

**THESE**

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

POUR OBTENIR

**LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE  
PIERRE ET MARIE CURIE**

SPECIALITE : Mécanique des fluides et Energétique

PAR

Myriam J. MAHE

**ETUDE DES PROPRIETES D'ECHANGE THERMIQUE  
DE L'HELIUM DIPHASIQUE EN CONVECTION FORCEE**

soutenue le 20 décembre 1991 devant la commission d'examen :

Président : M<sup>me</sup> R. Gatignol

Directeur : M. M.-X. François

Rapporteurs : M<sup>me</sup> C. Meuris

M. G. Cognet

Examineurs : MM. R. Duthil

P. Pelloux-Gervais









**THESE**

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

POUR OBTENIR

**LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE  
PIERRE ET MARIE CURIE**

SPECIALITE : Mécanique des fluides et Energétique

PAR

Myriam J. MAHE

**ETUDE DES PROPRIETES D'ECHANGE THERMIQUE  
DE L'HELIUM DIPHASIQUE EN CONVECTION FORCEE**

effectuée au département d'Astrophysique, de la Physique des particules, de la Physique nucléaire et de l'instrumentation associée du centre d'études de Saclay sous la direction de M. Le Professeur Maurice-Xavier FRANÇOIS et soutenue le 20 décembre 1991 devant la commission d'examen :

Président : M<sup>me</sup> R. Gatignol, professeur

Directeur : M. M.-X. François, professeur

Rapporteurs : M<sup>me</sup> C. Meuris, docteur-ingénieur

M. G. Cognet, professeur

Examineurs : M. R. Duthil, ingénieur

M. P. Pelloux-Gervais, docteur-ingénieur



A mes parents

qui m'ont offert leur soutien tout au long de mes études  
et sans lesquels ce travail n'aurait jamais abouti.

Qu'ils trouvent ici le témoignage de mon profond amour pour eux.

A Gaël, mon époux, pour son soutien.



«Euz êzenn dano ha kolo kleuz  
An diventelez tro-dro hag a-uz  
En em ra skânv ha skânv d'ho tistrei diouti  
E-kerz eun tamm douar spoue dindan ho treid,  
Klevit anezañ, klevit 'ta !  
Fetiz, koenvet gand seiz goell poud,  
War lusk-dilusk en e zonderiou,  
Difînv-kaer ar glorenn outañ,  
Didud er pellder ha poblet a-dost  
Gand boudou sioul o vageal a-bouez o divreh gloan  
War eun dour chakoh 'ged an douarou,  
A-dreuz amsklerenn ar strujaduriou fuill  
E-pad ma wilh evito 'unan,  
Gand c'hoari ar huz-heol hepken,  
Ar merkou mor a-voaz, oll dindan o ênvor,  
Klohdiau peuliet stard e-kreiz ar penkêriou,  
Abaoe kant ha kant vloaz war spi, en o divoriou,  
Ouz an diniver a dennou-alan  
Dihwezet gand ar yeunou  
Hag a ra beh d'ho hini  
E serr-noz mae.»

Renket e gouere 1977,  
goude bet en Enez Fedrun, diwar notennou euz 1953.  
Per-Jakez HELIAS, *An Tremen-Buhez*.  
Emgleo-Breiz : 1979, p. 35.



*Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au service technique de cryomagnétisme du département d'Astrophysique, de Physique des particules, de Physique nucléaire et de l'instrumentation associée au centre d'études de Saclay. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. R. Turlay, chef du département et à M. A. Patoux, chef du service pour l'accueil qu'ils m'ont réservé dans leur laboratoire.*

*Je tiens à remercier M. Le Professeur M.-X. François, directeur de recherche et directeur du laboratoire de Thermodynamique des fluides d'Orsay, qui a bien voulu diriger mon travail de recherche. Je lui adresse toute ma reconnaissance pour les conseils qu'il m'a apportés tout au long de mes recherches.*

*Ce travail de thèse a été fait dans le cadre d'une collaboration entre le centre d'études de Saclay et l'Air Liquide de Sassenage. Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à M. P. Pelloux-Gervais, chef de la division des techniques avancées de l'Air Liquide, qui a suivi avec beaucoup d'attention mon travail de recherche et qui m'a apporté de précieuses idées.*

*Il serait difficile d'exprimer ici toute l'aide que m'a apportée M. R. Duthil, ingénieur du centre d'études de Saclay. Par sa gentillesse et sa disponibilité permanente, il a su m'apprendre beaucoup sur les techniques de la Cryogénie. Qu'il veuille trouver ici l'expression de toute ma gratitude.*

*Je tiens particulièrement à remercier M<sup>me</sup> C. Meuris, docteur-ingénieur au centre d'études de Saclay, pour tous les conseils théoriques et pratiques qu'elle m'a donnés au cours de mes recherches.*

*J'ai eu un vif plaisir à travailler au sein du service de cryomagnétisme. J'ai trouvé en chacun gentillesse et disponibilité. Je remercie en particulier MM. J.-M. Baze, J.-C. Languillat, J. Poivilliers, J. Tichit, ingénieurs, qui m'ont offert leur compétence. J'exprime ma profonde reconnaissance à MM. S. Edard, J.-C. Paladji, D. Thomas, techniciens, pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée. Les expériences qui sont présentées dans cette thèse n'auraient pas été possibles sans leur savoir-faire.*

*Je suis particulièrement sensible à l'intérêt qu'ont porté à mon travail de recherche les membres de la commission d'examen. Mes remerciements vont en particulier à M<sup>me</sup> R. Gatignol et M. G. Cognet, professeurs.*

*Je remercie le laboratoire de Thermodynamique des fluides d'Orsay et la division des techniques avancées de Sassenage pour leur contribution à mon travail de recherche.*

*Je voudrais exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont participé à l'édition de cette thèse : M<sup>me</sup> E. Frassati pour l'aide à la frappe du texte, M<sup>mes</sup> A. Dauba et R. Dosbioz pour la réalisation des dessins, M. J.-P. Baton pour les conseils de rédaction, MM. J.-J. Bigot, A. Claudet et J. Poivilliers pour les photographies.*

## Sommaire

# ETUDE DES PROPRIETES D'ECHANGE THERMIQUE DE L'HELIUM DIPHASIQUE EN CONVECTION FORCEE

## Introduction

### PREMIERE PARTIE : ETUDE THEORIQUE

#### CHAPITRE PREMIER : INTRODUCTION DU SUJET

- 1.1. — Historique de la Cryogénie et des applications qui utilisent l'hélium
- 1.2. — Intérêts des études de l'hélium diphasique à 4,2 K

#### CHAPITRE II : SYNTHESE THEORIQUE ET BIBLIOGRAPHIQUE

- 2.1. — Caractéristiques des écoulements diphasiques
  - 2.1.1. — Configurations des écoulements diphasiques
  - 2.1.2. — Concepts de modélisation des écoulements diphasiques
- 2.2. — Echanges thermiques dans les écoulements diphasiques
  - 2.2.1. — Echanges thermiques par convection forcée
  - 2.2.2. — Echanges thermiques par ébullition nucléée
  - 2.2.3. — Ebullition nucléée en convection forcée
  - 2.2.4. — Echanges thermiques dans les écoulements à deux phases

### DEUXIEME PARTIE : ETUDE EXPERIMENTALE

#### CHAPITRE III : SYSTEME EXPERIMENTAL ET METROLOGIE

- 3.1. — Présentation du dispositif expérimental
  - 3.1.1. — Appareillage cryogénique
  - 3.1.2. — Appareillage métrologique
  - 3.1.3. — Bilan thermique du dispositif expérimental
- 3.2. — Obtention d'un écoulement d'hélium diphasique et mesure de ses caractéristiques
  - 3.2.1. — Procédure expérimentale
  - 3.2.2. — Mesure du taux volumique de vapeur
  - 3.2.3. — Synthèse sur les écoulements diphasiques obtenus
  - 3.2.4. — Instabilités dans les écoulements d'hélium diphasique
- 3.3. — Mesure des coefficients d'échange thermique
  - 3.3.1. — Objectifs
  - 3.3.2. — Présentation du dispositif de mesure
  - 3.3.3. — Conditions de détermination du coefficient d'échange thermique compte tenu du dispositif de mesure
  - 3.3.4. — Flux thermiques mis en jeu



## **CHAPITRE IV : EXPERIENCES ET INTERPRETATION**

### 4.1. — Caractérisation des expériences

4.1.1. — Conditions de mesure du coefficient d'échange thermique

4.1.2. — Expériences avec une cellule en acier inoxydable

4.1.3. — Expériences avec des cellules en cuivre

### 4.2. — Caractérisation des échanges thermiques dans les écoulements d'hélium diphasique

4.2.1. — Ecoulement initialement monophasique sous-refroidi

4.2.2. — Régime I : apparition de l'ébullition nucléée dans les écoulements d'hélium

4.2.3. — Ecoulements diphasiques développés

4.2.4. — Caractéristiques de la crise d'ébullition dans les écoulements diphasiques

### 4.3. — Mesure du coefficient d'échange thermique dans les écoulements d'hélium diphasique

4.3.1. — Coefficient d'échange thermique

4.3.2. — Crise d'ébullition

4.3.3. — Application au calcul d'échangeurs

## **TROISIEME PARTIE : APPLICATION INDUSTRIELLE**

### **CHAPITRE V : CALCUL D'UNE POMPE**

5.1. — Domaine d'utilisation de la pompe

5.2. — Caractéristiques de la pompe

### **CHAPITRE VI : ESSAIS ET APPLICATIONS**

6.1. — Essais de pivoteriers aux très basses températures

6.2. — Essais de moteurs aux très basses températures

6.3. — Conception et essais de la pompe

6.4. — Applications industrielles

## **Conclusion**

## Introduction

L'hélium, bon fluide calorporteur, est largement utilisé depuis les années 60 comme réfrigérant dans les circuits de refroidissement des systèmes supraconducteurs, et principalement dans des chaînes d'aimants de grands accélérateurs de particules (C.E.R.N., «DESY», etc.) et de la fusion contrôlée («Tore supra»).

La détermination des propriétés hydrodynamiques et thermiques de l'hélium est essentielle pour la conception de ces dispositifs de réfrigération. L'utilisation de l'hélium à deux phases à 4,2 K sous la pression atmosphérique est l'une des voies possibles par l'intérêt de la réserve thermostatique qu'elle représente. Elle conduit à l'étude des caractéristiques des écoulements d'hélium à deux phases.

De très nombreuses études sur les écoulements à deux phases eau-air et eau-vapeur ont été effectuées pour la réfrigération et la sécurité des centrales nucléaires. On trouve pour ces écoulements des visualisations très complètes dès les années 70. Elles font ressortir la grande diversité des répartitions géométriques des écoulements à deux phases. Ces études largement reprises dans plusieurs ouvrages de synthèse (G. F. Hewitt, D. N. Roberts, 1969, D. Butterworth, G. F. Hewitt, 1977, A. E. Bergles *et al.*, 1981) permettent de considérer le domaine comme bien connu pour ces fluides. En effet, les cartes d'écoulements, les pertes de charge et les conditions de transfert thermique sont maintenant bien établies pour ces fluides et calculables.

Par contre, peu d'études concernent l'hélium qui, jusqu'à une époque récente, était utilisé dans des systèmes de petite taille ne justifiant pas ou ne permettant pas d'entreprendre des travaux d'ampleur nécessaire à la connaissance des écoulements d'hélium «diphase». D'autre part, la grande différence de propriétés thermophysiques entre les mélanges eau-air, eau-vapeur et l'hélium liquide-vapeur interdit toute approche comparative.

On trouve dans la littérature récente quelques travaux sur les écoulements d'hélium à deux phases que l'on citera dans la première partie. Ils concernent un aspect particulier du problème : étude des coefficients d'échange thermique en écoulements verticaux sans corrélation possible avec la géométrie de l'écoulement (A. Khalil, 1982, V. V. Klimenko, 1982, 1985, 1988) ; étude des pertes de charge (A. Khalil, 1982, H. Katheder, M. Süsner, 1991), etc.

La taille des projets actuels (C.E.R.N., «Aleph», «Delphi», «DESY», «Tore supra», etc.) justifie une étude approfondie et complète des propriétés de réfrigération des écoulements d'hélium diphase et de leur géométrie associée.

On présente ici les résultats de l'étude expérimentale d'écoulements horizontaux d'hélium dans des conduits de diamètre 0,010 m, pour des débits compris

entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, au voisinage de la pression atmosphérique. On obtient une grande diversité de géométries d'écoulements à deux phases : écoulements annulaires stratifiés à interface ondulée (vagues et dépôt par ces dernières d'un film en paroi intermittent), annulaires intermittents (fortes vagues qui heurtent par intermittence la paroi supérieure du conduit, laissant ainsi un film en paroi) et à dispersion de gouttelettes dans la vapeur. L'originalité de cette étude est de pouvoir comparer la visualisation des écoulements, les échanges thermiques locaux qui caractérisent les mécanismes de transfert avec chaque phase et les échanges thermiques moyens que l'on peut associer aux cas pratiques.

Après un premier chapitre d'introduction générale, on présente dans le chapitre II les différentes géométries d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique qui ont été visualisées (E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François, 1988). On y associe quelques concepts de modélisation concernant la dynamique de ces écoulements. On effectue ensuite une analyse (bibliographique) des mécanismes de transfert thermique qui seront rencontrés dans la présente étude, à savoir la convection forcée, l'ébullition nucléée, le couplage de ces deux mécanismes et le phénomène d'assèchement en paroi (*dryout*). On insiste en particulier sur le caractère non établi du transfert thermique dans les écoulements, sur les critères et grandeurs associés aux mécanismes d'ébullition.

Dans le chapitre III, on présente le dispositif expérimental utilisé. On expose la méthode d'obtention des écoulements d'hélium diphasique et de mesure de leurs caractéristiques dynamiques. On décrit ensuite la méthode de mesure du coefficient d'échange thermique, c'est-à-dire des températures de paroi, et on effectue une simulation numérique sur les «cellules-tests».

Le chapitre IV est consacré à la présentation de l'ensemble des résultats expérimentaux et de leur proposition d'interprétation. Dans un premier temps, on décrit la méthode choisie pour l'analyse thermique, tant avec une cellule en acier inoxydable de longueur 0,15 m qu'avec des cellules en cuivre de longueurs 0,15 m et 7 m.

On étudie d'abord les échanges thermiques locaux dans un conduit en acier inoxydable. L'étude permet de dégager successivement :

- l'existence d'une ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi ou saturant qui est «retardée» dans les écoulements par rapport au bain en raison de la présence d'une fine couche limite thermique ;
- la qualification des régimes d'établissement de la couche limite thermique avec les valeurs particulières obtenues pour les présents écoulements ;
- l'intervention des différents mécanismes d'échange décrits au chapitre II selon les types d'écoulements de réfrigération considérés ;

— la participation enthalpique de la phase gazeuse et le temps de relaxation du phénomène thermique associé ;

— l'influence sur les processus d'échange de la rupture locale d'un film liquide en paroi et de la présence de «micro-gouttes» en suspension dans la phase gazeuse.

Ces résultats sont ensuite analysés en terme de coefficient de transfert thermique et étudiés en fonction des paramètres d'écoulement que sont le débit, le titre massique, l'effet d'établissement. Ils apportent des informations tout à fait nouvelles sur les performances réfrigérantes des écoulements d'hélium diphasique.

La deuxième partie du chapitre est consacrée aux cellules en cuivre. On reprend la même méthodologie avec cette fois l'important effet de moyenne dû à la grande conductivité thermique du cuivre. Les résultats confirment ceux obtenus avec la cellule en acier inoxydable et permettent de définir trois types d'échange thermique :

— l'ébullition nucléée dans la phase liquide, l'évaporation du film intermittent en paroi en alternance avec la convection forcée dans le gaz «humide» (gaz chargé de micro-gouttes), dans les écoulements annulaires stratifiés ou annulaires intermittents ;

— l'ébullition nucléée dans la phase liquide et la convection forcée dans le gaz «humide» en écoulements stratifiés à faibles vagues ;

— la convection forcée dans le gaz chargé de gouttelettes en écoulements dispersés.

Cette seconde étude met aussi en évidence une crise d'ébullition généralisée très différente de celle observée avec la cellule en acier inoxydable.

Cette thèse présentant un caractère industriel, on propose une application qui utilise les propriétés de l'hélium. La présente étude est limitée aux écoulements d'hélium diphasique sous la pression atmosphérique en circuit ouvert. Elle conduit à envisager une boucle de circulation avec une pompe à hélium liquide. Dans ces conditions, outre la diminution de la consommation d'hélium, l'exploration des écoulements diphasiques aux basses pressions est envisageable. On peut ainsi être amené à étudier d'autres géométries d'écoulements. Le prototype d'une pompe destinée au transfert d'un débit volumique d'hélium compris entre  $3.10^{-6}$  m<sup>3</sup>/s et  $55.10^{-6}$  m<sup>3</sup>/s est mis au point.

**PREMIERE PARTIE**

**ETUDE THEORIQUE**



## **CHAPITRE PREMIER**

### **INTRODUCTION DU SUJET**





## 1.1. — Historique de la Cryogénie et des applications qui utilisent l'hélium

La Cryogénie est la production des basses températures, c'est-à-dire des températures inférieures à la température du point de solidification de l'eau. Les basses températures peuvent être repérées par rapport à quelques températures typiques :

Tableau I. — Quelques températures typiques (mesurées sous la pression atmosphérique)

| Référence             | Température (K) | Température (°C) |
|-----------------------|-----------------|------------------|
| Corps humain          | 310             | 37               |
| Ambiance              | 293             | 20               |
| Point triple de l'eau | 273             | 0                |
| Oxygène liquide       | 90              | -183             |
| Azote liquide         | 77              | -196             |
| Hélium liquide        | 4               | -269             |
| Zéro absolu           | 0               | -273             |

La Cryogénie apparaît lors de la liquéfaction de l'oxygène qui est obtenue par L. Cailletet et R. Pictet en 1877. C'est le premier gaz de l'air ambiant qui est liquéfié. Près de vingt ans plus tard, en 1895, C. Linde met au point des liquéfacteurs d'air. De son côté, J. Dewar parvient à liquéfier l'hydrogène en 1898. Dix ans plus tard, H. Kamerlingh Onnes liquéfie l'hélium. Et en 1911, il découvre la propriété de supraconductivité du mercure à très basse température.

Les années 30 voient l'important développement des fréons comme agents réfrigérants. C'est aussi à cette époque que l'on découvre la superfluidité de l'hélium.

De nos jours, les composants de l'air tels que l'azote et l'oxygène sont largement utilisés à l'état liquide pour la conservation des aliments, l'argon pour les applications en métallurgie.

La liquéfaction des gaz naturels permet de transporter plus aisément ces sources d'énergie en grandes quantités. Leur exploitation a favorisé une meilleure compréhension des propriétés des matériaux à basse température.

Depuis 1960, les fluides cryogéniques tels que l'hydrogène et l'oxygène liquides sont utilisés comme carburants ou comburants dans les engins spatiaux qui sont ainsi allégés.

Les applications médicales sont quant à elles de plus en plus nombreuses : conservation d'organes, diagnostics médicaux par résonance magnétique nucléaire, etc.

De nombreuses applications de la Cryogénie au domaine militaire se sont développées ces dernières années : détecteurs extrêmement petits et ultrasensibles de

l'énergie électromagnétique de moteurs et de générateurs à propulsion, effets quantiques dans des supraconducteurs qui permettent de détecter des champs magnétiques de faible bruit, cavités supraconductrices qui sont utilisées comme filtres ou stabilisateurs de fréquences.

Certains métaux et alliages deviennent supraconducteurs à très basse température. Ils peuvent constituer des éléments de circuits électroniques pour des applications militaires ou civiles. On développe ainsi des circuits de détection de faible fréquence et de petite taille.

La Physique des hautes énergies et des particules élémentaires profite du développement des supraconducteurs depuis les années 70. Des aimants supraconducteurs sont développés. Ainsi, les chaînes d'aimants remplacent les aimants «classiques» individuels. On utilise alors de longs circuits de réfrigération, le plus souvent à l'hélium liquide.

La production d'énergie par la fusion de noyaux légers tels que le deutérium ou le tritium est maintenant relativement bien maîtrisée. L'exploitation de ce mode de production d'énergie nécessite l'utilisation d'aimants supraconducteurs, donc le recours aux circuits de refroidissement, notamment à l'hélium liquide.

## 1.2. — Intérêts des études de l'hélium diphasique à 4,2 K

De tous les fluides cryogéniques, l'hélium présente le comportement qui est le plus proche d'un fluide idéal. Ceci est principalement dû à son faible potentiel intermoléculaire. Ainsi, l'hélium a le point critique le plus bas :  $T_{cr} = 5,2$  K,  $p_{cr} = 2,23$  bar.

L'hélium à l'état liquide est exceptionnel dans la mesure où il peut exister sous deux états différents : l'*hélium liquide normal* ou «hélium I» dont les caractéristiques sont celles des fluides classiques et l'*hélium superfluide* ou «hélium II» dont les propriétés sont explicables par la mécanique quantique (voir figure 1).

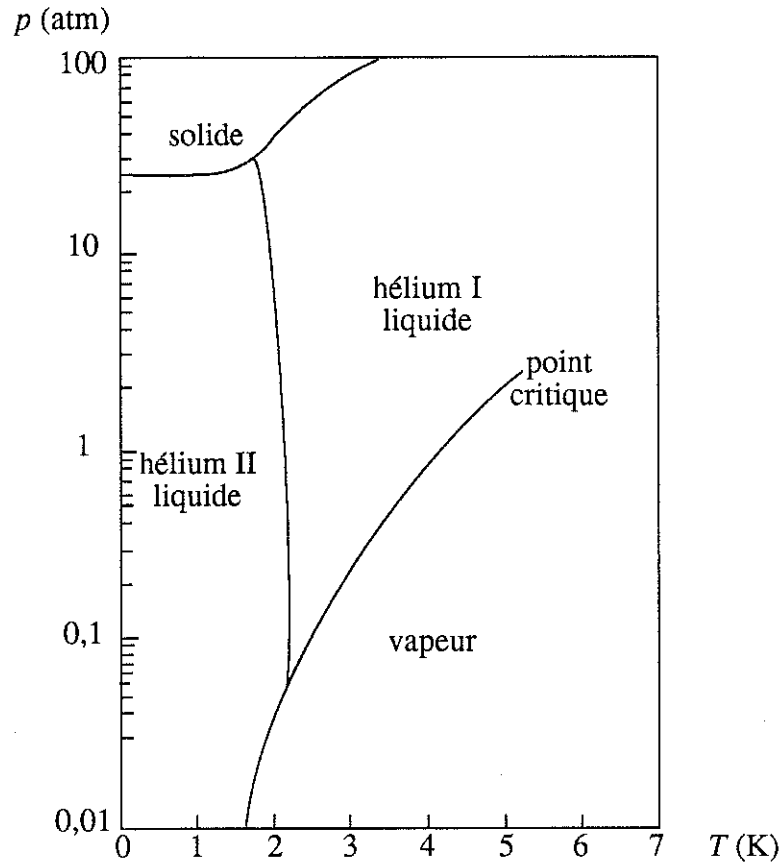


Figure 1. — Diagramme de phases  $p(T)$  de l'hélium  $\text{He}^4$   
(S. W. Van Sciver<sup>1</sup>, 1986)

La faible viscosité et la bonne chaleur spécifique de l'hélium liquide normal et de l'hélium gazeux leur confèrent respectivement des propriétés de transport et de diffusion de la chaleur particulièrement intéressantes. Le *nombre de Prandtl* est proche de l'unité au voisinage de la pression atmosphérique ; la viscosité dynamique qui est un paramètre de transport de la matière et la diffusivité thermique sont alors du même ordre de grandeur. Ceci assure un bon transport de l'énergie. L'hélium liquide normal seul ou en équilibre avec la phase gazeuse constitue donc un excellent fluide calorporteur. On utilise donc généralement l'hélium liquide normal seul dans un état «supercritique» (pression de l'ordre de plusieurs dizaines de bars) ou l'hélium «diphasique» (liquide et vapeur saturants) à une température saturante voisine de 4,2 K sous la pression atmosphérique.

<sup>1</sup> Voir référence bibliographique n° 1 en fin d'ouvrage.



## **CHAPITRE II**

### **SYNTHESE THEORIQUE ET BIBLIOGRAPHIQUE**



## 2.1. — Caractéristiques des écoulements diphasiques

### 2.1.1. — Configurations des écoulements diphasiques

#### a. — Configurations d'écoulements

On considère ici les écoulements «diphasiques» liquide-vapeur à un seul composant et «monodimensionnels» ; la direction de l'écoulement pouvant être horizontale, verticale ascendante ou verticale descendante. La circulation se fait dans un conduit cylindrique.

La connaissance de la répartition spatiale et temporelle des phases liquide et gazeuse dans l'écoulement, que l'on appelle *configuration*, constitue une première description de l'écoulement. Chaque configuration d'écoulement correspond à une distribution géométrique donnée. C'est la visualisation des écoulements qui a révélé les différentes géométries.

On présente ici les configurations les plus couramment observées. On s'est plus particulièrement intéressé aux écoulements horizontaux pour lesquels l'effet de gravité fait apparaître des écoulements asymétriques par rapport aux écoulements verticaux ; on observe ainsi des écoulements à *stratification* des deux phases.

G. E. Alves<sup>2</sup> (1954) propose le premier une classification des écoulements diphasiques horizontaux «eau-air» en conduits cylindriques :

— «écoulement à bulles» : écoulement dans lequel les bulles se déplacent dans la partie supérieure du tube à la même vitesse que le liquide. Ce type d'écoulement correspond à de très grands débits massiques du liquide et à de très faibles titres massiques de vapeur

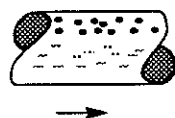


Figure 2. — Ecoulement horizontal à bulles

— «écoulement stratifié à interface lisse» : écoulement caractérisé par une stratification nette entre les deux phases

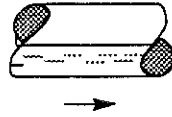


Figure 3. — Ecoulement horizontal stratifié à interface lisse

— «écoulement stratifié à vagues» : écoulement dans lequel le *glissement* de la phase gazeuse par rapport à la phase liquide provoque une déformation de l'interface

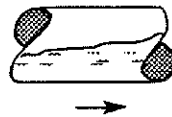


Figure 4. — Ecoulement horizontal stratifié à vagues

— «écoulement à poches de vapeur» (ou «écoulement intermittent») : alternance de poches de vapeur et de liquide dans la partie supérieure du tube



Figure 5. — Ecoulement horizontal à poches de vapeur

— «écoulement à bouchons liquides» (ou écoulement intermittent) : écoulement dans lequel le liquide vient heurter la partie supérieure du tube, empêchant ainsi la circulation de la vapeur

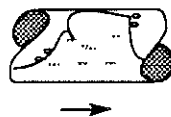


Figure 6. — Ecoulement horizontal à bouchons liquides



— «écoulement annulaire» : écoulement qui comporte un film liquide en paroi

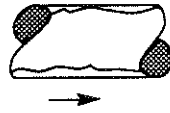


Figure 7. — Ecoulement horizontal annulaire

— «écoulement annulaire dispersé» : écoulement à film liquide en paroi et à dispersion de gouttelettes au centre



Figure 8. — Ecoulement horizontal annulaire dispersé

— «écoulement à dispersion de gouttelettes» : le liquide forme un brouillard dans la vapeur

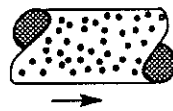
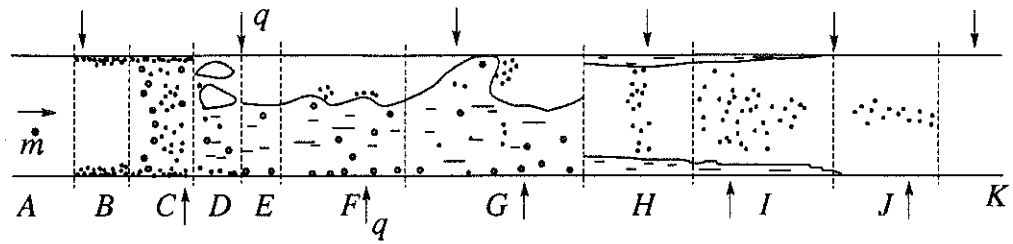


Figure 9. — Ecoulement horizontal à dispersion de gouttelettes

On peut par exemple observer ces configurations d'écoulements lorsque l'on augmente progressivement le titre massique de vapeur (fraction massique de vapeur) à débit massique constant. Pour les faibles débits, on peut passer de l'écoulement à bulles, à l'écoulement à poches de vapeur, puis à l'écoulement stratifié lisse, et enfin à l'écoulement stratifié à vagues. Pour des débits plus élevés, on peut passer de l'écoulement intermittent, à l'écoulement annulaire, puis à l'écoulement dispersé. Pour simplifier, on représente ces deux cas de figure sur un même schéma (voir figure 10). Les configurations d'écoulements dépendent donc du débit et du titre massiques. L'écoulement peut être créé dans des conditions de plus ou moins bonne stabilité et perturber en particulier l'interface liquide-vapeur dans les écoulements stratifiés. Ceci peut expliquer les différences entre les conditions d'obtention des configurations présentées par différents auteurs (voir paragraphe c).



- A : écoulement de liquide sous-refroidi  
 B : écoulement sous-refroidi à ébullition nucléée locale  
 C : écoulement saturant à bulles  
 D : écoulement intermittent à poches de vapeur  
 E : écoulement stratifié à interface lisse  
 F : écoulement stratifié à vagues  
 G : écoulement intermittent à bouchons liquides  
 H : écoulement annulaire  
 I : écoulement annulaire dispersé  
 J : écoulement dispersé  
 K : écoulement de vapeur «surchauffée»

Figure 10. — Configurations d'écoulements diphasiques horizontaux à débit constant et à titre massique croissant

Les écoulements horizontaux sont souvent comparés aux écoulements verticaux ascendants plutôt que descendants, car ces derniers ne font pas intervenir la gravité et sont donc de configurations symétriques. G. F. Hewitt, D. N. Roberts<sup>3</sup> (1969) ont particulièrement étudié les écoulements d'eau verticaux ascendants. Ils proposent la classification suivante où les configurations sont semblables à celles des écoulements horizontaux :



Figure 11. — Ecoulement vertical à bulles



Figure 12. — Ecoulement vertical à poches de vapeur

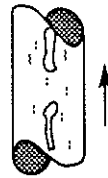


Figure 13. — Ecoulement vertical à forte «coalescence»

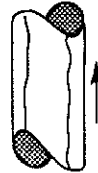


Figure 14. — Ecoulement vertical annulaire

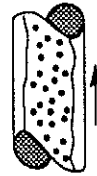


Figure 15. — Ecoulement vertical annulaire dispersé

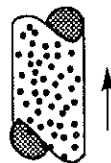


Figure 16. — Ecoulement vertical à brouillard

## b. — Paramètres d'écoulements

Les paramètres d'un écoulement diphasique couramment utilisés sont la vitesse, les débits massique et volumique, les fractions massique et volumique des deux phases. Ces paramètres sont définis de la façon suivante lorsque l'on considère un écoulement «monodimensionnel» (les grandeurs dépendent seulement du temps et d'une variable d'espace prise selon l'axe de l'écoulement) :

— *débit massique* de l'écoulement diphasique :  $\dot{m}$  ;

— débits massiques respectifs des phases liquide et gazeuse :  $\dot{m}_l = \rho_l V_l S_l$  et  $\dot{m}_v = \rho_v V_v S_v$  où  $\dot{m} = \dot{m}_l + \dot{m}_v$  ;  $\rho_l$  et  $\rho_v$  sont les *masses volumiques* des phases liquide et gazeuse respectivement ;  $V_l$  et  $V_v$  leurs *vitesses moyennes* dans le conduit ;  $S_l$  et  $S_v$  les *aires* qu'elles occupent ;

— *débit massique par unité d'aire* de la section de l'écoulement ou *vitesse massique* :  $\dot{G} = \frac{\dot{m}}{S}$  où  $S = S_l + S_v$  est l'aire de la section du conduit ;

— *vitesses massiques* respectives des phases liquide et gazeuse :  $\dot{G}_l = \frac{\dot{m}_l}{S}$  et  $\dot{G}_v = \frac{\dot{m}_v}{S}$  avec  $\dot{G} = \dot{G}_l + \dot{G}_v$  ;

— *débit volumique* de l'écoulement diphasique :  $\dot{Q}$  ;

— débits volumiques respectifs des phases liquide et gazeuse :

$\dot{Q}_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l}$  et  $\dot{Q}_v = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v}$  avec  $\dot{Q} = \dot{Q}_l + \dot{Q}_v$  ;

— *titres massiques* (ou *fractions massiques*) respectifs des phases

liquide et gazeuse :  $1 - x = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}}$  et  $x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}}$  ;

- *taux volumique* de la phase liquide :  $1 - \alpha = \frac{S_l}{S}$  et taux volumique de la phase gazeuse (ou «fraction de vide») :  $\alpha = \frac{S_v}{S}$  ;
- *titres volumiques* respectifs des phases liquide et gazeuse :  $1 - \beta = \frac{\dot{Q}_l}{\dot{Q}}$  et  $\beta = \frac{\dot{Q}_v}{\dot{Q}}$  ;
- *vitesses moyennes* respectives des phases liquide et gazeuse dans la direction de l'écoulement :  $V_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l S_l} = \frac{(1-x)\dot{m}}{\rho_l(1-\alpha)S} = \frac{\dot{G}_l}{\rho_l(1-\alpha)}$  et  $V_v = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v S_v} = \frac{\dot{G}_v}{\rho_v \alpha}$  ;
- *vitesses «superficielles»* ou «*apparentes*» respectives des phases liquide et gazeuse qui sont définies par rapport au débit volumique :  $j_l = \frac{\dot{Q}_l}{S} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l S} = \frac{\dot{G}_l}{\rho_l} = \frac{(1-x)\dot{G}}{\rho_l}$  et  $j_v = \frac{\dot{Q}_v}{S} = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v S} = \frac{\dot{G}_v}{\rho_v} = x \frac{\dot{G}}{\rho_v}$ .

### c. — Cartes d'écoulements

Les configurations d'écoulements horizontaux et verticaux sont généralement présentées sous forme de cartes de classification à deux coordonnées. Selon les auteurs, les coordonnées sont différentes. Aussi, toutes les cartes ne sont pas facilement comparables entre elles et ne sont vérifiées que par un certain nombre d'expériences. Il semble que l'on ne puisse pas préconiser une carte plus qu'une autre.

La carte la plus souvent utilisée est celle de G. F. Hewitt, D. N. Roberts<sup>3</sup> (1969) qui est donnée pour l'eau, mais qui peut s'étendre à d'autres fluides sous réserve de vérification expérimentale. Elle s'applique aux écoulements verticaux ascendants. Elle comporte en abscisse l'accélération «apparente» de la phase liquide  $\rho_l j_l^2$  et en ordonnée celle de la phase gazeuse  $\rho_v j_v^2$  (voir figure 17).

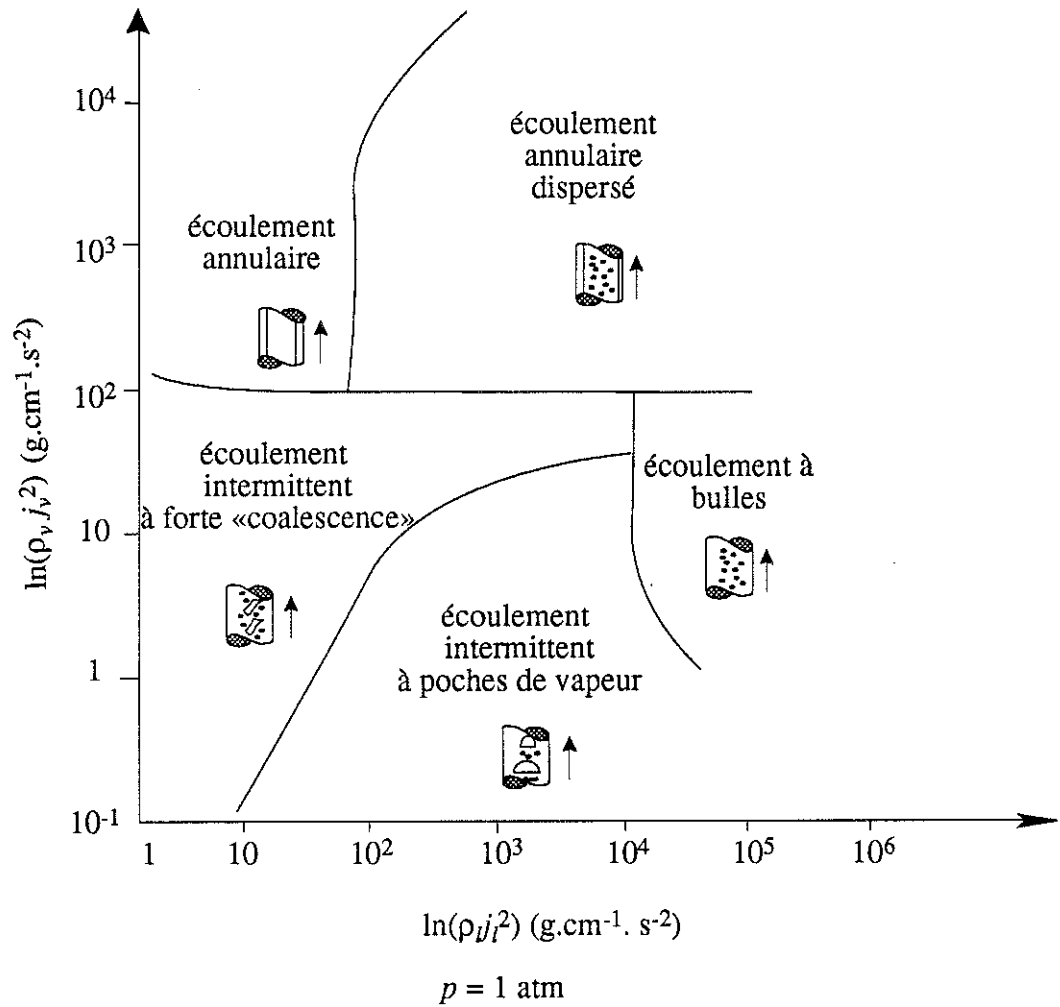


Figure 17. — Configurations des écoulements verticaux ascendants, cas de l'eau ( G. F. Hewitt, D. N. Roberts<sup>3</sup>, 1969)

H. K. Zust, W. B. Bald<sup>4</sup> proposent en 1981 une carte plus facilement exploitable puisqu'elle exprime la vitesse massique  $\dot{G}$  en fonction du titre massique  $x$  (voir figure 18). Elle correspond à un écoulement vertical ascendant d'hélium.

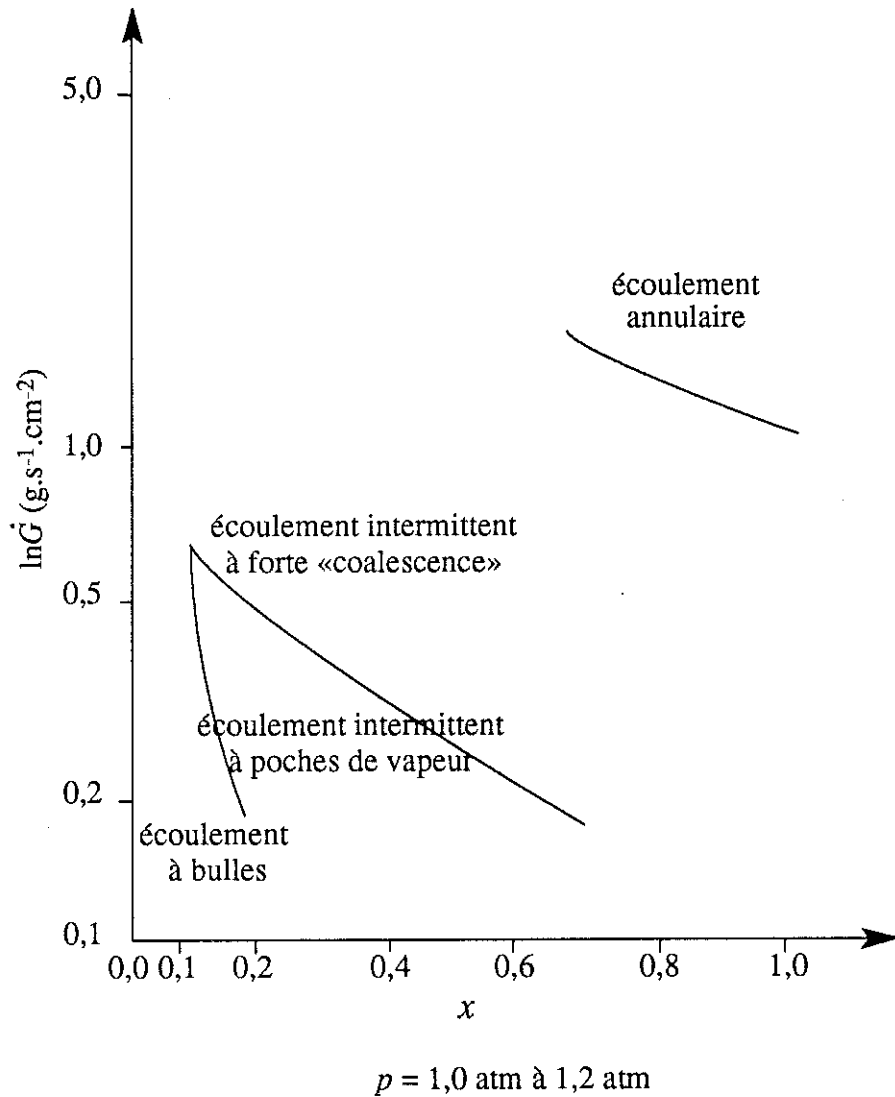
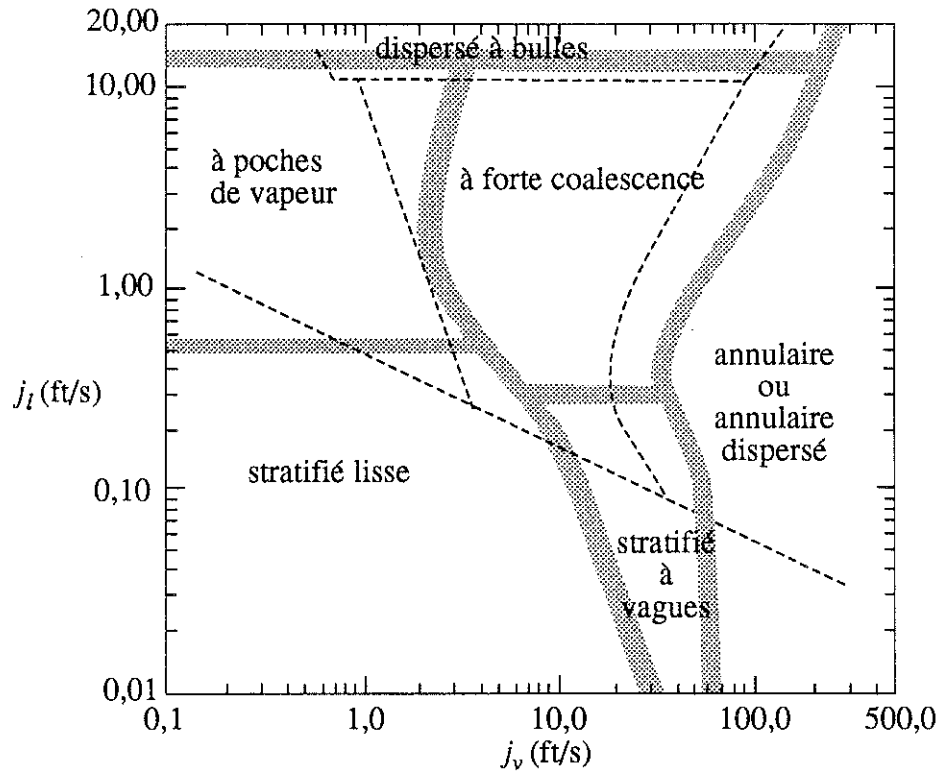


Figure 18. — Configurations des écoulements verticaux ascendants, cas de l'hélium (H. K. Zust, W. B. Bald<sup>4</sup>, 1981)

Historiquement, O. Baker<sup>5</sup> (1954) propose le premier un diagramme des écoulements horizontaux qui s'applique plutôt aux hydrocarbures. Il représente la variation de la vitesse apparente de la phase liquide  $j_l$  en fonction de celle de la phase gazeuse  $j_v$  (vitesses qui n'ont pas de sens physique, mais qui sont calculables à partir de la détermination de  $\dot{G}_l$  et  $\dot{G}_v$ , voir figure 19). J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz<sup>6</sup> (1974) retrouvent un diagramme qui se superpose bien au précédent dans le cas d'un système *eau-air*.



■■■■ : cas «eau-air» (J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz<sup>6</sup>, 1974)  
 - - - - : cas «huile-air» (O. Baker<sup>5</sup>, 1954)

Figure 19. — Cartes de configurations d'écoulements horizontaux

Une étude théorique est faite par Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup> en 1976. Ils obtiennent des frontières entre les différents types d'écoulements qui sont proches de celles obtenues par J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz<sup>6</sup> (1974) dans le cas d'un écoulement horizontal eau-air (voir figure 20).



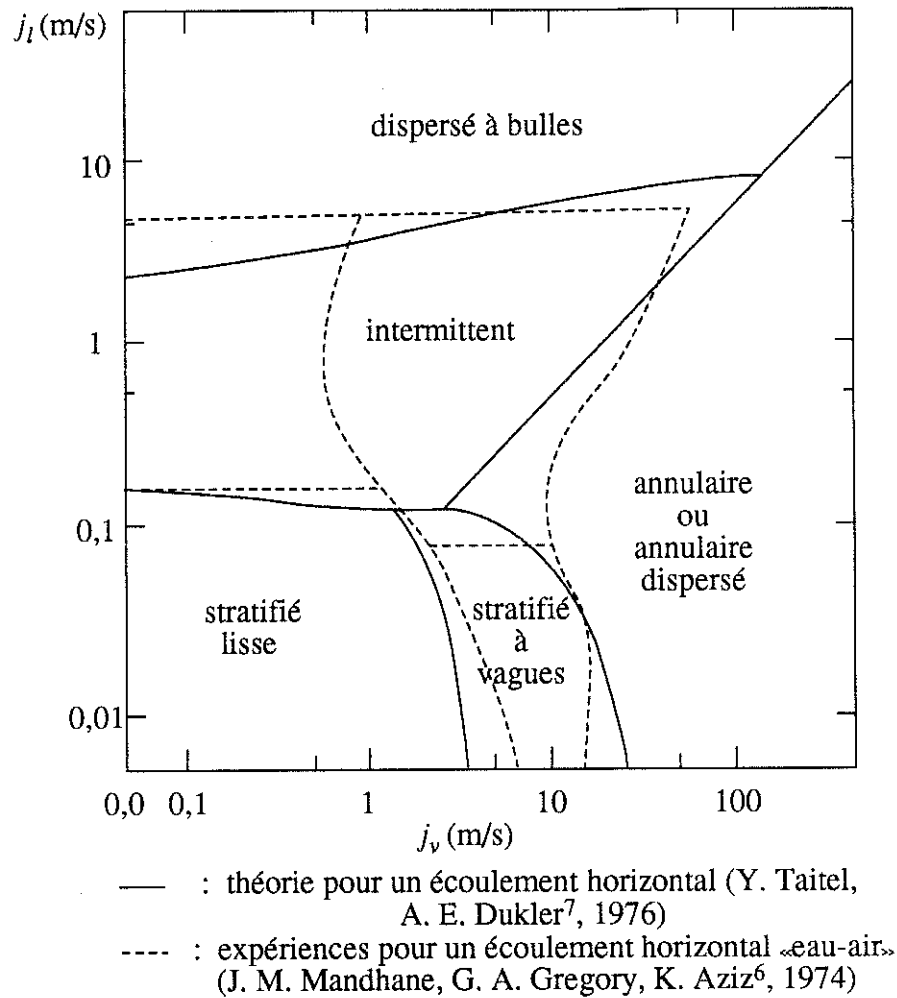
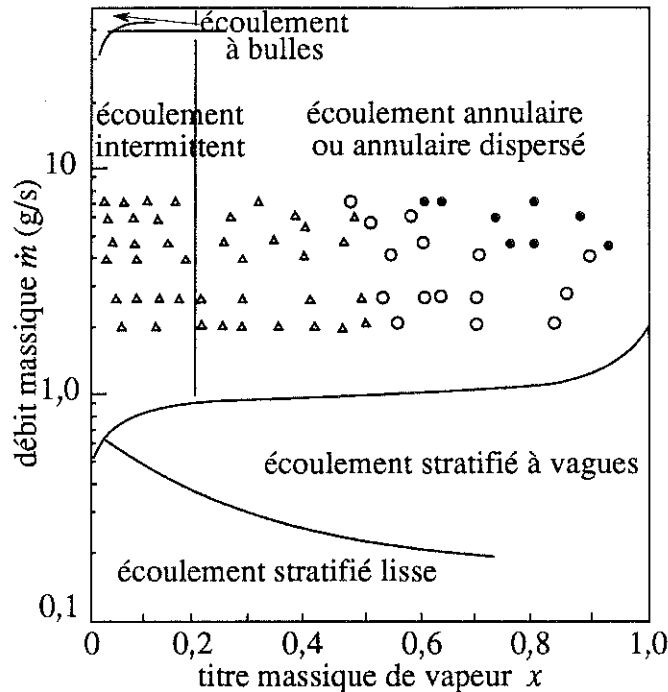


Figure 20. — Cartes de configurations d'écoulements horizontaux expérimentales et théoriques

Plus récemment, E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François<sup>8</sup> (1988) visualisent les différentes configurations d'un écoulement horizontal d'hélium (voir figure 21). Leurs observations ne s'accordent pas bien avec celles obtenues par J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz<sup>6</sup> (1974) dans le cas de l'eau et avec les courbes de transition proposées par la théorie de Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup> (1976). Toutefois, les résultats ne se contredisent pas.



résultats expérimentaux de E. Sauvage-Boutar *et al.* :

- △ : écoulement intermittent
- : écoulement annulaire ou annulaire dispersé
- : écoulement dispersé
- : théorie de Y. Taitel, A. E. Dukler

Figure 21. — Comparaison des configurations d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique obtenues par E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François<sup>8</sup> (1988) et de la théorie de Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup> (1976)

Les configurations d'écoulements diphasiques sont en général observées dans le cas de l'eau, d'huiles et de réfrigérants. Pour les fluides cryogéniques tels que l'azote et l'hélium, on n'observe qu'exceptionnellement l'écoulement à bulles et l'écoulement à poches de vapeur (D. Steiner<sup>9</sup>, 1986, pour l'azote, D. Steiner<sup>9</sup>, 1986, H. Ogata, S. Sato<sup>10</sup>, 1974, E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François<sup>8</sup>, 1988, pour l'hélium, n'observent pas ces configurations d'écoulements). En effet, l'écoulement à bulles nécessite une vitesse de la phase liquide très élevée que l'on ne rencontre que très rarement dans la pratique (supérieure à  $1\,200\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$  environ dans le cas de l'hélium). Le faible rapport  $\rho_l / \rho_v$  des fluides cryogéniques ( $\rho_l / \rho_v = 7,4$  pour l'hélium à 4,224 K et sous 1 atm) empêche la formation de poches de vapeur dans les écoulements d'hélium diphasique. On observe généralement ces configurations pour un écoulement à deux composants (eau-air, huile-air, etc., voir annexe A).

