différentes conductibilités. Le retour à la température de saturation du gaz chaud en sortie de la zone de chauffage a été mesuré et expliqué grâce à un modèle d'échange à l'interface.

Mots clés : hélium I, écoulement diphasique, transfert thermique, conductibilité thermique, modélisation numérique, évaporation, gouttes, flux critique.

### Abstract :

Superconductor materials, widely used to perform high magnetic fields, need to be cooled down to liquid helium temperature. One possible way of refrigeration is to perform forced convection helium two-phase flow (liquid - vapour). We carry out experiments on local heat exchange between different two-phase helium flow patterns and a copper wall representative of practically used tubes. A comparison between our experimental results and those obtained for a stainless steel wall displays the thermal conductivity's influence on heat exchange. The good conductive material allows heat flux to be reorganised into the wall thickness. The thermal study of the wall (finite elements model) in contact with a stratified flow gives the local flux distribution. Boiling crises happen for weaker heat flux than in the case of a stainless steel wall. We also have calculated heat exchange coefficient in the nucleate boiling region. A numerical model for dispersed flow allows the study of vaporisation and impact of drops on walls of different conductivity. The return to saturation temperature of the superheated gas after the heating zone's exit has been measured and explained thanks to a model of heat exchange through the interface.

Key words : helium I, two-phase flow, heat transfer, thermal conductivity, numerical model, evaporation, drops, critical flux