### 2.1.2. — Concepts de modélisation des écoulements diphasiques

L'observation des écoulements diphasiques montre qu'ils sont, soit à structure homogène, soit à phases séparées, soit encore à structure intermédiaire. On adopte souvent des modèles simples, afin de simplifier les équations qui régissent les écoulements et de prévoir taux volumique de vapeur et pertes de pression. Il s'agit du modèle dit «homogène» et du modèle dit «à phases séparées». En les présentant, on introduit des notions de modélisation simples qui seront utilisées ultérieurement dans la présente étude.

#### a. — Modèle homogène

La théorie de l'*écoulement homogène* consiste à considérer le mélange des deux composants comme un «pseudo-fluide» aux propriétés moyennes qui obéit aux équations d'un écoulement à un composant. Les propriétés moyennes sont la vitesse, les propriétés thermodynamiques (la température, la masse volumique) et la propriété de transport (la viscosité).

Les différences de vitesse, de température, de propriétés thermophysiques entre les deux phases entraînent des échanges mutuels de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. Si ces processus sont très rapides par rapport à la vitesse d'écoulement, particulièrement quand une phase est dispersée dans l'autre, on peut supposer qu'il y a *équilibre thermodynamique* du mélange ; les valeurs moyennes des propriétés sont alors égales à celles de chaque phase et on a un écoulement *homogène* en équilibre. C'est le cas des écoulements à bulles et des écoulements à dispersion de gouttelettes. Dans ces conditions, on peut appliquer les lois d'un écoulement «monophasique».

Dans le présent travail, on se limite à un écoulement «monodimensionnel» dans un conduit horizontal. On suppose que le fluide se comporte comme un mélange homogène dont la masse volumique et la vitesse sont constantes dans tout le conduit.

Ainsi, la *masse volumique moyenne* peut s'exprimer en fonction de la *fraction volumique de vapeur*  $\alpha$  par :

$$\rho_h = (1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_v \quad (1)$$

ou en fonction du *titre massique*  $x$  par :

$$\frac{1}{\rho_h} = \frac{(1-x)}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_v} \quad (2)$$

Quant aux *vitesses massiques* des deux phases, elles sont égales :

$$\dot{G}_l = (1-x)\dot{G} = \frac{\rho_l V_l S_l}{S} = \rho_l V_l (1-\alpha) \quad (3.a)$$

et

$$\dot{G}_v = x\dot{G} = \rho_v V_v \alpha \quad (3.b)$$

On définit ainsi une *vitesse homogène* :

$$V_h = \frac{\dot{G}}{\rho_h} = \frac{\dot{G}_l}{\rho_h} = \frac{\dot{G}_v}{\rho_h} \quad (4)$$

et le *débit massique* est :

$$\dot{m} = \rho_h V_h S \quad (5)$$

Ainsi, le *taux volumique de vapeur* se déduit de l'égalité des formules 3.a et

$$3.b : \dot{G} = \frac{\rho_l V_l (1 - \alpha)}{(1 - x)} = \frac{\rho_v V_v \alpha}{x}, \text{ soit :}$$

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{V_v}{V_l} \frac{1 - x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}} = \frac{1}{1 + g \frac{1 - x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (6)$$

en introduisant le paramètre de *glissement*  $g = \frac{V_v}{V_l}$ .

Pour un écoulement homogène,  $V_v = V_l$  donc :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1 - x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (7)$$

Quant à la *viscosité homogène*, elle peut être estimée de différentes façons selon le type de fluide et d'écoulement :

$$— \mu_h = \mu_l \text{ ou } \mu_h = \mu_v \quad (8.a)$$

pour des écoulements dispersés de titres massiques  $x$  voisins de zéro ou un respectivement ;

$$— \frac{1}{\mu_h} = \frac{1 - x}{\mu_l} + \frac{x}{\mu_v} \quad (8.b)$$

$$— \mu_h = (1 - x)\mu_l + x\mu_v \quad (8.c) \text{ (A. Cicchitti } et al.^{11}, 1960)$$

$$— \mu_h = (1 - x) \frac{\rho_h}{\rho_l} \mu_l + x \frac{\rho_h}{\rho_v} \mu_v \quad (8.d) \text{ (A. E. Dukler, R. G. Cle-$$

veland<sup>12</sup>, 1964)

En général, l'accord entre le modèle homogène appliqué au taux volumique de vapeur  $\alpha$  et les résultats expérimentaux n'est pas très bon ; il se limite aux écoulements fortement dispersés (Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup>, 1976).

Pour un écoulement diphasique sous une pression proche de la *pression critique* (pour l'hélium,  $p_{cr} = 2,23$  bar), la perte de charge vérifie le modèle homogène quel que soit la configuration d'écoulement (V. E. Keilin, E. Y. Klimenko, I. A. Kovalev<sup>13</sup>, 1969, etc.). Pour des écoulements d'hélium diphasique de vitesse

massique comprise entre  $32 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  et  $104 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  et pour une pression relative  $p^* = \frac{p}{p_{cr}} = 0,6$ , on propose en général pour la perte de charge par unité de longueur :

$$\frac{\Delta p_h}{L} = \Lambda_h \rho_h \frac{V_h^2}{2d} \quad (9)$$

où  $\Lambda_h = 0,0054 + 0,3964 Re_h^{-0,3}$  est le *coefficient de frottement* empirique ;

$Re_h = \frac{\rho_h V_h d}{\mu_h}$  le *nombre de Reynolds homogène* ;  $d$  le *diamètre interne* du conduit et

$$\mu_h = (1 - x)\mu_l + x\mu_v.$$

Application numérique à l'hélium : on considère un écoulement d'hélium diphasique dans un conduit de diamètre intérieur  $0,010 \text{ m}$ , sous la pression atmosphérique. Pour un écoulement à phases séparées (stratifié à vagues) de débit  $\dot{m} = 2.10^{-3} \text{ kg/s}$  et de titre

massique  $x = 0,8$  (voir expériences chapitre III), on a :  $\left(\frac{\Delta p_h}{L}\right)_1 = 0,25.10^{-3} \text{ bar/m}$ . Pour

un écoulement homogène (à dispersion de gouttelettes) de débit  $\dot{m} = 6.10^{-3} \text{ kg/s}$  et de titre

massique  $x = 0,95$ , on a :  $\left(\frac{\Delta p_h}{L}\right)_2 = 2,15.10^{-3} \text{ bar/m}$ . Les présentes mesures confirment

les ordres de grandeur des pertes de charge précédentes. On constate que ces dernières sont très faibles dans les écoulements d'hélium diphasique.

#### b. — Modèle à phases séparées

Lorsque les phases ont des propriétés et des vitesses différentes, chacune d'elles doit être considérée indépendamment. Ainsi, on établit les équations de conservation pour chaque phase où l'on décrit leur interaction avec la paroi. On y associe les équations d'interaction entre les deux phases. La contrainte de frottement étant inconnue à l'interface, on ne peut pas écrire immédiatement les équations d'interaction à l'interface. Il est nécessaire de faire un certain nombre d'hypothèses pour calculer les pertes de charge et le taux volumique de vapeur.

Le plus simple est de considérer le système des deux phases où, suivant le point considéré, les propriétés thermophysiques et la vitesse à associer à l'écoulement sont celles d'une phase ou de l'autre. Les hypothèses sont donc les suivantes (G. F. Hewitt, N. S. Hall-Taylor<sup>14</sup>, 1970) :

— les deux phases s'écoulent séparément dans le conduit, le liquide occupant l'aire  $(1-\alpha)S$  et le gaz l'aire  $\alpha S$  ( $\alpha$  représente la fraction volumique moyenne de gaz à travers le conduit) ;

— dans chaque région, la masse volumique et la viscosité sont supposées constantes et égales à celles de la phase considérée. La vitesse est supposée constante dans cette région (en réalité, le profil de vitesse est très pointu même en écoulement turbulent ; cette hypothèse est toutefois presque universellement acceptée) ;

— la *contrainte de frottement pariétal*  $\tau_p$  est supposée constante quelle que soit la phase en contact avec la paroi et à l'interface liquide-vapeur ;

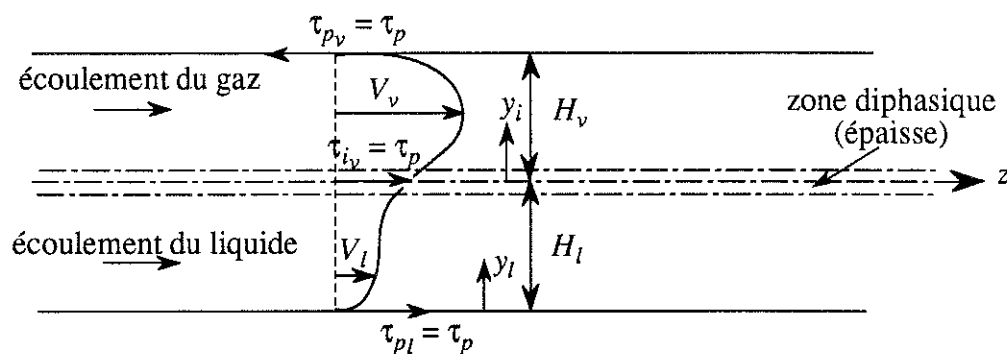


Figure 22. — Profil de vitesse en écoulement diphasique (C. Suzanne<sup>15</sup>, 1977)

Les vitesses massiques des phases liquide et gazeuse sont données respectivement par les formules 3.a et 3.b.

Les deux phases s'écoulent généralement avec des vitesses différentes (les vitesses sont égales dans le cas particulier de l'écoulement stratifié à interface lisse où les vitesses sont relativement faibles) ; la vapeur s'écoulant plus vite que le liquide. Le taux

volumique de vapeur est donné par la formule 6 : 
$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{V_v}{V_l} \frac{1-x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}}$$

A titre d'exemple, on donne une expression du taux volumique de vapeur  $\alpha$  et donc du glissement  $g$ . S. M. Zivi<sup>16</sup> (1964) considère un écoulement horizontal annulaire eau-air. Il suppose les vitesses des deux composants suffisamment faibles pour que les contraintes de frottement et le glissement soient négligeables. Il applique alors à l'écoulement diphasique « libre » (qui ne reçoit pas de travail) et adiabatique le *principe de Saint-Venant*. Le taux volumique de vapeur  $\alpha$  doit alors minimiser la variation d'énergie (qui se réduit à l'énergie cinétique compte tenu des hypothèses faites). Ceci conduit aux expressions suivantes de  $\alpha$  et  $g$  :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3}} \quad (10)$$

et de la formule 6, on déduit :

$$g = \frac{V_v}{V_l} = \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/3} \quad (11)$$

Application numérique à l'hélium : on considère un écoulement d'hélium diphasique sous la pression atmosphérique dans un conduit de diamètre intérieur 0,010 m. Pour un écoulement à phases séparées (stratifié à vagues) de débit  $\dot{m} = 2.10^{-3}$  kg/s et de titre massique  $x = 0,8$ , on a  $\alpha = 0,89$  et  $g = 1,95$ . On reviendra sur ces résultats dans le chapitre III.

### c. — Modèles d'écoulements et échanges thermiques

Les considérations précédentes conduisent à appliquer au taux volumique de vapeur  $\alpha$  et au glissement  $g$  le modèle homogène pour les écoulements dispersés à bulles ou à gouttelettes, le modèle à phases séparées pour les autres configurations. Quant à la perte de charge, le modèle homogène convient dans tous les cas.

Dans la pratique, et en particulier pour les écoulements d'hélium diphasique, les deux phases ont un mouvement relatif permanent. On mesure par conséquent des grandeurs physiques qui fluctuent dans l'espace et dans le temps. On considère donc dans le présent travail des grandeurs «moyennées» dans le temps et pouvant être évaluées localement ou moyennées dans l'espace. On est ainsi amené à considérer deux types de coefficients d'échange thermique : des coefficients locaux associés à chaque phase et moyennés dans le temps qui sont liés à des *taux de mouillage* moyennés dans le temps ; des coefficients moyennés dans l'espace et le temps qui sont à associer aux calculs pratiques.

## 2.2. — Echanges thermiques dans les écoulements diphasiques

### 2.2.1. — Echanges thermiques par convection forcée

L'étude de la dynamique des fluides et des transferts thermiques dans les écoulements qui reçoivent de la chaleur est nécessaire à la maîtrise d'installations qui sont fondées sur des transports de fluides et sur des circuits de condensation ou de vaporisation. On est ainsi très souvent amené à étudier les écoulements à deux phases qui sont largement utilisés. On propose ici de présenter les mécanismes de transfert thermique qui interviennent dans ces écoulements : la *convection forcée* et l'*ébullition nucléée*.

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'écoulement turbulent d'hélium liquide en régime de convection forcée. Pour simplifier l'étude, on suppose que le fluide est à propriétés thermophysiques constantes.

Lorsque l'on chauffe un écoulement, le régime thermique n'est pas établi. On s'intéresse donc ici aux régimes thermiques établi et non établi.

a. — Régime thermique établi

En régime thermiquement établi, L. Prandtl estime en 1910 que les équations de vitesse et de température sont identiques si les *diffusivités moléculaires* de quantité de mouvement  $\epsilon_m$  et de chaleur  $\epsilon_t$  sont égales. Cette approximation est applicable pour des *nombres de Prandtl* voisins de l'unité (sous 1 atm et à 4,224 K,  $Pr_l = 0,804$  et  $Pr_v = 1,15$  pour l'hélium liquide et gazeux respectivement).

Elle est développée par T. Von Karman en 1939. L'analogie faite entre le transport par la quantité de mouvement et celui par l'énergie est appelée *analogie de Reynolds* et se formule comme suit.

$$\text{On écrit que } q = q_p \left(1 - \frac{y}{R}\right) = \lambda_l \frac{\partial T}{\partial y} - \rho_l c_{p_l} \overline{T'u'} \text{ et } \tau = \tau_p \left(1 - \frac{y}{R}\right) = \mu_l \frac{\partial V}{\partial y} - \rho_l \overline{u'v'}$$

(L. S. Tong<sup>17</sup>, 1965) où  $q$  est la *densité de flux de chaleur* ;  $q_p$  la *densité de flux de chaleur à la paroi* ;  $\tau$  la *contrainte de frottement* ;  $\tau_p$  la *contrainte de frottement à la paroi* ;  $y$  la *distance à la paroi* ;  $R$  le *rayon interne du tube* ;  $T$  la *composante moyenne de la température* ;  $T'$  sa *composante fluctuante* fonction du temps ;  $V$  la *composante moyenne de la vitesse axiale* ;  $u'$  et  $v'$  les *composantes fluctuantes des vitesses radiale et axiale* respectivement.

Par analogie des profils de vitesse et de température (c'est-à-dire de  $v'$  et  $T'$ ), on peut écrire en introduisant les diffusivités moléculaires  $\epsilon_m$  et  $\epsilon_t$  :

$$\frac{\tau}{\rho_l} = \left(\frac{\mu_l}{\rho_l} + \epsilon_m\right) \frac{\partial V}{\partial y} \quad (12)$$

$$\frac{q}{\rho_l c_{p_l}} = (a_l + \epsilon_t) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (13)$$

où  $a_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l c_{p_l}}$  est la *diffusivité thermique*.

Les résultats expérimentaux de T. Von Karman (1939) sont en accord avec l'*analogie de Reynolds* pour des fluides ayant un *nombre de Prandtl* voisin de un (donc

pour  $\frac{\mu_l}{\rho_l} \approx a_l$ ). T. Von Karman fait l'hypothèse supplémentaire que le *nombre de Prandtl*



*turbulent* est égal à un  $\left(Pr_t = \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_t} = 1\right)$ , afin d'accorder les distributions des températures calculées et mesurées. Les formules 12 et 13 sont alors telles que  $\varepsilon = \varepsilon_m = \varepsilon_t$ .

On rend sans dimension la cote  $y$  par  $y^+ = \frac{yV_f}{\mu_l / \rho_l}$ , la température moyenne

$T$  par  $T^+ = \frac{\rho_l c_{p_l} V_f (T_p - T)}{q_p}$  et la vitesse axiale moyenne  $V$  ( $v = V + v'$ ) par  $V^+ = \frac{V}{V_f}$

dans les formules 12 et 13 où  $V_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}}$  est la vitesse de frottement et  $T_p$  la température moyenne à la paroi. On reprend alors la distribution des vitesses (B. Gebhart<sup>18</sup>, 1971) et on obtient une distribution des températures de profil semblable :

$$T^+ = Pr_l y^+ \text{ pour } 0 \leq y^+ \leq 5 \quad (14.a)$$

$$T^+ = 5 \left[ Pr_l + \ln \left( 1 + Pr_l \left( \frac{y^+}{5} - 1 \right) \right) \right] \text{ pour } 5 \leq y^+ \leq 30 \quad (14.b)$$

$$T^+ = 5 \left[ Pr_l + \ln(1 + 5Pr_l) + 0,5 \ln \frac{y^+}{30} \right] \text{ pour } y^+ \geq 30 \quad (14.c)$$

Ce profil de température sert à calculer un coefficient d'échange thermique défini par rapport à une température de référence caractéristique du profil.

#### b. — Régime thermique transitoire

On considère maintenant l'établissement d'un régime thermique en régime dynamique préalablement établi. Soit donc une brusque variation de la température de paroi à la cote axiale  $z$  nulle. Si on suppose en outre que  $Pr_t = 1$  et que l'on néglige la couche limite dynamique (pour un nombre de Reynolds  $Re$  très grand, soit supérieur à 1 000 000), le coefficient d'échange thermique par convection forcée défini par

$$h = \frac{\lambda_l \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_p - T_m} \text{ est donné par G. Ribaud, E. Brun}^{19} \text{ (1942) :}$$

$$h(z) = \rho_l c_{p_l} \bar{V} \times 0,0384 Re^{-0,25} \left[ 1 + 0,1 \exp \left( -2,7 \frac{z}{d} Re^{-0,25} \right) + \dots \right] \quad (15)$$

où  $h(z)$  est le coefficient déterminé à la cote axiale  $z$  ;  $T_m$  la température de mélange de l'écoulement associée à la composante de température moyenne  $T$  ;  $\bar{V}$  la vitesse moyenne

associée à la composante de vitesse moyenne  $V$  et  $Re = \frac{\bar{V}d}{\mu_l / \rho_l}$  le nombre de Reynolds de l'écoulement.

Le coefficient  $h(z)$  décroît pour atteindre la valeur limite  $\rho_l c_{p_l} \bar{V} \times 0,0384 Re^{-0,25}$ . La distance  $L_{ét}$  pour laquelle cette valeur est atteinte à 1 % près est donnée par :

$$L_{ét} = 0,85 Re^{0,25} d \quad (16)$$

Application numérique à l'hélium : pour un écoulement d'hélium liquide saturant à 4,224 K, dans un tube de diamètre 0,010 m,  $L_{ét}$  vaut 0,133 m à 0,188 m lorsque le débit massique est compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s.

### c. — Coefficient d'échange thermique par convection forcée

La convection forcée est caractérisée par le *nombre de Nusselt*  $Nu$ . Dans les tubes cylindriques, il est «construit» avec le diamètre  $d$  du tube :

$$Nu = \frac{h}{\lambda_l / d} \quad (17)$$

où  $h$  est la *conductance thermique entre le fluide et la paroi* et  $\lambda_l / d$  la *conductance thermique du fluide* en écoulement dans le tube de diamètre  $d$ .

Le long du tube chauffé, comme le profil de température s'établit, la couche limite thermique s'épaissit (voir figure 23). Le transfert thermique diminue pour atteindre une valeur asymptotique en régime établi.

De nombreuses études récentes conduisent à considérer un *nombre de Nusselt local*  $Nu_z$  qui atteint une valeur asymptotique pour  $z / d = 40$  à  $60$  (B. Gebhart<sup>18</sup>, 1971 et J. Taine, J.-P. Petit<sup>20</sup>, 1989).

J. Taine, J.-P. Petit<sup>20</sup> (1989) proposent en régime transitoire :

$$Nu_z = \frac{h(z)z}{\lambda_l} = Nu_{d_h} \left( 1 + 6 \frac{d_h}{z} \right) \text{ pour } 20 \leq \frac{z}{d_h} < 60 \quad (18)$$

où  $Nu_{d_h} = 0,023 (Re_{l_{d_h}})^{0,8} (Pr_l)^{1/3}$  ;  $d_h$  est le *diamètre hydraulique* du conduit ;

$Re_{l_{d_h}} = \frac{\rho_l \bar{V} d_h}{\mu_l}$  et les propriétés thermophysiques du fluide sont considérées à la *température de mélange*  $T_m$ .

Ils considèrent alors que, lorsque le régime est établi, les *corrélations de Dittus-Boelter* et de *Colburn* sont applicables pour  $L / d_h \geq 60$  :

$$Nu_z = Nu_{d_h} = 0,023 (Re_{l_{d_h}})^{0,8} (Pr_l)^{0,4} ; \text{ corrélation de Dittus-Boelter (1930)} \quad (19)$$

$$Nu_z = Nu_{d_h} = 0,023 (Re_{l_{d_h}})^{0,8} (Pr_l)^{1/3} ; \text{ corrélation de Colburn (1933)} \quad (20)$$

Ainsi, pour un écoulement aux profils de vitesse et de température établis, c'est-à-dire loin de l'entrée du tube ( $z / d \geq 60$ ), on utilise généralement la *corrélation de Dittus-Boelter* qui s'applique à tous les fluides ayant un *nombre de Prandtl* compris entre

0,7 et 160 et pour un échange thermique à relativement faibles écarts de température  $T_p - T_m$ . Dans le cas des fluides à propriétés dépendant de la température, la *corrélation de Colburn* convient bien pour de faibles différences de température. Elle s'applique pour des *nombre de Prandtl* compris entre 0,7 et 160 et pour des *nombre de Reynolds* supérieurs à 10 000. Les propriétés du fluide sont alors considérées à la *température dite*

$$\text{de film } T_{film} = \frac{T_m + T_p}{2} \text{ et } h = \frac{q}{T_p - T_{film}}.$$

Application numérique à l'hélium : pour un écoulement d'hélium saturant à 4,224 K, dans un conduit de diamètre 0,010 m, de débit massique égal à  $3 \cdot 10^{-3}$  kg/s, on déduit des formules 19 et 20 respectivement  $h(z \geq 60d_h) = 480 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $h(z \geq 60d_h) = 490 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Les corrélations précédentes sont bien vérifiées pour tous les fluides (A. E. Bergles, W. M. Rohsenow<sup>21</sup>, 1962 pour l'eau ; J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968 pour l'hélium, etc.).

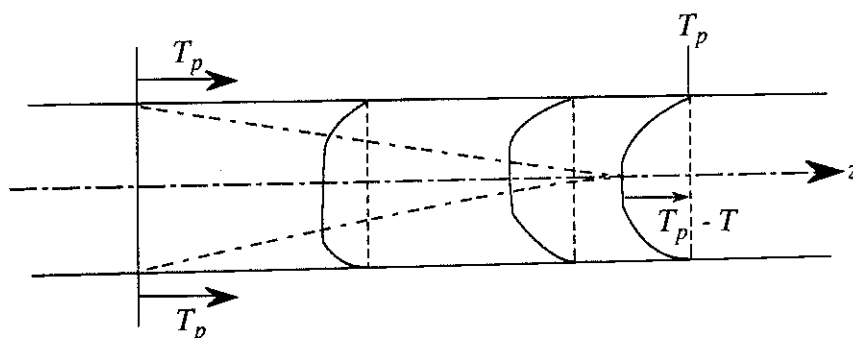


Figure 23. — Profil de température en régime transitoire

### 2.2.2. — Echanges thermiques par ébullition nucléée

On expose ici les mécanismes de transfert thermique dans l'hélium en ébullition ; à savoir les caractéristiques générales de l'équilibre liquide-vapeur qui expliquent l'équilibre des bulles dans le liquide, les mécanismes de nucléations homogène et hétérogène, les mécanismes d'évaporation à une interface liquide-vapeur.

Pour comprendre les conditions de formation de bulles en *écoulement sous-refroidi ou saturant*, il est nécessaire d'introduire quelques notions et équations. Elles aideront à mieux aborder les processus d'échange thermique dans les écoulements d'hélium diphasique.

## a. — Mécanismes de l'ébullition

## a.1. — Equilibre liquide-vapeur

Un état d'équilibre stable entre les phases liquide et gazeuse est défini par la connaissance de deux variables d'état : l'une pouvant être la pression  $p$  ou la température  $T$ , l'autre le volume spécifique  $v$  (volume massique).

Sur le diagramme général  $(p, v, T)$  de la figure 24, on considère la courbe  $(p, v)$  puisqu'on étudie l'ébullition dans un liquide à la *température saturante*  $T_{sat}$ .

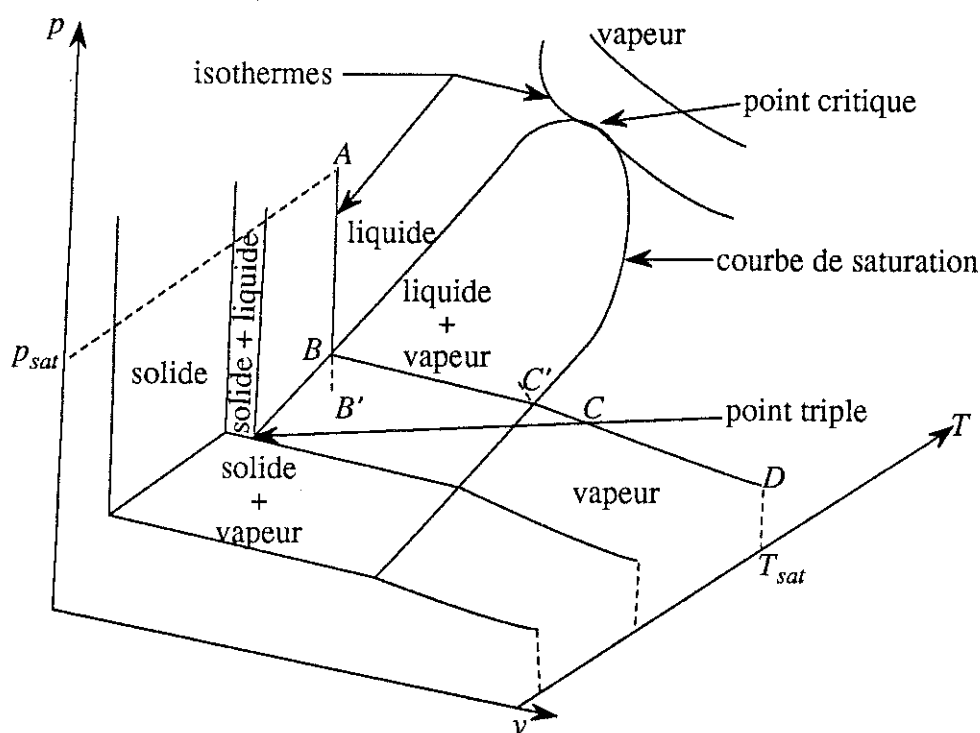
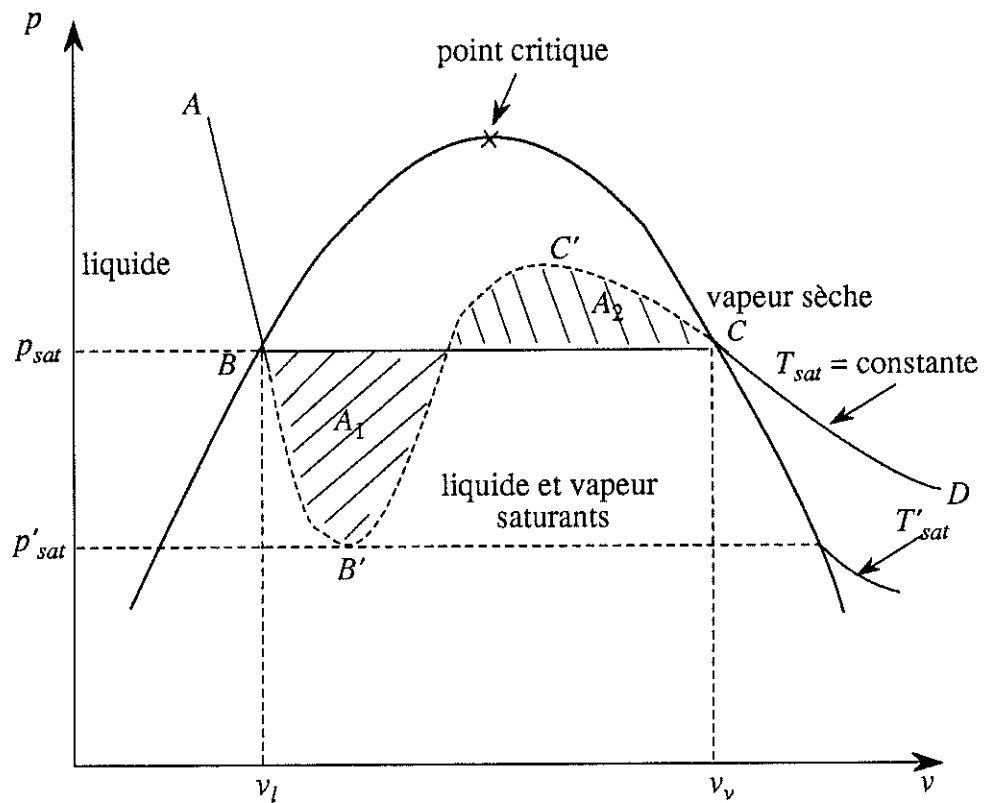


Figure 24. — Diagramme  $(p, v, T)$  d'un corps pur

Sur le *diagramme d'Andrews* (voir figure 25), à température constante, le liquide existe seul et est dans un état d'équilibre stable de A à B. De B à C, les phases liquide et gazeuse coexistent et de C à D, la vapeur existe seule et est en équilibre stable. Entre B et C, la *pression* et la *température* dites *saturantes*  $p_{sat}$  et  $T_{sat}$  respectivement sont constantes. Une variation d'*enthalpie* à pression et température saturantes y fait évoluer le volume spécifique du mélange liquide-vapeur, faisant ainsi varier le titre massique de chaque phase.

Figure 25. — Diagramme d'Andrews ( $p, v$ )

Si on réduit la pression qui est imposée au liquide à température constante le long de la ligne figurative  $AB$ , on peut atteindre le point  $B'$  sans avoir formation de bulles (de même si on augmente la pression de la vapeur de  $D$  à  $C$ , il peut ne pas se former de gouttelettes). La courbe  $BB'$  ( $CC'$ ) qui peut ainsi être suivie en détendant le liquide (en comprimant la vapeur) correspond à un liquide qui présente un «retard à la vaporisation» (à une vapeur qui présente un «retard à la condensation»); ce liquide (cette vapeur) est en équilibre métastable. En effet, une petite variation de son énergie peut le faire passer à un état stable liquide ou gazeux. La température  $T_{sat}$  au point  $B'$  qui est supérieure à la température saturante  $T'_{sat}$  de la nouvelle pression  $p'_{sat}$  donne lieu à un liquide surchauffé (en équilibre métastable). Dans le liquide (la vapeur) en équilibre métastable, il peut exister des bulles (des gouttelettes) qui constituent alors un état d'équilibre instable. C'est l'agitation thermique à l'échelle microscopique qui provoque leur implosion ou leur grossissement.

En outre, on rappelle quelques équations connues qui serviront dans des développements ultérieurs.

A l'équilibre liquide-vapeur, toute évolution du système (liquide et vapeur) est conduite à température et pression constantes. Dans une évolution du système à

volume constant, la variation du *potentiel thermodynamique*  $\Phi$  équivaut au travail des forces de pression qui agissent sur ce dernier ( $-pdv$ ). Ainsi, la variation du potentiel thermodynamique est nulle :

$$d\Phi = \Phi_l dm_l + \Phi_v dm_v = (\Phi_l - \Phi_v) dm_l = 0 \quad (21)$$

où  $dm_l$  et  $dm_v$  sont respectivement les variations de masse des phases liquide et gazeuse par unité de masse du système ;  $\Phi_l$  et  $\Phi_v$  les *potentiels thermodynamiques massiques* respectifs des phases liquide et gazeuse à pression  $p$  et à température  $T$ .

Ainsi, les potentiels thermodynamiques des phases liquide et gazeuse sont égaux à l'équilibre :  $\Phi_l = \Phi_v$ .

Pour une évolution infinitésimale autour de l'équilibre ( $T$  à  $T + dT$  et  $p$  à  $p + dp$ ), on peut écrire que  $d\Phi_l = d\Phi_v$ , soit par définition du potentiel thermodynamique :  $v_l dp - s_l dT = v_v dp - s_v dT$  où  $s_l$  et  $s_v$  sont les *entropies massiques* respectives des phases liquide et gazeuse. Ainsi, au voisinage de la *courbe de saturation*  $p_{sat}(T_{sat})$  qui est donnée sur la figure 24, on a :

$$-s_l + v_l \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} = -s_v + v_v \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} \quad (22.a)$$

ou encore :

$$\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} = \frac{s_v - s_l}{v_v - v_l} = \frac{L(T_{sat}) / T_{sat}}{v_v - v_l} \quad (22.b)$$

où  $L(T_{sat})$  est la *chaleur latente de vaporisation* qui est fonction de la température saturante  $T_{sat}$ .

Loin au-dessous du *point critique* (on se trouve en général au voisinage de 1 atm), on fait l'approximation suivante :

$$\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} \approx \frac{L(T_{sat})}{T_{sat} v_v} \approx \frac{L(T_{sat}) p_{sat}}{r T_{sat}^2} \quad (23)$$

en assimilant la vapeur au «gaz parfait».

Il s'agit de l'*équation de Clausius-Clapeyron simplifiée* que l'on associe à l'équilibre liquide-vapeur.

Application numérique à l'hélium : pour l'hélium à  $T_{sat} = 4,224$  K,  $\frac{v_l}{v_v} \approx 0,135$ .

L'approximation dans l'*équation de Clausius-Clapeyron* est correcte à 15 % près.

### a.2. — Formation d'une bulle

Pour qu'une bulle se forme dans le liquide (ou une gouttelette dans la vapeur), les molécules de vapeur doivent exercer une force sur l'interface liquide-vapeur qu'elles développent.

Les molécules de vapeur étant en partie en contact avec la surface (voir figure 26), la résultante des forces intermoléculaires n'est pas nulle et vient s'opposer à la force de pression qu'exerce la vapeur sur l'interface.

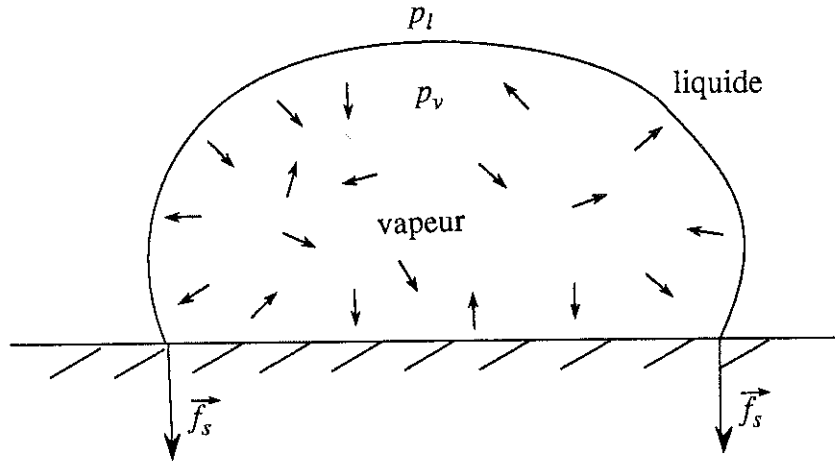


Figure 26. — Formation d'une bulle dans le liquide

Pour une bulle sphérique de rayon d'équilibre  $r^*$ , la différence de pression entre le liquide et la vapeur est donnée par la *loi de Laplace* (voir annexe B) :

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (24)$$

où  $p_l$  et  $p_v$  sont les *pressions* dans le liquide et la bulle respectivement et  $\sigma$  la *tension superficielle* à l'interface liquide-vapeur.

Cette relation représente la relation d'équilibre entre le liquide sous la pression  $p_l$  et à la température saturante  $T_{sat}$  et une bulle sous  $p_v = p_l + \frac{2\sigma}{r^*}$  et à la température saturante  $T_v = T_{sat}(p_v)$ .

Dans le cas d'une interface liquide-vapeur plane, la température de la vapeur  $T_v$  est égale à celle du liquide  $T_l = T_{sat}$  et sa pression  $p_v$  est égale à celle du liquide  $p_l = p_{sat}(T_{sat})$ .

Dans le cas d'une interface sphérique, la pression dans la bulle  $p_v$  est différente de la pression du liquide  $p_l = p_{sat}(T_{sat})$  en vertu des forces en action. En outre, la température  $T_v$  dans la bulle n'est pas égale à  $T_l = T_{sat}$  afin d'assurer l'*équilibre thermodynamique* entre les phases liquide et vapeur. Ainsi, la courbe de saturation  $p_{sat}(T_{sat})$  est différente selon que l'interface est plane ou sphérique (voir figure 27).

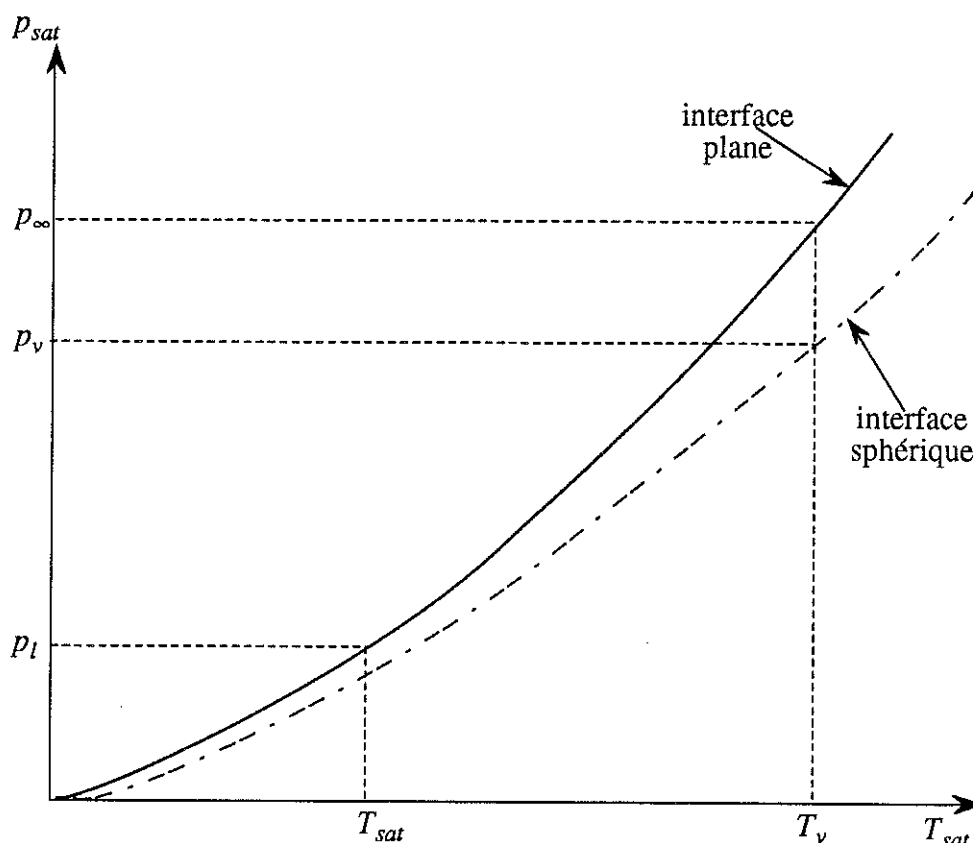


Figure 27. — Courbes de saturation pour des interfaces plane et sphérique

Il est intéressant de déterminer la température  $T_v$  d'une bulle en équilibre dans le liquide saturant et de la relier au *rayon critique* (rayon d'équilibre)  $r^*$ .

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 de vapeur saturante  $p_\infty$  et  $p_v$  est (voir annexe B) :

$$p_v = p_\infty \exp\left(\frac{-2\sigma v_l M}{r^* RT_v}\right) \quad (25)$$

Le terme  $(2\sigma v_l M)/(r^* RT_v)$  étant petit devant l'unité (par exemple pour l'hélium à  $T_v = 4,224$  K et sous  $p_\infty = 1$  atm,  $(2\sigma v_l M)/(r^* RT_v) = 1,82 \cdot 10^{-10} / r^*$ ) et  $p_\infty v_v = \frac{R}{M} T_v$ , on peut écrire :

$$p_v = p_\infty \left(1 - \frac{2\sigma v_l M}{r^* RT_v}\right) = p_\infty \left(1 - \frac{2\sigma v_l}{p_\infty v_v r^*}\right) \quad (26)$$

Comme  $p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*}$ , on a :

$$p_\infty - p_l = (p_\infty - p_v) + (p_v - p_l) = \frac{2\sigma}{r^*} \left(\frac{v_l}{v_v} + 1\right) \quad (27)$$

Si on considère que les bulles ont un diamètre de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de liquide surchauffé dans lequel elles se forment (en réalité, les bulles ont un



diamètre supérieur lorsqu'elles se détachent, voir chapitre III), une bulle d'hélium a un rayon critique  $r^*$  de l'ordre de grandeur de quelques micromètres (voir annexe C). Ainsi dans le cas de l'hélium, pour  $p_\infty = 1 \text{ atm}$ ,  $T_v = 4,224 \text{ K}$  et  $r^* = 10^{-6} \text{ m}$ , on a  $p_\infty - p_l \approx 200 \text{ N/m}^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ bar}$ .

Entre les deux états *infiniment proches*  $(p_l, T_{sat})$  et  $(p_\infty, T_v)$ , on peut alors appliquer la *relation de Clausius-Clapeyron* :

$$\frac{p_\infty - p_l}{T_v - T_{sat}} = \frac{L(T_{sat})}{T_{sat}(v_v - v_l)} \quad (28.a)$$

que l'on peut encore écrire en utilisant la formule 27 :

$$(T_v - T_{sat}) \frac{L(T_{sat})}{T_{sat}} = \frac{2\sigma}{r^*} \left[ \left( \frac{v_l}{v_v} \right) + 1 \right] (v_v - v_l) = \frac{2\sigma}{r^*} \left( \frac{v_v^2 - v_l^2}{v_v} \right) \quad (28.b)$$

Comme  $v_l^2$  est très inférieur à  $v_v^2$ , on peut simplifier (l'approximation est de l'ordre de 2 % dans le cas de l'hélium à  $T_{sat} = 4,224 \text{ K}$ ) :  $(T_v - T_{sat}) \frac{L(T_{sat})}{T_{sat}} \approx \frac{2\sigma}{r^*} v_v$ .

On en déduit la relation entre la «*surchauffe relative*» de la bulle provoquée par le gradient thermique imposé et le rayon d'équilibre de la bulle  $r^*$  (on verra ci-après comment cette relation s'explique d'un point de vue thermique) :

$$\frac{T_v - T_{sat}}{T_{sat}} = \frac{2\sigma v_v}{L r^*} \quad (29)$$

On donne à titre d'exemple quelques surchauffes relatives et les rayons critiques associés pour différents fluides :

Tableau II. — Quelques surchauffes relatives et rayons critiques d'une bulle

| Fluide | $p_l$ (atm) | $T_{sat}$ (K) | $r^*$ (m)           | $T_v - T_{sat}$ (K) |
|--------|-------------|---------------|---------------------|---------------------|
| Hélium | 1           | 4,224         | $10^{-6}$           | $2,4 \cdot 10^{-3}$ |
| Azote  | 1           | 77,347        | $0,6 \cdot 10^{-3}$ | $2,3 \cdot 10^{-3}$ |
| Eau    | 1           | 373,15        | $10^{-2}$           | $3,3 \cdot 10^{-3}$ |

La surchauffe est donc très petite dans le cas de l'hélium, si on suppose que les rayons critiques sont de l'ordre de grandeur de quelques micromètres. Si elle est faible, elle favorise l'existence de bulles microscopiques dans le liquide. Pour un même flux de chaleur imposé en paroi, il peut exister des bulles d'hélium beaucoup plus petites que celles d'azote ou d'eau.

D'un point de vue thermique, pour qu'une bulle de rayon  $r$  se forme, sa température  $T_v$  doit excéder la température saturante  $T_{sat}$  de

$$\Delta T_{sat} = T_v - T_{sat} = \frac{2\sigma v_v T_{sat}}{L r} = \frac{2\sigma R T_{sat}^2}{p_l r LM}$$

Quand le flux de chaleur à la paroi augmente, la température de la surface finit par excéder  $T_{sat}$  et la bulle commence à se former. Quand elle grossit, son rayon passe

par un minimum  $r^*$  qui équivaut à une *enthalpie libre*  $\Delta G(r^*)$  maximale. Il s'agit du rayon d'équilibre de la bulle. La surchauffe  $\Delta T_{sat}$  est alors maximale (voir figure 28).

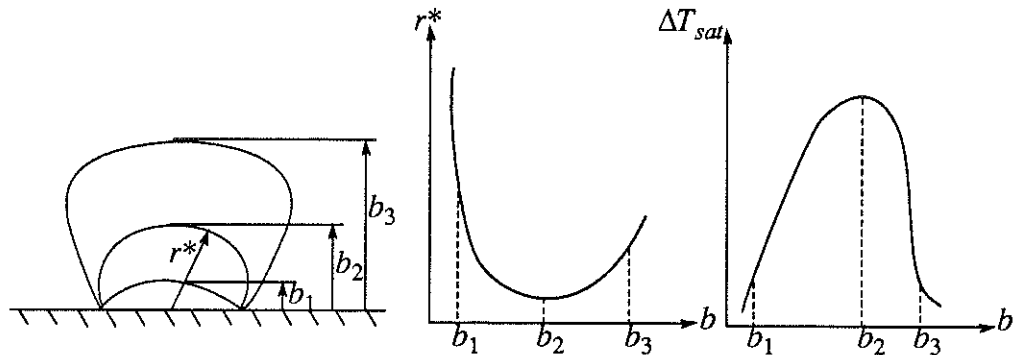


Figure 28. — Formation d'une bulle

La «nucléation» (formation d'une bulle) est influencée par le gradient de température à proximité de la paroi chauffée. On considère donc la couche limite thermique (confondue avec l'épaisseur de liquide surchauffé) dans laquelle on suppose la formation des bulles. Y.-Y. Hsu, R. W. Graham<sup>23</sup> (1986) proposent comme critère de «nucléation» que la température du liquide au sommet de la bulle en formation  $T_f(y=r)$

doit excéder la température d'équilibre de la bulle telle que  $T_f(y=r) = T_{sat} + \frac{2\sigma}{\rho r} \frac{RT_{sat}^2}{LM}$  où  $r$  est le *rayon courant* de la bulle.

Dans la couche limite thermique d'épaisseur  $\delta_f$  où se forme la bulle, le gradient thermique est pratiquement linéaire car elle est le siège de la conduction. Ainsi,

$T_f$  est donné par  $T_p - T_f(y) = \frac{qy}{\lambda_l}$  où  $q$  est la densité de flux de chaleur imposée.

Quand la densité de flux de chaleur  $q$  croît, la courbe  $T_f(y)$  se rapproche de la courbe  $T_v(r) = T_v(y)$  (voir figure 29). Si la ligne qui représente le profil de la température du liquide dans la couche limite croise celle de la bulle en équilibre, une bulle de rayon  $r^*$

se forme.  $T_f(y=r^*)$  est alors égal à  $T_v(r^*) = T_{sat} + \frac{2\sigma}{\rho r^*} \frac{RT_{sat}^2}{LM}$ . Le premier «site de nucléation» correspond au point de tangence entre les deux courbes. La température de paroi correspondante est  $T_{DEN}$  (température de *démarrage de l'ébullition nucléée*). S'il n'existe pas de bulle au rayon  $r^*$  (s'il n'existe pas de site activé sur la paroi chauffée), il faut continuer de chauffer et des bulles de rayons  $r_{min}$  et  $r_{max}$  peuvent se former.

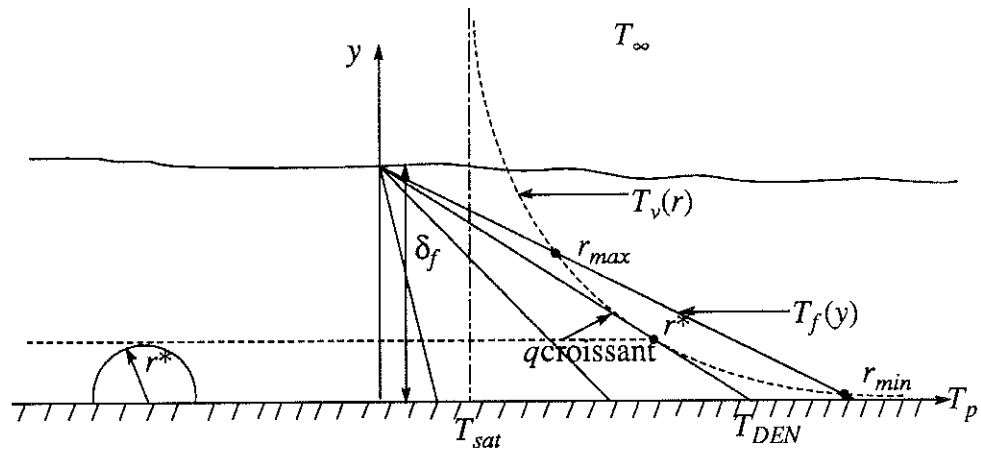


Figure 29. — Apparition de l'ébullition

Sur une paroi donnée, il existe des sites de nucléation *potentiels*. Lorsqu'on la chauffe, un champ de température s'établit en régime statique ou de convection forcée (on considère ici le cas du régime statique à proximité de la paroi). Des bulles de rayon fonction de la surchauffe imposée se forment. Quelle est la relation entre le rayon et la surchauffe (ou le flux de chaleur imposé) ?

$$\text{Au rayon } r^*, \text{ on peut écrire que } \frac{\partial T_f(y)}{\partial y} = \frac{\partial T_v(r)}{\partial r} = -\frac{2\sigma RT_{sat}^2}{LM\rho_l r^{*2}} = -\frac{2\sigma T_{sat} v_v}{Lr^{*2}}$$

$$\text{et } T_f(y = r^*) = T_v(r^*). \text{ Or } \left(\frac{\partial T_f(y)}{\partial y}\right)_{y=r^*} = -\frac{q}{\lambda_l} \text{ donc } \frac{2\sigma T_{sat} v_v}{Lr^{*2}} = \frac{q}{\lambda_l}$$

Quand on dépose la densité de flux de chaleur  $q$ , on impose une surchauffe  $\Delta T_{sat}$  à laquelle est associé le rayon  $r^*$  à partir duquel les bulles peuvent exister et grossir. Ce rayon critique s'exprime en fonction de la densité de flux de chaleur imposée par la relation suivante :

$$r^* = \left(\frac{2\sigma T_{sat} \lambda_l}{q L \rho_v}\right)^{0,5} \quad (30)$$

La «surchauffe en paroi» correspondante  $\Delta T = T_p - T_{sat}$  est celle qui est nécessaire à l'apparition de la bulle de rayon  $r^*$ . Elle peut s'écrire sous la forme

$$\text{suivante : } \Delta T = T_p - T_{sat} = (T_p - T_v(r^*)) + (T_v(r^*) - T_{sat}) = \frac{qr^*}{\lambda_l} + \frac{2\sigma T_{sat} v_v}{Lr^*}$$

$$\text{de flux de chaleur correspondante } q \text{ est déduite de } \Delta T = \frac{qr^*}{\lambda_l} + \frac{2\sigma T_{sat} v_v}{Lr^*} = \frac{qr^*}{\lambda_l} + \frac{qr^*}{\lambda_l}$$

Ainsi, on peut écrire que  $q = \frac{\lambda_l \Delta T}{2r^*} = \frac{\lambda_l \Delta T}{2} \left( \frac{q L \rho_v}{2 \sigma T_{sat} \lambda_l} \right)^{0,5}$ , donc la surchauffe en paroi

s'exprime en fonction de  $q$  par  $\Delta T = \left( \frac{8 \sigma T_{sat} q}{L \lambda_l \rho_v} \right)^{0,5}$ .

La «surchauffe en paroi» qui correspond au *démarrage de l'ébullition nucléée* est notée  $\Delta T = \Delta T_{DEN}$  et s'exprime par :

$$\Delta T_{DEN} = \left( \frac{8 \sigma T_{sat} q}{L \lambda_l \rho_v} \right)^{0,5} \quad (31)$$

Ainsi, pour une certaine densité de flux de chaleur imposée (ou une certaine surchauffe en paroi imposée), les premières bulles qui peuvent apparaître ont un rayon critique  $r^*$  donné par la formule 30. Si on continue de chauffer, les bulles de rayon  $r^*$  grossissent et il peut se former des bulles de rayon  $r_{min}$  ou  $r_{max}$  (voir figure 29).

On donne quelques exemples de surchauffes en paroi au démarrage de l'ébullition nucléée et les rayons critiques  $r^*$  associés :

Tableau III. — Quelques surchauffes en paroi et rayons critiques associés

| Fluide | $q$ (W/m <sup>2</sup> ) | $r^*$ (m)             | $\Delta T_{DEN}$ (K) |
|--------|-------------------------|-----------------------|----------------------|
| Hélium | 1 000                   | $0,2 \cdot 10^{-6}$   | 0,022                |
| Azote  | 1 000                   | $14,3 \cdot 10^{-6}$  | 0,209                |
| Eau    | 1 000                   | $148,8 \cdot 10^{-6}$ | 0,437                |

Pour la même densité de flux de chaleur imposée  $q$ , les premières bulles d'hélium qui peuvent *a priori* se former sont beaucoup plus petites que celles d'azote ou d'eau.

## b. — Mécanismes de la nucléation

### b.1. — Nucléation homogène

On vient de voir que pour former une bulle dans un liquide, il faut le surchauffer d'une quantité fonction de sa pression et de sa température locales saturantes et qu'il existe alors un rayon critique d'équilibre de la bulle dans le liquide.

D'un point de vue de la *théorie cinétique des liquides purs*, lorsque l'on chauffe le liquide pur, il se crée une agitation thermique des molécules du liquide métastable et il existe une probabilité finie d'obtenir un certain nombre de molécules de

vapeur. Ce processus de formation de vapeur dans un liquide pur est appelé «nucléation homogène».

La loi de répartition des molécules entre divers états d'énergie  $E$  obéit à une *loi statistique de Boltzmann* :

$$\frac{N}{N_0} = e^{-E / kT} \quad (32)$$

où  $E$  est le «niveau» d'énergie totale de chacune des  $N$  molécules ;  $kT$  l'énergie cinétique d'agitation thermique ( $k = 1,380\ 662 \cdot 10^{-23}$  J/K est la *constante de Boltzmann*) ;  $N_0$  le nombre total de molécules par unité de volume et  $N$  le nombre de molécules d'énergie  $E$  parmi les  $N_0$  molécules.

L'enthalpie libre de formation d'une bulle de rayon  $r$  étant  $\Delta G(r)$  et l'énergie cinétique d'agitation thermique dans la bulle étant égale à  $kT_v$ , le nombre de bulles de rayon  $r$  dans une population de molécules  $N_0$  par unité de volume est donné par :

$$\frac{N(r)}{N_0} = e^{-\Delta G(r) / kT_v} \quad (33)$$

avec  $N(r)$  : nombre de bulles de rayon  $r$  par unité de volume et  $\Delta G(r)$  : enthalpie libre de formation d'une bulle de rayon  $r$  égale au travail de toutes les forces qui s'exercent sur la bulle en formation, à savoir le travail de formation de l'interface sphérique liquide-vapeur plus le travail dû à la variation de pression :  $\Delta G(r) = -\sigma dS + V dp$ . Puisque  $p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*}$ ,

$\Delta G(r) = -4\pi r^2 \sigma + \frac{4}{3}\pi r^3 (p_v - p_l) = -4\pi r^2 \sigma \left(1 - \frac{2r}{3r^*}\right)$  (l'énergie acquise par la bulle est  $-\Delta G(r)$ ).

L'enthalpie libre maximale correspond à  $r = r^*$  (à l'état d'équilibre, la variation de  $\Delta G(r)$  est nulle) et vaut  $\Delta G(r^*) = \frac{4}{3}\pi \sigma r^{*2}$ . Si la bulle a un rayon inférieur à  $r^*$ , elle implose. Si elle a un rayon supérieur, elle grossit spontanément (voir figure 30).

Application numérique : on peut évaluer la proportion de bulles de rayon  $r^*$  dans une

population  $N_0$  à  $T_v = 4,224$  K et sous  $p_v = 1$  atm :  $\frac{N(r^*)}{N_0} = e^{-\Delta G(r^*) / kT_v} = \frac{1}{e^{(2/3) \cdot 10^7}} \approx 0$   
pour des bulles de rayon  $r^* = 10^{-6}$  m.

Ainsi, le phénomène de nucléation homogène est négligeable dans le cas de l'hélium (et pour la plupart des fluides) par rapport à la «nucléation hétérogène» que l'on présente ci-après.

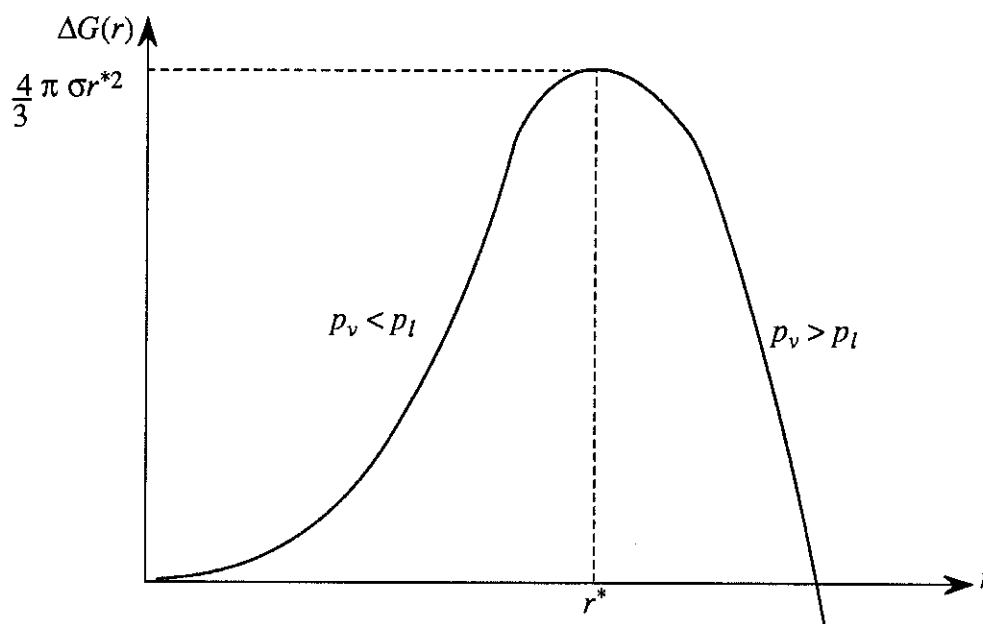


Figure 30. — Enthalpie libre de formation d'une bulle

### b.2. — Nucléation hétérogène

Des cavités dans les surfaces irrégulières du contenant du liquide ou des corps étrangers tels que des gaz «incondensables» peuvent constituer des *sites de nucléation*. La formation de vapeur à partir de sites préexistants constitue la «nucléation hétérogène». Elle correspond aux cas pratiques.

La différence entre les surchauffes calculées précédemment et les surchauffes mesurées dans la pratique a conduit à étudier l'influence de l'état de la surface chauffée et l'existence de corps étrangers dans le liquide.

#### b.2.a. — Ebullition sur une surface solide

S. G. Bankoff<sup>24</sup> (1957) constate que l'ébullition se fait en général à partir de cavités remplies de gaz, car il est évidemment plus difficile d'«initialiser» une nucléation à partir de cavités remplies de liquide.

Il considère la formation d'une bulle à partir d'une cavité remplie de gaz. Cette bulle se développe sur la surface chauffée avec un *angle de contact*  $\theta$  (voir figure 31).

Il montre que l'enthalpie libre  $\Delta G(r^*)$  de la bulle en équilibre peut être *réduite* et doit donc être multipliée par un facteur réducteur  $\varphi(\theta)$ . Le travail nécessaire à la

formation d'un *embryon* de la forme d'un secteur sphérique est ainsi

$$W = \left[ \frac{4}{3}\pi r^3(p_v - p_l) + 4\pi r^2\sigma \right] \varphi(\theta) \text{ où le facteur réducteur } \varphi(\theta) = \frac{2 + 2\cos\theta + \cos\theta(\sin\theta)^2}{4}$$

est déterminé par S. G. Bankoff<sup>24</sup> (1957) en faisant les hypothèses suivantes :

— si le liquide mouille parfaitement la surface ( $\theta = 0^\circ$ ), il n'y a pas de réduction de l'enthalpie libre de formation d'une bulle, donc  $\varphi$  égale un (cas des fluides cryogéniques pour lesquels  $\theta$  est expérimentalement proche de  $0^\circ$ , voir ci-après) ;

— si l'angle de contact  $\theta$  égale  $\pi$  (surface plane),  $\varphi$  égale zéro ;

— si l'angle de contact  $\theta$  égale  $\frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi$  égale 0,5.

Dans la pratique,  $\theta$  est compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  donc  $\varphi$  entre 0,5 et 1. La réduction correspondante d'enthalpie libre n'est pas appréciable compte tenu des très faibles surchauffes observées en nucléation homogène.

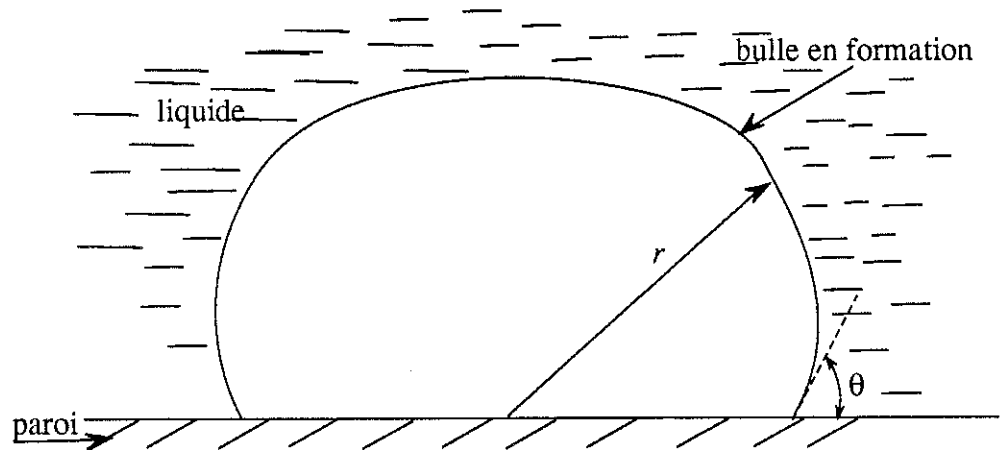


Figure 31. — Contact liquide-solide

Actuellement, on considère en général que la nucléation se fait à partir d'une cavité conique d'angle d'ouverture  $\beta$  contenant initialement du gaz (voir figure 32). On multiplie l'enthalpie libre par un facteur  $F(\beta, \theta)$  qui est semblable à celui introduit une première fois par S. G. Bankoff<sup>24</sup> (1957).

Sur la figure 32.a, pour que la bulle en formation continue de grossir, il faut augmenter la température du gaz au-delà de la température saturante pour atteindre la surchauffe d'équilibre qui correspond au rayon de courbure de l'interface. Quand l'embryon grossit, ce rayon passe par un minimum qui correspond à l'enthalpie libre maximale et qui est atteint lorsque l'angle de contact avec la surface  $\theta$  est établi. En outre, la dimension de la cavité détermine la surchauffe nécessaire à la formation de la bulle dans le site, donc impose le rayon critique  $r^*$ . Pour une cavité conique de rayon à la base  $r_c$  et

un angle de contact  $\theta$  (voir figure 33), l'équilibre liquide-vapeur est obtenu pour la surpression  $p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*}$  où  $r^* = r^*(r_c, \theta)$  (pour  $\theta = 90^\circ$ ,  $r^* = r_c$ ).

Sur la figure 32.b, la surface étant plane,  $F(\beta, \theta)$  et donc  $\Delta G(r^*)$  sont nuls.

Dans le cas de la figure 32.c,  $\Delta G(r^*)$  est négatif (puits de potentiel), ce qui signifie que la pression de la vapeur est inférieure à celle du liquide statique. Ainsi, la vapeur peut exister dans la cavité en contact avec du liquide «sous-refroidi» (liquide dont la température est inférieure à la température saturante). Ceci explique le phénomène d'*ébullition en liquide sous-refroidi* que l'on étudiera dans le chapitre IV.

Des bulles peuvent apparaître sans surchauffe à la température saturante dans le cas 32.b et un peu au-dessous dans le cas 32.c.

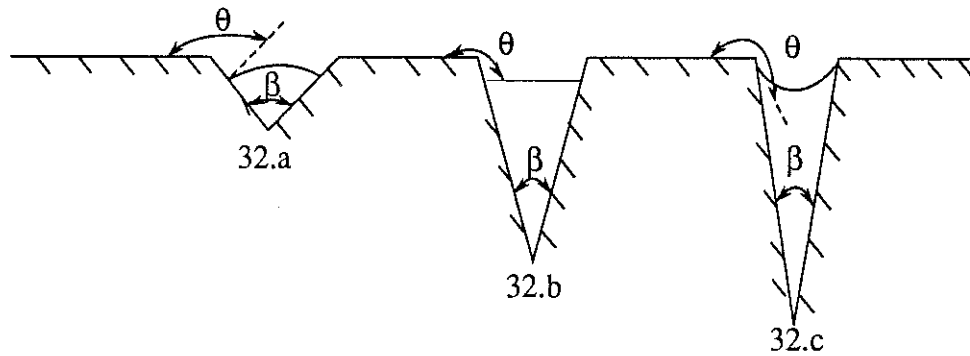


Figure 32. — Contacts entre liquide et cavités

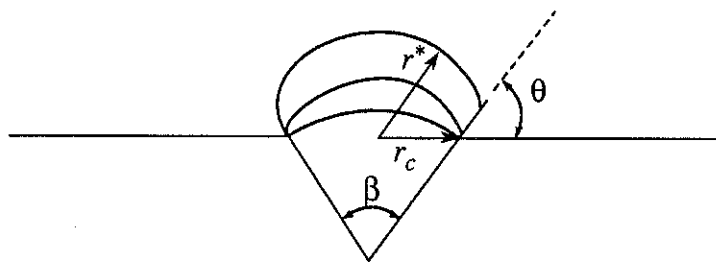


Figure 33. — Nucléation dans une cavité conique

#### b.2.b. — *Ebullition dans un gaz incondensable*

La présence d'un gaz incondensable (gaz inerte) dans le liquide (il n'existe pas de gaz incondensables dans l'hélium  $\text{He}^4$ , sauf l'hélium  $\text{He}^3$  en quantité négligeable — moins d'une partie par million —) nécessite la prise en compte de la *pression partielle* du gaz incondensable  $p_g$  avec celle de la vapeur dans les relations d'équilibres mécanique et thermodynamique entre les phases liquide et gazeuse.



Ainsi, à l'équilibre liquide-vapeur, la pression partielle de la vapeur dans la bulle  $p_v$  est donnée par :

$$(p_v + p_g) - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (34)$$

Par suite, la relation d'égalité des potentiels thermodynamiques  $\Phi_l = \Phi_v$

s'écrit :  $(T_v - T_{sat}) \frac{L(T_{sat})}{T_{sat}} = \left[ \frac{2\sigma}{r^*} \left( \frac{v_l}{v_v} + 1 \right) - p_g \right] (v_v - v_l) = \frac{2\sigma}{r^*} \left( \frac{v_v^2 - v_l^2}{v_v} \right) - p_g (v_v - v_l)$ , soit

en supposant  $v_l^2 \ll v_v^2$  :  $(T_v - T_{sat}) \frac{L(T_{sat})}{T_{sat}} \approx \frac{2\sigma v_v}{r^*} - p_g (v_v - v_l)$ .

Ainsi, la *surchauffe relative* d'une bulle en présence d'un gaz inerte est :

$$\frac{T_v - T_{sat}}{T_{sat}} = \frac{2\sigma v_v}{L r^*} - p_g \frac{(v_v - v_l)}{L} \quad (35)$$

Elle est inférieure à celle (voir formule 29) que l'on aurait en l'absence de gaz incondensables. La présence d'un gaz incondensable réduit donc la surchauffe nécessaire à la formation d'une bulle. Elle provoque *prématurément* la nucléation.

### b.2.c. — Ebullition dans l'hélium

C. Y. Han, P. Griffith<sup>25</sup> (1965) étudient de façon détaillée le phénomène d'ébullition nucléée qu'ils décomposent en trois processus : l'«initiation» de la bulle, sa croissance, son décrochement de la paroi. Ces processus sont étudiés en général séparément et il n'existe pas de relation généralisée sur l'ébullition nucléée dans un fluide et sur une surface solide donnés. Les relations qu'ils proposent servent souvent à approfondir les phénomènes observés dans la pratique.

W. B. Bald<sup>26</sup> (1973) applique leurs résultats à la croissance d'une bulle d'un fluide cryogénique (azote, hélium, hydrogène, oxygène). Suivant l'angle d'ouverture de la cavité  $\beta$  et l'angle de contact  $\theta$ , la croissance est différente. Les expériences de W. B. Bald montrent que, pour les fluides cryogéniques,  $\theta$  est inférieur à  $10^\circ$ . L'interface liquide-vapeur se développe alors sous une forme conique. L'équation du mouvement gouverne le mouvement de la surface de la bulle. Quand les effets de la tension superficielle et de l'inertie deviennent assez petits, les forces de gravité sont suffisantes pour déformer le cône en une «queue» cylindrique (voir figure 34). La bulle présente alors une queue quelle que soit la forme de la cavité (expériences de C. Y. Han, P. Griffith<sup>25</sup> en 1965 pour l'eau, de W. B. Bald<sup>26</sup> en 1973 pour les fluides cryogéniques). La bulle croît rapidement à travers la couche de liquide surchauffé dont l'épaisseur est constamment de l'ordre de grandeur de la hauteur de la queue. La croissance est contrôlée par le transfert de chaleur à travers cette dernière. L'équation de transfert de la chaleur gouverne alors le mouvement de la surface de la bulle. La queue

peut se fracturer lorsque la bulle se détache en aspirant une portion de liquide. Pour les fluides cryogéniques, W. B. Bald observe que la bulle entraîne derrière elle une couche de liquide surchauffé d'épaisseur égale à deux fois le diamètre de la bulle à son décrochement.

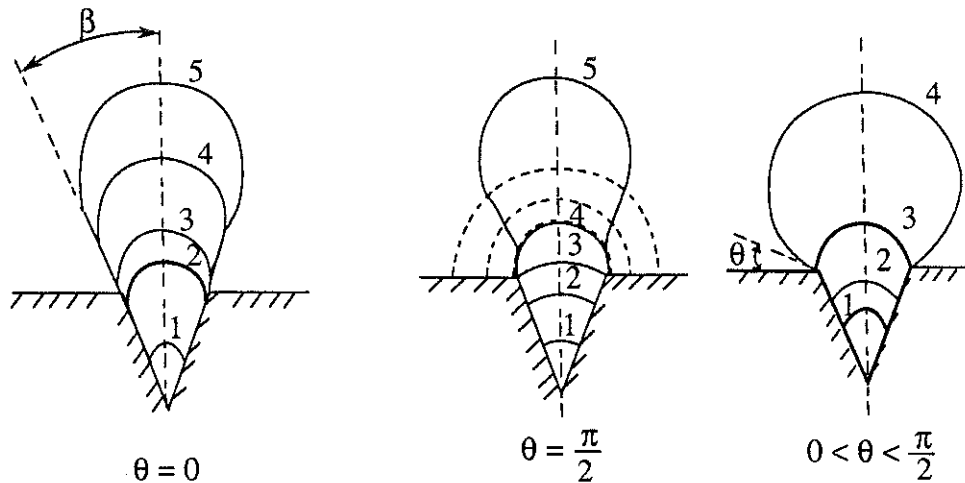


Figure 34. — Croissance d'une bulle selon la forme de la cavité

Application numérique : dans le cas de l'hélium, W. B. Bald estime que  $\theta$  vaut au plus  $10^\circ$ . On a alors  $\varphi(\theta) = 0,9998 \approx 1$ . Ainsi, la nucléation hétérogène est bien meilleure que la nucléation homogène dans le cas des fluides cryogéniques. C'est probablement la présence de cavités dans la paroi qui favorise le plus la nucléation. Ce phénomène est malheureusement difficilement quantifiable.

### c. — Mécanismes d'évaporation à une interface liquide-vapeur

#### c.1. — Introduction

Dans les écoulements diphasiques à fin film liquide en paroi dits *écoulements annulaires*, il apparaît un mode de vaporisation autre que celui de l'ébullition nucléée ; il s'agit de l'évaporation à l'interface liquide-vapeur.

Il est intéressant de comparer l'échange thermique à l'interface à ceux par ébullition nucléée dans le liquide et par convection forcée dans la vapeur.

On effectue une première approche à l'état *statique*. On considère le cas idéal d'un film liquide « pariétal » (de paroi) d'épaisseur  $\delta_f$  dont l'interface plane avec le cœur gazeux est en évaporation constante sous l'effet d'un apport constant de chaleur sur la

paroi (voir figure 35). La chaleur est déposée du côté du film liquide *seul*. On néglige en outre le *glissement* d'une phase par rapport à l'autre.

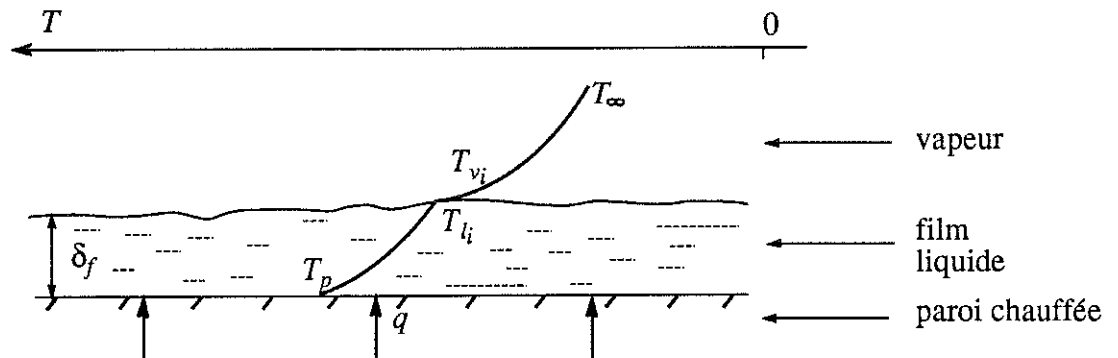


Figure 35. — Evaporation à l'interface liquide-vapeur

Le film liquide s'évapore et le cœur gazeux se condense à l'interface. La différence de température entre la paroi et le centre du cœur gazeux peut être divisée en trois gradients de température :

— la différence de température dans le film  $\Delta T_f = T_p - T_{li}$  qui est due à la conduction et à la convection dans le film liquide ; elle est fonction de l'épaisseur  $\delta_f$  de la conductivité thermique  $\lambda_f$  et de la vitesse moyenne  $V_f$  du film ;

— la différence de température dans le cœur gazeux  $\Delta T_v = T_{vi} - T_\infty$  qui est du même type que  $\Delta T_f$  ;

— la différence de température à l'interface  $\Delta T_i = T_{li} - T_{vi}$  qui apparaît lorsqu'il existe une évaporation nette ( $\Delta T_i > 0$ ) ou une condensation nette ( $\Delta T_i < 0$ ) à l'interface.

Evaluons les conductances thermiques correspondantes.

### c.2. — Conductance thermique à l'interface liquide-vapeur

D'un point de vue de la *théorie cinétique*, lorsque l'on chauffe le film, on crée un flux de molécules du liquide vers la vapeur supérieur au flux de molécules de la vapeur vers le liquide ; il y a *évaporation* à l'interface. On parle d'*évaporation nette* car le bilan des flux dans le sens de l'évaporation est positif. Si ce bilan est négatif, on parle de condensation nette.

La densité de flux massique de molécules d'une phase vers l'autre est  $j = \rho C$  où  $\rho$  est la masse volumique des molécules et  $C$  leur *vitesse quadratique moyenne*. La

théorie cinétique des gaz montre que :  $C = (3RT / M)^{0.5}$  où  $m$  est la *masse d'une molécule* et  $M$  la *masse molaire* du corps considéré (voir annexe D).

On a ainsi  $j = \frac{pM}{RT} \sqrt{\frac{3RT}{M}}$  pour la vapeur assimilée à un gaz parfait.

En tenant compte du *coefficient de répartition des vitesses*  $\alpha = \frac{1}{\sqrt{6\pi}}$  (voir annexe D), on obtient :

$$j = \alpha \frac{pM}{RT} \sqrt{\frac{3RT}{M}} = p \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (36)$$

A l'interface, entre le liquide à la température  $T_{li}$  et sous la pression  $p_{li}$  et la vapeur à la température  $T_{vi}$  et sous la pression  $p_{vi}$  (voir figure 36), le *flux net d'évaporation* est :

$$j = j^+ - j^- \quad (37)$$

où le *flux de condensation*  $j^-$  pour la vapeur est donné par la relation précédente :  $j^- = p_{vi} \sqrt{M / (2\pi RT_{vi})}$  et le *flux d'évaporation*  $j^+$  pour le liquide *surchauffé* est assimilé au flux de la vapeur qui serait à la température  $T_{li}$  et sous la pression  $p_{li}$  :  $j^+ = p_{li} \sqrt{M / (2\pi RT_{li})}$ .

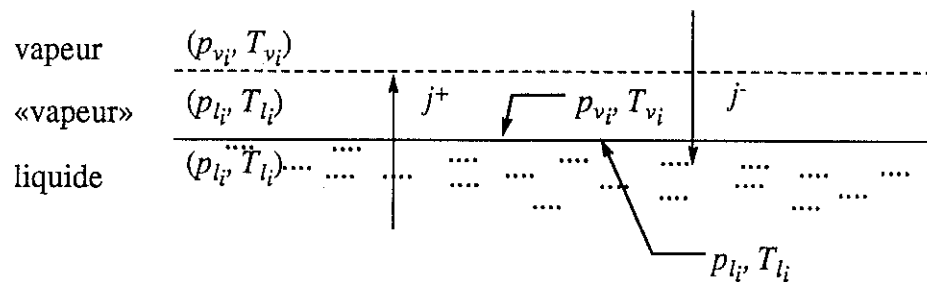


Figure 36. — Schématisation de l'interface

En tenant compte de l'état de la surface interfaciale (forme et température), de la distribution de vitesse des molécules à proximité de l'interface et en supposant l'existence de faibles taux d'évaporation (donc de faibles vitesses des molécules de liquide), on déduit le flux net d'évaporation *corrigé* (voir développement dans l'annexe D) :

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \sigma_0 \left[ (1 + u_{lr} \sqrt{\pi}) \frac{p_{li}}{\sqrt{T_{li}}} - \frac{p_{vi}}{\sqrt{T_{vi}}} \right] \quad (38)$$

où  $\sigma_0$  est appelé le *coefficient d'accommodation* et  $u_{lr}$  la *vitesse relative des molécules de liquide* rapportée à la *vitesse caractéristique moléculaire* (voir annexe D).

En utilisant l'expression de  $u_l$ , (voir annexe D) et en posant  $p_{li} = \rho_v \frac{RT_{li}}{M}$  pour le liquide surchauffé assimilé à un gaz parfait à  $T_{li}$  et  $p_{li}$ , on obtient :

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \sigma_0 \left[ \frac{p_{li}}{\sqrt{T_{li}}} - \frac{p_{vi}}{\sqrt{T_{vi}}} \right] + \frac{j\sigma_0}{2} = \left( \frac{2\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left[ \frac{p_{li}}{\sqrt{T_{li}}} - \frac{p_{vi}}{\sqrt{T_{vi}}} \right] \quad (39)$$

On définit alors un *coefficient de transfert thermique interfacial*  $h_i$  tel que :

$$h_i = \frac{q_e}{\Delta T_i} \quad (40)$$

où  $q_e$  est la densité de flux de chaleur qui contribue au flux net d'évaporation et qui est égale à  $L(T_{li}) \times j$ .

Si on considère les variations à l'interface  $\Delta p_i = p_{li} - p_{vi}$  et  $\Delta T_i = T_{li} - T_{vi}$  infiniment petites pour de *faibles* flux nets d'évaporation et si on applique la *relation de Clausius-Clapeyron*,  $h_i$  s'écrit :

$$h_i = \frac{L(T_{li}) \times j}{\Delta T_i} = \left( \frac{2\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{li}}} \left[ \frac{L(T_{li})^2}{T_{li} v_{li}} - \frac{p_{vi} L(T_{li})}{2T_{li}} \right] \quad (41)$$

Application numérique : prenons comme exemple un film d'hélium liquide surchauffé tel que  $T_{li} = 4,224$  K et  $p_{li} = 1$  atm :  $h_i = 100$  MW.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> avec  $\sigma_0 \approx 1$  pour une interface chaude favorable à l'évaporation.

### c.3. — Conductance thermique du film liquide

Pour un film liquide supposé *statique*, seul le transfert thermique par conduction intervient. La *conductance thermique du film*  $h_f$  est telle que :

$$h_f = \frac{\lambda_f}{\delta_f} \quad (42)$$

Application numérique :  $h_f = 200$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour un film liquide à  $T_{sat} = 4,224$  K dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de celle des films observés dans des écoulements annulaires d'hélium (voir chapitre IV ; cette épaisseur correspond à l'ordre de grandeur de l'épaisseur du film lors de l'évaporation), soit 10<sup>-4</sup> m.

### c.4. — Conductances thermiques des vapeurs sèche et humide

Si on suppose que la vapeur est en mouvement, la *conductance thermique de la vapeur saturante «sèche»*  $h_v$  est donnée par la *corrélation de Dittus-Boelter* :

$$h_v = 0,023(Re_v)^{0,8}(Pr_v)^{0,4} \frac{\lambda_v}{d_{h_v}} \quad (43)$$

où  $d_{h_v}$  est le *diamètre hydraulique associé à l'écoulement de vapeur*.

Application numérique : pour la vapeur sèche à 4,224 K et  $d_{h_v} = 0,01$  m,  $h_v = 360 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  à  $970 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour des débits massiques compris entre  $1,5.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $5,0.10^{-3} \text{ kg/s}$ .

Pour la *vapeur saturante «humide»* (chargée de gouttelettes en suspension), le coefficient d'échange thermique est pratiquement le même quel que soit la densité des gouttelettes et vaut environ dix fois à vingt fois celui en vapeur saturante sèche (résultats obtenus dans le cas de l'eau). Ainsi, pour la vapeur saturante humide d'hélium, on peut prévoir une conductance thermique  $h_{vh} = 3\ 000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  à  $10\ 000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

### c.5. — Conclusions

Compte tenu de toutes les hypothèses faites précédemment, la conductance thermique  $h_i$  est très élevée comparée aux conductances thermiques du film liquide et de la vapeur humide. Ainsi, le gradient thermique interfacial qui est associé au processus d'évaporation du film liquide est très faible devant celui qui est lié au transfert thermique dans le film liquide (dans l'exemple numérique choisi, il est 500 000 fois plus faible). Pour un écoulement à *film liquide pariétal* que l'on chauffe en paroi, le transfert thermique est donc gouverné par la conductance thermique du film.

Dans la pratique, le film liquide est en *mouvement permanent* et les vitesses des molécules à l'interface ne sont donc pas faibles ; l'expression de  $j$  et donc celle de  $h_i$  sont plus complexes. La conductance  $h_i$  reste probablement du même ordre de grandeur.

Dans un *écoulement annulaire*, l'échange thermique se fait en premier lieu par ébullition nucléée dans le liquide. Cette ébullition nucléée contribue à l'évaporation «interfaciale», donc à la diminution de la fraction massique de liquide. Ainsi, le film liquide s'amincit et sa conductance thermique  $h_f$  augmente. Quand le film s'affine, seules des bulles de plus petit rayon peuvent se former, donc l'ébullition se raréfie. En outre, la résistance thermique du film ne représente plus une barrière thermique suffisante pour que la chaleur injectée serve préférentiellement à l'ébullition plutôt qu'à la conduction. La chaleur est alors essentiellement transférée par conduction dans le film ; l'évaporation remplace l'ébullition. On parle de *transition de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film* (on y reviendra dans le chapitre IV). Ensuite, le film s'évapore totalement.

### 2.2.3. — Ebullition nucléée en convection forcée

On considère dans ce paragraphe la dynamique d'une bulle en convection forcée. On distingue trois régions d'échanges thermiques :

— très près de la paroi, il y a conduction thermique dans le liquide à travers une couche d'épaisseur  $\delta_f$  localement et périodiquement perturbée par les bulles (la conduction thermique est négligeable dans la vapeur d'une bulle car  $\lambda_v \ll \lambda_l$  et le temps de contact paroi-vapeur est très inférieur au temps de contact paroi-liquide) ;

— au niveau des bulles en formation, il y a une convection induite par la croissance et par le décrochement des bulles (y compris par l'aspiration à l'arrière des bulles). On observe expérimentalement que les phénomènes sont les mêmes en bain et en circulation (W. B. Bald<sup>26</sup> l'observe en 1973 pour les fluides cryogéniques). Ils sont malheureusement difficiles à quantifier ;

— lorsque les bulles sont détachées, elles montent en grossissant légèrement. A ce niveau, la chaleur est échangée par vaporisation dans les bulles et dans une moindre mesure par diffusion turbulente due à la convection forcée dans l'écoulement et à la convection probablement très faible créée par l'ascension des bulles.

La convection forcée de l'écoulement intervient par conséquent lorsque la bulle se décroche. On expose ici le processus de décrochement d'une bulle dans un écoulement en régime turbulent. Cette étude est présentée par N. Koumoutsos, R. Moissis, A. Spyridonos<sup>27</sup> en 1968 dans le cas de l'eau.

Dans la couche limite thermique, une bulle croît par conduction thermique à l'interface liquide-vapeur qui entraîne une évaporation à l'intérieur de la bulle (voir figure 37). En bain, la bulle croît jusqu'à ce que la force de poussée qui augmente avec le volume de la bulle devienne supérieure à la force de tension superficielle ; la bulle se détache alors. En circulation forcée, il faut tenir compte du frottement du liquide sur la bulle.

Les forces qui agissent sur une bulle en croissance dans un liquide en écoulement sont donc principalement :

- la force de poussée  $\vec{F}_g$  ;
- la force de tension superficielle  $\vec{F}_s$  ;
- la force de frottement  $\vec{F}_f$ .

A proximité de la paroi où se forme la bulle, on peut négliger la vitesse relative de l'écoulement par rapport à la bulle, donc la force d'inertie.

On suppose aussi que :

— la force de frottement agit principalement dans la direction de l'écoulement (les composantes de frottement qui peuvent exister dans la direction normale

à l'écoulement en raison du mouvement autour de la bulle sont négligées). On note  $V_{fb}$  la vitesse axiale moyenne du fluide par rapport à la bulle que l'on suppose uniforme sur toute la hauteur de la bulle ;

— la bulle est sphérique avec une queue conique qui la relie à la surface avec un angle de contact  $\theta$  (voir figure 38).

En résumé, la bulle croît dans la couche limite thermique par évaporation à l'interface (voir figure 37) ; elle est alors soumise à la force de tension superficielle essentiellement (la force de poussée est encore faible), ce qui lui assure sa forme sphérique. Elle continue de grossir au-dessus de la couche thermique par évaporation à travers la queue ; elle est alors soumise à la force de poussée (la force de tension superficielle est devenue très faible), d'où sa forme hémisphérique. L'existence d'une couche limite dynamique doit alors avoir un effet sur le *décrochement* de la bulle et la force de frottement qui commence à intervenir favorise probablement son *entraînement* au sein de l'écoulement (voir figure 38).

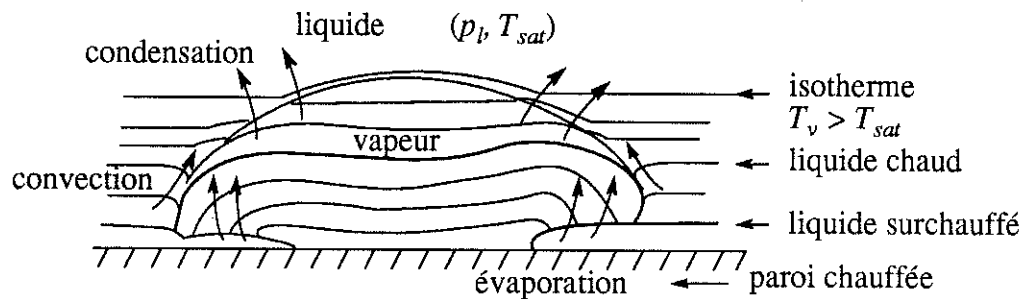


Figure 37. — Mécanisme d'évaporation dans la bulle (C. Y. Han, P. Griffith<sup>25</sup>, 1965, E. Hahne, U. Grigull<sup>28</sup>, 1977)

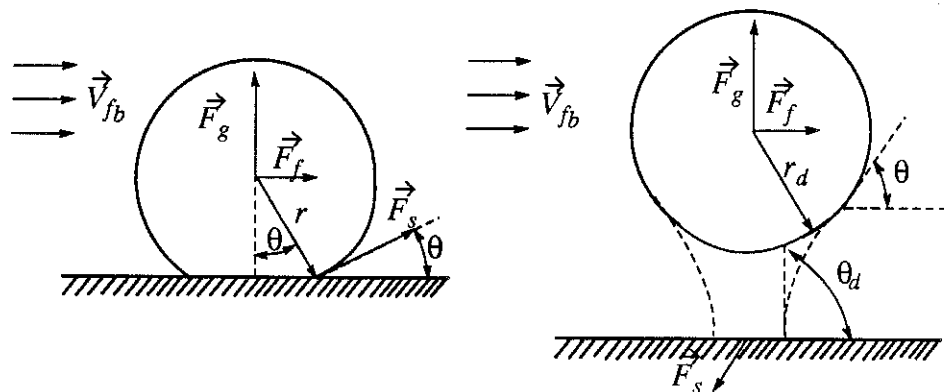


Figure 38. — Décrochement d'une bulle en circulation forcée

La hauteur de la queue de la bulle est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite thermique, soit quelques micromètres. Le rayon de la bulle à son



décrochement  $r_d$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  m (voir observations des écoulements d'hélium dans le chapitre III).

Les forces agissantes sont données en valeur absolue par (voir figure 38) :

—  $F_g = c_g g (\rho_l - \rho_v) \mathcal{V}_b = c_g g (\rho_l - \rho_v) \frac{\pi r^3}{3} (1 + \cos\theta)^2 (2 - \cos\theta)$  selon la direction verticale où  $\mathcal{V}_b$  est le volume «courant» de la bulle ;  $c_g$  la différence de volume entre une bulle sphérique de rayon courant  $r$  et une bulle non sphérique de rayon moyen  $r$  ;

—  $F_s = c_s \sigma 2\pi r \sin\theta \times \sin\theta$  selon la direction horizontale où  $c_s$  est une fonction du périmètre et de la surface de la bulle (queue comprise) ;

—  $F_f = c_f \frac{1}{2} \rho_l V_{fb}^2 S_b = c_f \frac{1}{2} \rho_l V_{fb}^2 \times [(\pi - \theta)r^2 + (r \sin\theta \times r \cos\theta)]$  selon la direction horizontale où  $S_b$  est la surface d'action de la force de frottement sur la bulle ;

$c_f$  une fonction du nombre de Reynolds de la bulle  $Re_b = \frac{2r\rho_l V_b}{\mu_v}$  ( $V_b$  est la vitesse de la bulle), de la vitesse du fluide et de ses propriétés thermophysiques.

Application numérique : pour l'hélium à  $T_{sat} = 4,224$  K,  $r = 10^{-6}$  m,  $\theta = 10^\circ$  et  $V_{fb} = 0,30$  m/s (pour un débit massique égal à  $3 \cdot 10^{-3}$  kg/s),  $F_g \approx 4 \cdot 10^{-15}$  N,  $F_s \approx 2 \cdot 10^{-11}$  N et  $F_f \approx 2 \cdot 10^{-11}$  N pour  $c_g$ ,  $c_s$  et  $c_f$  égaux à un. Il est donc possible que, dans le cas des écoulements d'hélium, l'influence de la force de frottement sur le développement d'une bulle ne soit pas négligeable. Cette influence est difficilement mesurable dans la pratique.

L'équilibre des forces implique que le rayon de la bulle diminue quand la vitesse relative du fluide  $V_{fb}$  augmente. Ainsi, en ébullition nucléée en convection forcée, les bulles qui se détachent sont probablement plus petites qu'en ébullition nucléée en bain. Ceci est notamment observé pour l'hélium par W. B. Bald<sup>26</sup> en 1973.

#### 2.2.4. — Echanges thermiques dans les écoulements à deux phases

La maîtrise des installations pratiques qui utilisent les transports de fluides, les circuits de vaporisation et de condensation nécessite l'étude des mécanismes de transfert thermique dans les écoulements «complexes». On propose ici une étude des mécanismes de transfert thermique dans un écoulement diphasique en convection forcée dans un tube vertical ou horizontal uniformément chauffé (les écoulements diphasiques

verticaux sont beaucoup plus étudiés que les écoulements horizontaux en raison de leur symétrie de révolution autour de l'axe de circulation). On décrit les modes de transfert thermique et les corrélations du coefficient d'échange thermique qui leur sont associées.

a. — Apparition de l'ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi ou saturant

On étudie dans ce paragraphe les conditions d'apparition des premières bulles dans un écoulement de liquide sous-refroidi ou saturant.

La prévision du taux volumique de vapeur en écoulement sous-refroidi est importante car la vapeur affecte la stabilité thermodynamique de l'écoulement sous-refroidi (et donc par exemple la réponse transitoire d'un réacteur). Elle a aussi un effet sur l'apparition des instabilités en écoulement diphasique (oscillations du débit observées par P. Saha, N. Zuber<sup>29</sup> en 1974 dans le cas de l'eau et des fréons, et par B. A. Hands<sup>30</sup> en 1975 dans le cas de l'hélium).

Considérons un écoulement initialement sous-refroidi dans un tube vertical ou horizontal uniformément chauffé.

Tant que le liquide «s'échauffe» pour atteindre la température saturante  $T_{sat}$  et que la température de paroi  $T_p$  est inférieure à la température nécessaire à la nucléation, on a un *écoulement à phase liquide seule* et un mode de transfert thermique par *convection forcée* dans la phase liquide.

En un certain point, la surchauffe de la paroi  $\Delta T = T_p - T_{sat}$  est telle que des sites de nucléation apparaissent ; la formation des bulles se fait dans un écoulement liquide de température moyenne  $\bar{T}_f$  inférieure à  $T_{sat}$  (il s'agit de la température de mélange du liquide  $T_m$ , voir paragraphe 2.2.1). On a alors un *écoulement sous-refroidi à bulles* et le mécanisme de transfert thermique est appelé *ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi*. Dans cette région (région B sur la figure 39), la température de paroi  $T_p$  demeure constante (car le flux de chaleur contribue à la nucléation) et est de quelques degrés supérieure à  $T_{sat}$ , tandis que la température moyenne du fluide tend vers  $T_{sat}$ .

Étudions les différents modes de transfert thermique qui interviennent dans les régions A et B de la figure 39.

a.1. — Région de convection forcée en liquide seul

Dans les régions A et B<sub>1</sub> du tube où la température moyenne du fluide tend vers la température saturante  $T_{sat}$ , on a  $T_p(z) = \bar{T}_f(z) + \Delta T$  où  $\Delta T = \frac{q}{h_{l_0}}$  est la *surchauffe en paroi* due à l'échange thermique dans l'écoulement ;  $\bar{T}_f(z)$  la température moyenne (ou

de mélange) du fluide à la cote  $z$  ;  $T_p(z)$  la température de la paroi interne du tube à la cote  $z$  et  $h_o$  le coefficient d'échange thermique par convection forcée en liquide seul.

Pour un écoulement turbulent, le coefficient d'échange thermique par convection forcée en écoulement monophasique  $h_o$  est habituellement bien approché par l'équation de Dittus-Boelter qui est donnée par la formule 19 (bien vérifiée expérimentalement pour tout fluide ; J. A. Clark<sup>22</sup> la vérifie en 1968 pour les fluides cryogéniques et on la vérifie aussi dans la présente étude pour l'hélium — voir chapitre IV —).

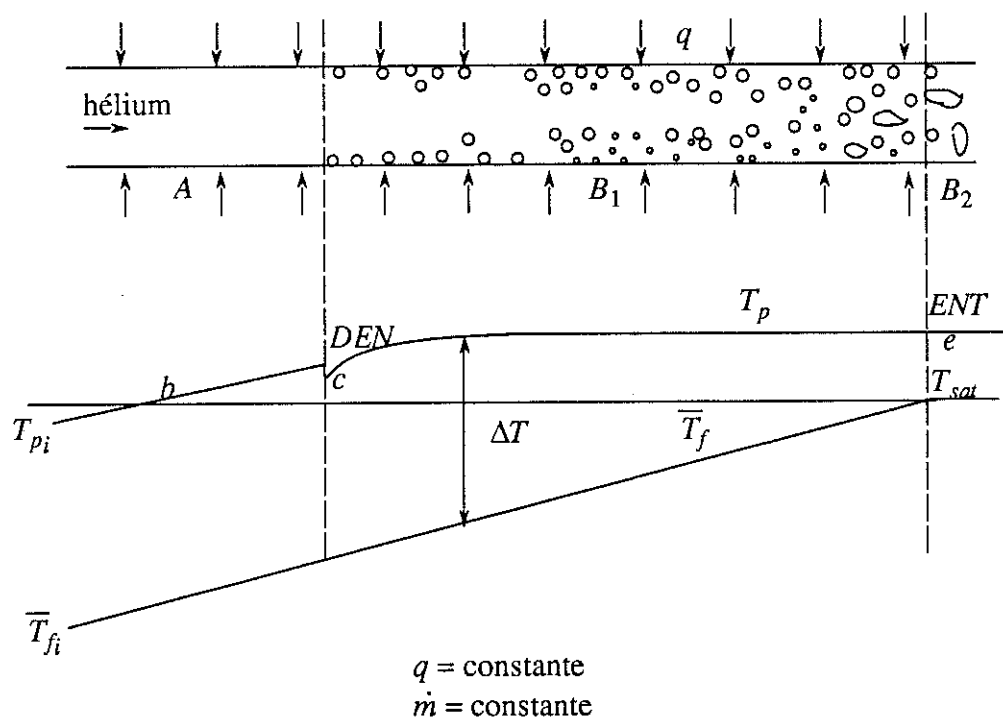


Figure 39. — Schématisation de l'apparition de l'ébullition nucléée

### a.2. — Région d'ébullition nucléée partielle

A partir du point  $c$  de la figure 39, l'échange thermique se fait par *ébullition nucléée* en écoulement liquide sous-refroidi ou saturant. Pour un sous-refroidissement à l'entrée  $\Delta T_{sref_i} = T_{sat} - \bar{T}_{f_i}$  (qui est nul pour l'écoulement saturant) et un débit donné, la température «pariétale»  $T_p$  évolue comme présenté sur la figure 40 quand  $q$  augmente progressivement.

La section  $abc$  représente la région de convection forcée en écoulement monophasique présentée précédemment, la section  $cde$  correspond à la région d'*ébullition*



On applique à l'apparition de l'ébullition en écoulement sous-refroidi ou saturant les relations obtenues pour l'apparition de l'ébullition en bain (P. Saha, N. Zuber<sup>29</sup> montrent expérimentalement en 1974 que la surchauffe en paroi qui correspond à l'apparition de la première bulle est indépendante du sous-refroidissement du liquide, la présente étude conduit à la même conclusion — voir chapitre IV —).

La surchauffe qui est nécessaire à l'apparition de l'ébullition est donnée par la

formule 31 : 
$$\Delta T_{DEN} = \left( \frac{8 \sigma T_{sat} q}{L \lambda_l \rho_v} \right)^{0,5}.$$

Dans le cas particulier simple où il n'y a pas de sous-refroidissement, le flux d'apparition de l'ébullition qui est donné par  $q_{DEN}^0 = h_{l_0} (T_p - \bar{T}_f)_{DEN}^0$  devient :

$$q_{DEN}^0 = \frac{8 \sigma T_{sat} (h_{l_0})^2}{L \lambda_l \rho_v} \quad (44)$$

Pour des flux inférieurs à  $q_{DEN}^0$ , le liquide doit être surchauffé avant que la vapeur soit générée à la surface, c'est-à-dire qu'il s'agit de la limite inférieure du flux d'ébullition en deçà de laquelle il n'y a pas d'ébullition.

Applications numériques : on effectue un calcul dans les cas de l'hélium, l'azote et l'eau. On calcule le flux d'apparition de l'ébullition en l'absence de sous-refroidissement ( $\Delta T_{sref} = 0$ ). Pour un écoulement d'hélium dans un tube de diamètre interne 0,01 m, à  $\bar{T}_f = 4,224$  K, sous  $p_l = 1$  atm,  $h_{l_0} = 840$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour  $\dot{m} = 6.10^{-3}$  kg/s, donc  $q_{DEN}^0(He) \approx 0,4$  W/m<sup>2</sup>. Pour un même écoulement d'azote à 77,347 K et sous 1 atm, on a  $q_{DEN}^0(N_2) \approx 7$  W/m<sup>2</sup>. Ainsi,  $q_{DEN}^0(N_2)$  est environ dix fois plus grand que  $q_{DEN}^0(He)$  dans les mêmes conditions. Il est donc évident que les bulles d'hélium se forment beaucoup plus «tôt» que celles d'azote pour des conditions d'écoulement voisines. Dans le cas d'un écoulement d'eau à 373,15 K et sous 1 atm,  $q_{DEN}^0(H_2O) \approx 230$  W/m<sup>2</sup>. Ainsi,  $q_{DEN}^0(H_2O)$  est approximativement mille fois plus grand que  $q_{DEN}^0(He)$ . Ces calculs montrent que l'ébullition nucléée est un phénomène beaucoup plus sensible dans le cas de l'hélium que dans celui des autres fluides cryogéniques ou non cryogéniques.

Dans la région d'ébullition nucléée partielle, seulement quelques sites sont activés, de telle sorte qu'une partie du flux  $q$  est transférée entre les sites par les processus de convection forcée en phase liquide. Comme la température de surface augmente, le nombre de sites activés croît, donc l'aire correspondant au transfert par convection forcée diminue. A un certain moment, tous les sites de la surface sont activés ;

l'ébullition est totalement développée et la composante du transfert convectif est devenue négligeable.

La convection dépend de la vitesse et du sous-refroidissement du fluide contrairement à l'ébullition (voir paragraphe 2.2.3 et résultats du chapitre IV). Ainsi, les deux phénomènes ont lieu en parallèle et  $q$  peut donc se mettre sous la forme  $q = q_{EN} + q_{CFL}$  où  $q_{EN}$  est la *densité de flux de chaleur transférée par ébullition nucléée* et  $q_{CFL}$  la *densité de flux de chaleur transférée par convection forcée dans la phase liquide*. Considérons le cas d'une vitesse d'écoulement et d'un sous-refroidissement à l'entrée constants. A flux décroissant, partant du point  $f$  de la figure 40, on suit la courbe  $fedcb$ . En ébullition *en bain* à la saturation (à vitesse et sous-refroidissement nuls), la composante  $q_{CFL}$  est nulle et on suit la courbe  $fed'c'b'$  (la courbe  $fed'c'b'$  est déduite de l'ébullition en bain qui est relativement bien connue ; la courbe équivalente dans le cas de l'ébullition en circulation forcée est probablement un peu différente quoique le phénomène ait lieu en paroi). La différence entre les deux courbes représente donc la composante de convection forcée. Par exemple pour  $T_p = T_p(c'')$ ,  $q_{EN}$  correspond à  $c''c'$  et  $q_{CFL}$  à  $c'c$ . On peut imaginer l'allure des flux en fonction de la température de paroi (voir figure 41).

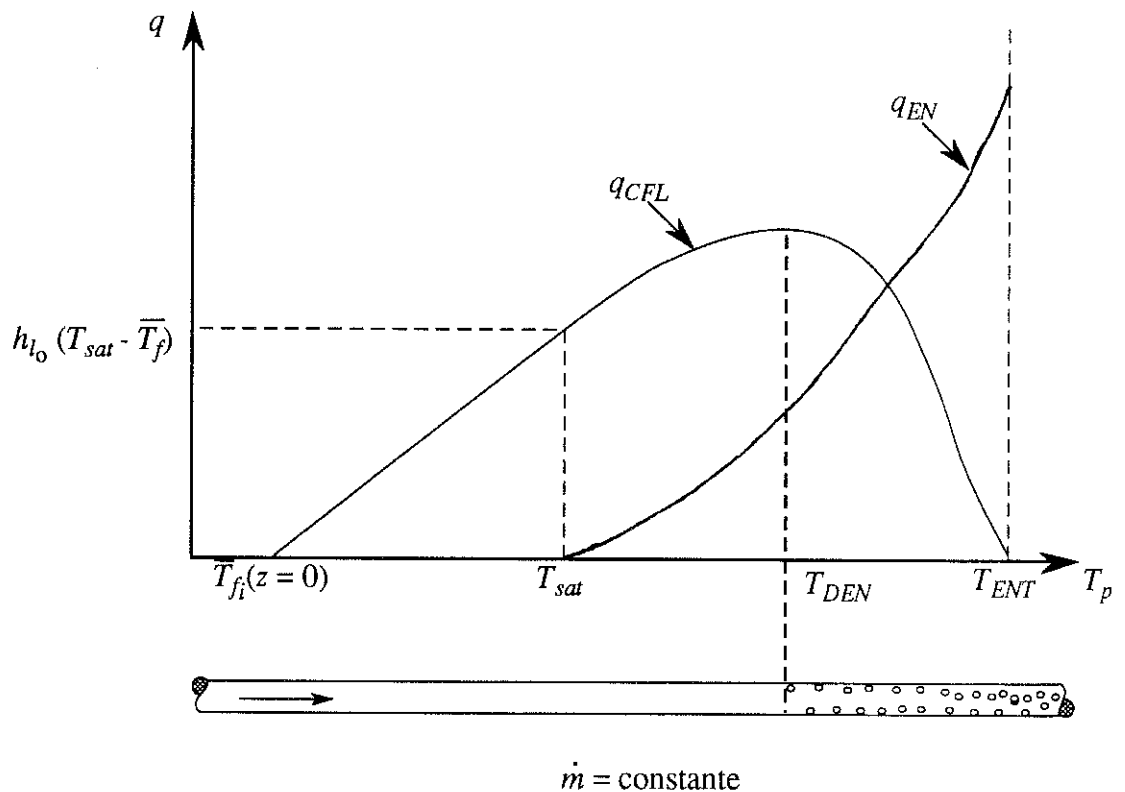


Figure 41. — Allure des densités de flux de convection forcée et d'ébullition nucléée (J. G. Collier<sup>31</sup>, 1981)

Le flux  $q_{CFL}$  est donné par  $q_{CFL} = h_{i0}(T_p - \bar{T}_f)$ . Le flux  $q_{EN}$  est généralement pris égal au flux d'ébullition nucléée *en bain*  $q_{ENB}$  qui est mieux connu que le flux d'ébullition nucléée en circulation.

Le coefficient de transfert thermique correspondant à  $q_{EN}$  peut être obtenu à partir du *nombre de Nusselt*  $Nu$ . Par analogie avec les relations pour la convection forcée en écoulement monophasique, on considère que  $Nu$  est proportionnel à  $Re^{e_1}Pr^{e_2}$  où  $e_1$  et  $e_2$  sont des caractéristiques de l'écoulement considéré.

Il s'agit alors de choisir une *longueur caractéristique* pour  $Re$  et  $Nu$ . Le phénomène étudié ayant lieu à l'échelle de l'ébullition, le *diamètre d'une bulle à son décrochement* est généralement pris comme longueur caractéristique. Lors du décrochement, on compare les forces de tension superficielle et de poussée (on néglige la force de frottement à ce niveau) donc  $\sigma$  et  $g(\rho_l - \rho_v)$ . On introduit ainsi le *nombre de Laplace*  $b$  qui est de l'ordre de grandeur du diamètre de la bulle au décrochement et qui résulte de l'équilibre entre les forces  $F_s = \frac{2\sigma}{r}\pi r^2$  et  $F_g = g(\rho_l - \rho_v)\frac{4}{3}\pi r^3$  pour une bulle sphérique de rayon  $r$  :  $b = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5}$ .

Le *nombre de Nusselt* est alors défini par  $Nu = \frac{h_{EN}b}{\lambda_l}$  où on considère les propriétés du liquide puisque le phénomène thermique a lieu dans le liquide en contact avec la surface chauffée. Le *nombre de Reynolds* est «construit» avec  $b$  et avec la vitesse superficielle du liquide  $j_l$  :  $Re = \frac{\rho_l j_l b}{\mu_l}$ .

En considérant le *nombre de Nusselt*  $Nu$  de la forme  $c_0 Re^{e_1} Pr^{e_2}$ , on peut écrire  $\frac{h_{EN}b}{\lambda_l} Re^{-1} Pr^{-1} = \frac{h_{EN}b}{\lambda_l} \frac{L\mu_l}{q_{EN}b} \frac{\lambda_l}{\mu_l c_{pl}} = c_0 Re^{e_1-1} Pr^{e_2-1}$  où  $q_{EN} = L\rho_l j_l$  correspond au flux de chaleur qui contribue à l'ébullition nucléée, donc au flux de chaleur de vaporisation de la phase liquide. Comme  $q_{EN} = h_{EN}\Delta T = h_{EN}(T_p - \bar{T}_f)$ , on a

$$c_0 Re^{e_1-1} Pr^{e_2-1} = \frac{L}{c_{pl}\Delta T} \text{ que l'on met sous la forme } \frac{1}{c_{sf}} Re^{-m} Pr^{-n}.$$

On écrit souvent la relation sous la forme suivante :

$$\frac{c_{pl}\Delta T}{L} = c_{sf} \left[ \frac{q_{EN}}{L\mu_l} \left( \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} \right]^m \left( \frac{\mu_l c_{pl}}{\lambda_l} \right)^n \quad (45)$$

où la constante  $c_{sf}$  représente l'influence sur la nucléation du contact solide-fluide. Elle dépend en particulier du fait que le fluide est en convection naturelle ou forcée. Elle est aussi fonction du matériau qui constitue la paroi et de son état de surface.

Cette relation permet d'en déduire  $q_{EN}$ , les exposants  $m$  et  $n$  étant déterminés empiriquement pour le fluide considéré. Elle représente le rapport de l'enthalpie acquise par le liquide chauffé à l'enthalpie de vaporisation. Ce rapport est fonction du flux imposé  $q$  comparé à la chaleur latente de vaporisation  $L$ , du rapport de la force de tension superficielle à la force de poussée et des propriétés thermophysiques du fluide.

V. E. Keilin *et al.*<sup>32</sup> (1975) obtiennent pour l'hélium en convection forcée

dans un tube *vertical* en cuivre de diamètre intérieur 2 mm :  $\frac{c_{pl}\Delta T}{L} = c_1 q^{0,4} p^{-0,5}$  pour

$1,1 \text{ atm} < p < 1,4 \text{ atm}$  et  $\frac{c_{pl}\Delta T}{L} = c_2 q^{0,5} p^{-0,5}$  pour  $p = 1,5 \text{ atm}$  où les coefficients  $c_1$  et  $c_2$  tiennent compte des caractéristiques thermophysiques du fluide et des conditions d'écoulement (l'influence de la pression est généralement exprimée de façon implicite dans les propriétés du fluide).

Le coefficient d'échange thermique s'obtient finalement à partir de la relation :

$$h = \frac{q}{\Delta T} = \frac{q_{CFL} + q_{EN}}{\Delta T} \quad (46)$$

#### b. — Ebullition nucléée totalement développée

Considérons maintenant la région d'*ebullition nucléée totalement développée* (ENT). Elle correspond à la région *ef* sur la figure 40. Elle peut débuter en écoulement sous-refroidi ou saturant (voir résultats au chapitre IV).

La nucléation en paroi atteint sa limite supérieure au point *e* (tous les sites de nucléation sont activés). Du point *e* au point *f*, on passe progressivement de la présence de bulles près de la paroi à la présence de bulles dans tout l'écoulement ; la température moyenne de l'écoulement atteint alors la température saturante (voir figure 39). Dans toute cette région, la température pariétale demeure constante puisque tous les sites de nucléation sont actifs.

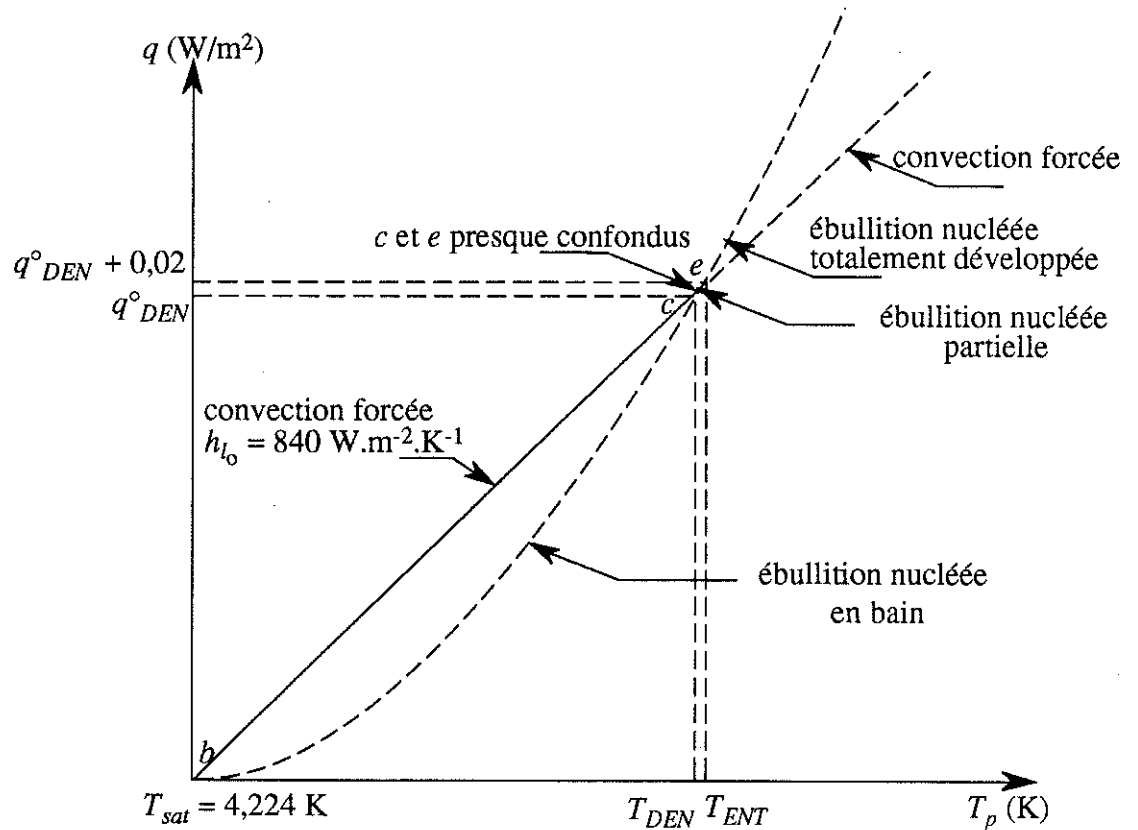
La densité de flux de chaleur  $q$  (qui est maintenant égale à  $q_{EN}$ ) est :

$$q_{ENT} = \frac{L \lambda_l \rho_v}{8 \sigma T_{sat}} (T_p - T_{sat})^2 \quad (47)$$

Le point *e* se détermine par extrapolation entre les courbes *abcd'* et *b'c'd'f*, la région *ef* étant linéaire puisque l'échange thermique y est constant.



En l'absence de sous-refroidissement, on peut ainsi tracer la courbe  $bcdef$  pour par exemple un débit massique  $\dot{m} = 6.10^{-3}$  kg/s. On obtient la courbe de la figure 42.



$$\dot{m} = 6.10^{-3} \text{ kg/s} ; \Delta T_{\text{sréf}} = 0 \text{ K} ; q^{\circ}_{DEN} = 0,4 \text{ W/m}^2 ; \\ T_{DEN} = T_{\text{sat}} + 0,44.10^{-3} \text{ K} ; T_{ENT} = T_{\text{sat}} + 0,46.10^{-3} \text{ K}$$

Figure 42. — Courbe de la densité de flux de chaleur  $q$  en fonction de la température de paroi  $T_p$

On peut conclure que la région d'ébullition nucléée partielle est négligeable. On peut donc supposer que, lorsque la première bulle apparaît, on passe directement de la région de convection forcée en phase liquide seule à la région d'ébullition nucléée totalement développée. L'étude précédente résulte de considérations sur l'ébullition nucléée en bain. Pour des écoulements, il est probable que les résultats soient différents. On verra dans le chapitre IV que la figure 42 n'est pas vérifiée expérimentalement dans le cas de l'hélium.

## c. — Titre massique et taux volumique de vapeur

Il est important de déterminer la façon dont on choisit le titre massique de vapeur  $x = 0$  et la fraction volumique  $\alpha = 0$ .

Pour de forts degrés de sous-refroidissement, la vapeur est générée en bulles discrètes qui grossissent et «collapsent» (explosent) près de la paroi ; la fraction volumique a essentiellement un effet local dans cette région.

Pour de faibles degrés de sous-refroidissement, les bulles se détachent de la paroi et se condensent lentement comme elles se déplacent à travers le liquide faiblement sous-refroidi (P. Saha, N. Zuber<sup>29</sup>, 1974).

A la saturation, les bulles sont plus grosses et réparties dans tout le liquide (voir figure 43).

Dans la région *ace*, on ne saurait parler de mouvement de bulles donc de débit massique de vapeur. Ainsi, le titre massique «réel»  $x'(z) = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} = 0$ . Dans la région *eghi*, il existe un débit de vapeur donc un titre massique «réel»  $x'(z)$  qui croît avec la cote  $z$ .

En termes de calculs thermodynamiques, le titre massique de vapeur «thermodynamique» correspond à  $x(z) = \frac{H(z) - H_l(T_{sat})}{L}$ . On le considère dans la région *ghi*, car il «participe» alors à l'enthalpie (le titre réel  $x'(z)$  n'est pas nul). Il est égal à zéro lorsque la température moyenne du fluide atteint  $T_{sat}$  (l'enthalpie de mélange est alors égale à l'enthalpie du liquide à la température saturante).

On considère  $x(z)$  (courbe *g''h''i''* sur la figure 43) pour le titre massique de vapeur et  $\alpha(z)$  (courbe *g'h'i'*) pour la fraction volumique de vapeur.

$x(z) = 0$  et  $\alpha(z) = 0$  (la fraction volumique «thermodynamique»  $\alpha(z)$  n'a pas de sens physique ; elle est donnée en fonction du titre  $x$  par une relation de «modélisation» de la configuration de l'écoulement, G. F. Hewitt, N. S. Hall-Taylor<sup>14</sup>, 1970) au point *g* où la température moyenne du fluide est égale à la température saturante d'un point de vue thermodynamique. En réalité, la température moyenne du fluide est inférieure à  $T_{sat}$  puisqu'il existe des bulles seulement à proximité de la paroi. Le cœur de l'écoulement est sous-refroidi et le liquide est «surchauffé» à proximité de la paroi. De la vapeur est générée dans ce liquide. Il faut augmenter un peu la température pour obtenir au point *h* une enthalpie moyenne égale à celle du liquide saturant. Dans ce cas, la fraction  $\alpha$  égale  $\alpha_h$  dans toute la section de l'écoulement, alors qu'au point *g*,  $\alpha$  égale  $\alpha_g$  en certains points seulement.

Il faut toutefois dire que les phénomènes qui sont décrits dans la région *aceghi* sont très petits comparés à la région «globale» d'ébullition nucléée *cf* de la figure 40.

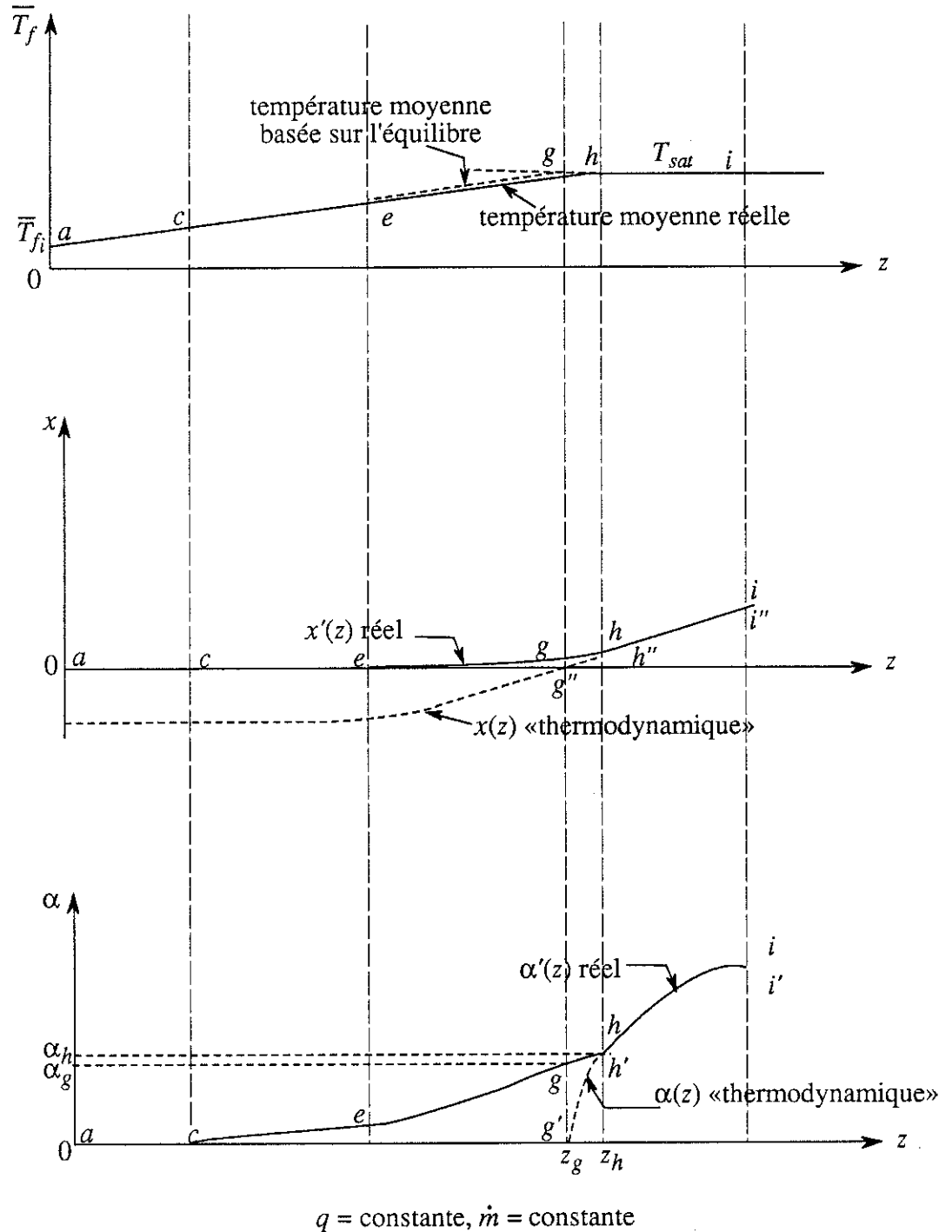


Figure 43. — Titre massique et fraction volumique de vapeur (J. G. Collier<sup>31</sup>, 1981)

## d. — Ébullition nucléée et ébullition en film

Lorsque l'on considère un écoulement initialement sous-refroidi vertical ou horizontal et uniformément chauffé, on passe successivement le long du tube de l'ébullition en écoulement sous-refroidi à l'ébullition à la saturation (voir figures 44 et 45).

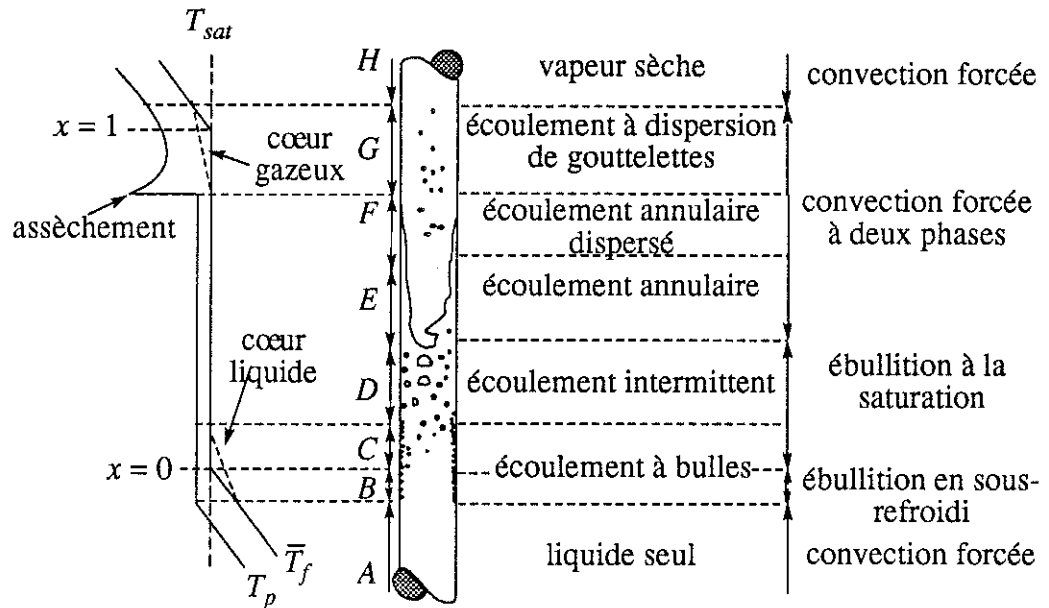


Figure 44. — Régions de transfert thermique en écoulement vertical chauffé

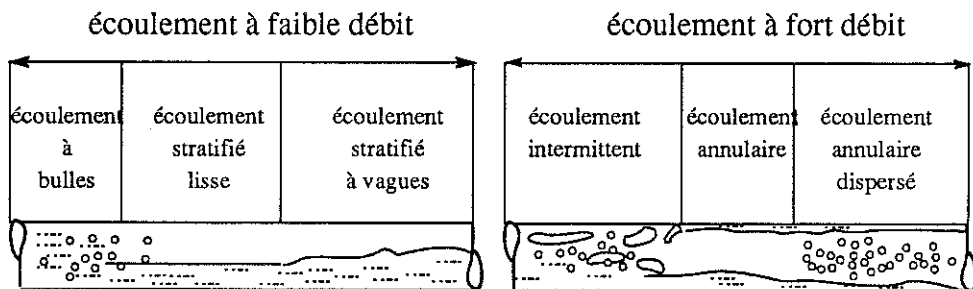


Figure 45. — Régions de transfert thermique en écoulement horizontal chauffé

Quand le titre  $x$  augmente de la région C à la région G sur la figure 44, un certain point est atteint où le processus d'ébullition est remplacé par le processus d'évaporation. La transition a lieu en écoulement annulaire (région E). C'est pour cette raison que l'on parle aussi d'ébullition en film dans cette région. Le film pariétal est

suffisamment fin pour que la chaleur soit transférée par conduction dans le film jusqu'à l'interface film liquide-cœur gazeux où a lieu l'évaporation. La nucléation finit par disparaître. L'échange thermique se fait essentiellement par convection forcée ; on parle alors aussi de région de *convection forcée à deux phases*.

e. — Analyse bibliographique sur les coefficients d'échange thermique

Le coefficient d'échange thermique en écoulement diphasique dépend de la dynamique de l'écoulement (débit et titre massiques) qui influent probablement surtout sur l'échange par convection forcée, de la thermique de l'écoulement (flux de chaleur et surchauffe locale) et des propriétés du fluide et de la paroi qui influent en particulier sur l'échange par ébullition nucléée.

Ainsi, on obtient différents coefficients suivant la configuration de l'écoulement (caractérisée par  $\dot{G}$ ,  $x$  et  $\alpha$ ), son orientation (généralement verticale ou horizontale), le matériau qui constitue la paroi (propriétés thermophysiques, état de surface) et le fluide lui-même (propriétés thermophysiques, pression de saturation).

Les résultats sur l'échange thermique par ébullition nucléée en circulation forcée sont très diversifiés ; les corrélations du coefficient d'échange sont donc très variées. On essaie ci-après de présenter les meilleures formulations du coefficient d'échange pour les écoulements verticaux et horizontaux de *fluides cryogéniques*. Cependant, leurs conditions d'obtention ne sont pas bien connues ; on ne peut pas effectuer une comparaison correcte avec les présents résultats. Ces corrélations permettent toutefois de retrouver les ordres de grandeur des coefficients d'échange thermique obtenus dans les présents travaux.

e.1. — *Corrélations du coefficient d'échange thermique dans un écoulement vertical cryogénique*

V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup> proposent en 1985 une corrélation fondée sur les résultats d'*écoulements verticaux ascendants et horizontaux de fluides cryogéniques* (azote, hélium, néon).

Le coefficient de transfert thermique dans la région d'*ébullition nucléée* (région à échange thermique par ébullition nucléée prépondérante) est  $h_{EN}$  estimé par lissage des résultats :

$$Nu_{EN} = \frac{h_{EN} b}{\lambda_l} = 7,4 \cdot 10^{-3} Re_*^{0,6} Pr_l^{0,267} K_p^{0,5} \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right)^{0,15} \quad (48)$$

où  $Re_* = \frac{\rho_l q b}{\mu_l L \rho_v}$  est le nombre de Reynolds modifié ;  $K_p = \frac{p}{\sqrt{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}}$  une constante de pression et  $\lambda_p$  la conductivité thermique de la paroi.

Le coefficient de transfert thermique dans la région de *convection forcée à deux phases* (région à échange thermique par convection forcée prépondérante) est  $h_{CF}$  donné par :

$$Nu_{CF} = \frac{h_{CF} b}{\lambda_l} = c Re_m^{0,6} Pr_l^{1/3} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,2} \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right)^{0,09} \quad (49)$$

en appliquant un «modèle homogène» au mélange des deux phases qui convient dans cette région de *nombre de Reynolds de mélange*  $Re_m = \frac{\rho_l V_m b}{\mu_l}$  où  $V_m = \frac{\dot{G}}{\rho_l} \left[ 1 + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]$  est la *vitesse de mélange* et  $c$  une caractéristique du fluide et de la paroi chauffée (V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup> proposent  $c \approx 0,087$ ).

La relation de *transition de l'ébullition nucléée à la convection forcée à deux phases* est donnée par :

$$\begin{aligned} Nu &= Nu_{EN} \text{ pour } N_t < 1,6 \cdot 10^4 \\ Nu &= Nu_{CF} \text{ pour } N_t > 1,6 \cdot 10^4 \end{aligned} \quad (50)$$

où  $N_t = Bo_* \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} = \left( \frac{Re_m}{Re_*} \right) \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{2/3}$  est le *nombre de transition* dans lequel on introduit le

*nombre d'ébullition modifié (modified boiling number)*  $Bo_* = \frac{L \dot{G}}{q} \left[ 1 + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]$ .

Toutefois, pour les écoulements verticaux ascendants, si le *nombre de Froude de mélange*  $Fr_m = \frac{V_m}{\sqrt{gd}}$  est relativement faible (forces d'inertie et de gravité relativement proches), l'ébullition nucléée demeure plus longtemps puisque le film reste assez épais (dans des tubes suffisamment gros). V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup> observent ceci pour  $Fr_m < 10$ . Dans ce cas,  $Nu = Nu_{EN}$  quelle que soit la valeur de  $N_t$ .

On doit l'étude la plus récente et la plus complète sur l'échange thermique dans un écoulement diphasique vertical ascendant de fluide cryogénique (hélium, azote, argon, hydrogène, néon) ou de fluide «classique» (eau, réfrigérants) à D. Steiner<sup>9</sup> (1986).

Il constate que le coefficient d'échange en écoulement diphasique vertical dépend, outre les paramètres introduits par V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup>, de la *rugosité de la paroi*  $R_p$  et de la pression saturante du

fluide  $p$ . Il ne tient pas compte de l'influence de la conductivité thermique de la paroi qui est introduite par V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup>. Il se trouve que ces derniers ne distinguent pas la conductivité thermique de la rugosité pariétale. Il est probable que la nucléation ne soit pas influencée par la conductivité de la paroi, mais plus probablement par sa rugosité. Le résultat de V. V. Klimenko, A. V. Grigor'ev, A. M. Sudarchikov<sup>33</sup> doit donc s'interpréter par  $h$  proportionnel à  $R_p^{0,15}$  ou  $R_p^{0,09}$  (selon la région d'échange), relation qui s'accorde avec celle de D. Steiner<sup>9</sup> donnée ci-après.

D. Steiner<sup>9</sup> propose une corrélation intéressante déduite d'un lissage de résultats expérimentaux donnés par différents auteurs (C. Johannes, J. Mollard<sup>34</sup>, 1972, H. Ogata, S. Sato<sup>10</sup>, 1974, V. E. Keilin *et al.*<sup>32</sup>, 1975, D. Steiner<sup>9</sup>, 1986, etc.). Il met

en évidence l'influence de  $q$ ,  $x$ ,  $d$ ,  $p$  et  $R_p$ . Il propose  $h = \frac{q}{T_p - T_{sat}} = (h_{EN}^3 + h_{CF}^3)^{1/3}$

avec :

$$h_{EN} = h_{0,3} \left\{ c_F \left( \frac{q}{q_0} \right)^{0,7 - 0,13 \cdot 10^{0,48p^*}} \left[ 1,66p^{*0,45} + \left( 2 + \frac{1}{1 - p^{*7}} \right) p^{*3,7} \left( \frac{d_0}{d} \right)^{0,4} \left( \frac{R_p}{R_{p_0}} \right)^{0,13} \right] \right\} \quad (51)$$

$$h_{CF} = h_{l_0} \left\{ \left[ (1 - x)^{1,5} + 1,9x^{0,6} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,35} \right]^{-2,2} + \frac{h_{v_0}}{h_{l_0}} \left[ 1 + 8(1 - x)^{0,7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,67} \right]^{-2,0} \right\}^{-0,5} \quad (52)$$

où  $c_F = 0,35M^{0,24}$  est le coefficient du fluide qui fait intervenir sa masse molaire  $M$  ( $c_F = 0,57$  pour l'hélium,  $c_F = 0,81$  pour l'azote) ;  $p^* = p/p_{cr}$  ; les valeurs de référence sont déduites des mesures de D. Steiner<sup>9</sup> par une méthode de lissage :  $d_0 = 0,01$  m,  $R_{p_0} = 10^{-6}$  m,  $q_0 = 1\ 000$  W/m<sup>2</sup> pour l'hélium et  $q_0 = 10\ 000$  W/m<sup>2</sup> pour l'azote,  $h_{0,3} = 5\ 050$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour l'hélium et  $h_{0,3} = 7\ 370$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour l'azote ( $h_{0,3}$  est le coefficient d'échange par ébullition nucléée en bain mesuré pour  $d_0, R_{p_0}, q_0$

$$\text{et } p^*_0 = 0,3) ; h_{l_0} = \frac{\lambda_l N u_{\infty}}{d} ; h_{v_0} = \frac{\lambda_v N u_{\infty}}{d} \quad \text{où } Nu_{\infty} = \frac{(\xi/8)(Re - 1\ 000)Pr}{1 + 12,7(\xi/8)^{0,5}(Pr^{2/3} - 1)}$$

$$Re = \frac{\dot{G}d}{\mu}, Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \xi = (1,82 \log_{10}(Re) - 1,64)^{-2}$$

Les expériences (C. Johannes, J. Mollard<sup>34</sup>, 1972, H. Ogata, S. Sato<sup>10</sup>, 1974, V. E. Keilin *et al.*<sup>32</sup>, 1975, D. Steiner<sup>9</sup>, 1986, etc.) montrent que  $h_{EN}$  ne varie pratiquement pas lorsque la vitesse augmente. Il est donc indépendant de  $x$  et de  $\dot{G}$  en écoulement vertical ascendant.

D. Steiner<sup>9</sup> propose une relation pour  $h_{CF}$  plus complexe que celles qui sont généralement proposées par les expérimentateurs.  $h_{CF}$  en écoulement diphasique est

rapporté au coefficient d'échange en liquide monophasique  $h_{l_0}$  et est fonction des proportions relatives (donc des vitesses) de chaque phase.

Il n'existe pas de résultats intéressants sur le coefficient d'échange en écoulement vertical *descendant*. On peut simplement penser qu'il est moins bon qu'en écoulement vertical ascendant car le liquide s'y maintient moins bien en paroi.

La gravité a un effet sur l'échange thermique dans un écoulement vertical. En particulier pour les écoulements annulaires ascendants, la gravité tend à maintenir le film en paroi donc à influencer sur l'échange thermique. V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup> (1989) effectuent des mesures dans le cas d'écoulements verticaux ascendants d'azote. Ils constatent que  $h$  est dépendant de l'orientation de l'écoulement donc de la gravité.

### e.2. — Corrélations du coefficient d'échange thermique dans un écoulement horizontal cryogénique

Les écoulements diphasiques *horizontaux* sont très peu étudiés. Aussi, on connaît peu de relations concernant l'échange thermique.

Un écoulement horizontal qui mouille toute la paroi n'existe que pour certains débits et titres massiques. La surface mouillée diminue le long du tube lorsqu'il est chauffé. Pour des flux de chaleur élevés, le film liquide en paroi (qui apparaît à partir d'un titre massique de vapeur relativement grand) peut s'assécher au haut du tube, puis en bas. Il existe donc, contrairement aux écoulements verticaux, une distribution «périphérique» de l'échange qui n'est pas uniforme. Les expérimentateurs mesurent généralement un coefficient *moyen* sur une paroi bonne conductrice de la chaleur (en cuivre généralement) ou un coefficient *local* sur une paroi mauvaise conductrice (en acier inoxydable le plus souvent) qu'ils associent à l'écoulement diphasique.

D. Steiner, E. U. Schlunder<sup>36</sup> (1977) effectuent une étude du coefficient d'échange *local* dans les écoulements diphasiques horizontaux d'azote, d'hélium, d'hydrogène, etc. D. Steiner<sup>9</sup> la détaille en 1986 dans le cas de l'azote.

Il effectue une première approche par des mesures pour l'hélium, l'azote et l'hydrogène dans des tubes horizontaux en cuivre ( $d = 0,014$  m). Il propose des relations déduites du lissage des résultats. Le coefficient d'échange thermique *moyen* est donné par  $h = (h_{EN}^3 + h_{CF}^3)^{1/3}$  avec :

$$h_{EN} = h_{0,3} c_F \left( \frac{q}{q_0} \right)^{m(p^*)} n(p^*) \left( \frac{d_0}{d} \right)^{0,5} \left( \frac{R_p}{R_{p_0}} \right)^{0,13} \left( \frac{\dot{G}}{\dot{G}_0} \right)^{0,25} \left[ 1 - p^{*0,1} \left( \frac{q}{q_{cENB}} \right)^{0,3} x \right] \quad (53)$$

$$h_{CF} = h_{l_0} \left\{ \left[ (1-x) + 1,2x^{0,4} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,37} \right]^{-2,2} + \left[ \frac{h_{v_0}}{h_{l_0}} \left( 1 + 8(1-x)^{0,7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,67} \right) \right]^{-2,0} \right\}^{-0,5} \quad (54)$$



où  $c_F' \approx 0,71M^{0,07}$  ( $c_F' \approx 0,78$  pour l'hélium et  $c_F' \approx 1,59$  pour l'azote) ;

$$m(p^*) = 0,7 - 0,18 \cdot 10^{0,38p^*} ; n(p^*) = 1,68p^{*0,43} + \frac{p^{*6,5}}{1 - p^{*4,4}} ; q_o = 1\ 000 \text{ W/m}^2 \text{ pour}$$

l'hélium et  $q_o = 10\ 000 \text{ W/m}^2$  pour l'azote ;  $h_{0,3} = h(p_o^* = 0,3) = 5\ 050 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour l'hélium et  $h_{0,3} = 7\ 370 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour l'azote ;  $q_{cENB} = 23\ 200p^{*0,4}(1 - p^*)$  exprimé en  $\text{W/m}^2$  ;  $d_o = 0,01 \text{ m}$  ;  $R_{p_o} = 10^{-6} \text{ m}$  ;  $\dot{G}_o = 100 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  ;

$$h_{i_o} = \frac{\lambda_l N u_{\infty}}{d} ; h_{v_o} = \frac{\lambda_v N u_{\infty}}{d} \text{ où } Nu_{\infty} = \frac{(\xi/8)(Re - 1\ 000)Pr}{1 + 12,7(\xi/8)^{0,5}(Pr^{2/3} - 1)}, Re = \frac{\dot{G}d}{\mu}, Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda},$$

$$\xi = (1,82 \log_{10}(Re) - 1,64)^2.$$

En écoulement horizontal, il faut aussi tenir compte de l'effet d'un mouillage partiel de la surface interne du tube. D. Steiner<sup>9</sup> (1986) étudie cet effet dans le cas d'un écoulement horizontal d'azote dont la vitesse massique est comprise entre  $40 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  et  $450 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  et le titre massique de vapeur entre zéro et un. Les configurations d'écoulements observées sont stratifiées, intermittentes ou annulaires.

Pour essayer de comprendre comment est transporté le liquide à la surface et comment cette dernière est mouillée pour un tube en position horizontale, D. Steiner<sup>9</sup> mesure la «température pariétale» en plusieurs points sur le pourtour du tube (en cuivre) avec des thermocouples «fer-constantan».

La figure 46 qui concerne des écoulements intermittents ou annulaires montre l'assèchement du haut de la surface pariétale lorsque le flux est relativement élevé ( $q \approx 35\ 000 \text{ W/m}^2$ ) et ceci d'autant plus que le titre massique  $x_e$  (titre massique à l'entrée de la section chauffante) est grand. Le *gradient de température pariétale tangentiel* (gradient thermique dans la paroi selon la périphérie du tube) est faible pour  $x_e \approx 0,10$  et est relativement élevé pour  $x_e \approx 0,70$  à  $x_e \approx 0,85$ . On peut ainsi associer à la configuration de l'écoulement la distribution de température pariétale en fonction de la cote angulaire  $\theta$ .

Sur les figures 46.b et 46.d ( $x_e = 0,11$  et  $x_e = 0,12$  respectivement), l'écoulement est intermittent et  $T_p$  est presque uniforme selon la cote angulaire  $\theta$ .

Sur les figures 46.a et 46.c ( $x_e = 0,69$  et  $x_e = 0,85$  respectivement), l'écoulement est annulaire. On constate que la température pariétale est plus élevée au haut du tube, donc le film pariétal y est probablement inexistant (l'échange thermique se fait par convection forcée à deux phases et non plus par ébullition nucléée). L'effet de la gravité est donc relativement prononcé. On reviendra sur ce phénomène au chapitre IV.

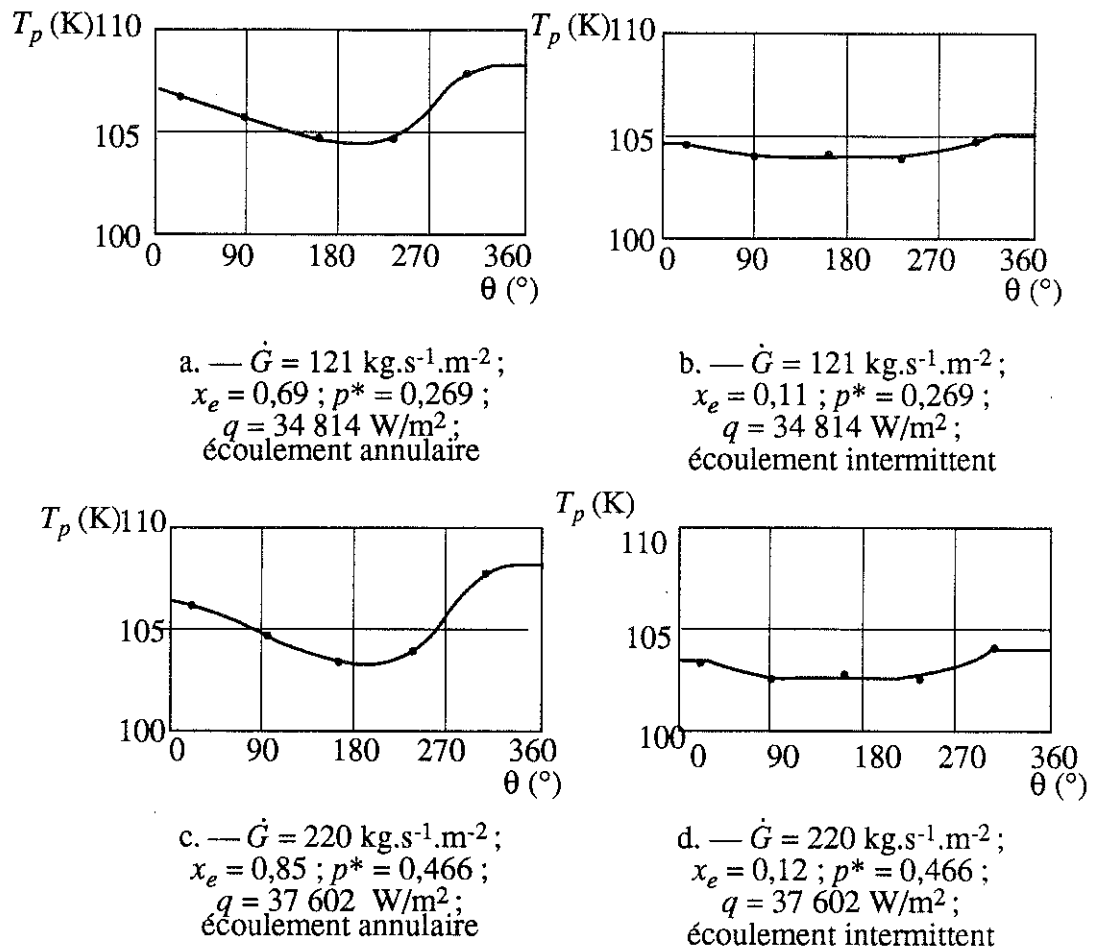


Figure 46. — Distribution de la température de paroi interne en fonction de l'angle  $\theta$  ( $\theta = 0^\circ$  en haut,  $\theta = 180^\circ$  en bas, D. Steiner<sup>9</sup>, 1986)

V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup> (1989) obtiennent des résultats semblables pour un écoulement horizontal d'azote dans un tube en acier inoxydable (diamètre interne  $d_i = 0,014 \text{ m}$ , diamètre externe  $d_e = 0,016 \text{ m}$ ). La figure 47 qui correspond à un écoulement annulaire montre que la surchauffe en paroi  $\Delta T = T_p - T_{sat}$  augmente progressivement (donc  $h$  diminue) quand on se déplace du bas du tube vers le haut. Ceci est dû au fait que le film liquide pariétal est plus fin au haut du tube à cause de la gravité (l'échange thermique s'y fait alors probablement par évaporation dans le film et non plus par ébullition nucléée). Par contre, V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup> (1989) constatent que, pour des débits très élevés ( $\dot{G} \geq 600 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ),  $T_p - T_{sat}$  devient indépendant de l'angle  $\theta$ . L'orientation de l'écoulement n'a plus d'influence car l'écoulement est plus homogénéisé

( $Fr_m = \frac{V_m}{\sqrt{gd}}$  est approximativement supérieur à 20).

Sur la figure 48 qui correspond à un écoulement stratifié, on observe le même phénomène avec  $T_p - T_{sat}$  constant sur une certaine plage autour de  $\theta = 0^\circ$  ; cette plage correspond à un contact paroi-vapeur permanent (avec éventuellement projection de gouttelettes sur la paroi).

En outre, V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup> (1989) constatent que pour les fluides cryogéniques le coefficient d'échange moyenné sur la périphérie du tube horizontal est meilleur que le coefficient en écoulement vertical. L'effet de projection de vagues sur la paroi haute en écoulement horizontal et le plus long maintien du film sur la paroi basse par effet gravitationnel peuvent peut-être expliquer en partie ce phénomène. Ceci semble être d'autant plus vrai dans la région d'influence de la gravité ( $Fr_m \leq 20$ ).

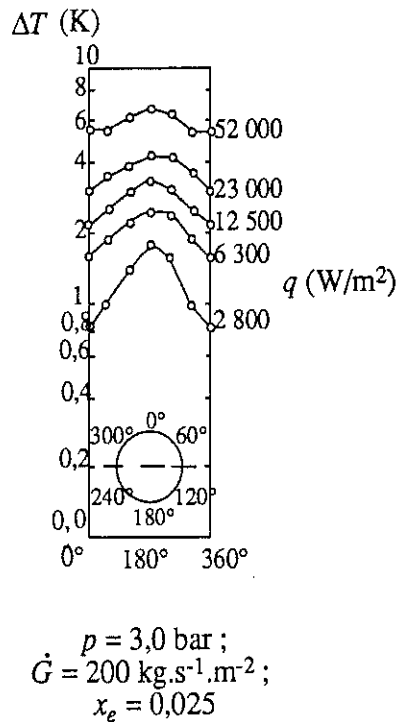


Figure 47. — Différences de surchauffe sur le pourtour du tube pour un écoulement annulaire (V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup>, 1989)

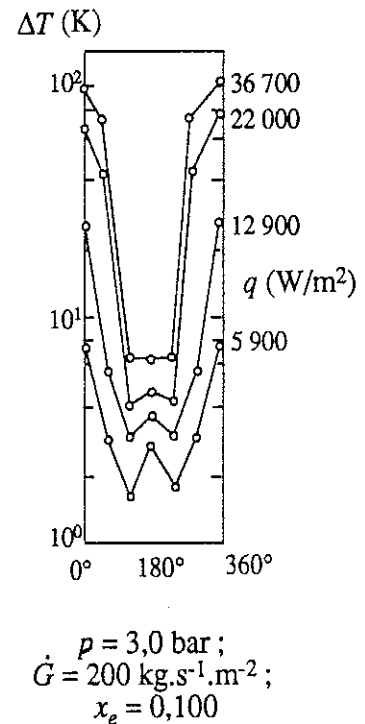


Figure 48. — Différences de surchauffe sur le pourtour du tube pour un écoulement stratifié (V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov<sup>35</sup>, 1989)

## f. — Analyse bibliographique sur les crises d'ébullition

## f.1. — Notions générales

Pour bien comprendre les phénomènes que l'on appelle «*crises d'ébullition*» et qui correspondent au passage d'un échange prépondérant avec le liquide à un échange prépondérant avec la vapeur, on présente qualitativement la variation progressive du coefficient d'échange le long du tube quand le liquide se vaporise progressivement.

On représente sur la figure 49 le coefficient  $h = \frac{q}{T_p - \bar{T}_f}$  en fonction du titre massique  $x$ , lorsque  $q$  et  $\dot{m}$  sont constants.

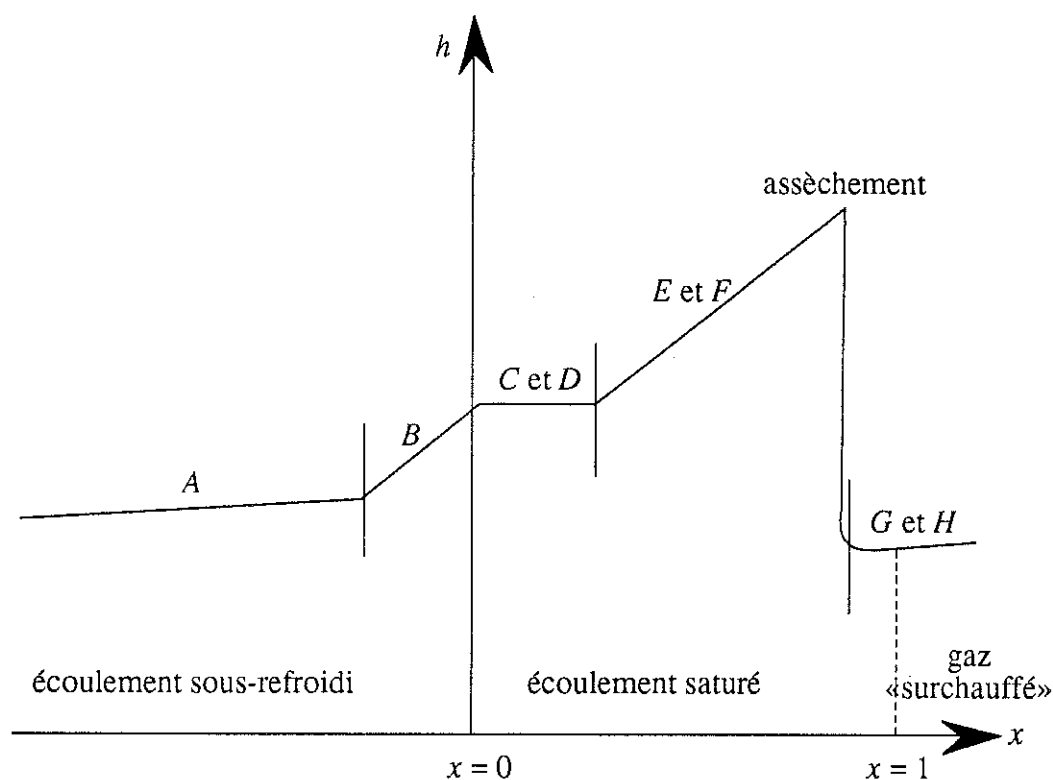


Figure 49. — Variation du coefficient d'échange thermique avec le titre massique

Dans la région A (qui correspond à la région A de la figure 44) de transfert thermique par convection forcée en phase liquide seule, les températures  $T_p$  et  $\bar{T}_f$  croissent régulièrement. L'écart de température  $T_p - \bar{T}_f$  qui reste pratiquement constant correspond à un coefficient d'échange par convection forcée en écoulement monophasique. Il est fonction des propriétés thermophysiques du fluide, de sa

température et de la dynamique de l'écoulement. Il augmente donc faiblement avec la température  $\bar{T}_f$ .

En ébullition nucléée en sous-refroidi (région *B*), la température  $\bar{T}_f$  continue de croître pour se rapprocher de  $T_{sat}$  et la température  $T_p$  se stabilise ; les premières bulles apparaissent.

En ébullition nucléée à la saturation (régions *C* et *D*),  $T_p - \bar{T}_f$  qui est égal à  $T_p - T_{sat}$  reste constant donc  $h$  aussi. La densité de flux de chaleur  $q$  contribue à la formation permanente et constante de bulles.

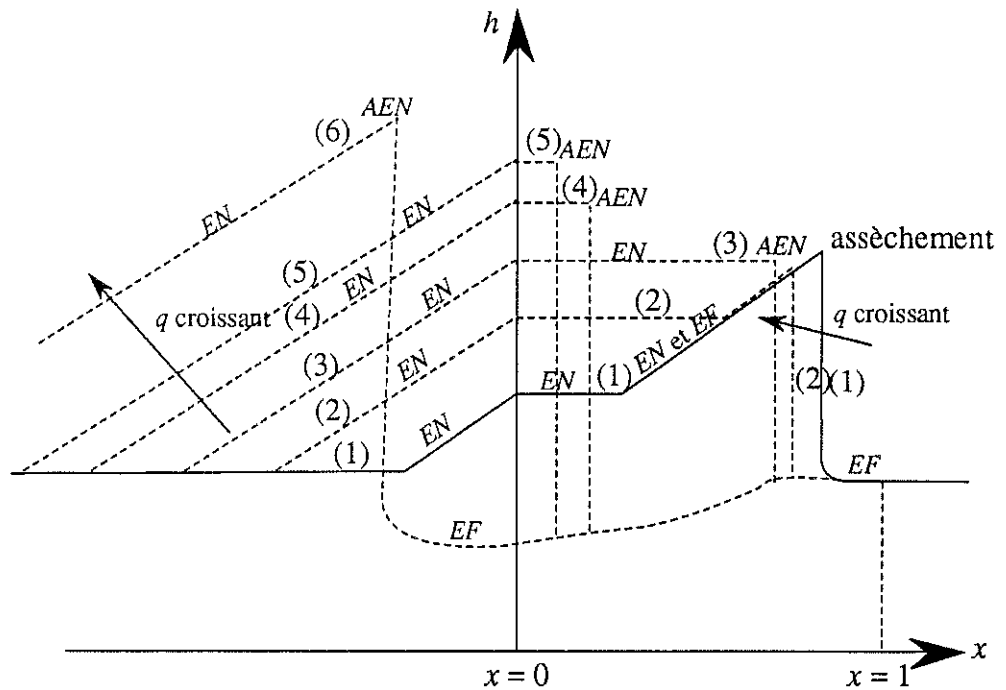
Dans les régions *E* et *F*, deux phénomènes peuvent se produire selon le type d'écoulement et le flux de chaleur imposé :

— pour les écoulements annulaires, le film pariétal s'affine, sa résistance thermique diminue, donc le transfert thermique par convection forcée à deux phases devient peu à peu prépondérant ; le phénomène d'évaporation s'ajoute à celui d'ébullition qu'il finit par remplacer complètement. Dans un premier temps, le coefficient  $h$  croît régulièrement. Puis, le film s'évapore complètement entraînant une chute brutale de  $h$  ; c'est la *crise dite de seconde espèce* et que l'on appelle aussi *dryout* ;

— pour les écoulements non annulaires (à titres de vapeur plus faibles), un fort flux de chaleur peut provoquer une importante ébullition en paroi de telle sorte que les bulles forment une «barrière» de vapeur. L'échange thermique se fait alors essentiellement par convection dans la vapeur ;  $h$  chute au voisinage du coefficient d'échange par convection forcée dans la vapeur. On parle de *crise de première espèce* ou de *burnout*.

Pour plus de précision, on considère sur la figure 50 la courbe  $h(x)$  pour différentes valeurs de  $q$ .

Pour les courbes (1) et (2), en amont du «décrochement», il y a ébullition nucléée et évaporation à l'interface film liquide-cœur gazeux. Le mécanisme d'évaporation remplace petit à petit celui d'ébullition nucléée. Le décrochement correspond alors à un *assèchement du film (dryout)* en région dite de *liquide déficitaire*.



débit massique constant

Figure 50. — Variation du coefficient d'échange thermique à flux de chaleur croissant

La courbe (3) montre que le transfert thermique se détériore fortement avant que la région de convection forcée à deux phases commence et que l'ébullition nucléée disparaisse. Cette transition est en apparence similaire au phénomène d'assèchement qui a lieu pour des titres  $x$  plus élevés et des flux de chaleur  $q$  plus faibles. Il s'agit de l'«*abandon de l'ébullition nucléée*» (AEN) ou du *burnout*.

Pour les courbes (4) à (6), l'abandon de l'ébullition nucléée apparaît en écoulement saturant de faible titre ou sous-refroidi.

Ces différents modes de *crise* sont présentés de façon détaillée ci-après.

La figure 51 résume les différents modes de transfert thermique présentés précédemment en fonction de la température de mélange du fluide  $\bar{T}_f$ , du titre massique  $x$  et de la densité de flux de chaleur imposée  $q$ .

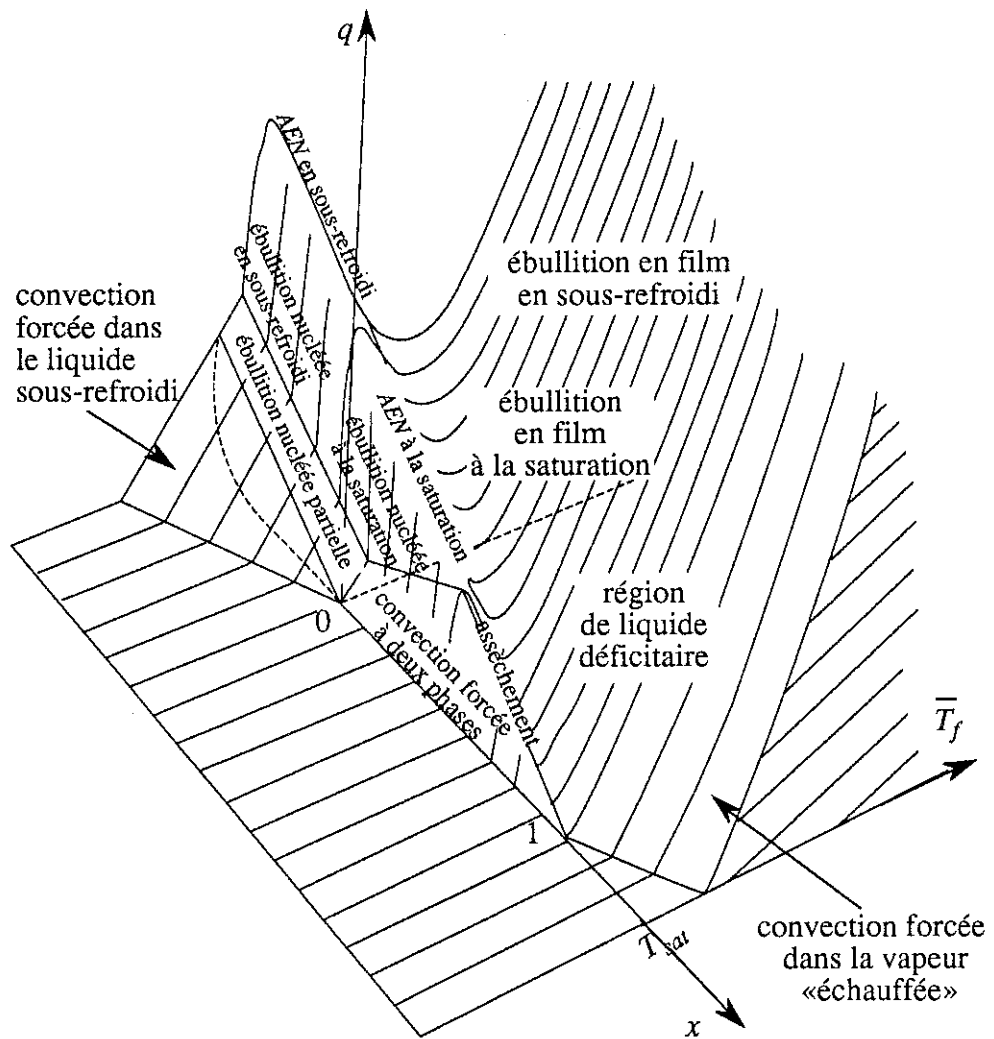


Figure 51. — Courbe  $(\bar{T}_f, x, q)$  pour l'ébullition en circulation forcée

### f.2. — Abandon de l'ébullition nucléée

La *crise d'ébullition* peut apparaître en bain comme en circulation. Seule la *crise de première espèce* a lieu en bain.

En écoulement diphasique, différents phénomènes peuvent provoquer une *crise de première espèce*. Au moins trois mécanismes responsables de cette crise d'ébullition peuvent être rapportés :

- «coalescence» de bulles et recouvrement gazeux ;
- développement d'une poche de vapeur sous une bulle ;
- assèchement d'un film liquide qui surmonte une bulle cylindrique en écoulement à poches de vapeur.

L'excursion de température correspondante peut être locale ou étendue à une certaine surface.

On présente succinctement les trois mécanismes de crise précédents (Y.-Y. Hsu, R. W. Graham<sup>23</sup>, 1986 et G. F. Hewitt<sup>37</sup>, 1978) qui ont lieu en écoulement sous-refroidi ou saturant de faible titre.

*f.2.a. — Coalescence de bulles en paroi et recouvrement gazeux*

L. S. Tong, J. D. Young<sup>38</sup> (1974) et A. E. Bergles<sup>39</sup> (1977) étudient ce mécanisme. Ils observent une couche limite de bulles qui se construit sur la surface fortement chauffée et qui isole partiellement le liquide de la surface (voir figure 52). Quatre hypothèses sont faites :

— la couche limite provoque la stagnation et la «coalescence» des bulles près de la paroi, d'où la formation d'une couche de vapeur (S. S. Kutateladze, A. I. Leontiev<sup>40</sup>, 1967) ;

— la séparation paroi-liquide par la couche limite de bulles provoque une augmentation de la zone de liquide stagnant qui atteint une surchauffe critique pour laquelle une couche gazeuse se forme (L. S. Tong<sup>41</sup>, 1968) ;

— la condensation de la vapeur est limitée par le transport axial des bulles et conduit à une accumulation de vapeur à la surface (W. Hebel, W. Detavernier<sup>42</sup>, 1977) ;

— quand le taux de vapeur à partir d'un centre générateur de bulles atteint son maximum (les bulles successives se touchent), alors une augmentation du taux de génération de vapeur en forme de bulles est impossible ; l'ébullition en film (la conduction thermique dans le film gazeux qui contribue à l'évaporation à l'interface) apparaît (G. F. Hewitt *et al.*<sup>43</sup>, 1965).

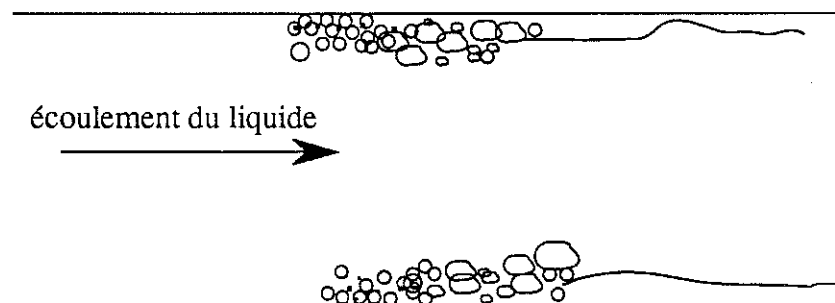


Figure 52. — Coalescence de bulles et recouvrement gazeux pour un flux critique en écoulement sous-refroidi ou saturant de faible titre



*f.2.b. — Développement d'une poche de vapeur sous une bulle*

Quand une bulle croît, une évaporation en micro-couche apparaît souvent sous la bulle croissante (voir figure 37) et crée un disque de surface «sèche» qui est «remouillé» par le liquide quand la bulle se détache. On suggère, qu'aux flux relativement élevés, cet assèchement croît rapidement en température pendant la croissance de la bulle. Aussi, il n'y a pas «remouillage» quand la bulle part et la surface asséchée continue de s'échauffer et de s'étendre pour provoquer la crise.

*f.2.c. — Phénomène critique associé à la formation de bouchons de vapeur*

A. E. Bergles, R. F. Lopina, M. P. Fiori<sup>44</sup> (1967) observent le flux critique en écoulement sous-refroidi et constatent que la crise a lieu lors de la formation de bouchons de vapeur (voir figure 53). Ils supposent que la crise apparaît quand se forme une micro-couche sous les grands volumes de vapeur qui bloquent l'accès du liquide sous-refroidi à la surface. Des bulles peuvent ainsi se former entre bouchon et paroi et stagner.

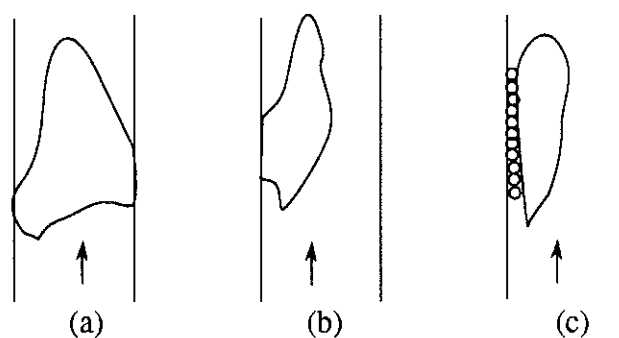


Figure 53. — Phénomène critique dû à une poche de vapeur en écoulement sous-refroidi ou saturant de faible titre

*f.3. — Assèchement à la paroi*

Ce phénomène de *crise de seconde espèce* apparaît dans les écoulements intermittents ou annulaires à film liquide pariétal (voir résultats au chapitre IV).

Lorsque le titre massique augmente le long du tube, la température pariétale augmente brutalement quelque part. Ce phénomène est appelé *déficit en liquide* ; la paroi devient «sèche» (elle est en contact avec la vapeur).

G. F. Hewitt *et al.*<sup>43</sup> (1965) montrent dans le cas de l'eau que, lorsque le flux ou la longueur d'écoulement chauffé augmente, le film liquide a un débit décroissant jusqu'à ce qu'il atteigne une épaisseur nulle comme le point de «décrochement» approche. L'assèchement du film correspond en général aux régimes à forts titres (annulaires ou annulaires dispersés).

Des modèles sont proposés pour corréler l'assèchement. Tous sont fondés sur l'hypothèse que le changement en débit du film correspond à un équilibre net entre le taux de diffusion de gouttelettes, le taux d'entraînement du liquide et le taux

d'évaporation :  $\frac{1}{d} \frac{\partial \dot{m}_f}{\partial z} = -\frac{q}{L} + \tau_{go} - \tau_e - \tau_p$  où  $\dot{m}_f$  est le *débit du film liquide* ;  $\frac{q}{L}$  le *taux d'évaporation* ;  $\tau_{go}$  le *taux de diffusion de gouttelettes* (ces dernières viennent «collapser» à l'interface film-cœur gazeux «humide» qui est à la température saturante) ;  $\tau_e$  le *taux d'entraînement du liquide dû à sa pulvérisation* ;  $\tau_p$  le *taux d'entraînement du liquide dû à la contrainte de frottement pariétal* (à  $T_{sat} = 4,224$  K et pour  $\delta_f = 4 \cdot 10^{-6}$  m, la contrainte due au poids du film est  $\tau_{pf} = \rho_f g \delta_f = 0,005$  N/m<sup>2</sup> ; elle est très inférieure à la contrainte  $\tau_p \approx 0,12$  N/m<sup>2</sup> — voir annexe C —). Le rôle de  $\frac{q}{L}$  est généralement prépondérant (voir chapitre IV).

Dans tous ces modèles se posent différents problèmes :

— la diffusion de gouttelettes dépend de la turbulence de l'écoulement, de la distribution en taille des gouttelettes (les expériences montrent que les gouttelettes sont généralement plus grandes que les bulles nucléées), de l'accélération de l'écoulement ;

— la fraction de liquide dispersée dans le cœur de l'écoulement dépend du type d'écoulement qu'il soit adiabatique ou non ; le dépôt de gouttelettes sur le film en dépend donc ;

— l'entraînement du liquide est fonction de la vitesse relative du cœur par rapport au film, de l'épaisseur du film et de la tension superficielle.

Il n'existe pas de résultats quantitatifs sur les mécanismes de crise présentés ci-dessus.

Tout comme les coefficients d'échange thermique, la crise d'ébullition est surtout étudiée en écoulement vertical.

V. I. Deev *et al.*<sup>45</sup> (1979), V. I. Romanov *et al.*<sup>46</sup> (1981) et M. S. Sohal<sup>47</sup> (1985) étudient la crise en *écoulement vertical d'hélium diphasique*. Ils mettent en évidence les crises de première et de seconde espèces.

Si le titre massique  $x$  est faible ou «négatif» (écoulement à bulles ou intermittent), un film liquide qui est dû à l'agitation des bulles se déplace près de la paroi

(section  $AB$  de la figure 54). Il se transforme en film gazeux par coalescence des nombreuses bulles. Cette transition a lieu pour une *densité de flux de chaleur critique*  $q_c$  d'autant plus faible que le titre massique  $x$  est élevé.

Si  $x$  est plus grand (écoulement annulaire ou intermittent annulaire), on observe la crise de seconde espèce (section  $BCD$  de la figure 54). La section  $BC$  indépendante de  $q_c$  correspond au transfert de masse entre le cœur de l'écoulement annulaire et le film liquide pariétal. Dans ce cas, il n'y a pas ou peu de projection de gouttelettes sur le film ; ce dernier s'évapore instantanément et la température pariétale croît brutalement. Dans la région  $CD$ , les gouttelettes du cœur de l'écoulement annulaire dispersé ou à brouillard se déposent sur le film s'il existe ou sur la paroi. Il suffit d'un flux de chaleur critique  $q_c$  faible pour que le taux de dépôt de gouttelettes soit compensé par le taux d'évaporation.

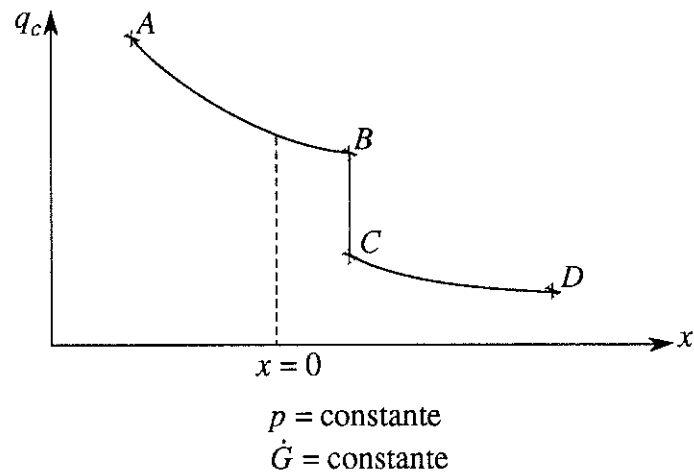


Figure 54. — Densité de flux de chaleur critique en fonction du titre massique

Dans ce chapitre, on effectue une synthèse sur les propriétés connues des écoulements diphasiques.

On présente d'abord leurs géométries qui font apparaître une grande diversité dans la répartition spatiale et temporelle des deux phases dans l'écoulement. Les géométries associées à l'écoulement d'hélium diphasique ne peuvent pas être comparées à celles des fluides classiques, en raison des différences de propriétés thermophysiques. On y associe des modèles d'écoulement simples qui permettent de calculer les paramètres des écoulements à deux phases. En particulier, les conditions d'interface liquide-vapeur sont mal connues et nécessitent le recours à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

On présente ensuite les mécanismes d'échange thermique qui interviennent dans les écoulements diphasiques chauffés, c'est-à-dire la convection forcée et l'ébullition nucléée. On expose plus particulièrement les critères et grandeurs associés à ces mécanismes. On présente les rares résultats expérimentaux sur le couplage entre la convection forcée et l'ébullition nucléée dans un écoulement d'hélium bouillant. Enfin, on rappelle les notions essentielles et les meilleures formulations de l'échange thermique dans les écoulements diphasiques verticaux et horizontaux. On présente le cas particulier des écoulements de fluides cryogéniques.

**DEUXIEME PARTIE**

**ETUDE EXPERIMENTALE**



## **CHAPITRE III**

### **SYSTEME EXPERIMENTAL ET METROLOGIE**





### 3.1. — Présentation du dispositif expérimental

#### 3.1.1. — Appareillage cryogénique

Le dispositif expérimental est constitué d'un *cryostat* sous vide enterré (voir figure 55). Il comporte une enceinte à vide externe (1), un écran refroidi à l'azote liquide (2) et enfin un écran refroidi à l'hélium gazeux (3). Ces derniers entourent l'enceinte interne du cryostat (4) qui est elle-même sous vide.

A l'intérieur du cryostat, le circuit d'hélium est ouvert entre un réservoir donneur pressurisé placé à l'entrée ((1) de la figure 56) et un gros réservoir de récupération de l'hélium gazeux à la sortie (à partir duquel l'hélium est reliquéfié, voir annexe E pour plus de détails).

Le circuit cryogénique comporte un *séparateur de phases* (la phase gazeuse est créée dans la ligne de transfert non parfaitement isolante) qui envoie le gaz «froid» (température de l'ordre de 4,2 K à 5,5 K) dans l'écran d'hélium et la phase liquide dans le circuit expérimental ((2) sur la figure 56). Cette dernière passe dans un *échangeur* (3) afin d'obtenir un écoulement d'hélium liquide pur (c'est-à-dire légèrement sous-refroidi) de température connue. On obtient cet écoulement en abaissant par *pompage* la pression (donc la température) d'un bain d'hélium contenu dans un réservoir de 150 litres (4) au-dessous de la pression ambiante.

Tout écoulement diphasique est sujet à oscillations du débit et de la pression. Aussi, la ligne de transfert à l'entrée, le séparateur de phases et l'échangeur constituent pour l'écoulement des modificateurs de densité donc des éléments perturbateurs. Un *filtre dit de Poiseuille* (5) permet d'amortir les fluctuations du débit et de la pression en amont en laminant l'écoulement. Il crée en fait une perte de charge grande par rapport aux fluctuations de pression.

Le circuit comporte ensuite un serpentín à neuf spires de diamètre moyen 750 mm qui se situe autour du col du réservoir de 150 litres. Il est constitué d'un tube en cuivre de diamètres interne 10 mm et externe 12 mm. Il comporte :

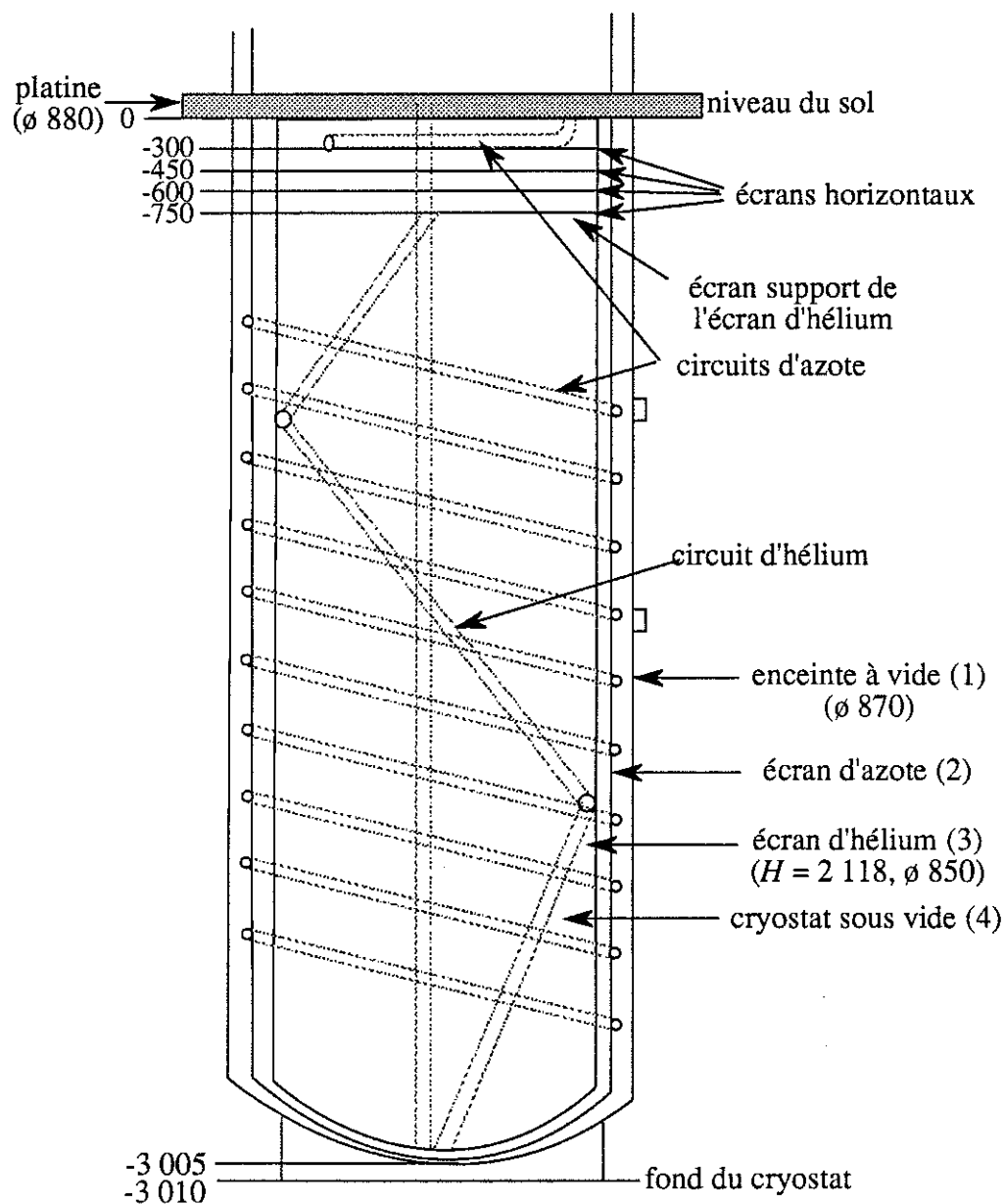
- un *tube de Venturi* (6) qui est calculé et fabriqué pour cette expérience, c'est-à-dire pour des débits d'hélium liquide au voisinage de 4,2 K compris entre  $10^{-3}$  kg/s et  $7 \cdot 10^{-3}$  kg/s ;

- une *vanne «froide»* (7) (qui fonctionne à la température de l'hélium liquide) qui est asservie au *tube de Venturi* et qui permet ainsi de régler le débit sur la perte de charge du *tube de Venturi* ;

- une *section expérimentale* (8) de mesure du coefficient d'échange thermique sur laquelle on reviendra plus loin ;

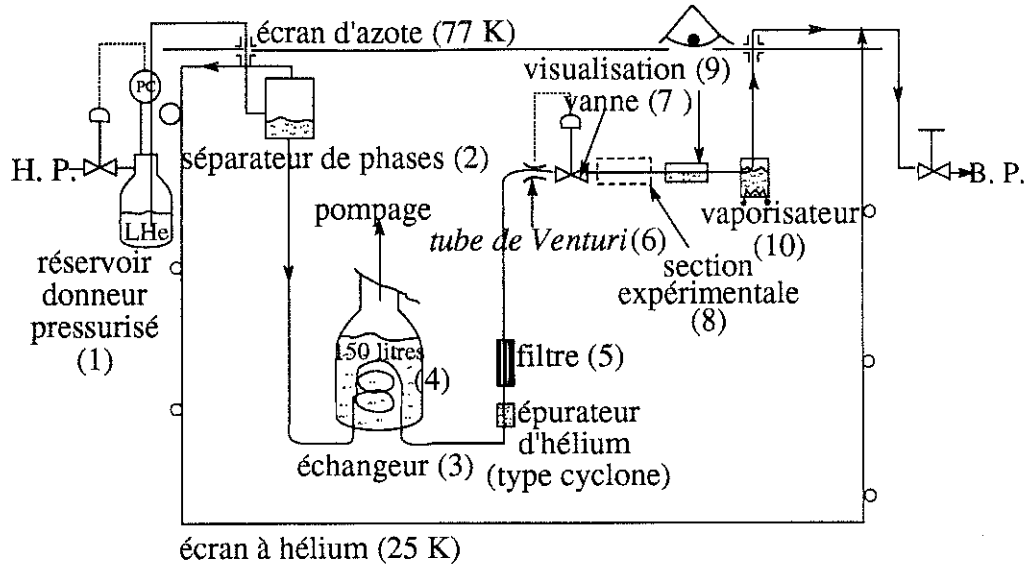
— un *tube de visualisation en verre* (9) (soudure cuivre-pyrex obtenue par une jonction en «kovar» — Ni, Co, Fe — dont le coefficient linéaire de dilatation est proche de celui du verre) ;

— un *vaporisateur* (10) dans lequel l'hélium est vaporisé par ébullition nucléée avant de passer dans le circuit de récupération de l'hélium.



échelle : 0,05

Figure 55. — Schéma du cryostat



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

Figure 56. — Schéma du circuit cryogénique

### 3.1.2. — Appareillage métrologique

La maîtrise et la connaissance des écoulements diphasiques nécessitent des mesures de pressions et de températures en différents points (voir annexe E).

#### a. — Mesures de pressions

Elles se font par capillaires de diamètre 1 mm. Les capteurs de pression à jauges piézo-électriques ou à membrane permettent de mesurer les pressions absolues de l'écoulement avec une précision de 0,1 % à 0,2 % et la pression relative dans le *tube de Venturi* (donc le débit moyen) avec une précision de 2,2 % à 0,1 % pour des débits de  $10^{-3}$  kg/s à  $7 \cdot 10^{-3}$  kg/s.

#### b. — Mesures de températures

Pour des mesures de températures dans la gamme de 10 K à 300 K, on utilise généralement des résistances de platine ; c'est le cas de l'écran périphérique à l'azote (thermomètre *TT70* sur le schéma de l'annexe E), des écrans horizontaux refroidis à l'azote (*TT71*) et de celui refroidi par conduction avec l'écran périphérique à l'hélium (*TT72*).

La caractéristique des résistances de platine est présentée sur la figure 1 de l'annexe F. Leur précision est  $\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \approx 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  entre 10 K et 300 K.

Au voisinage de 30 K, on utilise aussi des résistances d'alliages dites «CLTS» (Ni, Mn). Leur caractéristique est présentée en annexe G. Leur précision est de l'ordre de  $10^{-3} \text{ K}^{-1}$  au voisinage de 30 K. On les utilise pour mesurer la température de l'écran à hélium qui est comprise entre 25 K et 35 K.

Au voisinage de 4 K, pour mesurer la température de l'écoulement d'hélium diphasique, on emploie des *résistances de carbone* dites «Allen-Bradley» (voir caractéristique en annexe H) dont la sensibilité à 4 K est d'environ  $10^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

Les résistances de carbone varient dans le temps après avoir subi des contraintes mécaniques et thermiques (voir paragraphe 3.3). Il est donc nécessaire de «réétalonner» les capteurs de température à chaque expérience. Aussi, des *bulbes à tension de vapeur d'hélium* (thermomètres TT42 et TT46, voir annexe E) permettent de mesurer précisément la température de l'écoulement entre 3,5 K et 4,5 K.

### 3.1.3. — Bilan thermique du dispositif expérimental

Il existe des apports thermiques le long du circuit expérimental qu'il est important d'évaluer. Le système expérimental est schématisé sur la figure 57 où  $\dot{Q}_{I_1}$  représente l'apport thermique sur la partie du circuit à l'amont de l'échangeur,  $\dot{Q}_{I_2}$  l'apport thermique sur la partie à l'aval,  $\dot{Q}_r$  l'apport par le réservoir de 150 litres,  $\dot{Q}_h$  l'apport par rayonnement du hublot de visualisation,  $\dot{Q}_e$  l'apport par rayonnement de l'écran à hélium et  $\dot{Q}_{ch}$  l'apport par chauffage (occasionnel) de l'écoulement.

On peut présenter les différents apports thermiques comme suit :

— consommation propre du réservoir de 150 litres

En l'absence de la ligne de transfert et d'une circulation d'hélium, la consommation du réservoir  $\dot{Q}_r$  est négligeable ;

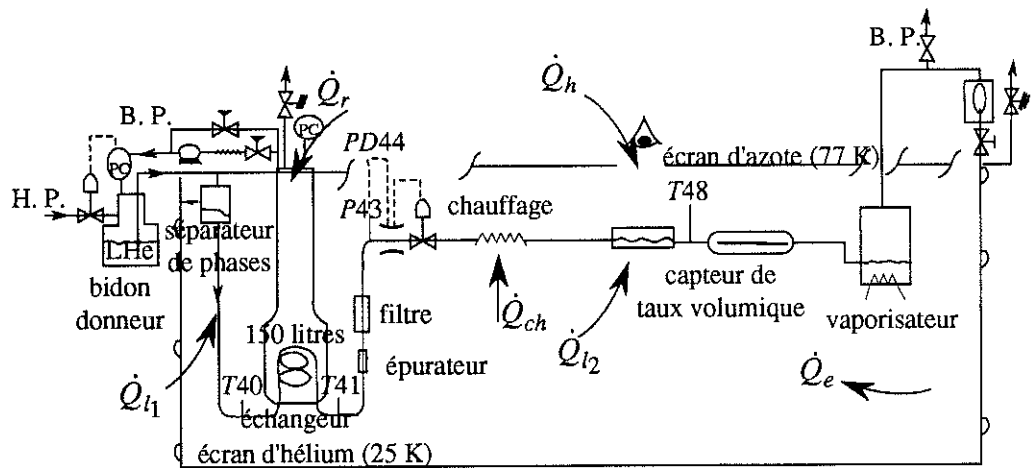
— apport thermique sur la ligne expérimentale à l'amont de l'échangeur

Si on arrête la circulation d'hélium dans l'écran, il passe entièrement dans l'échangeur. La consommation du réservoir de 150 litres est alors de l'ordre de grandeur de celle de la ligne (moins la consommation propre du réservoir) car le rendement de l'échangeur est égal à un (la température à la sortie de l'échangeur T41 est égale à celle du bain d'hélium contenu dans le réservoir — on suppose cette dernière uniforme dans tout le bain car pour l'hélium à 4,2 K, on a 0,012 bar/m et la hauteur maximale du bain est égale à 0,25 m —). La puissance thermique apportée par la ligne à l'amont  $\dot{Q}_{I_1}$  est

mesurée égale à 3 W. Pour compenser cet apport thermique, on condense l'écoulement en pompant dans le réservoir de 150 litres ;

— apport thermique sur la ligne expérimentale à l'aval de l'échangeur

Pour compenser l'apport thermique  $\dot{Q}_{l_2}$  sur la ligne à l'aval, on poursuit le pompage pour atteindre la saturation en bout de circuit en  $TT48$  (on passe d'un écoulement saturant à titre massique de vapeur non nul en  $TT40$  à un écoulement sous-refroidi en  $TT41$  de telle sorte qu'il soit saturant à titre massique nul en  $TT48$ ). La chaleur extraite au fluide correspond à la variation d'enthalpie que l'on évalue en  $TT41$ . On obtient  $\dot{Q}_{l_2} = \dot{m}c_{pl}\Delta T_{41} = 50.10^{-3} \text{ W}$  quel que soit le débit compris entre  $1,5.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  où  $c_{pl}$  représente la chaleur spécifique massique à pression constante du liquide et  $\Delta T_{41}$  la variation de la température  $T_{41}$  associée à la variation d'enthalpie.



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

Figure 57. — Qualification thermique du système expérimental

On détermine les sources de chaleur qui peuvent justifier les apports thermiques précédents (voir figure 57).

Les contributions à la puissance  $\dot{Q}_{l_1}$  sont :

—  $\dot{Q}_l = 3 \text{ W}$  pour la ligne de transfert. Ceci équivaut à  $0,4 \text{ W/m}$ . Cette consommation est importante comparée à celle de  $0,1 \text{ W/m}$  des lignes «classiques». Ceci est dû au fait que la ligne comporte une vanne de réglage du débit et qu'elle a une structure complexe («raccord Johnston» et clapet à ressort dissipateurs d'énergie) ;

—  $\dot{Q}_{e_h} = 0,5.10^{-6} \text{ W}$  pour l'écran à hélium qui rayonne à  $30 \text{ K}$  environ. En effet, l'écran rayonne  $\dot{Q}_e = \epsilon_e \sigma (30 \text{ K})^4 S_e = 1,6.10^{-3} \text{ W}$  où  $\epsilon_e = 0,006$  est

l'émissivité thermique du cuivre à 30 K ;  $\sigma = 5,670\ 32 \cdot 10^{-8}$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-4</sup> la constante de Stefan-Boltzmann ;  $S_e = 5,7$  m<sup>2</sup> la surface de l'écran. La fraction absorbée par la ligne

est  $\frac{\dot{Q}_e}{S_e} \times S_{l_1} \times 0,02 = 0,5 \cdot 10^{-6}$  W pour un coefficient d'absorption du cuivre à 4,2 K égal à 0,02 et  $S_{l_1} = 942 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup> la surface de la ligne. On suppose que l'écoulement absorbe totalement ce rayonnement.

Ainsi, la mesure de  $\dot{Q}_{l_1} = 3$  W est en accord avec  $\dot{Q}_l + \dot{Q}_{e_{l_1}}$ .

Les contributions à la puissance  $\dot{Q}_{l_2}$  sont :

—  $\dot{Q}_h = 37 \cdot 10^{-3}$  W pour le hublot de visualisation de diamètre 0,1 m et à 300 K assimilé au «corps noir». L'énergie reçue par la partie de circuit éclairée (tube en pyrex et jonctions en cuivre) est égale à  $\varepsilon_h \sigma (300\text{ K})^4 S_h F_{hc} = 0,17$  W où  $\varepsilon_h = 1$  est l'émissivité thermique du hublot assimilé au «corps noir» ;  $S_h = 78,5 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup> la surface du hublot et  $F_{hc} = 0,047$  le facteur de forme entre le hublot et la portion de circuit éclairée. La fraction absorbée par le tube de visualisation en pyrex de longueur 0,06 m, de coefficient d'absorption égal à 0,9 à 4,2 K et les raccords en cuivre de longueur 0,02 m chacun, de coefficient d'absorption égal à 0,02 à 4,2 K est  $\dot{Q}_h = 37 \cdot 10^{-3}$  W ;

—  $\dot{Q}_{e_{l_2}} = 5 \cdot 10^{-6}$  W pour l'écran d'hélium.

On mesure  $\dot{Q}_{l_2} = 50 \cdot 10^{-3}$  W, ceci vérifie  $\dot{Q}_{l_2} \approx \dot{Q}_h + \dot{Q}_{e_{l_2}}$ .

La ligne à l'aval sur laquelle est insérée la section expérimentale reçoit une quantité de chaleur négligeable pour l'écoulement, soit environ  $50 \cdot 10^{-3}$  W sur 30 m (soit 0,05 W/m<sup>2</sup>). Ceci conduit à une erreur sur l'évaluation du titre massique de l'écoulement et de la densité de flux de chaleur déposée pour la mesure du coefficient d'échange thermique d'au plus 0,5 %. Ce bilan thermique permet de maîtriser l'installation et d'envisager des mesures fines telles que celles du coefficient d'échange thermique.

## 3.2. — Obtention d'un écoulement d'hélium diphasique et mesure de ses caractéristiques

### 3.2.1. — Procédure expérimentale

#### a. — Mise en route du dispositif

Lorsque le dispositif est sous un vide de l'ordre de  $10^{-7}$  bar, on estime que l'on peut mettre en circulation l'azote liquide dans l'écran périphérique (température réglée à 77,3 K), puis on refroidit l'écran d'hélium (circulation forcée dans l'écran seul, voir annexe E). Avec un débit d'hélium gazeux de 0,2 m<sup>3</sup>/h, on maintient la température

de l'écran entre 20 K et 25 K. Le vide du cryostat chute alors à  $10^{-10}$  bar environ par «cryopompage».

On remplit ensuite le réservoir d'échange de 150 litres, puis on effectue la mise en circulation par pressurisation progressive du bidon donneur. On augmente parallèlement la puissance de chauffage dans le vaporisateur qui se situe en fin de circuit. Compte tenu de la présence d'éléments à pertes de charge tels que le *filtre de Poiseuille* et la vanne de régulation du débit, il est nécessaire de pressuriser le bidon de 1,080 bar à 1,700 bar pour établir des débits massiques compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s. La pression absolue dans la section expérimentale (de longueur 7,23 m et à 12,25 m après la sortie de la vanne de régulation *FCV44*) est alors comprise entre 1,015 bar et 1,100 bar environ. On étudie ainsi des écoulements d'hélium diphasique sous une pression voisine de la pression atmosphérique.

#### b. — Obtention d'un débit massique

La pression du bidon donneur est maintenue par une régulation automatique. La vanne asservie au *tube de Venturi* assure un débit massique stable à mieux que  $0,03 \cdot 10^{-3}$  kg/s. De la mesure des pertes de charge dans le *tube de Venturi*, on déduit le débit massique  $\dot{m}$  de la courbe d'étalonnage du *tube de Venturi*. Compte tenu de la précision de cet étalonnage et des instabilités du débit, le débit  $\dot{m}$  est donné avec une précision de 0,1 % à 15 % pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s (0,1 % à 2,2 % pour l'étalonnage donc pour le débit moyen et 0,03 % à 13 % pour les instabilités). Cette plage de débit est imposée par les limites du dispositif expérimental. On étudie donc ici des écoulements d'hélium de débit compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s.

#### c. — Obtention d'un titre massique de vapeur

Pour obtenir une fraction massique de vapeur, à débit massique donné, on chauffe l'écoulement 1,934 m avant la section expérimentale (longueur intermédiaire de *tranquillisation* de l'écoulement  $L_{tr} = 193,4d$ ) avec une résistance chauffante X40 de 100  $\Omega$  qui est brasée sur 10 m de circuit en cuivre. Le titre «thermodynamique» de l'écoulement (voir paragraphe 2.2.4) se déduit d'une relation de conservation de l'énergie :

$$x = \frac{Q}{\dot{m}L} \quad (55)$$

où  $Q$  est la quantité de chaleur déposée par unité de temps.

La difficulté de déterminer  $x$  vient du problème d'évaluation du *titre massique thermodynamique nul*.

Pour obtenir le «zéro thermodynamique» au niveau de la section expérimentale, on pompe progressivement dans le réservoir d'échange jusqu'à obtenir un écoulement sous-refroidi de 0,050 K à 0,250 K par rapport à la température saturante. Entre l'entrée et la sortie de la section expérimentale, c'est-à-dire entre *TT1A* et *TT47* (voir annexe E), tous les thermomètres atteignent le même *palier de sous-refroidissement* (avec un décalage temporel dû au temps de «transit» de l'effet thermique dans l'écoulement ; la vitesse de l'écoulement est comprise entre 0,147 m/s et 0,587 m/s à 4,0 K pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s). En effet, les apports de chaleur sont supprimés au niveau de la section expérimentale par la mise en place d'un écran local «froid» (de température comprise entre 6 K et 8 K) et les pertes de charge sont négligeables sur 7,23 m de section expérimentale ( $\Delta p/L = 0,3 \cdot 10^{-3}$  bar/m pour l'hélium liquide à 4,224 K, sous 1 atm et de débit moyen égal à  $5 \cdot 10^{-3}$  kg/s).

Avec la résistance chauffante *X40*, on chauffe légèrement l'écoulement afin de passer du sous-refroidissement à la saturation. On obtient ainsi le point zéro ( $x = 0$ ,  $\alpha = 0$ ) à puissance *P40* croissante et décroissante (sans effet d'hystérésis). Ce point correspond à l'atteinte du *palier de saturation* par les thermomètres de la section expérimentale (voir comportement du thermomètre *TT47* en annexe I). La température moyenne de l'écoulement égale la température saturante (températures réelle et de mélange sont confondues, voir figure 43 au paragraphe 2.2.4).

Lorsque l'on est sur le point d'atteindre le «zéro thermodynamique», les bulles qui commencent à apparaître dans l'écoulement sous-refroidi créent un «brouillard» de plus en plus épais. Puis, elles forment une «coalescence». En ce point, on observe dans le tube de visualisation un début de stratification liquide-vapeur au haut du tube (voir figure 58) ; le «zéro thermodynamique» est atteint. Le taux volumique moyen de vapeur n'est plus nul. Un capteur de taux volumique de vapeur décrit plus loin atteste ce phénomène ; son signal présente brutalement d'importantes fluctuations liées à l'apparition de la stratification (voir annexe I).

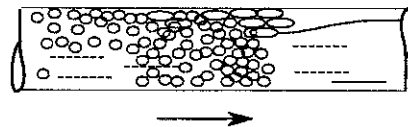


Figure 58. — Apparition d'une stratification au «point zéro»



On dispose ainsi de trois critères de détermination du zéro ; les thermomètres de mesure de la température de l'écoulement, la cellule de visualisation et le capteur de taux volumique de vapeur. Les thermomètres constituent évidemment le moyen le plus précis de détermination du zéro ; avec une précision de 3 mK sur le palier de saturation, le zéro est déterminé à 0,3 % près. L'appréciation du zéro sur la cellule de visualisation est de 1 %. Il en est de même du capteur de taux de vapeur.

A partir du point zéro qui correspond à une certaine puissance déposée  $P_{40}$ , on peut créer un titre massique  $x$  quelconque compris entre zéro et un :  $x = \frac{P_{40}(x) - P_{40}(x=0, \alpha=0)}{\dot{m}L}$ . Ce titre est alors donné avec une précision de 1 % à 3 % (erreur sur la puissance déposée : 1 % et erreur sur le débit moyen : 0,1 % à 2,2 % pour  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s).

### 3.2.2. — Mesure du taux volumique de vapeur

#### a. — Analyse bibliographique

Le taux volumique de vapeur est une caractéristique fondamentale des écoulements diphasiques. Il est nécessaire de le connaître pour calculer les vitesses moyennes de chaque phase.

Sa mesure peut s'effectuer par : l'absorption de lumière, l'atténuation ou la dispersion des rayons X,  $\gamma$  et neutroniques, et également les capteurs capacitifs (J. M. Delhaye, R. Séméria, J. C. Flamand<sup>48</sup>, 1973 et J. M. Delhaye<sup>49</sup>, 1974). La méthode capacitive présente un double avantage par rapport aux deux autres méthodes, à savoir le temps de réponse et le moindre coût. Elle est fondée sur la différence entre les *permittivités électriques* des phases liquide et gazeuse. Elle présente toutefois l'inconvénient de perturber l'écoulement, ce qui la rend dans le cas présent plus qualitative que quantitative.

H. Auracher, J. Daubert<sup>50</sup> (1985) étudient en détail un capteur capacitif à plusieurs capacités planes parallèles. Pour un écoulement diphasique de réfrigérant «R 114», ils mettent en évidence la difficulté d'obtenir un champ électrique homogène donc une très bonne mesure du taux de vapeur. Il est d'autre part difficile de mesurer les fluctuations caractéristiques des configurations d'écoulement ; ceci dépend de la géométrie du condensateur (suivant que les électrodes sont dans la même direction que les fluctuations ou non). On retrouve ces problèmes avec le capteur capacitif utilisé dans la présente étude.

## b. — Capteur capacitif annulaire

Pour la présente expérience, un capteur capacitif à électrodes pratiquement annulaires est conçu et étudié. En écoulement horizontal, par nature asymétrique, ce capteur modifie de façon non négligeable le champ de vitesse des phases. Il reste cependant utile à l'étude des deux extrémités de la caractéristique  $\alpha(x)$  (pour  $x \geq 0$  et  $x \leq 1$ ) et à son approximation dans la région intermédiaire.

### b.1. — Principe de la mesure

La mesure est fondée sur la différence de *permittivités électriques* des deux phases d'hélium (à 4,224 K et sous 1 atm,  $\epsilon_{r_l} = 1,046\ 92$  et  $\epsilon_{r_v} = 1,006\ 26$ ). La faible

différence relative de permittivités ( $\frac{\epsilon_{r_l} - \epsilon_{r_v}}{\epsilon_{r_l}} \approx 4\%$  à 4,224 K) nécessite un capteur

capacitif très sensible. On conçoit un capteur annulaire constitué d'une électrode externe cylindrique (diamètre interne 0,030 m) en acier inoxydable qui sert de potentiel de référence (masse électrique) et d'une électrode interne en forme de cylindre creux en cuivre (diamètre externe 0,014 m, longueur 0,140 m) qui repose sur un tube plein en fibre de verre époxyde aux extrémités profilées (afin d'alléger la structure et de perturber le moins possible l'écoulement sur le profil d'entrée, voir figure 59). L'électrode centrale est maintenue par des espaceurs isolants en verre époxyde. La prise de mesure se fait par un fil en contact avec un point de l'électrode centrale (voir annexe J). Elle est isolée de l'électrode externe par un passage en céramique (résistance d'isolement supérieure à

20 M $\Omega$ , donc bien supérieure à  $\frac{1}{C_\alpha \omega} \approx \frac{1}{120\ \text{pF} \times 2\pi \times 5 \cdot 10^3\ \text{Hz}} \approx 0,25\ \text{M}\Omega$  où  $C_\alpha$  est la

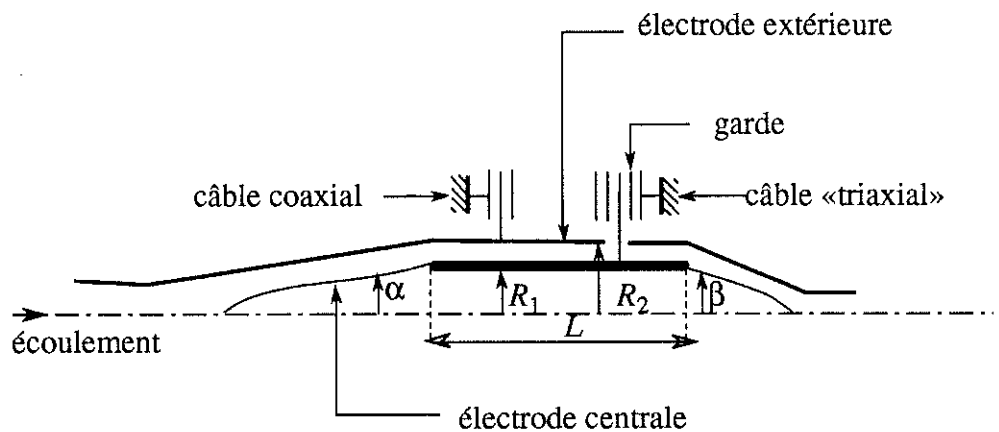
*capacité* du capteur fonction du taux volumique de vapeur  $\alpha$  et  $\omega$  la *pulsation* imposée par le système de mesure). Le capteur est isolé électriquement du circuit expérimental par un joint au « kapton » (isolant électrique utilisé en Cryogénie) placé à chaque extrémité. Il est raccordé sur le circuit expérimental de diamètre interne 0,010 m par des sections profilées. La section de passage de l'écoulement est presque conservée dans le capteur. Toutefois, sa géométrie peut induire une modification de la configuration de l'écoulement, par exemple par « fragmentation » de l'écoulement.

La mesure se fait par un pont capacitif. La tension d'équilibre du pont est alors une fonction affine de la différence  $\Delta C = C_\alpha - C_r$  entre la capacité du capteur  $C_\alpha$  mesurée pour un taux  $\alpha$  et une capacité de référence  $C_r$ . La capacité à mesurer  $C_\alpha$  étant très faible, on doit limiter au mieux les capacités parasites. L'électrode externe est mise à

la masse par un câble coaxial dont la gaine externe sert de garde. L'électrode interne est reliée au pont capacitif par un câble «triaxial» qui comporte le point de mesure au centre, une garde autour que le circuit électronique met au même potentiel que le fil de mesure (on élimine ainsi les capacités parasites de ligne) et une garde sur l'extérieur.

La capacité  $C_r$  et la tension d'alimentation du pont  $e$  étant connues, la tension d'équilibrage du pont permet d'en déduire la capacité  $C_\alpha$ . Cette tension est donnée par la

$$\text{loi des mailles : } V = \frac{C_r - C_\alpha}{C_r + C_\alpha} e .$$



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

Figure 59. — Schématisation du capteur capacitif annulaire

### b.2. — Etalonnage en bain d'hélium

La capacité  $C$  d'un condensateur cylindrique de rayons  $R_1$  et  $R_2$  et de longueur  $L$  est déduite du *théorème de Gauss* :

$$C = \frac{2\pi L \epsilon}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \quad (56)$$

où  $\epsilon$  est la *permittivité électrique du milieu relative au vide*.

Dans le cas de l'hélium et pour le capteur annulaire tel que  $R_1 = 0,014$  m,  $R_2 = 0,015$  m,  $L = 0,140$  m, la capacité est  $C_0 = 118,0$  pF dans le liquide pur saturant et  $C_1 = 113,4$  pF dans la vapeur saturante sèche. Le capteur est donc peu sensible dans l'hélium. Un étalonnage précis en bain est nécessaire. Pour cela, on effectue un

étalonnage en positions verticale et horizontale dans un bain d'hélium à niveau variable (donc à taux volumique  $\alpha$  variable de zéro à un). Les résultats montrent que le capteur n'est pas influencé par la position et que la capacité varie linéairement en fonction du taux volumique de vapeur  $\alpha$ . Ainsi, le taux volumique de vapeur s'obtient par une simple relation de proportionnalité avec la tension mesurée  $V$ . Quant au «zéro», il est systématiquement calibré au cours des expériences.

### *b.3. — Résultats et interprétation*

#### *b.3.a. — Mesure du taux volumique de vapeur des écoulements d'hélium diphasique*

Sur le présent circuit expérimental, on place le capteur de taux de vapeur en position horizontale en fin de circuit (voir annexe E). On établit des débits massiques d'hélium diphasique compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s. Pour chaque débit, on fait varier le titre massique de zéro à un par pas de 0,05. On en déduit ainsi une caractéristique  $\alpha(x)$  pour chaque débit (voir figure 60). Le taux volumique de vapeur  $\alpha$  est obtenu à partir de la connaissance de la tension d'équilibrage du pont pour  $\alpha$  nul  $V_0$  et de la pente de la caractéristique  $V_1 - V_0$  par :  $\alpha = \frac{V}{V_1 - V_0} - \frac{V_0}{V_1 - V_0}$  où  $V_1$  représente la tension d'équilibrage du pont pour  $\alpha = 1$ .

On compare les caractéristiques  $\alpha(x)$  obtenues avec les caractéristiques des modèles d'écoulement homogène et à phases séparées.

Pour le *modèle homogène*, on a (formule 7) : 
$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}}$$

Pour des débits de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6 \cdot 10^{-3}$  kg/s et des titres massiques de vapeur supérieurs à 0,50, l'écoulement est dispersé. On a alors une relation entre  $\alpha$  et  $x$  proche de celle du modèle homogène (voir figure 60). On retrouve ainsi l'hypothèse du modèle homogène associé aux écoulements dispersés que l'on présente au paragraphe 2.1.2.

Pour le *modèle à phases séparées* où les deux phases sont supposées se déplacer avec un glissement  $g$ , on a (formule 6) : 
$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l} g}$$

Pour des débits compris entre  $2,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et des configurations d'écoulements autres que dispersées (c'est-à-dire stratifiées à fortes vagues, voir paragraphe 3.2.3), les résultats donnent une relation  $\alpha(x)$  semblable à la précédente (voir figure 60).

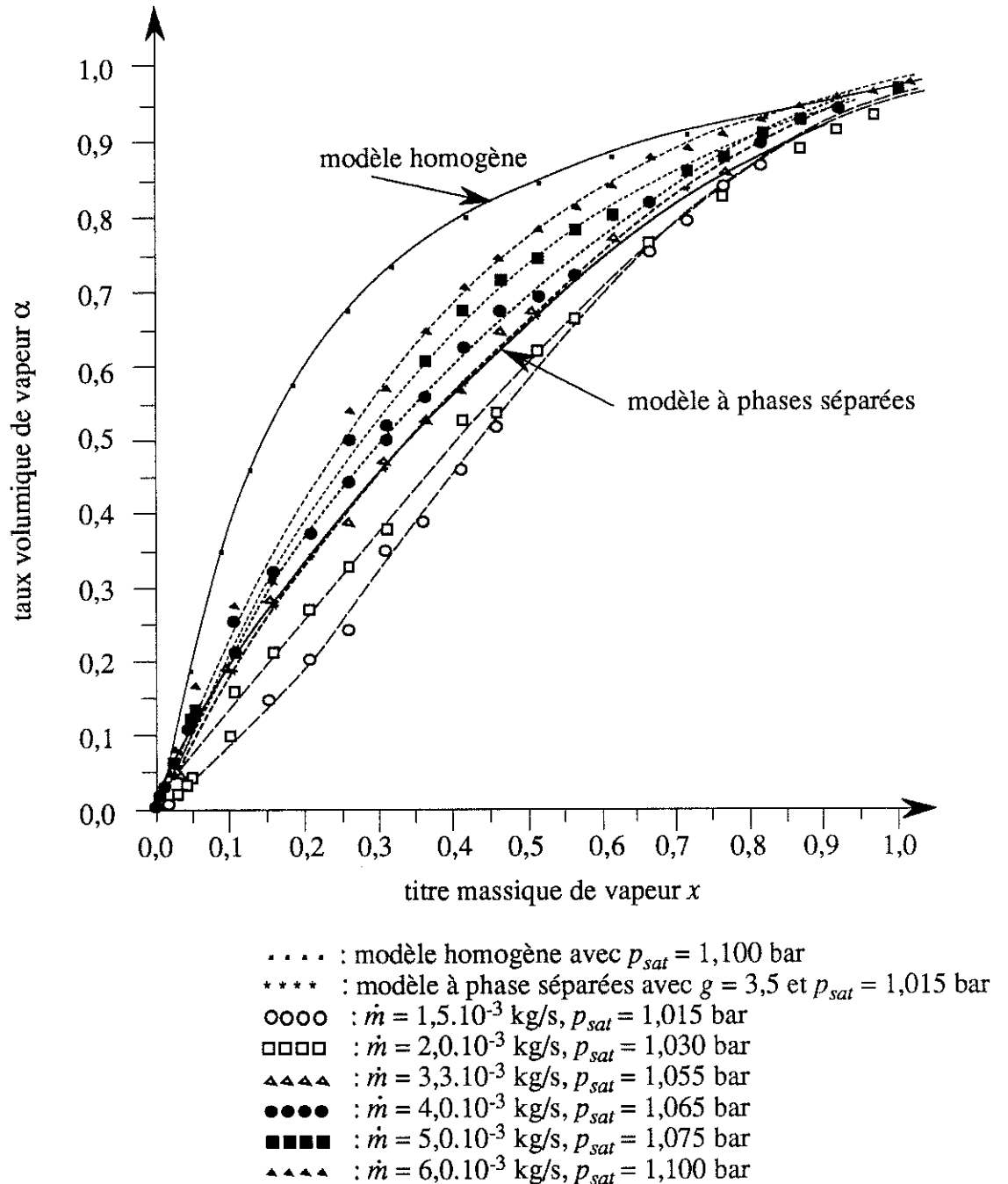


Figure 60. — Courbes  $\alpha(x)$  obtenues avec le capteur capacitif de taux volumique de vapeur

Malgré le caractère qualitatif des résultats, on peut estimer le glissement entre les deux phases (noté  $g'$ ). On peut par ailleurs comparer cette mesure à l'observation de l'écoulement 0,70 m en amont. L'évaluation visuelle du niveau moyen d'hélium liquide en écoulement stratifié à vagues est délicate ; elle permet d'évaluer le taux volumique  $\alpha$  à environ 10 % près. On constate alors que la mesure du capteur est comprise dans la plage d'évaluation visuelle. Ainsi, le capteur est précis à mieux que 10 % (l'erreur «propre» du capteur est  $\Delta\alpha = \frac{\Delta V}{V_1 - V_0} \approx \frac{20 \text{ mV}}{800 \text{ mV}} = 2,5 \%$  car  $V_1 - V_0 \approx 800 \text{ mV}$  quel que soit le débit). Les perturbations introduites par le capteur que sont le glissement et la modification de la configuration dans l'espace annulaire sont inconnues, mais entraînent une erreur d'au plus 7,5 %.

Pour poursuivre l'étude, on considère les résultats obtenus avec le capteur comme corrects. On peut alors évaluer, à partir de la figure 60, le glissement dans les écoulements stratifiés à vagues plus ou moins fortes (dits intermittents, voir paragraphe 3.2.3) de débit massique compris entre  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ . On obtient  $g' \approx 3,0 \pm 0,5$ . Visuellement, on évalue le glissement, noté  $g''$ , pour un écoulement stratifié à petites vagues :  $g'' = 3,00 \pm 0,35$ .

Ainsi, les écoulements horizontaux stratifiés d'hélium diphasique présentent un glissement relativement élevé. Quels que soient le débit compris entre  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et le titre massique tels que l'écoulement est stratifié à interface plus ou moins ondulée (voir paragraphe 3.2.3), le *glissement réel*  $g$  vaut approximativement trois. Il est comparable à celui proposé par S. M. Zivi<sup>16</sup> en 1964 (soit  $g = 1,95$  pour un débit de  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et un titre massique de vapeur de 0,8, voir paragraphe 2.1.2).

Pour les écoulements stratifiés à faibles vagues qui correspondent à des débits massiques compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ , le glissement mesuré avec le capteur  $g'$  varie de dix à trois, lorsque le titre massique de vapeur croît de zéro à un (voir figure 60). Si le capteur capacitif permet d'obtenir le glissement avec une bonne précision dans le cas des écoulements dispersés ou intermittents, il semble perturber la mesure en écoulement stratifié à faibles vagues. Dans ce cas, il est possible que le champ de vitesse des deux phases soit modifié lorsque l'écoulement arrive dans le passage annulaire.

Afin de s'affranchir de l'erreur sur la mesure de  $\alpha$  due à la géométrie du capteur, on envisage de mettre au point un capteur capacitif à électrode interne filiforme (fil en acier inoxydable de diamètre 0,002 m). Ce capteur a l'inconvénient d'avoir une capacité très faible (quelques picofarads) au regard de laquelle les «effets de bord» et les fluctuations du système de mesure ne sont plus négligeables. Il ne peut donc pas être utilisé au voisinage de  $x = 0$  et  $x = 1$  où sa sensibilité est par construction très mauvaise. Aussi, il ne permet pas d'étudier comme le capteur annulaire la présence de bulles en

écoulement sous-refroidi ( $x < 0$ ) et la présence de gouttelettes dans la vapeur pour  $x = 1$  (voir paragraphe suivant).

La capacité du capteur filiforme est égale à 5,0 pF dans l'hélium liquide saturant à 4,224 K. La variation de capacité entre 100 % de liquide et 100 % de vapeur  $\Delta C = C_1 - C_0$  est alors seulement de 0,2 pF ; variation difficilement appréciable dans la pratique. Il semble difficile de concilier capacité mesurable et condensateur non perturbateur de l'écoulement. Une autre méthode de mesure est à envisager.

*b.3.b. — Présence de bulles en écoulement sous-refroidi et de gouttelettes dans la vapeur de titre massique égal à un*

— Présence de bulles en écoulement sous-refroidi

Le capteur annulaire a par contre l'avantage de pouvoir mettre en évidence deux phénomènes dont il est question dans le paragraphe 2.2.4, à savoir la formation de bulles en écoulement sous-refroidi et l'existence de gouttelettes dans la vapeur de titre  $x = 1$ .

Le phénomène d'ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi correspond à la formation de bulles en paroi qui éclatent lorsqu'elles se rapprochent du centre de l'écoulement ou qu'elles y sont entraînées. Lorsque l'écoulement est faiblement sous-refroidi, les bulles, nombreuses, sont entraînées par l'écoulement turbulent jusqu'au tube de visualisation où on peut les voir avant qu'elles n'éclatent. On observe alors un «brouillard» de bulles dans la partie haute du tube. Au fur et à mesure que l'on se rapproche de la saturation, le brouillard s'épaissit et finit par remplir tout le tube. Ce phénomène est immédiatement suivi de la formation d'une stratification au haut du tube, avec toutefois persistance d'un léger brouillard (voir figure 61). Le «point zéro» est atteint. Le diamètre des bulles est alors de l'ordre de 0,2 mm. On reviendra sur le mécanisme d'apparition de l'ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi dans le chapitre IV.

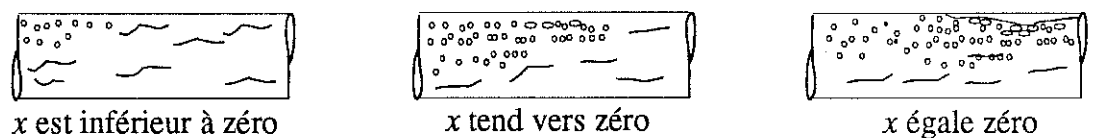


Figure 61. — Ebullition nucléée en écoulement sous-refroidi

— Présence de gouttelettes dans la vapeur de titre massique égal à un

Lorsque l'on dépose la chaleur nécessaire à l'obtention du titre thermodynamique  $x = 1$ , on constate qu'il subsiste quelques gouttelettes au centre de l'écoulement de vapeur saturante. Le titre massique réel est donc inférieur à un. Pour une puissance qui donne un titre thermodynamique égal à 1,02, on observe le passage d'un groupe de gouttelettes toutes les dix secondes environ ; la température moyenne de l'écoulement oscille entre la température saturante  $T_{sat}$  et une température de vapeur «échauffée»  $T_v \approx T_{sat} + 7 \text{ mK}$  (la température de la vapeur est supérieure à la température saturante sauf au centre, donc des gouttelettes peuvent subsister dans le cœur de l'écoulement). Pour une puissance supérieure telle que  $x$  est égal à 1,04, on n'observe plus de gouttelettes et la température de l'écoulement croît fortement. On s'assure ainsi d'une bonne maîtrise de l'installation. La *longueur de tranquillisation* disponible ( $L_{tr} = 1,934 \text{ m}$ ) est presque suffisante pour permettre l'obtention de l'équilibre thermodynamique de l'écoulement à deux phases.

### 3.2.3. — Synthèse sur les écoulements diphasiques obtenus

#### a. — Configurations d'écoulements observées

Pour des débits établis entre  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ , des titres massiques et des taux volumiques de vapeur compris entre zéro et un, on observe trois grands groupes de configurations d'écoulement : les *écoulements stratifiés à faibles vagues* pour les faibles débits et les forts titres massiques de vapeur ; les *écoulements à dispersion de gouttelettes dans la vapeur* pour les débits les plus forts et des titres massiques de vapeur supérieurs à 0,5 et les *écoulements annulaires* dans la région intermédiaire (voir carte d'écoulements en annexe K et photographies en annexe L).

Les écoulements annulaires sont stratifiés à moyennes vagues ou stratifiés à fortes vagues. Dans le premier cas, les vagues touchent rarement et de façon fugitive la paroi supérieure du conduit, de telle sorte que ce phénomène n'est pas visible à l'œil nu. Dans le second cas, les vagues sont beaucoup plus fortes et on peut les voir heurter la paroi supérieure par intermittence (avec une fréquence de l'ordre de 2 Hz). Dans tous les cas, les vagues laissent derrière elles un *film liquide en paroi*. Pour cette raison, les écoulements sont dits annulaires.

En résumé, lorsque le débit augmente ou le titre massique de vapeur diminue, l'amplitude des vagues et leur fréquence en écoulement initialement stratifié à faibles vagues augmentent (voir photographie 1 en annexe L). Les vagues heurtent régulièrement



(toutes les demi-secondes environ) la paroi supérieure du conduit (voir photographie 2). Elles y déposent un fin film liquide (voir photographies 3 et 4) qui glisse vers le bas du tube sous l'effet de la gravité, disparaît, puis est renouvelé par la vague suivante. On peut ainsi observer un film intermittent en paroi (observations sur un film de vitesse «rapide» égale à 800 images par seconde). Pour des débits et des titres massiques plus élevés, l'écoulement prend la forme d'un écoulement gazeux à dispersion de gouttelettes (voir photographie 5).

On constate sur l'annexe K que l'on observe les mêmes types d'écoulements horizontaux que E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François<sup>8</sup> en 1988 et que A. I. Alexeyev, Y. P. Filippov, I. S. Mamedov<sup>51</sup> en 1991 pour des conduits de diamètre du même ordre de grandeur. Il faut toutefois souligner le caractère subjectif de la classification des configurations d'écoulements d'hélium diphasique, car il n'existe pas de transitions proprement dites ; on passe progressivement d'une configuration à une autre. Deux paramètres indépendants sont nécessaires pour caractériser les configurations d'écoulements à deux phases (Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup>, 1976) ; on opte ici pour les paramètres  $\dot{G}$  et  $x$ .

Comme D. Steiner<sup>9</sup> (1986) le constate pour l'azote et J. G. Collier<sup>31</sup> (1981) pour les fréons à l'état subcritique (pression légèrement inférieure à la pression critique), on n'observe pas d'*écoulement à bulles* ; les bulles viennent tout de suite former des coalescences au haut du tube, d'où l'observation dès le départ d'un écoulement stratifié. Bien que l'on soit proche du point critique ( $p^* \approx 0,45$ ), la vitesse de la phase liquide doit être relativement élevée pour permettre aux phases de former un écoulement homogène à bulles (soit environ 1,50 m/s donc  $\dot{G} \approx 190 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ , voir paragraphe 2.1.1 et annexe A).

D'autre part, on obtient des *écoulements stratifiés à vagues* et pas d'écoulements stratifiés lisses. En fait, les écoulements stratifiés lisses ne peuvent apparaître que pour des vitesses massiques relativement faibles (de l'ordre de quelques  $\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ , voir annexe A). On peut les obtenir avec les écoulements eau-air pour lesquels on maîtrise le débit de chaque phase. Dans le cas de l'hélium, la vitesse de la phase gazeuse est un peu supérieure à celle de la phase liquide dès l'apparition de l'écoulement stratifié (voir paragraphe 3.2.2), donc l'interface est nécessairement perturbée.

#### b. — Pertes de charge dans les écoulements observés

D'autre part, on mesure la pression dynamique en différents points le long du circuit expérimental. On en déduit les *pertes de charge* par unité de longueur pour chaque débit et chaque titre massique avec une précision de 0,2 %.

Le *modèle homogène* proposé par H. Katheder, M. Süßer<sup>52</sup> (1991) pour les pertes de charge ne convient pas très bien car  $\frac{\Delta p}{L}$  n'est pas proportionnel à  $\dot{m}^2$  et diminue faiblement avec le titre massique  $x$ . Ils proposent pour des écoulements d'hélium diphasique semblables aux présents écoulements :  $\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_h = \Lambda_h \frac{\dot{m}^2}{2\rho_h S^2} \frac{1}{d}$  où

$$\Lambda_h = 0,0054 + 0,3964(Re_h^{-0,3}), \quad \rho_h = \frac{1}{\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}} \quad \text{et} \quad Re_h = \frac{4\dot{m}}{\pi d \mu_h} = \frac{4\dot{m}}{\pi d (x\mu_v + (1-x)\mu_l)}$$

Les présentes mesures donnent  $\frac{(\Delta p / L)_{mes}}{(\Delta p / L)_h} = 3,5$  à  $7,5$  pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s.

Un *modèle à deux phases* du type de celui proposé par V. E. Keilin, E. Y. Klimenko, I. A. Kovalev<sup>13</sup> (1969) ne convient pas du tout aux écoulements

d'hélium diphasique. En effet,  $\frac{(\Delta p / L)_{mes}}{(\Delta p / L)_{dp}} = 30$  à  $75$  lorsque  $\dot{m}$  varie de  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s (où  $(\Delta p / L)_{dp}$  représente les *pertes de charge du modèle à deux phases* proposé par V. E. Keilin, E. Y. Klimenko, I. A. Kovalev).

Les pertes de charge, tout en étant différentes de celles calculées dans le cas d'un écoulement homogène, s'en rapprochent assez bien pour les écoulements fortement turbulents considérés. On peut associer aux présents écoulements un *modèle homogène* du point de vue des pertes de charge.

### 3.2.4. — Instabilités dans les écoulements d'hélium diphasique

Le circuit expérimental présente des parties montantes et descendantes. Il ne peut donc pas éviter l'apparition d'instabilités au regard des perturbations inévitables dues au réservoir d'alimentation et au vaporisateur.

L'analyse de ces phénomènes n'est pas aisée. On prend simplement des précautions d'«isolement» du circuit expérimental d'un point de vue *dynamique* :

— isolement à l'amont de la section expérimentale par un *filtre de Poiseuille* qui atténue fortement les oscillations de pression ;

— isolement à l'aval par une vaporisation en bain de l'écoulement liquide résiduel qui évite de créer des instabilités de pression.

En cours d'expérience, on évite également les perturbations *thermiques* :

— à l'amont, en effectuant les opérations de sous-refroidissement à faible vitesse ;

— à l'aval, en déposant dans le vaporisateur la puissance juste nécessaire à la vaporisation du liquide résiduel.

### 3.3. — Mesure des coefficients d'échange thermique

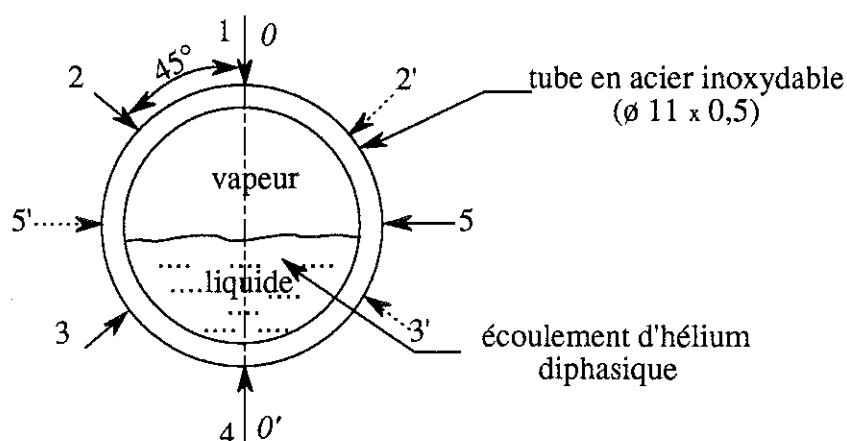
Le transfert de chaleur de la paroi chauffée à l'écoulement d'hélium diphasique peut être caractérisé par les températures de la paroi et du fluide en regard. L'objectif est de mettre au point un dispositif qui permette la mesure de températures pariétales dans le *vide* en s'affranchissant des flux thermiques parasites qui sont susceptibles de perturber la mesure. En outre, la géométrie du dispositif de mesure doit donner la possibilité de mesurer ponctuellement la température de paroi, afin d'étudier localement les processus d'échange thermique.

On expose ici la méthode de mesure adoptée et les raisons qui y ont conduit. On la qualifie de façon théorique et expérimentale.

#### 3.3.1. — Objectifs

##### a. — Mesure ponctuelle et décalée

La répartition spatiale et temporelle des deux phases d'un écoulement diphasique étant non homogène, il est intéressant de pouvoir caractériser les échanges thermiques locaux associés aux différentes configurations d'écoulement. Ainsi, on se propose de mesurer la température pariétale en cinq «points» sur le pourtour d'un conduit en acier inoxydable (diamètre intérieur  $10 \cdot 10^{-3}$  m et épaisseur  $0,5 \cdot 10^{-3}$  m).



pour des raisons de symétrie de l'écoulement horizontal  
par rapport à l'axe vertical centré  $00'$ ,  
on déduit des mesures de températures en 2, 3 et 5  
les températures en  $2'$ ,  $3'$  et  $5'$  respectivement

Figure 62. — Position des thermomètres sur le pourtour du tube

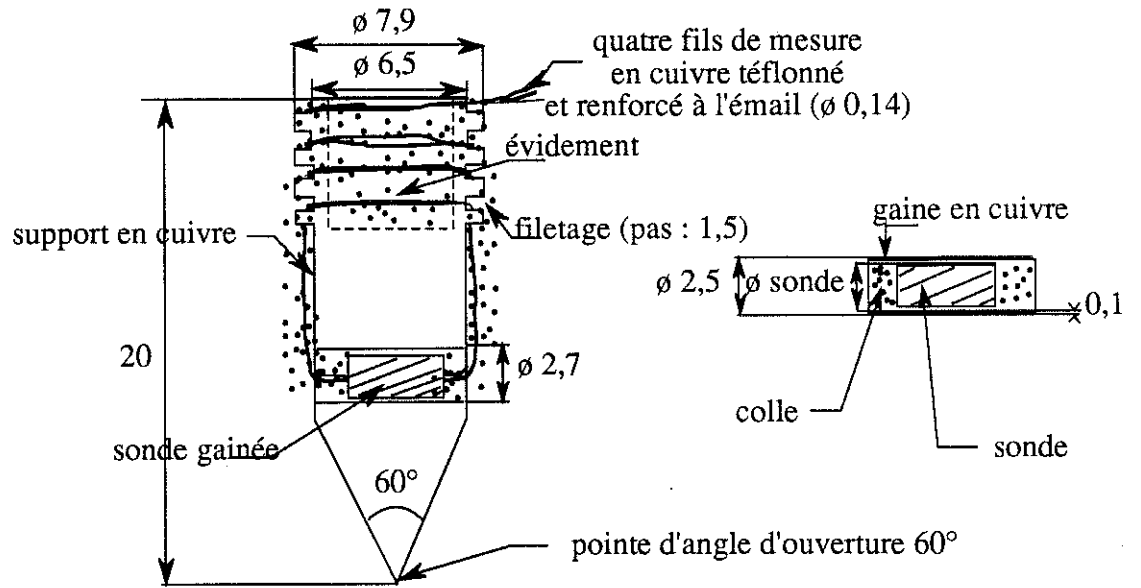
Dans les cas pratiques, les conduits sont généralement en cuivre. On étudiera donc dans un second temps le coefficient d'échange thermique «moyen» (dans une section) avec un conduit en cuivre (voir paragraphe 3.3.3).

Le dispositif de mesure présenté ci-après est utilisé pour les deux études.

La mesure «ponctuelle» de la température en différents endroits sur la périphérie du tube en acier inoxydable conduit à décaler les thermomètres plus ou moins encombrants. Ainsi, on place la *sonde de mesure* dans un support en cuivre dont on applique l'extrémité pointue sur la surface du tube (voir figure 63).

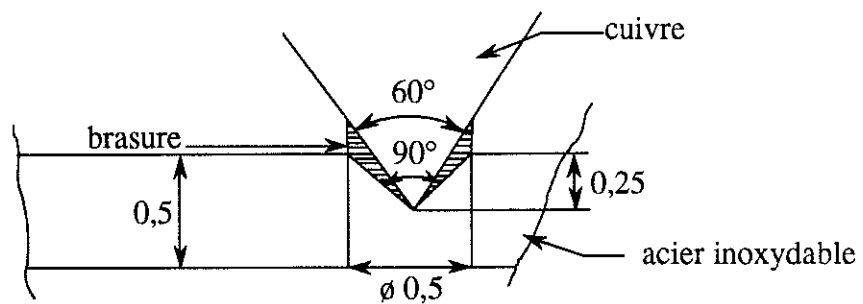
Positionner de façon mécanique le support du thermomètre sur le tube est inadéquat. Les *rétreints* à froid rendent incertain le contact sur le tube et impossible la connaissance de sa position exacte. En outre, le mécanisme de maintien du support peut véhiculer des flux thermiques parasites.

Le *brasage* de l'extrémité pointue du support est adopté (voir figure 64). Le contact est sûr et solide. Sa position sur la surface du conduit est connue.



échelle : 3

Figure 63. — Ensemble de mesure



échelle : 30

Figure 64. — Contact entre le support de mesure et le tube

## b. — Température à mesurer

Pour la *gamme de températures* explorée (4 K à 20 K pour des « surchauffes en paroi » par rapport à la température saturante de l'écoulement de 0 K à 15 K) et pour la

*précision* sur la mesure de température qui est escomptée (mieux que 0,01 K), on choisit des thermomètres à *résistance de carbone* du type «Allen-Bradley». La caractéristique résistance-température  $R(T)$  de ce type de thermomètre à résistance est présentée en annexe H.

### 3.3.2. — Présentation du dispositif de mesure

#### a. — Mise en œuvre

Le principe de la mesure est fondé sur la variation sensible de la résistance de la sonde en fonction de la température au voisinage de 4 K. On mesure la tension aux bornes de la sonde donc sa résistance et on déduit de sa caractéristique  $R(T)$  la température mesurée.

La caractéristique  $R(T)$  d'une sonde dépend de sa structure. Ainsi, un changement de cette dernière dû à l'action de contraintes mécaniques ou thermiques modifie la courbe  $R(T)$ . Il est indispensable de bien évaluer l'effet de ces contraintes, afin de connaître la caractéristique  $R(T)$  au moment où l'on entame des mesures.

Pour assurer un bon contact solide (donc aussi thermique) entre la résistance et son support qui est à la température à mesurer, on la colle dans un trou au même diamètre que le support. La colle joue le rôle de contact solide intermédiaire entre la sonde et le support en cuivre. La colle en se polymérisant exerce des *contraintes mécaniques* sur la sonde auxquelles s'ajoutent celles provoquées par le rétreint à froid de la colle et du support en cuivre. La caractéristique  $R(T)$  de la sonde est ainsi modifiée, et ceci de façon imprévisible (voir annexe M). Il s'agit donc d'*étalonner* la sonde, c'est-à-dire de déterminer sa caractéristique  $R(T)$ , après collage.

Le *banc d'étalonnage* comporte des tubes en cuivre de longueur  $7 \cdot 10^{-3}$  m et de diamètre intérieur  $2,7 \cdot 10^{-3}$  m qui sont destinés à recevoir les résistances à étalonner (voir annexe N). Le support en cuivre ne peut pas être réduit à de telles dimensions pour des raisons de fragilité et au risque de mal refroidir la sonde. Aussi, on choisit de coller la sonde dans une gaine en cuivre de longueur  $7 \cdot 10^{-3}$  m et de diamètre externe  $2,5 \cdot 10^{-3}$  m. Le diamètre interne est ajusté en fonction du diamètre de la sonde (généralement  $1,6 \cdot 10^{-3}$  m), afin de créer un jeu de  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m sur le rayon pour insérer la colle (un jeu plus faible ne permet pas de faire adhérer la colle sur toute la surface de la résistance, un jeu plus important accroît les risques d'infiltration d'impuretés ou de bulles d'air dans la colle). La colle utilisée est la «stycast 2 850 FT». Cette colle présente la particularité de ne pas se fissurer lors du passage de 300 K à 4 K contrairement à la plupart des colles et de conserver ses propriétés d'adhérence et de collage aux très basses températures. Elle est

constituée de résine époxyde chargée avec un métal ; la conductivité thermique à 4 K est de  $0,06 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (voir annexe O). Les contraintes mécaniques exercées par la colle et la gaine en cuivre sur la sonde permettent d'obtenir une structure *stabilisée* de la *résistance gainée* donc une courbe d'étalonnage  $R(T)$  donnée.

L'expérience (R. R. Conte<sup>53</sup>, 1970) montre que les *contraintes thermiques* exercées sur une résistance au cours d'une vingtaine de cycles entre 300 K et 4 K permettent d'aboutir à une structure stable de la résistance ; on dit que l'on «cycle» thermiquement la résistance. La *sonde gainée* est donc cyclée, puis on procède à son étalonnage. La sonde gainée et étalonnée est ensuite collée dans le support en cuivre. Le collage entre deux matériaux identiques (en cuivre) limite les contraintes mécaniques qui peuvent s'exercer sur la résistance (et ceci d'autant plus que l'épaisseur de colle de  $0,1.10^{-3} \text{ m}$  est faible par rapport au diamètre de l'étui égal à  $2,5.10^{-3} \text{ m}$ ), puisque leurs rétreints de 300 K à 4 K s'annulent mutuellement (le rétreint de la colle est négligeable compte tenu de sa faible épaisseur et de son faible coefficient linéaire de rétreint égal à  $29.10^{-6} \text{ K}^{-1}$  à 4 K).

Enfin, on risque de modifier la caractéristique  $R(T)$  par un fort apport de chaleur lors du brasage du support sur le tube. La température locale de la brasure est de l'ordre de  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  et la colle cesse d'être rigide à partir de  $150 \text{ }^\circ\text{C}$  ; la caractéristique  $R(T)$  change donc après la nouvelle polymérisation de la colle. Par conséquent, on commence par braser le support en cuivre sur le tube, puis on colle la sonde préalablement gainée et étalonnée dans son support. On est alors assuré qu'elle possède toujours la même caractéristique  $R(T)$ .

Le diamètre du support ( $7,9.10^{-3} \text{ m}$ ) est imposé par les dimensions de l'étui d'étalonnage de la sonde (longueur  $7.10^{-3} \text{ m}$ ). Ce support est constitué de cuivre de type «cu/a<sub>1</sub>» (cuivre raffiné par une méthode électrolytique, contenant de l'oxygène et de pourcentage massique de cuivre garanti supérieur à 99,90 %, voir figure 63).

L'évidement dans la masse du support sert à la mise en place sur le tube.

Pour maintenir la pointe en un endroit précis de la surface et pour faire couler plus facilement la brasure le long de la pointe, on effectue un *marquage* sur la surface du tube. La pointe d'angle d'ouverture  $60^\circ$  est introduite dans la marque du pointeau d'angle  $90^\circ$  et est brasée. La brasure qui coule dans l'interstice entre le tube et la pointe de mesure assure par conséquent un contact sûr et reproductible (voir figure 64).

Un *filetage* effectué dans la partie supérieure du support est destiné à la «thermalisation» des fils de mesure de la résistance (deux fils d'alimentation et deux fils de mesure de la tension). La sonde est nécessairement à une température intermédiaire à celles du support et des fils de mesure. En collant soigneusement les fils sur le support,

on est certain que la sonde se trouve à la même température que les fils et le support, c'est-à-dire à la température à mesurer (voir figure 64).

On effectue une seconde thermalisation des fils autour du conduit, à proximité de la pointe du support qui est à la température à mesurer. On évite ainsi les transferts thermiques par *conduction* dans les fils de mesure qui auraient pour effet de refroidir ou de réchauffer la sonde. Les fils sont ensuite thermalisés à 4 K puis à 77 K, afin d'empêcher l'apport de chaleur par conduction depuis la température ambiante.

#### b. — Conditions de mesure

Le principe de la mesure avec la sonde de carbone est une mesure à quatre fils. Le fil en cuivre que comporte la sonde à chaque extrémité est dédoublé avec du fil en cuivre téflonné et renforcé à l'émail (diamètre  $0,14 \cdot 10^{-3}$  m). Ce fil fin réduit les flux thermiques transférés par conduction. Les deux fils d'alimentation de la sonde d'une part et ceux de mesure de la tension aux bornes de la résistance d'autre part sont torsadés deux à deux pour limiter les tensions externes parasites.

Le courant d'alimentation de la sonde a une intensité de  $10 \mu\text{A}$  afin de limiter la puissance dissipée par *effet Joule* dans la sonde (environ  $10^{-7}$  W) qui fausserait la mesure en échauffant trop la résistance et afin d'obtenir une tension mesurable aux bornes du thermomètre (au voisinage de 4 K, la résistance est approximativement égale à  $1\ 000 \Omega$ , la tension est alors de l'ordre de quelques dizaines de millivolts et permet de détecter quelques centièmes de kelvin).

### 3.3.3. — Conditions de détermination du coefficient d'échange thermique compte tenu du dispositif de mesure

Deux types de matériau sont utilisés pour les tubes de circulation de l'hélium diphasique ; l'acier inoxydable mauvais conducteur thermique afin d'étudier l'échange thermique en différents points sur le pourtour du tube et le cuivre bon conducteur thermique afin d'évaluer un coefficient d'échange moyen à associer aux applications pratiques. La méthode de mesure de température ne pose pas de problème dans le cas du cuivre que l'on chauffe avec une résistance pour créer le flux de mesure du coefficient d'échange. Par contre dans le cas de l'acier inoxydable, le flux de chaleur imposé à l'écoulement pour permettre la détermination du coefficient d'échange est produit par dissipation par *effet Joule* dans le tube. Quelle est l'influence de ce mode de chauffage sur le dispositif de mesure de la température ?



a. — Circulation du courant dans le tube et le support de la sonde

a.1. — *Problèmes posés*

La dissipation volumique de chaleur dans la paroi est-elle uniforme ? En effet, la présence de pointes en cuivre en certains endroits du tube risque de provoquer des déviations des lignes de courant. Ainsi, localement au niveau des prises de mesure, on peut avoir une dissipation volumique de chaleur particulière fonction de la géométrie de la pointe dans la paroi. Il s'agit donc de s'assurer que les excursions des lignes de courant dans le support en cuivre sont suffisamment faibles pour ne pas modifier la distribution volumique de la chaleur. D'autre part, des lignes de courant ne doivent pas passer dans la sonde. Un échauffement supplémentaire de la résistance fausserait la mesure.

Un calcul approché des excursions des lignes de courant dans le support est effectué et confirmé par un calcul numérique.

a.2. — *Calcul approché des excursions des lignes de courant dans le support*

Pour déterminer les lignes de courant au niveau des pointes, il faut comparer la résistance d'un élément de paroi tout en acier inoxydable avec la résistance équivalente du même élément constitué d'une pointe brasée dans l'acier inoxydable.

Entre 4 K et 20 K, on considère les résistivités électriques suivantes  $\rho_i = 55 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$  pour l'acier inoxydable (voir paragraphe 4.1),  $\rho_c \approx 1,8 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot m$  pour le cuivre (de type «cu/a<sub>1</sub>» et tel que  $\rho(273 \text{ K}) / \rho(4 \text{ K}) \approx 100$ ) et  $\rho_b \approx 6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$  pour la brasure. Par conséquent, la résistance d'un élément de paroi d'épaisseur égale à  $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ , de largeur et de longueur égales à  $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  est de l'ordre de  $2,2 \cdot 10^{-3} \Omega$ . Celle de l'élément équivalent qui comporte la pointe de profondeur  $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  (voir figure 64) est du même ordre de grandeur puisqu'elle vaut  $1,8 \cdot 10^{-3} \Omega$ .

Il est possible qu'il y ait un petit passage préférentiel du courant dans l'épaisseur de la paroi qui comporte la pointe. Donc, si l'introduction dans la paroi d'une pointe en cuivre ne perturbe pas notablement les lignes de courant, il existe toutefois un très faible *courant de fuite* dans le support. Le calcul de l'intensité de ce courant est complexe, puisqu'il fait intervenir les résistances longitudinale et radiale dans le support. Il faut recourir au calcul numérique.

a.3. — Calcul numérique des excursions des lignes de courant dans le support

L'étude numérique consiste à considérer un élément de la paroi d'épaisseur  $0,5 \cdot 10^{-3}$  m qui comporte une pointe de mesure. On choisit un élément de paroi de longueur  $7,2 \cdot 10^{-3}$  m et de largeur  $2 \cdot 10^{-3}$  m, afin d'avoir un maillage suffisant pour effectuer des calculs corrects. On effectue les calculs sur la moitié du support par rapport au plan  $P_1xy$  en raison de la symétrie des lignes de courant (voir figure 65). Il est d'autre part évident que le potentiel est constant dans le plan  $P_1yz$  (face n° 1 sur la figure 65). Ceci revient à considérer seulement le quart du support délimité par les plans  $P_1P_2P_3$  et  $P_1P_2P_4$ .

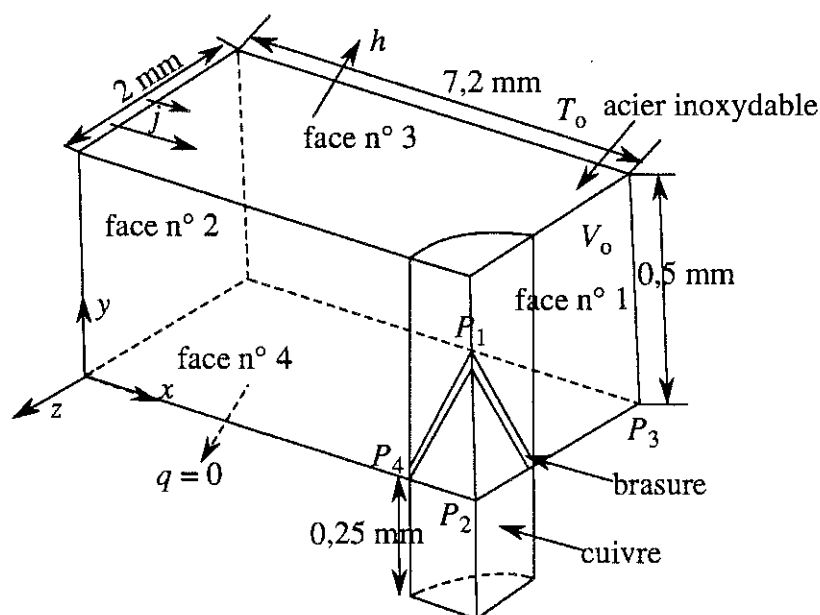


Figure 65. — Élément considéré pour le calcul numérique des lignes de courant

On recherche ainsi les *équipotentiell*es dans la paroi et le support en posant comme conditions que le potentiel est fixe sur la face n° 1 (on prend comme potentiel de référence le potentiel nul :  $V_o = 0$  V) et qu'il arrive par la face n° 2 une densité de courant donnée  $j$  (approximativement de  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> pour une densité de flux de chaleur sur la face n° 3 de 20 W/m<sup>2</sup> et de  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> pour 8 500 W/m<sup>2</sup>).

Pour une très faible densité de courant  $j = 0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>, l'échauffement dans la paroi est très faible (il est de l'ordre de grandeur de l'échauffement entre l'écoulement et la paroi interne, c'est-à-dire quelques dizaines de millikelvins, voir paragraphe 4.2). Les caractéristiques des matériaux sont alors considérées à la température de l'écoulement, soit à 4 K. Pour  $j = 3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>, la température de la

paroi interne est de l'ordre de 1 K à 10 K (voir paragraphe 4.2). L'échauffement dans la paroi est de quelques degrés, donc on peut considérer les caractéristiques des matériaux à 20 K au plus.

On étudie donc les deux cas extrêmes suivants :

— potentiel sur la face n° 1 :  $V_0 = 0$  V ; densité de courant sur la face n° 2 :  $j = 0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> ; résistivité électrique de l'acier inoxydable :  $\rho_i = 55 \cdot 10^{-8}$  Ω.m ; résistivité électrique du cuivre :  $\rho_c = 1,8 \cdot 10^{-10}$  Ω.m et résistivité électrique de la brasure :  $\rho_b = 6 \cdot 10^{-8}$  Ω.m ;

— potentiel sur la face n° 1 :  $V_0 = 0$  V ; densité de courant sur la face n° 2 :  $j = 3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> ;  $\rho_i = 70 \cdot 10^{-8}$  Ω.m ;  $\rho_c = 1,8 \cdot 10^{-10}$  Ω.m et  $\rho_b = 10^{-8}$  Ω.m.

Dans chacun des cas, on étudie l'influence de la géométrie de la pointe sur les lignes de courant. On fait varier la profondeur de la pointe dans la paroi de  $0,22 \cdot 10^{-3}$  m à  $0,28 \cdot 10^{-3}$  m, puisqu'elle est évaluée à  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m avec une tolérance de  $0,03 \cdot 10^{-3}$  m. On mesure une épaisseur apparente de brasure égale à  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m. Dans le cas où la brasure ne coulerait pas jusqu'au fond de la pointe, on fait varier son épaisseur de  $0,05 \cdot 10^{-3}$  m à  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m.

Dans tous les cas, les *équipotentiell*es dans la pointe varient en moyenne de  $10^{-6}$  V à  $10^{-8}$  V par rapport au potentiel de référence entre la base et le sommet du support (voir annexe P). Ainsi, la déviation des lignes de courant dans la pointe est négligeable.

Enfin, les *puissances dissipées par effet Joule* dans le support en cuivre  $P_c$  et dans la brasure  $P_b$  sont négligeables par rapport à celle qui est dissipée dans la paroi en acier inoxydable  $P_i$  :  $P_c / P_i = 8 \cdot 10^{-6}$  et  $P_b / P_i = 10^{-3}$  pour  $j = 0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>,  $P_c / P_i = 7 \cdot 10^{-6}$  et  $P_b / P_i = 2 \cdot 10^{-4}$  pour  $j = 3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>. Ainsi, la puissance déposée sur la face interne de la paroi est identique à celle qu'on aurait avec une paroi sans pointe. D'autre part, les variations effectuées sur les paramètres de géométrie de la pointe de mesure (profondeur de la pointe dans la paroi, épaisseur de la brasure) ne modifient pas les résultats.

#### b. — Profils de température dans la paroi et le support

Il est indispensable de déterminer les isothermes dans la zone de mesure, afin d'identifier la température relevée par la sonde.

## b.1. — Problème thermique

Les transferts de chaleur dans la paroi dans les directions *radiale* (selon le rayon courant  $r$  du tube) et *tangentielle* (selon l'angle courant  $\theta$ ) dépendent de la distribution tangentielle  $T_f(r_i, \theta)$  de la température de l'écoulement à la paroi interne (de rayon  $r_i$ ) et des coefficients d'échange locaux  $h(\theta)$  (voir figure 66). La distribution de la puissance volumique dissipée dans la paroi en dépend aussi.

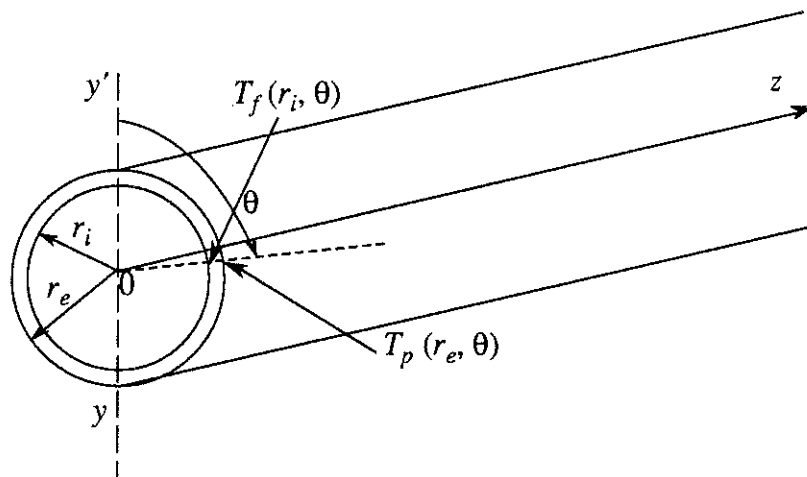


Figure 66. — Schématisation du problème thermique

On suppose que l'écoulement est conservé axialement donc qu'il n'existe pas de conduction le long du tube selon l'axe  $Oz$ . Le problème thermique consiste à résoudre le système suivant :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right] = -P$$

$$\text{en } r = r_i : -\lambda \left[ \frac{\partial T}{\partial r} \right] = h(\theta) (T_f(r_i, \theta) - T_p(r_i, \theta)) \quad \forall \theta \in [0, 2\pi] \quad (57)$$

$$\text{en } r = r_e : -\lambda \left[ \frac{\partial T}{\partial r} \right] = 0 \quad \forall \theta \in [0, 2\pi]$$

où  $P$  est la *puissance dissipée par unité de volume* supposée uniforme (voir calculs ci-dessus) ;  $T_p(r_i, \theta)$  la *température de la paroi interne* à la *cote angulaire*  $\theta$  et  $r_e$  le *rayon externe du conduit*.

Si la conduction «tangentielle» est négligeable par rapport à la conduction radiale, le problème est simple. Le système 57 est alors de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right] &= -P \\ -\lambda \left[ \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=r_i} &= q = \frac{P \times \pi (r_e^2 - r_i^2)}{2\pi r_i} = \frac{Pr_i}{2} \left[ \left( \frac{r_e}{r_i} \right)^2 - 1 \right] = h(\theta) (T_f(r_i, \theta) - T_p(r_i, \theta)) \\ -\lambda \left[ \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=r_e} &= 0 \end{aligned} \quad (58)$$

La connaissance de la densité de flux de chaleur  $q$ , la mesure de  $T_p^o(r_i, \theta) = T_f(r_i, \theta)$  en l'absence de chauffage et celle de  $T_p(r_i, \theta)$  en présence de  $q$  permettent d'obtenir le *coefficient local d'échange thermique*  $h(\theta)$  par la relation :

$$h(\theta) = \frac{q}{T_p(r_i, \theta) - T_p^o(r_i, \theta)} \quad (59)$$

Si la conduction tangentielle n'est pas négligeable par rapport à la conduction radiale, il faut résoudre le système complexe 57. Il est alors nécessaire d'avoir recours à un calcul numérique.

Pour que les mesures avec la «cellule» en acier inoxydable soient validées, il est nécessaire d'étudier l'effet de la conduction tangentielle dans la paroi sur les mesures de températures. Il est donc indispensable de calculer le *flux de conduction tangentielle* dans la paroi, afin de juger d'un éventuel effet sur la température pariétale mesurée. On effectue le calcul approché suivant.

Pour les écoulements stratifiés à faibles vagues, dans la zone de paroi tantôt en contact avec le liquide, tantôt avec la vapeur, il existe un *flux de conduction tangentielle pariétale* optimal qui, pour une longueur de tube  $e = 1$  m, est donné

par :  $\varphi = \frac{\lambda_i S (\bar{T}_{pmax} - \bar{T}_{pmin})}{l_{th}}$  où  $\bar{T}_{pmax}$  représente la température pariétale moyenne (dans l'épaisseur de la paroi) maximale ( $\bar{T}_{pmax}$  est égale à la température de la phase gazeuse «échauffée») ;  $\bar{T}_{pmin}$  la température pariétale moyenne minimale ( $\bar{T}_{pmin}$  est égale à la température de la phase liquide, soit  $T_{sat}$ ) ;  $S = e(r_e - r_i) = 0,05 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$  et

$l_{th} = \left[ \frac{\lambda_i (r_e - r_i)}{h(r_i / r_m)} \right]^{0,5}$  la *longueur d'atténuation thermique tangentielle* dans le tube en acier inoxydable (avec  $r_i = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  ;  $r_e = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  ;  $r_m = (r_i + r_e) / 2 = 5,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  ;  $\lambda_i = 0,37 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $1,57 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  entre 4,2 K et 15 K ;  $h$  le coefficient d'échange thermique local compris entre  $h_l$  et  $h_v$  — coefficients respectifs d'échange avec le liquide et la vapeur —).  $\varphi$  vaut au plus  $12 \cdot 10^{-3} \text{ W}$  pour une température maximale de la phase gazeuse de 6 K obtenue lorsque l'on dépose une densité de flux de chaleur maximale de  $2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  sur un écoulement de faible fraction volumique de vapeur (voir

paragraphe 4.2.3) et une longueur d'atténuation égale dans ce cas à  $10^{-3}$  m. On compare alors  $\varphi$  au flux  $\Phi$  dissipé dans la paroi par unité de longueur.

$$\Phi = P \pi (r_e^2 - r_i^2) e = \frac{2r_i q}{r_e^2 - r_i^2} \pi (r_e^2 - r_i^2) e = 6 \text{ W.}$$

Le flux  $\varphi$  représente 0,2 % du flux injecté. La conduction tangentielle est négligeable ; elle ne perturbe pas les mesures de températures pariétales. Ces dernières peuvent être associées à des échanges thermiques «locaux».

### b.2. — Forme des isothermes dans la paroi et le support

On définit une température de paroi au rayon  $r = r_i$  et à la cote angulaire  $\theta$ , mais mesure-t-on la température aussi précisément ?

Il est certain que la pointe de mesure déforme les *isothermes* dans la paroi, mais probablement dans une faible proportion. En effet, la bonne conductivité thermique du cuivre et de la brasure entre 4 K et 20 K ( $500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $2\,500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour le cuivre et  $300 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $1\,200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour la brasure) doit entraîner une moyenne de la température le long de la pointe. La température au niveau du thermomètre est donc vraisemblablement égale à la température de la paroi externe.

Un calcul numérique est effectué afin de déterminer la température au niveau de la sonde. On reprend le modèle utilisé pour déterminer les lignes de courant dans la paroi (voir figure 65).

Le calcul numérique des isothermes dans la paroi et le support est effectué pour les densités de courant extrêmes  $j = 0,18.10^6 \text{ A/m}^2$  et  $j = 3,40.10^6 \text{ A/m}^2$ . Les conditions thermiques aux frontières de l'élément de référence sont un flux thermique nul sur la face externe (face n° 4) et un coefficient d'échange en écoulement diphasique (pris le plus faible possible) égal à  $1\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  sur la face interne (face n° 3). On considère donc deux cas :

— flux de chaleur nul sur la face n° 4 ; coefficient d'échange sur la face n° 3 :  $h = 1\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ; potentiel nul sur la face n° 1 ; densité de courant sur la face n° 2 :  $j = 0,18.10^6 \text{ A/m}^2$  ; conductivité thermique de l'acier inoxydable :  $\lambda_i = 0,35 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ; celle du cuivre :  $\lambda_c = 500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et celle de la brasure :  $\lambda_b = 300 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à 4 K ;

— flux de chaleur nul sur la face n° 4 ; coefficient d'échange sur la face n° 3 :  $h = 1\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ; potentiel nul sur la face n° 1 ; densité de courant sur la face n° 2 :  $j = 3,40.10^6 \text{ A/m}^2$  ;  $\lambda_i = 2,12 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ;  $\lambda_c = 2\,500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ;  $\lambda_b = 1\,200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à 20 K.

Les isothermes sont données par rapport à la température de référence égale à la température de la paroi interne. Les figures de l'annexe Q montrent que les isothermes sont effectivement «écrasées» en raison de la présence de la pointe en cuivre bonne conductrice de la chaleur.

Quelle que soit la géométrie de la pointe (on fait varier la profondeur de la pointe dans la paroi et l'épaisseur de la brasure), la température est la même dans tout le support en cuivre et est égale à la *température de la paroi externe*.

La détermination du coefficient d'échange thermique s'obtient donc en retranchant à l'écart de température  $T_p(r_e, \theta) - T_p^o(r_e, \theta)$  ( $T_p(r_e, \theta)$  et  $T_p^o(r_e, \theta)$  sont les températures pariétales mesurées respectivement avec et sans chauffage) l'écart de température  $T_p(r_e, \theta) - T_p(r_i, \theta)$  qui correspond au *gradient thermique dans la paroi*.

Pour un conduit en cuivre, la conductivité thermique de la paroi est telle que la température est uniformisée tangentiellement et radialement. Le coefficient d'échange thermique est alors donné par l'écart de température  $T_p - T_p^o$  où  $T_p$  et  $T_p^o$  sont les températures pariétales mesurées en une section avec et sans chauffage respectivement.

#### c. — Temps de réponse du dispositif de mesure

Il est important d'étudier le *régime transitoire* de refroidissement ou de réchauffement du conduit et du système de mesure. On évalue ainsi leur temps de réponse et on juge s'il est possible de mettre en évidence des variations de température liées à la géométrie des écoulements diphasiques (passage de vagues, de bouchons liquides, etc.).

On étudie le *temps de réponse* d'un conduit en acier inoxydable ou en cuivre et de l'ensemble sonde-support de sonde. On se place dans le cas d'un refroidissement.

##### c.1. — Refroidissement du conduit

On considère le cas où le système est refroidi par un écoulement de liquide saturant en convection forcée à  $T_l = 4,224$  K et de faible débit égal à  $1.10^{-3}$  kg/s (cas de refroidissement le moins bon). Le coefficient d'échange est alors  $h_l \approx 200$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>.

Le problème thermique transitoire doit vérifier le système suivant (où la conduction tangentielle est inexistante en écoulement monophasique) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} &= -P \\ -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_i} &= h_l (T_l - T(r_i, t)) \\ \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_e} &= 0 \end{aligned} \quad (60)$$

au temps  $t = 0 : T(r, 0) = T_l \forall r \in [r_i, r_e]$

Le profil de température dans la paroi en régime établi peut se mettre sous la forme :  $T_e(r) = T_l + \frac{q}{h_l} + \frac{Pr_i^2}{4\lambda} \left( 1 - \left( \frac{r}{r_i} \right)^2 + 2 \left( \frac{r_e}{r_i} \right)^2 \ln \left( \frac{r}{r_i} \right) \right)$ .

Le régime transitoire qui est tel que  $T_f(r, t) = T_e(r) - T(r, t)$  se calcule à partir de la méthode de Fourier (voir annexe R).

On en déduit le temps de réponse d'une portion de conduit de petite longueur :

$$\tau = \frac{1}{a\beta_1^2} \quad (61)$$

où  $\beta_1$  est la première solution du système associé au régime transitoire (voir annexe R) et  $a$  la diffusivité thermique du matériau.

On obtient  $\tau_i \approx 10^{-3}$  s pour l'acier inoxydable et  $\tau_c \approx 0$  s pour le cuivre.

### c.2. — Refroidissement de la sonde de mesure

Il faut ajouter au temps de réponse du conduit, les temps de réponse de la résistance de carbone et de la colle. Le support en cuivre se met presque instantanément à la température pariétale du fait de sa grande diffusivité thermique ( $a_c \approx 0,3065 \text{ m}^2/\text{s}$  à  $4,224 \text{ K}$ ). Le refroidissement de la sonde se fait alors radialement à travers la colle et axialement par l'intermédiaire des fils en cuivre qui sont refroidis par la thermalisation sur le support (voir figure 63).

On suppose pour l'instant que les temps de réponse de la sonde  $\tau_{s_r}$  et  $\tau_{s_a}$  dans les directions radiale et axiale respectivement sont très différents. Dans ces conditions, on peut découpler les deux modes de refroidissement :

— refroidissement dans la direction radiale : le temps nécessaire à l'établissement de la température pariétale dans la sonde (carbone et céramique) collée est  $\tau_{s_r} = 45 \text{ ms}$  (voir annexe S) ;

— refroidissement dans la direction axiale : le temps nécessaire à l'établissement de la température pariétale dans la sonde est égal à la somme du temps de



réponse du fil et de celui de la demi-longueur de sonde (par raison de symétrie). La

constante de temps du fil est  $\tau_f = \frac{1}{a_f \left(\frac{\pi}{l_f}\right)^2} = 3,3 \text{ ms}$  où  $a_f$  est la diffusivité thermique du fil

de longueur  $l_f \approx 0,1 \text{ m}$  (voir annexe S). De la même façon, la constante de temps de la

«demi-sonde» est donnée par  $\tau_s = \frac{(l_s/2)^2}{a_s \pi^2} = 14 \text{ ms}$  où  $l_s = 3,68 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  est la longueur de

la sonde. Ainsi  $\tau_{s_a} = \tau_f + \tau_s \approx 17 \text{ ms}$ .

$$\tau_{s_a} \approx \frac{\tau_{s_r}}{3} \text{ donc la sonde est refroidie par les fils de mesure.}$$

Le temps de réponse de l'ensemble de mesure est imposé par le temps de réponse de la sonde refroidie par ses fils (il est très supérieur à celui du tube qu'il soit en acier inoxydable ou en cuivre). Ainsi, le *temps de résolution* de l'ensemble de mesure est de l'ordre de 17 ms.

### 3.3.4. — Flux thermiques mis en jeu

#### a. — Problème thermique posé

Quand on aborde le problème de mesure de température, on doit rendre négligeable tout apport thermique parasite afin de maintenir le thermomètre adiabatique.

Pour la présente expérience dans le *vide*, les apports thermiques parasites sont les suivants :

- *conduction thermique* dans les gaz résiduels ;
- *convection thermique* dans les gaz résiduels ;
- *rayonnement thermique* du milieu environnant ;
- *conduction «solide»* et *dissipation par effet Joule* dans les fils de

mesure.

La *pression résiduelle* est imposée par les possibilités du système de pompage et du dispositif expérimental (c'est-à-dire du cryostat) :  $p_r \approx 10^{-9} \text{ bar}$ .

On considère un environnement à environ 25 K créé par la présence d'un écran à hélium gazeux (voir paragraphe 3.1).

## b. — Conduction dans le vide

Il s'agit de calculer le flux thermique de *conduction*  $Q_c$  entre le support du thermomètre à  $T_p$  (température pariétale mesurée) et un écran local (qui entoure la «cellule» en cuivre ou celle en acier inoxydable) à  $T_{éc} = T_{50} \approx 6 \text{ K}$  à  $8 \text{ K}$  (voir annexe E).

Le flux  $Q_c$  correspond à la *conduction moléculaire*, car la pression résiduelle  $p_r$  est très faible, donc le *libre parcours moyen* des molécules  $L_p$  ( $L_p \approx 8 \text{ m}$  à  $9 \text{ m}$ , R. R. Conte<sup>53</sup>, 1970) est très supérieur aux dimensions du système expérimental (1 m à 2 m).

Il peut s'écrire (R. R. Conte<sup>53</sup>, 1970) :

$$Q_c = S_s \zeta \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \left( \frac{R}{8\pi} \right)^{0,5} \frac{p_r}{(MT_r)^{0,5}} (T_{éc} - T_p) \quad (62)$$

où  $S_s \approx 5.10^{-4} \text{ m}^2$  est la *surface du support du thermomètre* ;  $S_{éc} \approx 345.10^{-4} \text{ m}^2$  la *surface d'un écran local* qui recouvre la cellule de mesure considérée ;  $\gamma$  ( $\gamma = 1,67$  pour l'hélium gazeux à  $25 \text{ K}$  et sous  $p_r$ ) le rapport de la chaleur spécifique à pression constante à celle à volume constant ;  $p_r \approx 10^{-9} \text{ bar}$  ;  $T_r \approx 25 \text{ K}$  la *température du milieu environnant* ;  $T_{éc} \approx 8 \text{ K}$  la température de l'écran local ;  $T_p \approx 4 \text{ K}$  la température pariétale prise minimale afin de se trouver dans le cas d'un flux maximal ;

$$\zeta = \frac{\zeta(T_p)\zeta(T_{éc})}{\zeta(T_{éc}) + \zeta(T_p)\left(1 - \zeta(T_{éc})\right)\frac{S_s}{S_{éc}}} \approx \frac{1 \times 0,9}{0,9 + \left[1 \times (1 - 0,9) \times \frac{5.10^{-4} \text{ m}^2}{345.10^{-4} \text{ m}^2}\right]} \approx 0,998 \text{ le coefficient}$$

*d'accommodation* entre les deux surfaces.

Ainsi,  $Q_c = 2.10^{-6} \text{ W}$ .  $Q_c$  est effectivement négligeable car  $p_r$  est très faible et l'écart de température entre le support de sonde et l'écran local est petit.

## c. — Convection dans le vide

Il s'agit du transfert thermique par *convection naturelle* gazeuse entre la paroi «chaude» de l'écran et la paroi «froide» du support de sonde. En fait, ce transfert n'intervient plus dans le cas de la conduction moléculaire puisque les molécules ne réagissent plus qu'avec les parois. Le flux de chaleur correspondant est négligeable (W. H. MacAdams<sup>54</sup>, 1964). Si on suppose que le gaz résiduel se réduit à l'hélium gazeux assimilé au gaz parfait, on a  $Q_{cn} \approx 10^{-5} \text{ W}$ .

## d. — Rayonnement thermique

Pour isoler l'ensemble de mesure de l'écran à hélium gazeux à 25 K et du hublot de visualisation qui rayonne à 300 K, un écran local «froid» recouvre l'ensemble des supports de sonde répartis sur la cellule de mesure considérée. Cet écran est en cuivre recouvert d'une couche d'aluminium (émissivité voisine de 0,06 à 4 K pour l'aluminium poli mécaniquement) et est refroidi par conduction avec un réservoir d'hélium liquide (vaporisateur).

Le flux de rayonnement thermique est donné par  $Q_r = E_s S_s$  où  $E_s$  est l'éclairement du support par l'écran local et par le tube de circulation en cuivre ou en acier inoxydable (on peut négliger le rayonnement entre deux supports compte tenu de leurs petites dimensions et de leur position relative).

Que le conduit soit en cuivre ou en acier inoxydable, l'éclairement du support de thermomètre est de l'ordre de  $10^{-3}$  W/m<sup>2</sup>. Le support de thermomètre reçoit donc approximativement le flux de rayonnement  $Q_r = 10^{-3}$  W/m<sup>2</sup>  $\times$   $5 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup> =  $0,5 \cdot 10^{-6}$  W.

## e. — Conduction solide et dissipation par effet Joule dans les fils de mesure

La chaleur dissipée dans les fils de mesure est évacuée par conduction :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) = - \frac{\rho i^2}{\lambda S^2} \quad (63)$$

avec  $T = T_c$  en  $x = 0$  et  $T = T_f$  en  $x = l$  où  $T_c$  et  $T_f$  sont les températures aux extrémités du fil chaude et froide respectivement ;  $x$  la cote considérée le long du fil ;  $l$  sa longueur entre le point chaud et le point froid et  $i$  l'intensité de courant.

La chaleur à évacuer au niveau du point «froid» (à la cote  $l$ ) est :

$$Q = - \lambda S \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=l} = \frac{\rho i^2 l}{2S} + \frac{\lambda S}{l} (T_c - T_f) \quad (64)$$

où le premier terme correspond à la dissipation et le second à la conduction.

Pour un fil en cuivre,  $\rho \approx 10^{-10}$   $\Omega \cdot m$  entre 4 K et 20 K et croît jusqu'à environ  $2 \cdot 10^{-8}$   $\Omega \cdot m$  à 300 K. Ainsi  $\frac{\rho i^2 l}{2S} \leq 1,3 \cdot 10^{-14} \times l$  (en m) ; la dissipation est

$$\text{négligeable. } Q \approx \frac{\lambda S}{l} (T_c - T_f) = \frac{S}{l} \int_{T_f}^{T_c} \lambda dT.$$

Pour que le thermomètre soit à la température à mesurer  $T_p$ , on «thermalise» le fil sur le support et, afin d'éviter la conduction entre cette «thermalisation» et la prolongation du fil jusqu'à l'extérieur du cryostat, on effectue plusieurs

thermalisations : une première à  $T_p$  sur le tube à proximité du support de thermomètre (pour un tube en acier inoxydable, il peut exister des différences de température de paroi selon la périphérie du tube qui entraînent un écart de température entre support et tube), une seconde à 4 K et une troisième à 77 K.

Afin d'obtenir une thermalisation efficace, toute la surface externe du fil doit être refroidie par contact solide. Il est donc noyé dans la colle et placé dans une saignée effectuée dans une plaque de thermalisation en cuivre. Compte tenu des résistances de contact mises en jeu (on considère l'association en série de la résistance de contact de l'isolant du fil en téflon — épaisseur  $0,02 \cdot 10^{-3}$  m — et de celle de la colle — épaisseur  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m — et on s'impose une surchauffe de fil maximale de  $10^{-2}$  mK), on évalue les longueurs de thermalisation nécessaires : 0,06 m pour la thermalisation sur le tube, 0,07 m pour celle à 4 K et 0,022 m pour celle à 77 K.

En résumé, dans ce chapitre, on présente le dispositif expérimental et la métrologie associée. On donne la procédure expérimentale d'obtention d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique pour des débits massiques compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et des titres massiques de vapeur compris entre zéro et un.

Une cellule de visualisation de l'écoulement permet de mettre en évidence trois types de configurations d'écoulements : *stratifiées à faibles vagues* pour les plus petits débits compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $2,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et des titres massiques de vapeur compris entre 0,9 et 1,0 ; *dispersées* pour les plus forts débits compris entre  $5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et des titres massiques de vapeur compris entre 0,5 et 1,0 ; *annulaires* (film liquide en paroi intermittent) *stratifiées à vagues* (on ne voit pas à l'œil nu les vagues heurter la paroi supérieure du conduit) ou *annulaires intermittentes* (on voit régulièrement les vagues heurter la paroi supérieure du conduit) pour des débits compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s.

On expose enfin la méthode de mesure du coefficient d'échange thermique.

## **CHAPITRE IV**

### **EXPERIENCES ET INTERPRETATION**



## 4.1. — Caractérisation des expériences

### 4.1.1. — Conditions de mesure du coefficient d'échange thermique

Les «cellules» de mesure du coefficient d'échange thermique sont insérées sur le circuit expérimental après une zone de création de l'écoulement diphasique (débit et titre massiques) et une longueur de tranquillisation de l'écoulement (longueur disponible  $L_{tr} = 984,6d$  très supérieure à la longueur nécessaire, voir paragraphe 3.2.2). La section de visualisation de l'écoulement se situe 1,30 m après la section de mesure (voir annexe E).

Un bulbe à tension de vapeur d'hélium *TT46* mesure la température moyenne de l'écoulement (moyenne établie par le conduit en cuivre) et permet de «réétalonner» (en liquide pur) à chaque expérience les résistances de carbone utilisées pour déterminer le coefficient d'échange.

A la sortie de la cellule, une résistance de carbone *TT47* permet de mesurer la température moyenne de l'écoulement ; elle met ainsi en évidence un échauffement de la phase gazeuse sur lequel on reviendra au paragraphe 4.2 (échauffement déjà observé notamment par D. Steiner<sup>9</sup> en 1986 pour l'azote).

On effectue des mesures en écoulements stratifiés, annulaires et dispersés. On fait varier le débit massique de  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, le titre massique et le taux volumique de vapeur de zéro à un. La pression saturante de l'écoulement avoisine la pression atmosphérique ; elle est comprise entre 1,015 bar et 1,100 bar pour  $\dot{m}$  compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s. On fait varier la densité de flux de chaleur de  $10 \text{ W/m}^2$  à  $20\,000 \text{ W/m}^2$  environ (compte tenu des possibilités du dispositif expérimental) ; cette plage permet d'étudier les échanges thermiques dans les régions d'ébullition nucléée et de convection forcée à deux phases. En outre, on ne considère qu'un diamètre interne de tube de 0,010 m pour des raisons de complexité de mise en œuvre.

La qualification de la méthode de mesure des coefficients d'échange est indispensable. Elle doit être faite dans un domaine connu. On effectue des mesures avec les cellules employées en *ébullition en bain d'hélium liquide saturant (pool boiling)*. Les coefficients d'échange thermique sont alors relativement bien connus (J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968).

Pour la cellule en acier inoxydable, on mesure les échauffements en paroi dans les mêmes conditions en inversant le sens du courant. L'obtention de résultats identiques assure que le courant circule «correctement» dans le tube.

On trace la *courbe d'échauffement*  $q(\Delta T_e)$  ( $\Delta T_e$  représente le *gradient thermique d'échange* entre le fluide et la paroi interne chauffée) d'une sonde (placée sur la génératrice au bas d'un tube de diamètre 0,010 m qui contient l'hélium statique) à flux croissant, puis décroissant (voir figure 67).

On retrouve l'allure des courbes obtenues communément en bain qui mettent en évidence l'effet d'*hystérésis* du phénomène d'ébullition nucléée en bain. On a bien une courbe  $q(\Delta T_e)$  qui croît pratiquement exponentiellement pour un flux croissant et qui décroît linéairement pour un flux décroissant. Ce phénomène correspond probablement à l'activation de sites de nucléation (cavités initialement remplies de liquide) en phase montante qui entraînent le maintien de gaz dans les cavités en phase descendante (voir paragraphe 2.2.2), d'où l'irréversibilité du processus d'échange. A ce phénomène déjà observé dans les bains d'hélium se superpose ici l'effet du diamètre du tube sur le développement des bulles.

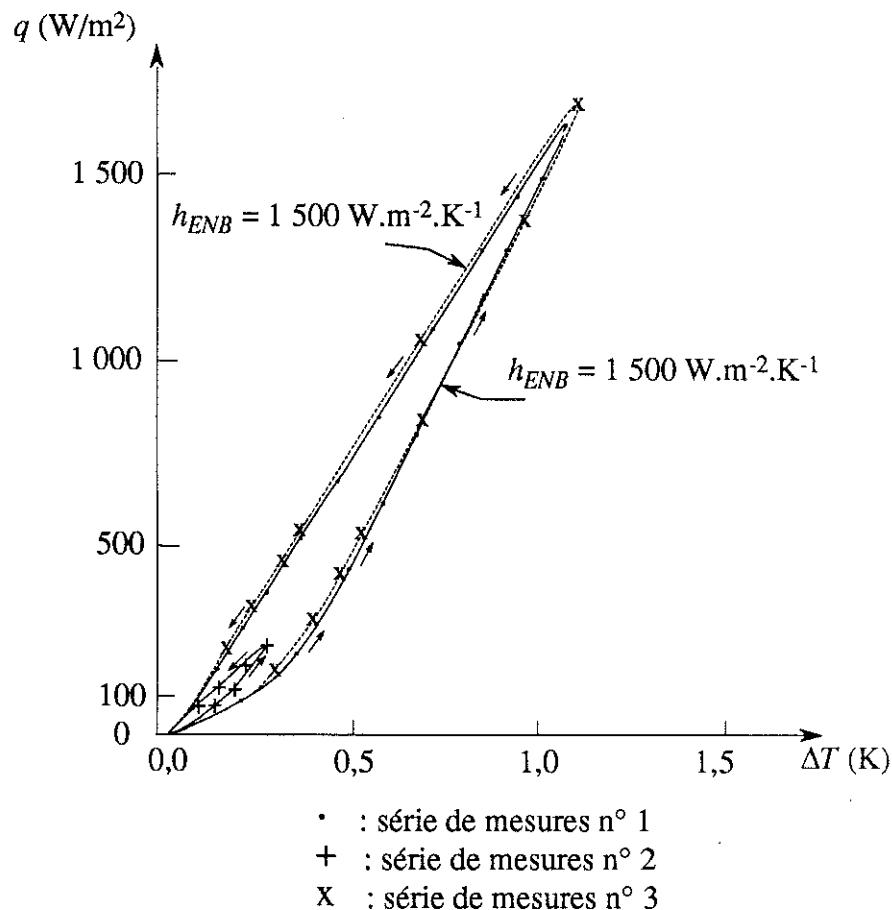
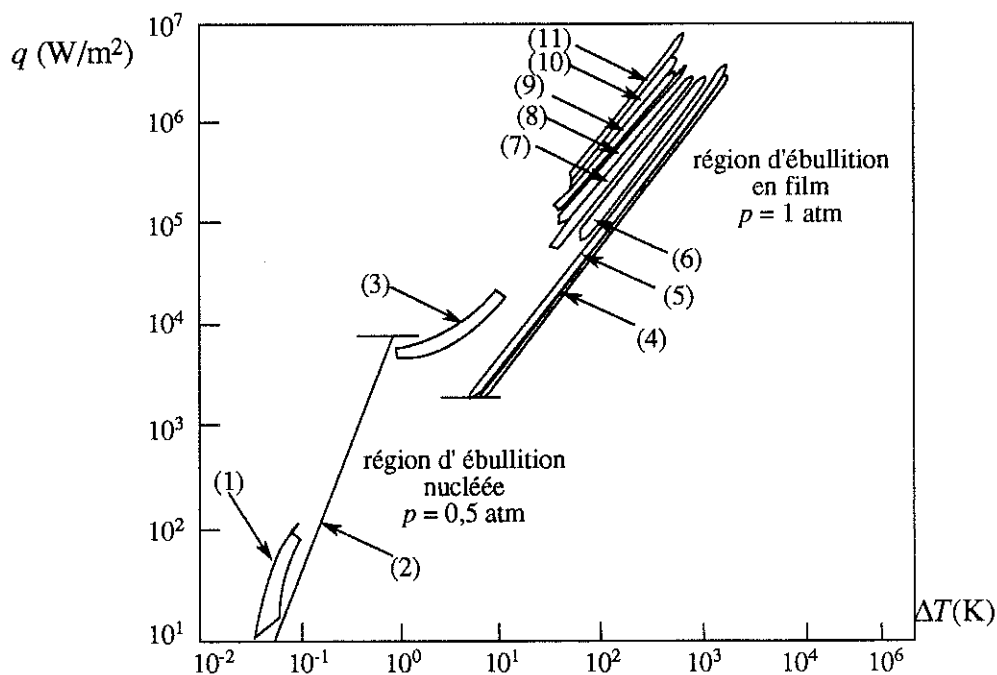


Figure 67. — Courbes d'échauffement d'un thermomètre en ébullition nucléée en bain



Pour trois séries de mesures, à flux croissant, les courbes se superposent à 12 mK près. A flux décroissant, elles sont très bien superposées, à 1mK près. On vérifie ainsi la reproductibilité des mesures.

A partir de ces courbes, on évalue le *coefficient d'échange thermique par ébullition nucléée en bain*  $h_{ENB}$  à flux croissant et décroissant (voir figure 67). Il est comparable à celui obtenu par J. A. Clark<sup>22</sup> en 1968 (voir figure 68), soit  $h_{ENB} \approx 1\,000\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  (déterminé au début de la courbe d'ébullition nucléée) en bain d'hélium au voisinage de 1 atm. Si on retrouve des ordres de grandeur du coefficient d'échange connus, l'interprétation de la courbe précédente n'est pas évidente.



- (1) : M. D. Reeber<sup>55</sup>, 1963
- (2) : corrélation de S. S. Kutateladze<sup>56</sup>, 1963
- (3) : P. C. Eastman, W. R. Datars<sup>57</sup>, 1963
- (4) : B. P. Breen, J. W. Westwater<sup>58</sup>, 1962 ( $d = 1,00 \cdot 10^{-2}$  m)
- (5) : B. P. Breen, J. W. Westwater<sup>58</sup>, 1962 ( $d = 0,10 \cdot 10^{-2}$  m)
- (6) : B. P. Breen, J. W. Westwater<sup>58</sup>, 1962 ( $d = 0,04 \cdot 10^{-2}$  m)
- (7) : T. H. K. Frederking<sup>59</sup>, 1959 ( $d = 0,510 \cdot 10^{-2}$  m)
- (8) : T. H. K. Frederking<sup>59</sup>, 1959 ( $d = 0,312 \cdot 10^{-2}$  m)
- (9) : T. H. K. Frederking<sup>59</sup>, 1959 ( $d = 0,215 \cdot 10^{-2}$  m)
- (10) : T. H. K. Frederking<sup>59</sup>, 1959 ( $d = 0,130 \cdot 10^{-2}$  m)
- (11) : T. H. K. Frederking<sup>59</sup>, 1959 ( $d = 0,055 \cdot 10^{-2}$  m)

Figure 68. — Résultats expérimentaux sur l'ébullition nucléée en bain (J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968)

On peut adopter le mode de mesure de température pariétale. L'erreur sur la température absolue est comprise entre 2 mK et 3 mK (mesure confirmée par des bulbes à tension de vapeur d'hélium placés sur le circuit).

#### 4.1.2. — Expériences avec une cellule en acier inoxydable

##### a. — Mise en œuvre

On utilise une cellule en acier inoxydable de type «304». Les mesures se limitent pour des raisons pratiques à une section chauffante de longueur 0,15 m. On crée le flux de chaleur par dissipation par *effet Joule* dans le tube en acier inoxydable. L'épaisseur du tube est de 0,5 mm afin de limiter la résistance électrique de la cellule donc la tension et de rendre le plus faible possible le gradient thermique de paroi au regard de celui entre la paroi interne et l'écoulement. On mesure localement la température pariétale en cinq points à la périphérie du tube, de telle sorte que l'angle de 45° entre deux thermomètres permette une bonne détermination de la «carte» des échanges thermiques locaux. Afin de bien caractériser les échanges thermiques avec les deux phases, on met en place trois sections de mesure aux cotes axiales  $z$  égales à 0,01 m, 0,04 m et 0,14 m (voir figure 69).

Des brides en acier à joint «kapton» (isolant électrique et thermique à très basses températures) sont placées à chaque extrémité de la cellule afin de l'isoler électriquement du circuit et d'éviter la conduction thermique longitudinale (la longueur d'atténuation d'un effet thermique dans l'acier inoxydable est d'au plus  $10^{-3}$  m à 4 K, voir paragraphe 3.3.3).

Pour éviter l'apport de chaleur par les amenées de courant connectées entre le milieu extérieur à 300 K et le tube de circulation, on crée une circulation d'hélium gazeux prélevé à la sortie du vaporisateur (voir annexe E). La «thermalisation» des amenées est optimisée (J. M. Lock<sup>60</sup>, 1969) de telle sorte que la température à la base de l'amenée est égale à 5 K, donc l'apport thermique est négligeable.

Enfin, pour assurer une répartition uniforme de la puissance de chauffage, l'amenée de courant est étamée sur un collier en cuivre qui est soudé à l'argent sur le pourtour du tube (voir figure 69).



L'analyse chimique du tube montre qu'il s'agit d'un acier inoxydable de type «304» de composition massique : 17,5 % Cr ; 9,9 % Ni ; 0,037 5 % C ; 0,043 % Cu ; 0,24 % Co ; 1,3 % Mn et 0,02 % Mo.

On confirme sa nature par une mesure de sa résistivité électrique et de sa conductivité thermique dans un bain d'hélium compris entre 4,224 K et 20 K que l'on compare aux données de la littérature (voir ci-après).

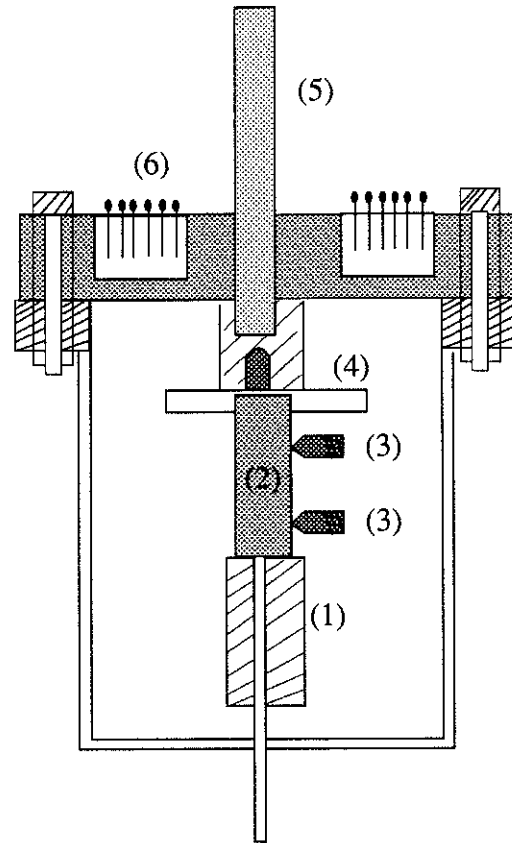
### *b.2. — Mesure de la résistivité électrique*

On mesure le courant de chauffage de la cellule et la tension à ses bornes lorsque la température du matériau varie entre 4,224 K et 20 K.

On en déduit une mesure de  $\rho_i$  :  $\rho_i = (55.10^{-8} \pm 5.10^{-8}) \Omega.m$ . Dans la littérature,  $\rho_i$  est de l'ordre de  $50.10^{-8} \Omega.m$  à 4,224 K (R. R. Conte<sup>53</sup>, 1970).

### *b.3. — Mesure de la conductivité thermique*

La conductivité thermique de l'acier inoxydable utilisé a été mesurée à 4,224 K pour des échantillons plans (Y. S. Touloukian *et al.*<sup>62</sup>, 1970). L'incertitude des mesures est relativement importante et conduit à un risque d'erreur élevé sur le gradient thermique de paroi  $\Delta T_p = T_{pe} - T_{pi}$  (voir annexe T). Il est nécessaire d'effectuer des mesures sur un échantillon du tube utilisé. Le montage expérimental est présenté ci-après. Il permet d'effectuer des mesures pour un échantillon dont la température est comprise entre 3 K et 20 K (entre un bain d'hélium sous-refroidi et des vapeurs d'hélium à température contrôlée). Les mesures s'accordent avec la caractéristique  $\lambda_i(T)$  proposée par Y. S. Touloukian *et al.*<sup>62</sup> (1970) pour l'acier inoxydable «304» (voir annexe T).



- (1) : chauffage
- (2) : échantillon
- (3) : thermomètre
- (4) : support de l'échantillon
- (5) : tige de pompage et de support de la cellule
- (6) : sorties des mesures

Figure 70. — Dispositif expérimental de mesure de la conductivité thermique d'un échantillon en acier inoxydable  
(Laboratoire de Thermodynamique des fluides d'Orsay)

### 4.1.3. — Expériences avec des cellules en cuivre

#### a. — Objectifs

La cellule en acier inoxydable permet de mesurer des coefficients d'échange locaux, mais elle ne correspond pas aux applications industrielles.

Dans la pratique, les circuits de réfrigération sont généralement constitués de tubes en cuivre de diamètre de l'ordre de quelques millimètres à quelques dizaines de millimètres. Aussi, on met au point une cellule en cuivre de diamètre interne 0,010 m et de grande longueur. A la différence de la cellule en acier inoxydable, la cellule en cuivre impose une température de paroi uniforme dans une section, et de ce fait la densité de flux de chaleur transférée est non uniforme. Les conséquences pratiques seront mises en évidence dans le traitement des résultats (voir paragraphe 4.3). Cette cellule permet de mesurer des coefficients moyens.

Les applications présentées ci-après utilisent de longs circuits de refroidissement à l'hélium diphasique et conduisent au choix de cellules en cuivre de grande longueur.

Au début des années 70, la Physique des hautes énergies entre dans l'ère de la supraconductivité. Le développement des aimants supraconducteurs conduit à l'exploitation de systèmes cryogéniques divers. Ainsi, des circuits de réfrigération à fluides hypercritiques, diphasiques ou à liquides sous-refroidis sont développés. Ils sont tels que la chaleur échangée est inférieure à 1 W/m.

D'autre part, on utilise aujourd'hui un mode de production d'énergie nucléaire autre que la fission : la fusion de noyaux légers (deutérium, tritium, etc.). Dans les installations, des circuits de refroidissement à l'hélium permettent d'évacuer des densités de flux de chaleur extrêmement faibles, soit quelques W/m<sup>2</sup>.

Compte tenu des applications citées ci-dessus, on peut envisager la conception d'une cellule de grande longueur qui reçoive des flux de chaleur permanents relativement faibles, soit quelques W/m<sup>2</sup> à quelques dizaines de W/m<sup>2</sup>. On peut ainsi étudier la façon dont l'écoulement d'hélium diphasique refroidit des aimants.

#### b. — Mise en œuvre

On peut donc étudier le cas pratique des échanges thermiques le long d'une grande section chauffée. Les circuits de réfrigération qui mesurent plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de mètres incitent à considérer une cellule expérimentale la plus longue possible. On dispose de 11,4 m entre le chauffage de création du titre massique et

la cellule de visualisation. On peut conserver 1,8 m de longueur de tranquillisation de l'écoulement. La longueur de circuit disponible peut alors comporter une grande cellule de longueur 7 m pour l'étude du coefficient d'échange (pratique) et une petite cellule de longueur 0,15 m pour comparer le coefficient moyen au coefficient local donné par la cellule en acier inoxydable (voir figure 71).

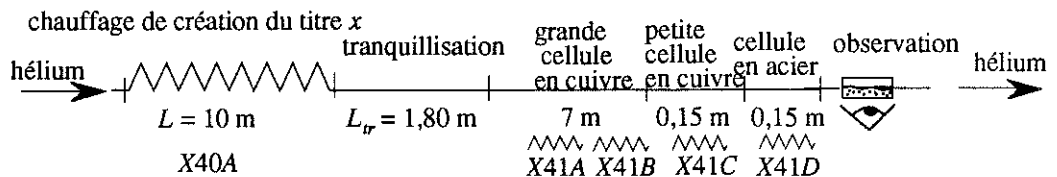


Figure 71. — Schématisation des cellules de mesure en cuivre

Afin d'étudier le coefficient d'échange selon la longueur, on répartit régulièrement des thermomètres le long des cellules *A*, *B* et *C* (voir figure 72). Ces thermomètres sont identiques à ceux de la cellule en acier inoxydable. Ils sont placés sur la génératrice supérieure du tube entre les spires de la résistance chauffante pour la cellule *C* (résistance de «manganin» bobinée en spires jointives autour du tube et collée) et du côté opposé à la résistance pour les cellules *A* et *B* (deux résistances de longueur 3,50 m sont brasées sur la génératrice inférieure du conduit — afin de limiter les tensions de chauffage, on chauffe la cellule de longueur 7 m en deux parties *A* et *B* —). Cette répartition des thermomètres permet en particulier d'étudier l'évolution avec la longueur (donc avec le titre massique de vapeur) du coefficient d'échange en écoulement monophasique ou diphasique.

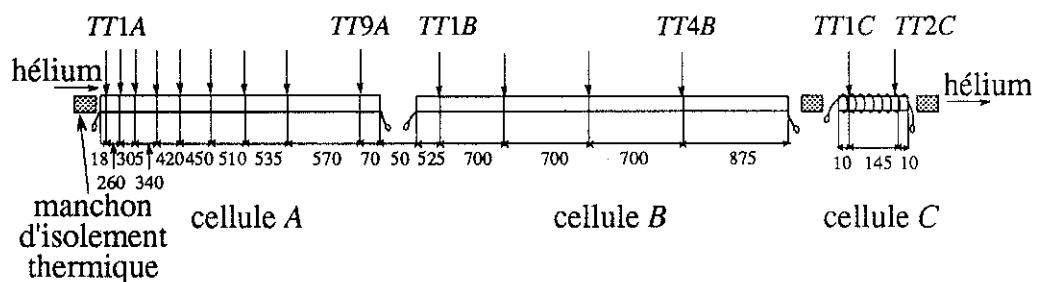


Figure 72. — Schématisation des prises de température sur les cellules en cuivre *A*, *B* et *C*

Les apports par conduction thermique dans les fils de la résistance chauffante X41C sont évacués par une circulation d'hélium gazeux (voir annexe E). Les câbles de raccordement des résistances X41A et X41B sont sans dissipation.

Les pertes par conduction longitudinale aux extrémités de chaque cellule sont évitées en intercalant des «ponts thermiques» constitués d'un manchon en acier inoxydable de longueur 10 mm (longueur d'atténuation thermique de l'acier inoxydable : 0,25 mm à 4,224 K et 0,6 mm à 15 K). Est ainsi isolée de la petite cellule C la grande cellule AB de longueur 7 m.

## 4.2. — Caractérisation des échanges thermiques dans les écoulements d'hélium diphasique

Dans ce paragraphe, on travaille avec une cellule en acier inoxydable, donc à densité de flux de chaleur constante. On peut mettre en évidence les processus d'échange thermique avec la phase liquide d'une part, et avec la phase gazeuse d'autre part.

Ceci revient à étudier les transferts thermiques par ébullition nucléée en circulation forcée dans le liquide et par convection forcée dans la vapeur. Le premier mode d'échange thermique permet notamment d'étudier l'apparition de l'ébullition nucléée dans un écoulement initialement sous-refroidi ou saturant. Le second met en évidence deux comportements importants caractéristiques des écoulements diphasiques chauffés : l'échauffement de la phase gazeuse et l'existence d'une vapeur échauffée «chargée» de «micro-gouttes» (on parlera de «gaz humide»).

L'étude des processus de transfert thermique dans chaque phase conduit à la caractérisation simultanée de la géométrie spatiale et temporelle des écoulements diphasiques et de leurs propriétés d'échange thermique.

### 4.2.1. — Ecoulement initialement monophasique sous-refroidi

Dans un premier temps, on étudie les échanges thermiques en écoulement monophasique d'hélium liquide sous-refroidi. On cherche à vérifier la *relation de Dittus-Boelter* (1930) qui caractérise l'échange thermique par convection forcée en écoulement à une phase. Cette relation est bien vérifiée pour la plupart des fluides ; J. A. Clark<sup>22</sup> (1968) la confirme dans le cas d'un écoulement d'hélium sous-refroidi sous la pression atmosphérique. En outre, les échanges thermiques étant relativement bien connus en écoulement monophasique, on peut qualifier le dispositif métrologique utilisé.



## a. — Procédure expérimentale

Afin d'étudier le coefficient d'échange thermique par convection forcée en liquide seul  $h_{l_0}$ , on «sous-refroidit» assez fortement l'écoulement en pompant dans le réservoir de 150 litres (voir annexe E). On abaisse la pression dans le réservoir de 0,200 bar à 0,250 bar par rapport à la pression ambiante. L'échangeur entre le réservoir et le circuit expérimental étant parfait et les apports thermiques sur le circuit négligeables (voir paragraphes 3.1.3 et 3.3.4), la température de l'écoulement est abaissée de 0,200 K à 0,250 K à partir d'environ 4,2 K (dans cette région de saturation, une variation de la pression saturante de  $10^{-3}$  bar correspond à une variation de la température saturante de  $10^{-3}$  K). La température saturante  $T_{sat}$  est alors de l'ordre de 3,95 K à 4,05 K.

Pour des débits massiques compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, on fait varier la densité de flux de chaleur sur la cellule en acier inoxydable  $D$  dans une petite gamme — 0 W/m<sup>2</sup> à 200 W/m<sup>2</sup> environ — afin d'éviter l'apparition de l'ébullition nucléée.

On effectue des mesures avec la cellule de longueur 0,15 m aux cotes  $z$  égales à 0,01 m, 0,04 m et 0,14 m. Pour des raisons de mise en œuvre, on ne peut pas mesurer le coefficient d'échange thermique pour des cotes plus élevées avec ce type de cellule. On complète donc les mesures avec les deux cellules juxtaposées  $A$  et  $B$  de longueur totale 7 m.

L'application d'un flux de chaleur sur le premier tiers de la cellule en acier inoxydable ( $L_{ch} = 0,05$  m) permet d'évaluer la température moyenne de l'écoulement à la cote  $z = 0,14$  m où la paroi n'est pas chauffée. Les écoulements étant fortement turbulents, le profil de température est presque plat dans toute la section du conduit. En outre, le profil de température est établi à la cote  $z = 0,14$  m (voir paragraphe 2.2.1). On peut ainsi considérer que la température mesurée en paroi correspond à la température moyenne de l'écoulement qui est égale à la température moyenne en sortie de cellule  $\bar{T}_{fs}$  en vertu de la conservation de l'enthalpie. On en déduit la température moyenne de l'écoulement en toute section de la cellule  $\bar{T}_f(z)$  par un simple bilan d'énergie. On définit alors le coefficient d'échange thermique  $h_{l_0}(z)$  par rapport à cette

$$\text{température : } h_{l_0}(z) = \frac{q}{T_{pi} - \bar{T}_f(z)}$$

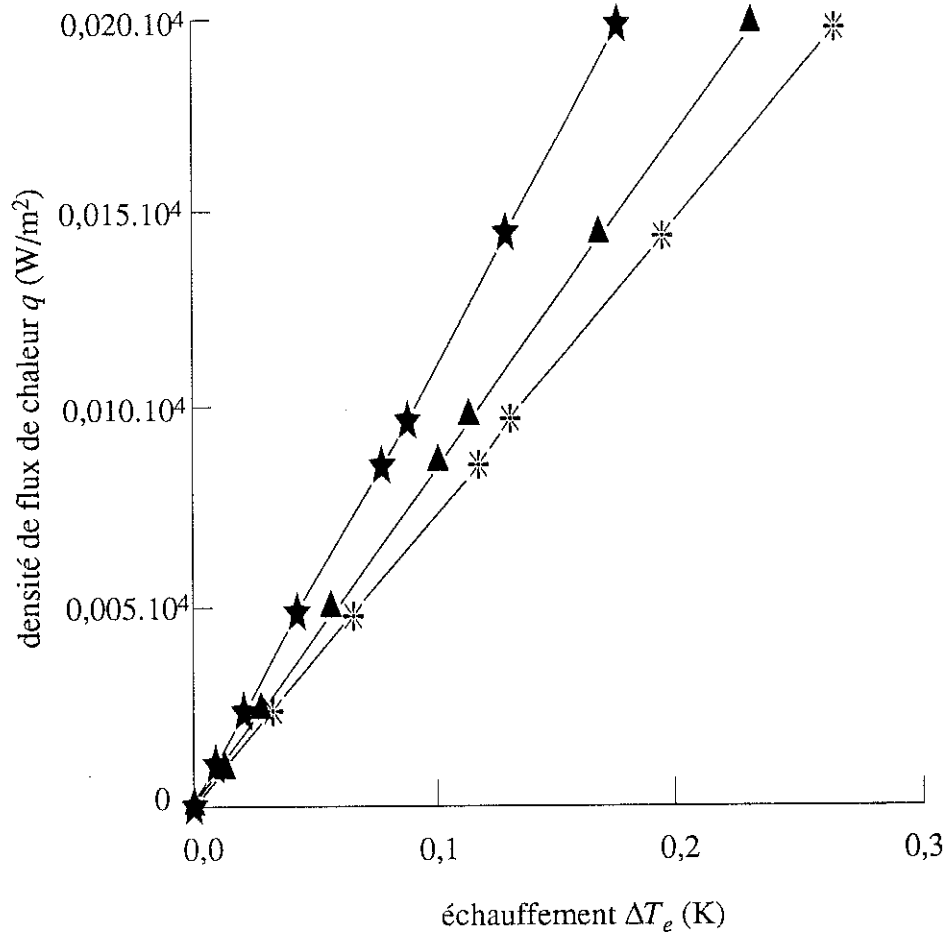
b. — Coefficient d'échange thermique en écoulement d'hélium sous-refroidi

*b.1. — Régime transitoire en convection forcée*

Les mesures avec la cellule en acier inoxydable montrent que les cinq thermomètres placés sur le pourtour du tube en une section donnée relèvent la même température. On présente donc seulement les mesures obtenues avec les thermomètres *TT14*, *TT24* et *TT34* qui sont placés au bas du tube (voir figure 69). D'autre part, on donne les résultats de la «grande cellule» seulement ( $L_{ch} = 0,15$  m), ceux de la «petite cellule» ( $L_{ch} = 0,05$  m) sont identiques. On présente sur la figure 73 les courbes d'échauffement  $q(\Delta T_e) = q(T_{p_i} - \bar{T}_f)$  aux lieux des trois thermomètres pour un débit  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et un sous-refroidissement à l'entrée  $\Delta T_{sref_e} = T_{sat} - \bar{T}_{f_e}$  fixé. On met en évidence une loi linéaire entre  $q$  et  $\Delta T_e$  ; il s'agit de la région d'échange par convection forcée.

Lorsque l'on parcourt la cellule en acier inoxydable de *TT14* à *TT34* (voir figure 73) ou les cellules en cuivre de *TT1A* à *TT4B* (voir figure 74), on constate que le coefficient d'échange thermique diminue. Il décroît vers une valeur asymptotique quand la couche limite thermique se développe (voir paragraphe 2.2.1).

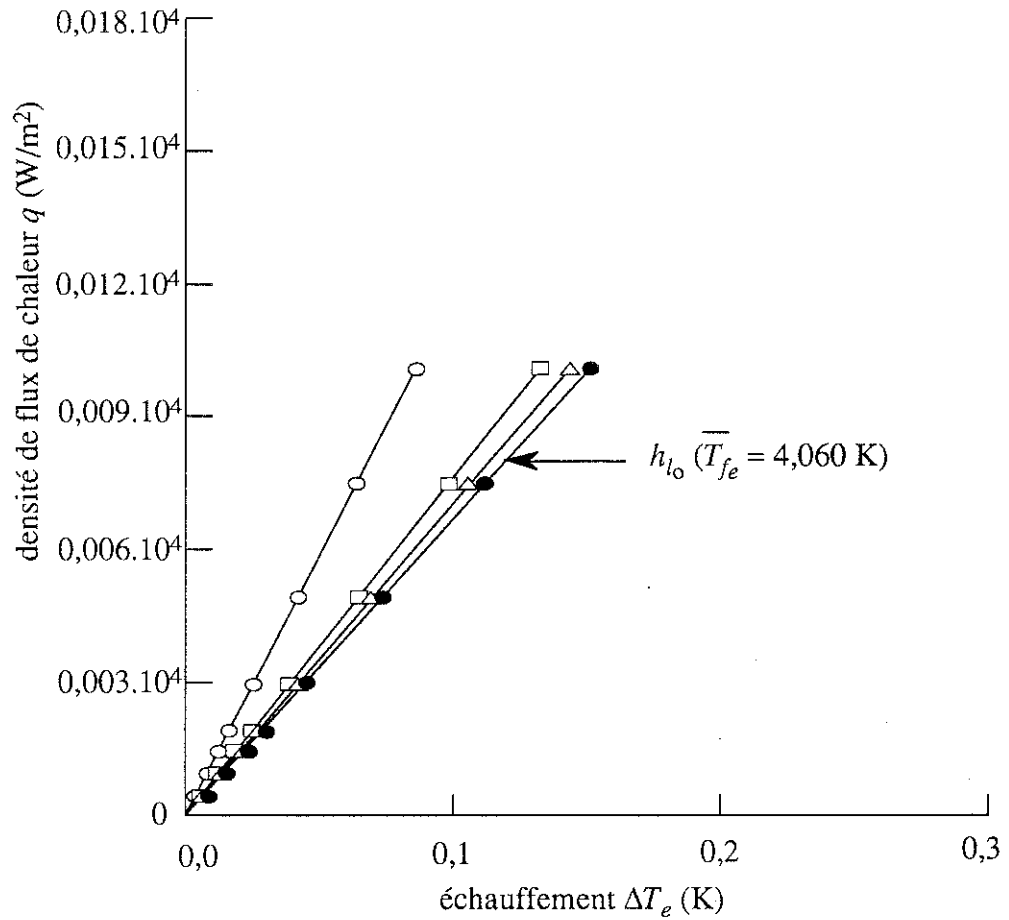
On détermine le coefficient  $h_{l_0}$  au niveau des différents thermomètres. On représente alors son évolution en fonction de la cote axiale  $z$  et on la compare avec le coefficient d'échange «courant» en régime transitoire proposé par J. Taine, J.-P. Petit<sup>20</sup> en 1989 (voir paragraphe 2.2.1 et figure 75 établie pour  $\dot{m} = 4,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s). La corrélation de Taine-Petit est bien vérifiée.



- ★ TT14 ( $z = d$ )
- ▲ TT24 ( $z = 4d$ )
- \* TT34 ( $z = 14d$ )

débit massique :  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s  
 sous-refroidissement initial :  $\Delta T_{sref_e} = 0,225$  K  
 cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 73. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en acier inoxydable dans la région de convection forcée en liquide sous-refroidi



- |   |                      |  |
|---|----------------------|--|
| ○ | TT1A ( $z = 1,8d$ )  | {<br>TT4A ( $z = 92,3d$ )<br>TT5A ( $z = 134,3d$ )<br>TT6A ( $z = 179,3d$ )<br>TT7A ( $z = 230,3d$ )<br>TT8A ( $z = 283,8d$ )<br>TT9A ( $z = 340,8d$ )<br>TT1B ( $z = 405,3d$ )<br>TT2B ( $z = 473,3d$ )<br>TT3B ( $z = 543,3d$ )<br>TT4B ( $z = 613,3d$ ) |
| □ | TT2A ( $z = 27,8d$ ) |  |
| △ | TT3A ( $z = 58,3d$ ) |  |
| ● |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |
|   |                      |  |

débit massique :  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$   
 sous-refroidissement initial :  $\Delta T_{sref_e} = 0,225 \text{ K}$   
 cellule de longueur chauffante 7 m

Figure 74. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées A et B dans la région de convection forcée en liquide sous-refroidi

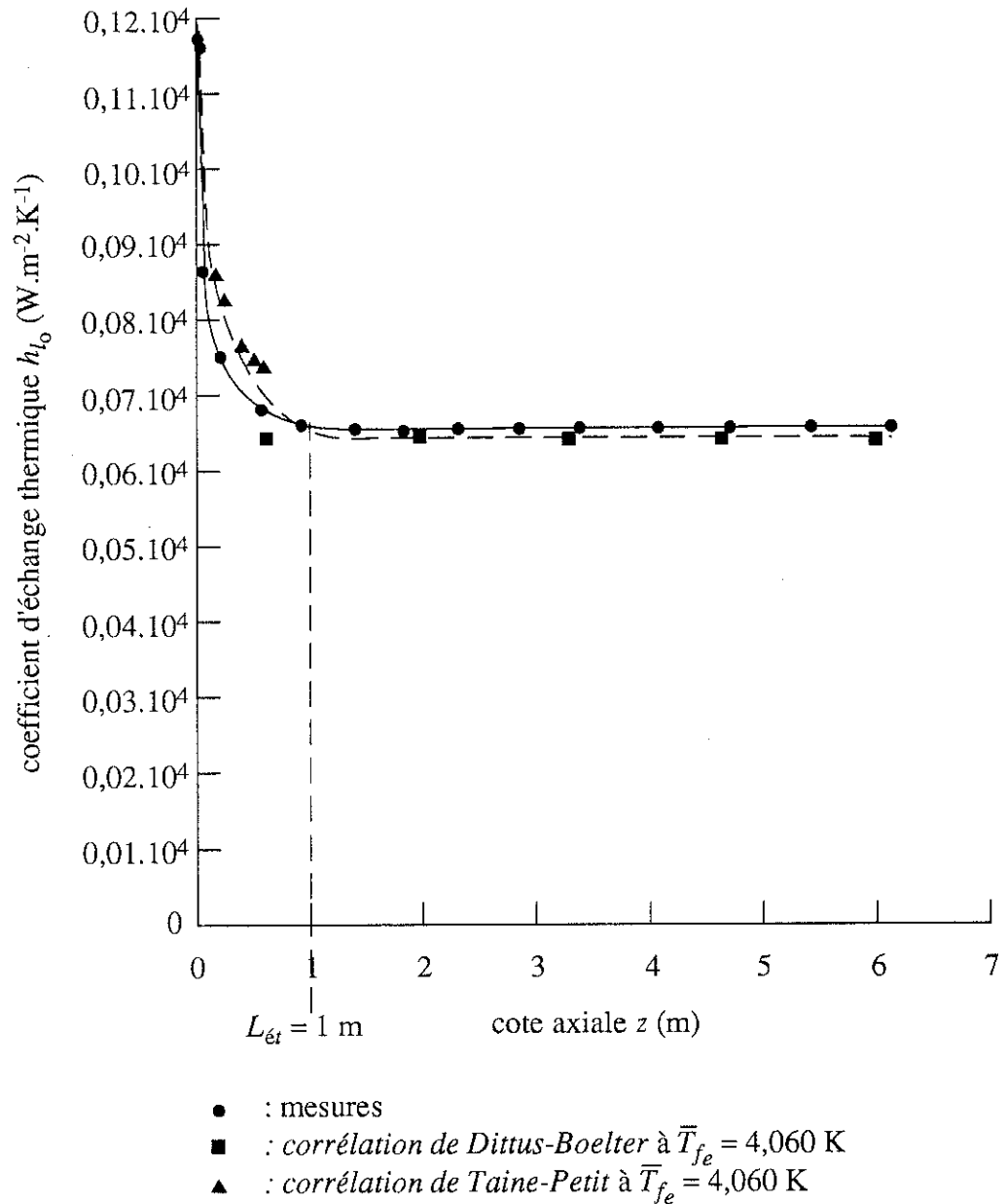


Figure 75. — Coefficient d'échange thermique par convection forcée en écoulement d'hélium sous-refroidi en fonction de la cote axiale

*b.2. — Régime établi en convection forcée*

La figure 75 montre que  $h_{l_0}(z)$  tend vers une valeur asymptotique de l'ordre de grandeur du coefficient de Dittus-Boelter  $h_{l_0}^{DB} = 0,023(Re_l)^{0,8}(Pr_l)^{0,4} \frac{\lambda_l}{d}$  calculé pour  $\bar{T}_f = \bar{T}_{fe}$  où  $\bar{T}_{fe}$  est la température moyenne à l'entrée de la cellule. Cette asymptote est atteinte pour  $z \approx 1 \text{ m} = 100d$  ; on trouve une longueur d'établissement du régime de

convection forcée un peu plus élevée que celle proposée par J. Taine, J.-P. Petit<sup>20</sup> en 1989 ( $L_{ét} \approx 60d$ ). Lorsque le débit massique varie de  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, la longueur d'établissement reste du même ordre de grandeur ; elle varie entre approximativement  $90d$  et  $110d$ . On définit ainsi une longueur d'établissement de l'échange par convection forcée en écoulement d'hélium monophasique :  $L_{ét} \approx 100d$ .

#### 4.2.2. — Régime I : apparition de l'ébullition nucléée dans les écoulements d'hélium

Le passage de la région de convection forcée à celle d'ébullition nucléée (qui est associée à la formation des premières bulles) lorsque l'on continue de chauffer l'écoulement n'a pas été très étudié jusqu'à ce jour. Il peut avoir lieu à partir d'un écoulement de liquide sous-refroidi ou saturant.

La formation d'une fraction volumique de vapeur en écoulement sous-refroidi entraîne une instabilité thermodynamique de l'écoulement (voir paragraphe c ci-après) et peut avoir un effet sur le déclenchement d'instabilités hydrodynamiques dans l'écoulement à deux phases. La prévision de l'apparition des premières bulles est donc essentielle.

##### a. — Caractéristiques générales de la transition de la convection forcée à l'ébullition nucléée

Lorsque l'on chauffe l'écoulement initialement sous-refroidi ou de liquide pur saturant, il existe un point pour lequel l'échauffement en paroi  $T_{pi} - T_{sat}$  est tel qu'une première bulle peut commencer à se former. L'échange thermique se fait à la fois par convection forcée et par ébullition nucléée ; on parle d'*ébullition nucléée partielle* (voir paragraphe 2.2.2 et figure 76). Dans cette région, tous les sites de nucléation en paroi ne sont pas encore activés. L'échange thermique à proximité de la paroi se fait donc par ébullition nucléée et par convection forcée. Au fur et à mesure que l'on augmente  $q$ , le nombre de sites de nucléation actifs croît. La surface chauffée finit par être recouverte de bulles. L'échange thermique en paroi ne se fait plus que par ébullition nucléée (voir figure 77) ; on se trouve dans la région d'*ébullition nucléée totalement développée*.

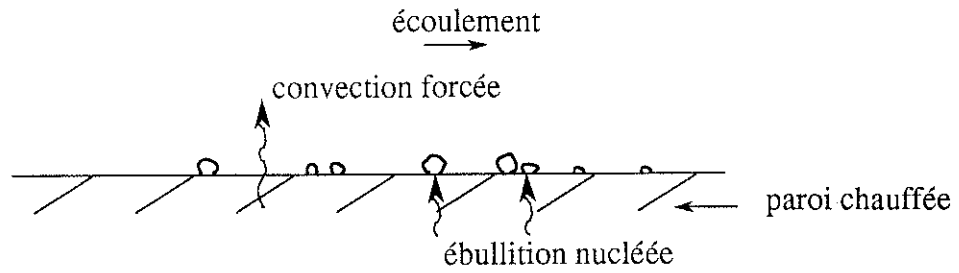


Figure 76. — Ébullition nucléée partielle

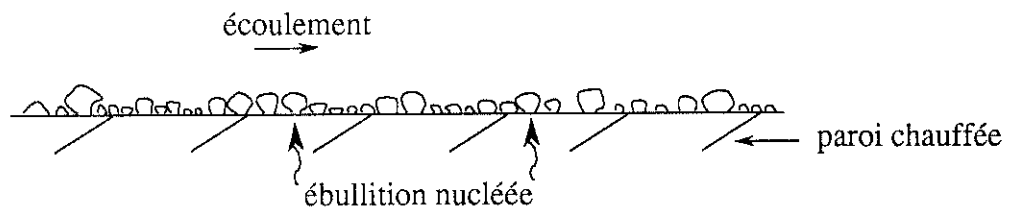
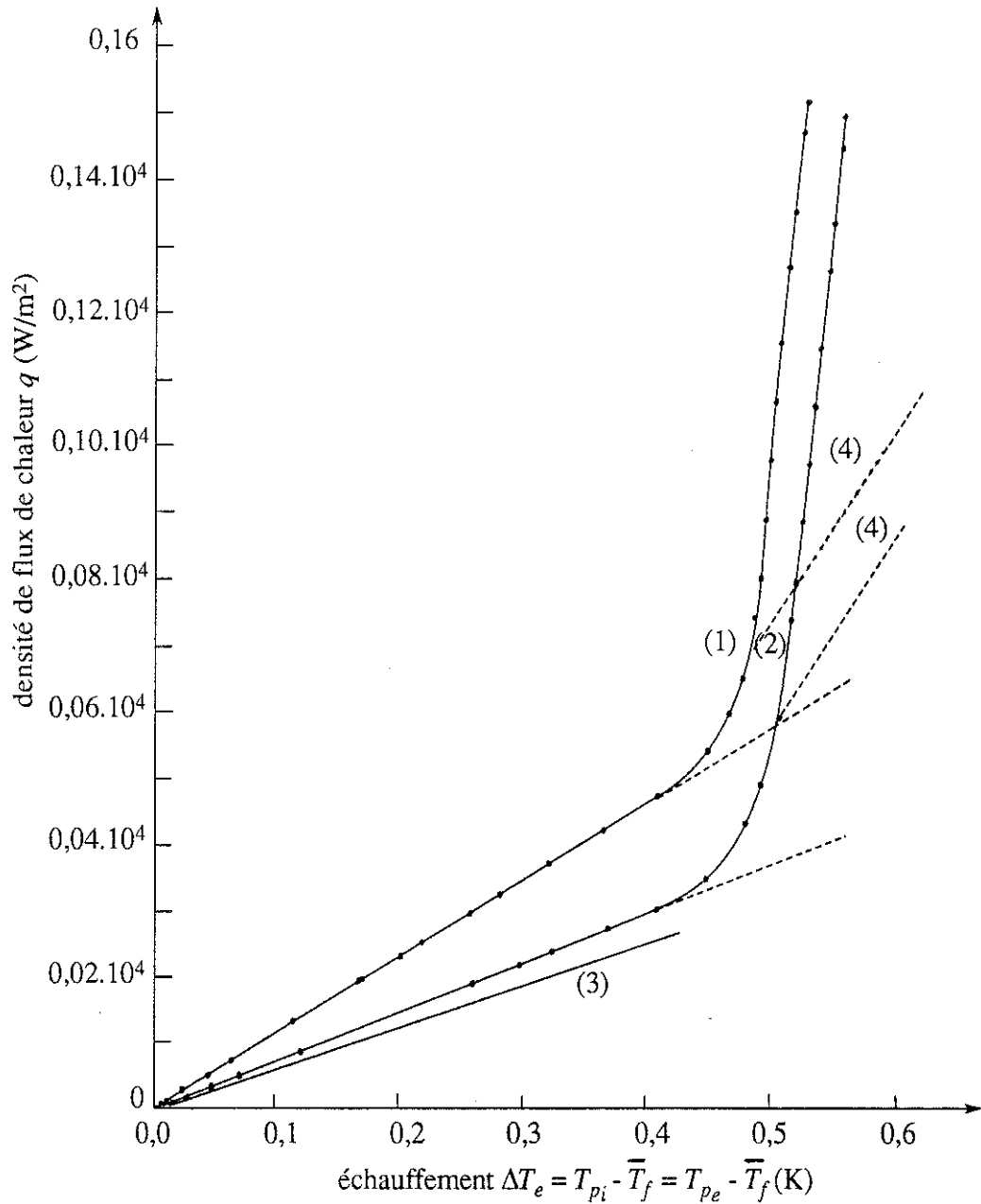


Figure 77. — Ébullition nucléée totalement développée

On peut ainsi observer sur les courbes d'échauffement de la figure 78 une variation brutale du coefficient d'échange thermique pour une certaine valeur de la densité de flux de chaleur  $q$  lorsque l'ébullition nucléée apparaît. On distingue trois régions principales : la région de *convection forcée* étudiée précédemment, les régions d'*ébullition nucléée partielle* et d'*ébullition nucléée totalement développée*.



- (1) : courbe d'échauffement du thermomètre *TT1C* ( $z = 0,01$  m)  
 (2) : courbe d'échauffement du thermomètre *TT2C* ( $z = 0,14$  m)  
 (3) : *corrélation de Dittus-Boelter* à  $\bar{T}_{fe} = 4,060$  K  
 (4) : courbe d'ébullition nucléée en bain d'hélium (J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968)

débit massique  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s ; sous-refroidissement initial  $\Delta T_{srefe} = 0,225$  K ;  
 cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 78. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la petite cellule en cuivre dans la région d'apparition de l'ébullition nucléée

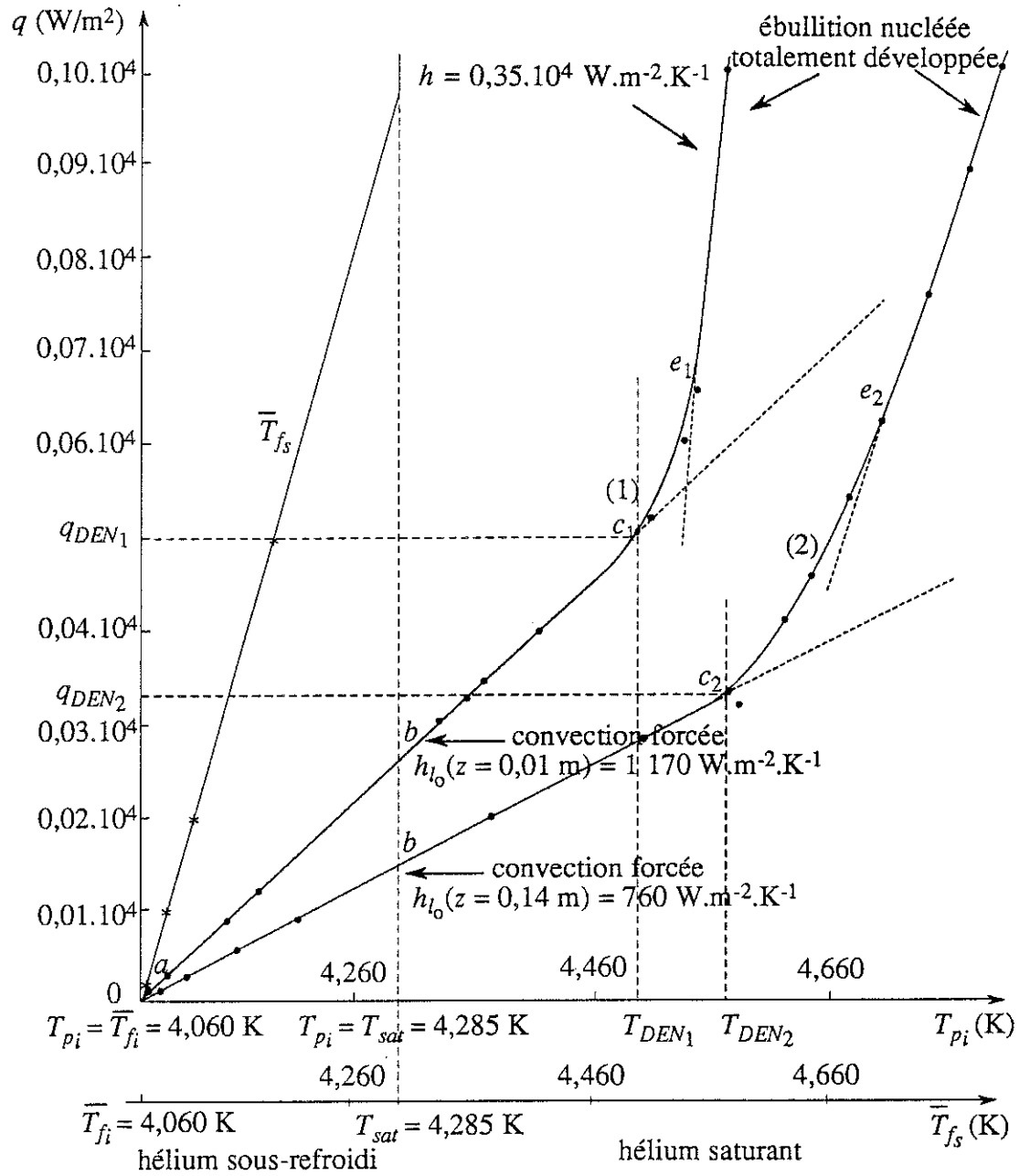


## b. — Ebullition nucléée partielle et ébullition nucléée totalement développée

*b.1. — Ebullition nucléée partielle*

Si on étudie par exemple la courbe (2) de la figure 78 et qu'on essaie de la représenter comme sur la figure 42, on détermine facilement le point d'apparition de l'ébullition nucléée  $c$  qui correspond à un changement de pente de la courbe (voir figure 79). Au phénomène de convection forcée s'ajoute celui d'ébullition nucléée.

Au point  $c$ , la première bulle d'hélium apparaît pour un échauffement en paroi  $T_{pi} - T_{sat}$  de l'ordre de 0,2 K. Ainsi, la surchauffe d'apparition de la première bulle  $\Delta T_{DEN}$  est très supérieure à celle proposée par la théorie de Y.-Y. Hsu, R. W. Graham<sup>23</sup> en 1986 (voir paragraphe 2.2.2). Cette théorie restrictive ne tient pas compte en particulier de l'état de la surface chauffée qui a un rôle primordial sur la nucléation, puisqu'elle impose les sites de nucléation. Les premières bulles qui peuvent se former à la paroi considérée sont certainement d'un diamètre tel qu'elles nécessitent une densité de flux de chaleur plus grande (un gradient thermique en paroi plus élevé) pour se développer (voir figure 29). Dans la pratique, lorsque l'on atteint le point  $c$ , les premières bulles sont détectées par le capteur de taux de vapeur (situé 2,10 m après la cellule en acier inoxydable) sous la forme de fluctuations du taux volumique de vapeur  $\alpha$  et sont visibles dans le tube d'observation (situé 1,30 m après la cellule) ; les bulles observées ont un diamètre de l'ordre de 0,2 mm. Le diamètre des premières bulles doit être du même ordre de grandeur. Aussi, les relations qui sont données dans le paragraphe 2.2.2 sont à utiliser avec beaucoup de précautions.



(1) :  $T_{pi}$  (TT14) à  $z = 0,01$  m  
 (2) :  $T_{pi}$  (TT34) à  $z = 0,14$  m  
 \* :  $\bar{T}_f(z = 0,15 \text{ m}) = \bar{T}_{fs}$   
 $T_{DEN1} = 4,492$  K ;  $T_{DEN2} = 4,568$  K ;  
 $q_{DEN1} = 500$  W/m<sup>2</sup> ;  $q_{DEN2} = 330$  W/m<sup>2</sup>

débit massique :  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s ;  
 sous-refroidissement à l'entrée :  $\Delta T_{srefe} = 0,225$  K ;  
 cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 79. — Apparition de l'ébullition nucléée

La *convection forcée* a un effet sur l'«initialisation» de la nucléation : plus le débit de l'écoulement est élevé, c'est-à-dire plus l'effet convectif est important, plus la nucléation est «retardée». En effet, plus le débit de l'écoulement est fort, plus la couche limite thermique est mince. Ainsi, pour le même flux de chaleur déposé, l'écart de température linéaire dans la couche limite est plus faible, donc la nucléation est moins développée (elle se limite dans un premier temps à la formation de petites bulles, voir figure 80). Ainsi, on constate que la région d'ébullition nucléée partielle correspond à des plages de densité de flux de chaleur  $q$  et d'échauffement  $\Delta T_e$  d'autant plus importants que le débit massique est élevé (voir figure 81).

En outre, on remarque que le coefficient d'échange thermique dans la région d'ébullition nucléée totalement développée augmente avec le débit. Dans cette région, la convection forcée intervient dans la couche limite dynamique (voir développement au paragraphe 4.2).

La figure 82 montre que la valeur du *sous-refroidissement initial* de l'écoulement n'a pas d'influence sur l'apparition de la première bulle. Les mêmes conditions de température sont nécessaires à sa formation.

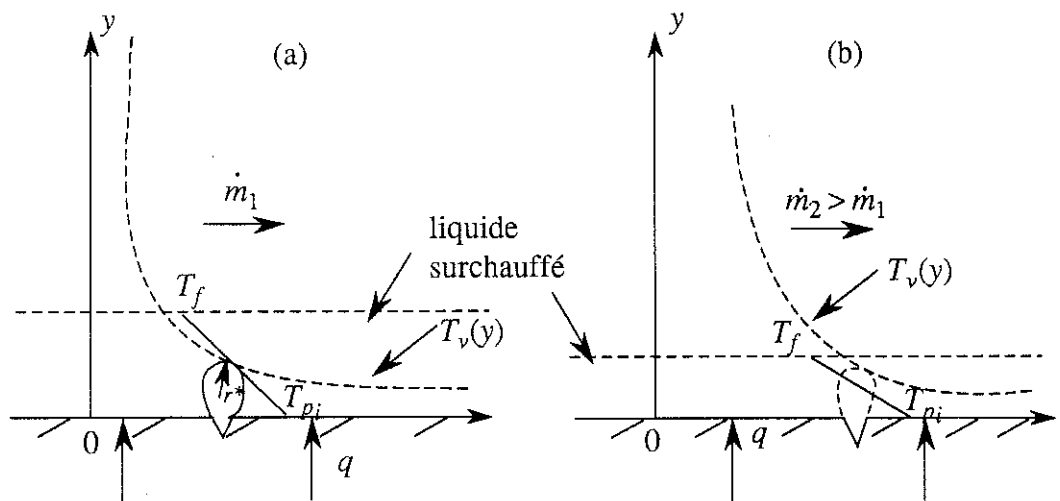
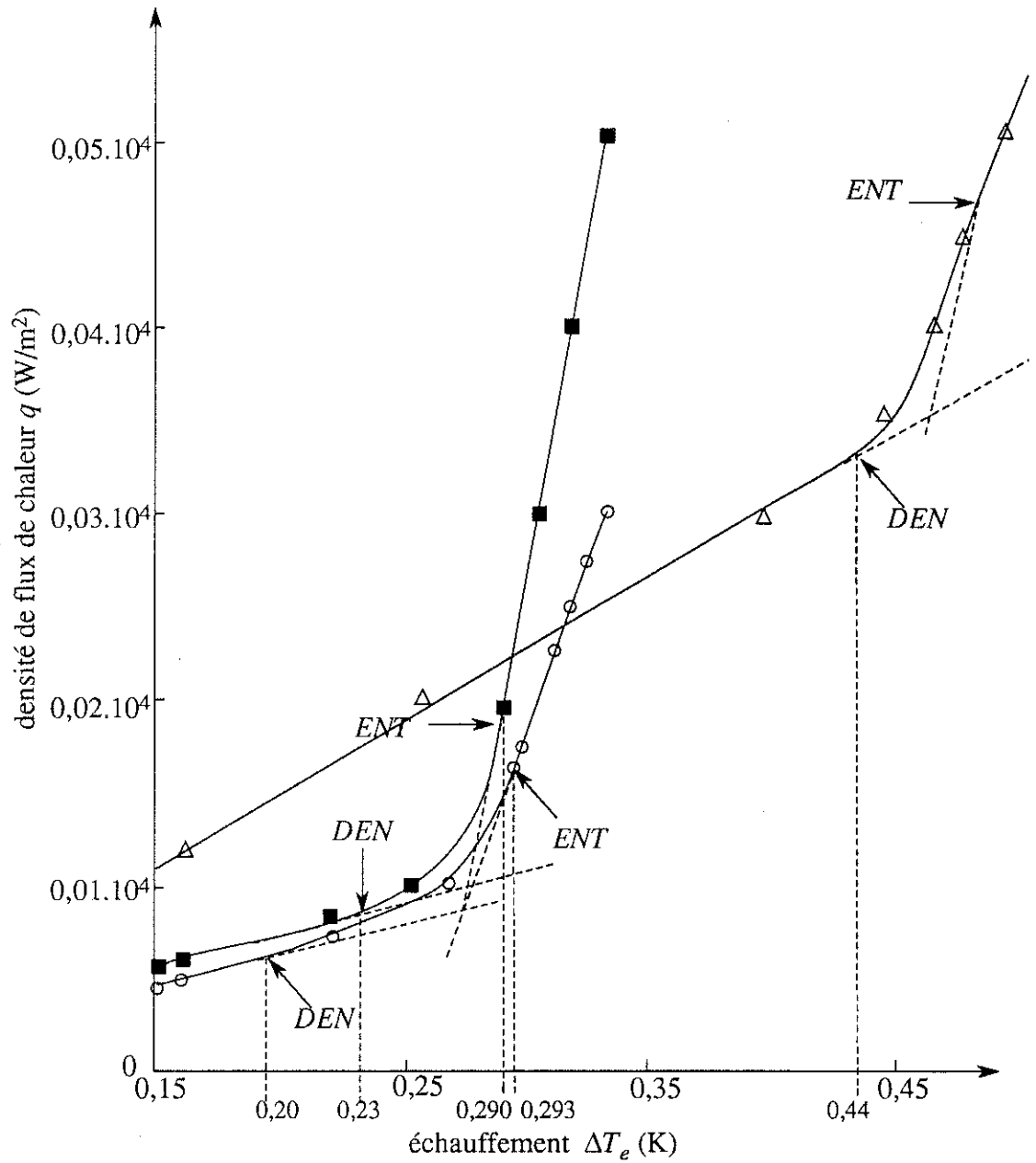


Figure 80. — Influence du débit sur la formation des bulles



○ :  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $\Delta T_{srefe} = 0,230$  K, TT2C ( $z = 0,14$  m)

■ :  $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $\Delta T_{srefe} = 0,250$  K, TT2C

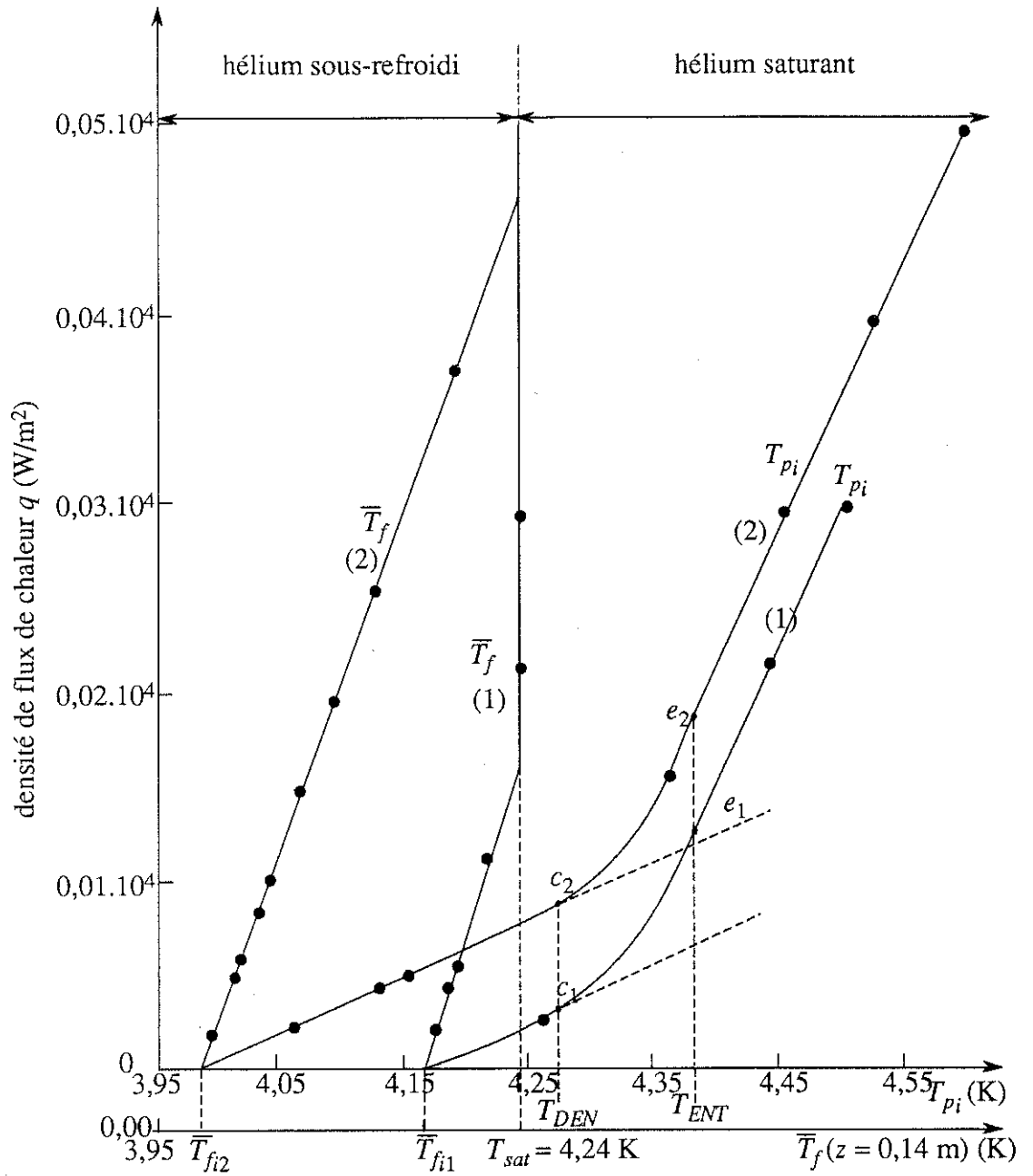
△ :  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $\Delta T_{srefe} = 0,225$  K, TT2C

cellule en cuivre de longueur chauffante 0,15 m

DEN : démarrage de l'ébullition nucléée

ENT : ébullition nucléée totalement développée

Figure 81. — Influence du débit sur l'apparition de l'ébullition nucléée



(1) :  $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ ,  $\Delta T_{srefe} = 0,070 \text{ K}$ ,  $TT2C(z = 0,14 \text{ m})$

(2) :  $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ ,  $\Delta T_{srefe} = 0,250 \text{ K}$ ,  $TT2C$

$\bar{T}_{fi1} = 4,17 \text{ K}$ ,  $\bar{T}_{fi2} = 3,99 \text{ K}$ ,  $T_{DEN} = 4,26 \text{ K}$ ,  $T_{ENT} = 4,38 \text{ K}$

Figure 82. — Influence du sous-refroidissement initial sur l'apparition de l'ébullition nucléée

*b.2. — Ebullition nucléée totalement développée*

Tous les sites de nucléation qui peuvent être activés le sont. On a alors une grande quantité de bulles qui se forment en paroi et qui «collapsent» éventuellement au sein de l'écoulement, s'il est encore sous-refroidi. L'échange thermique à proximité de la paroi reste inchangé lorsque  $q$  augmente. La région d'ébullition nucléée totalement développée est caractérisée par un coefficient d'échange thermique constant qui n'est autre que le coefficient d'échange par ébullition nucléée en circulation forcée. La transition à cette région est donc donnée par le point  $e$  de démarrage de la partie linéaire de la courbe  $q(\Delta T_e)$  (voir figure 79).

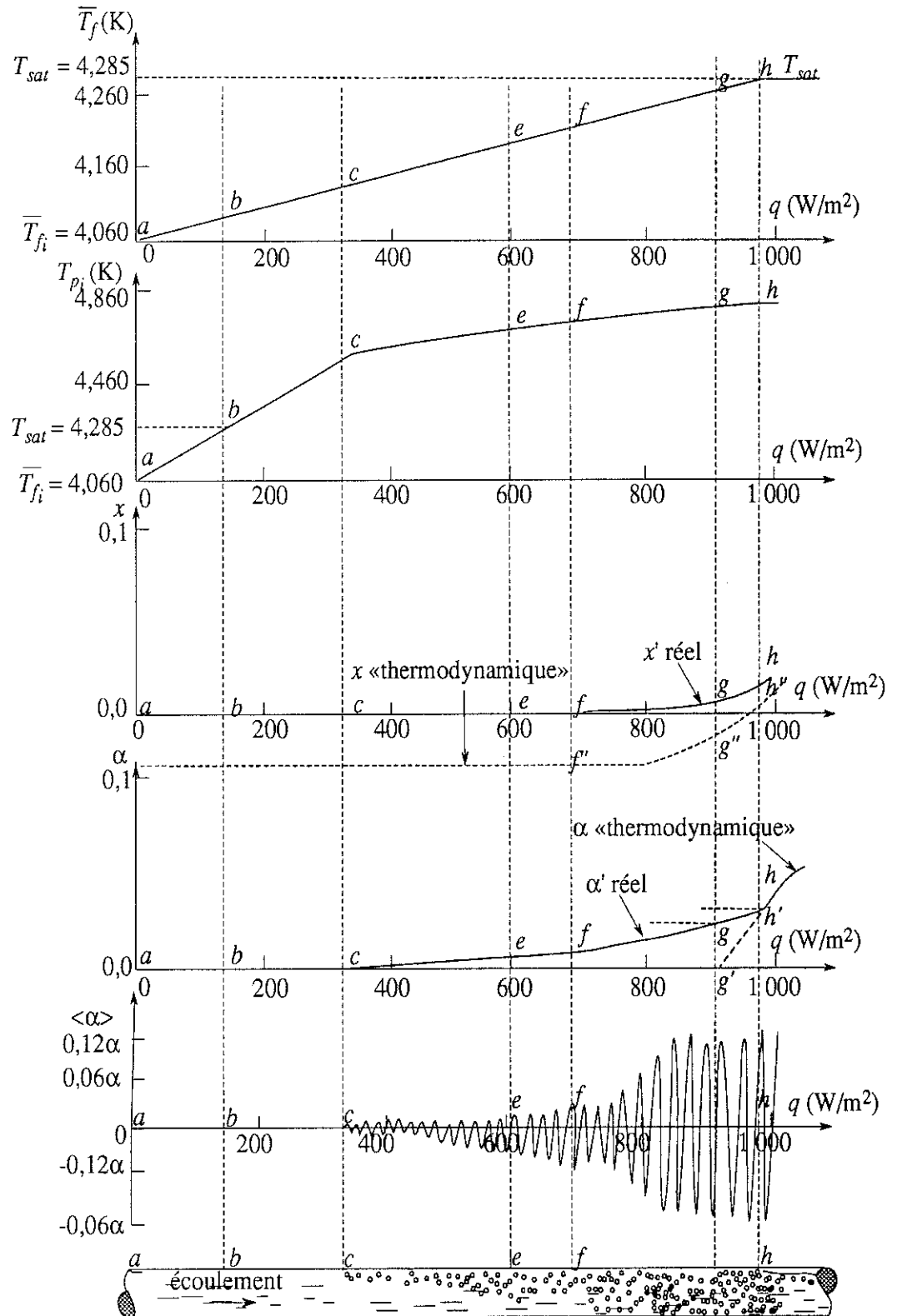
L'échauffement qui correspond à la transition à l'ébullition nucléée totalement développée est beaucoup plus important que celui prévu par la théorie de Y.-Y. Hsu, R. W. Graham<sup>23</sup> en 1986 (voir paragraphe 2.2.2) pour les mêmes raisons que celles données précédemment pour le démarrage de l'ébullition nucléée.

*c. — Titre massique et taux volumique de vapeur lors de l'apparition de l'ébullition nucléée*

Lorsque l'on chauffe progressivement un écoulement initialement sous-refroidi, on visualise en même temps l'écoulement 1,30 m à l'aval et on mesure le taux volumique de vapeur 0,80 m après la section d'observation. On constate ainsi que les premières bulles visibles sont les premières bulles qui se forment. Elles correspondent aux plus petites bulles qui peuvent se former dans la présente expérience (environ 0,2 mm de diamètre). Elles sont observées au haut du tube où elles sont «portées» par le liquide. Leur diamètre augmente très faiblement (de quelques centièmes de millimètre) avec  $q$ , alors que leur nombre croît rapidement. Elles forment un brouillard dans tout le tube assez tôt dans la région d'ébullition nucléée totalement développée. Ce brouillard s'épaissit surtout au haut du tube pour former une stratification liquide-vapeur à très faible proportion de vapeur. La température moyenne de l'écoulement  $\bar{T}_f$  atteint alors la température saturante (voir figure 83).

Si on considère initialement un écoulement de liquide pur saturant, on observe évidemment dès que l'on chauffe un brouillard épais de bulles au haut du tube qui se transforme pratiquement aussitôt en une stratification liquide-vapeur.

Lorsque  $\bar{T}_f$  atteint  $T_{sat}$ , le taux volumique de vapeur vaut approximativement 0,02, donc le titre massique est de l'ordre de 0,01 (voir figure 60).



débit massique :  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s ; sous-refroidissement à l'entrée :  $\Delta T_{sref_e} = 0,225$  K ;  
 $z = 0,14$  m ; cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 83. — Titre massique et fraction volumique de vapeur dans un écoulement initialement sous-refroidi

Entre l'apparition de la première bulle au point  $c$  et l'obtention de la saturation au point  $h$ , lorsque  $\alpha$  augmente, l'amplitude de ses fluctuations  $\langle \alpha \rangle$  augmente aussi. Elle est liée à l'augmentation du nombre de bulles dans l'écoulement. Elle devient particulièrement importante lorsque l'on obtient la stratification et que des vagues apparaissent ; la répartition spatiale des deux phases correspond probablement à un état d'écoulement plus « instable ».

#### 4.2.3. — Ecoulements diphasiques développés

On étudie dans ce paragraphe les différents mécanismes de transfert thermique dans les écoulements d'hélium diphasique. La présente étude des échanges thermiques *locaux* avec chacune des phases doit permettre de mieux connaître la géométrie spatiale et temporelle des écoulements diphasiques et les mécanismes d'échange thermique associés.

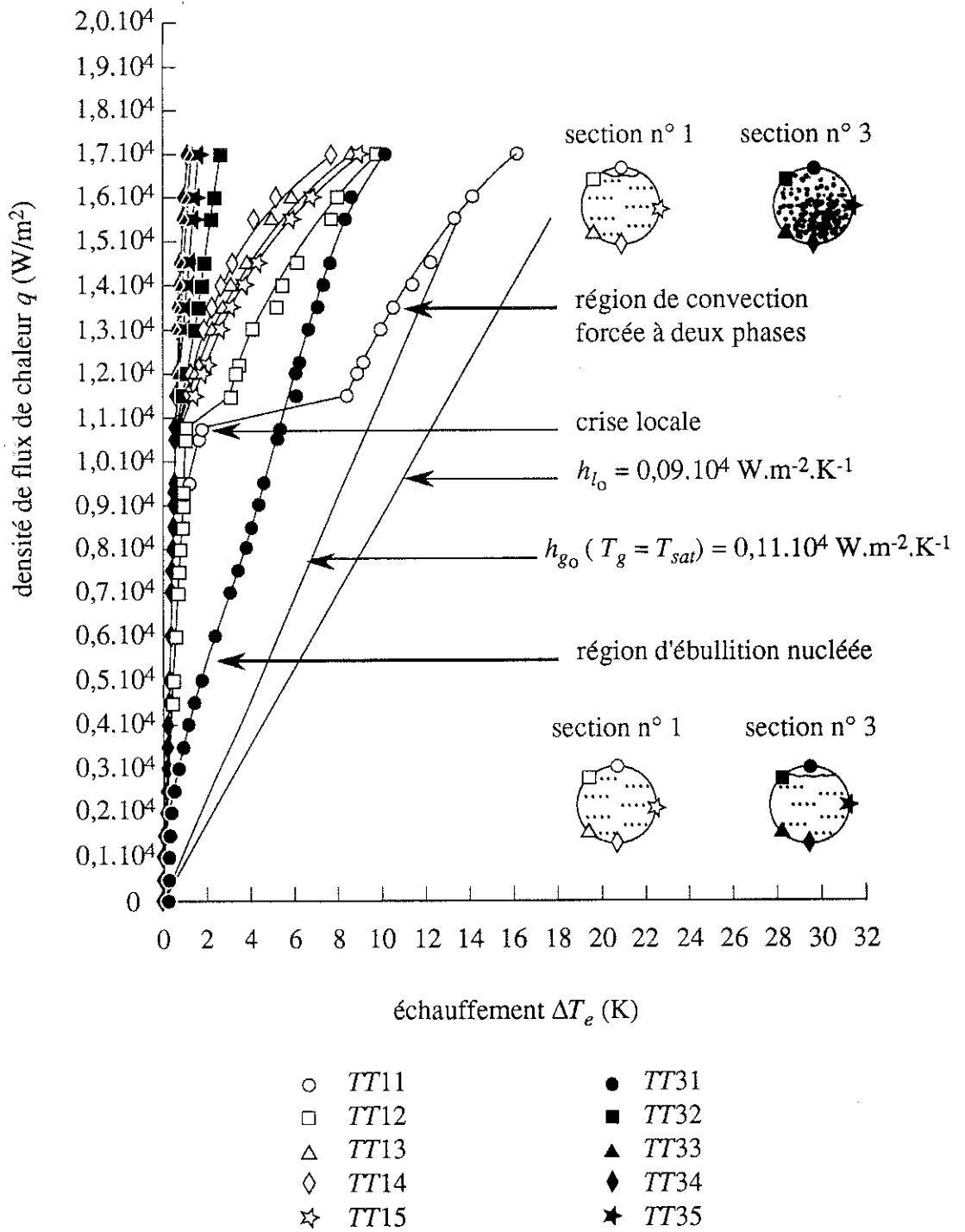
##### a. — Généralités

On mesure les échauffements en paroi aux trois sections de la cellule de longueur 0,15 m (section n° 1 à 0,01 m de l'entrée de la cellule, section n° 2 à 0,04 m et section n° 3 à 0,14 m). On s'intéresse plus particulièrement aux thermomètres de la section n° 3, puisque la couche limite thermique  $y$  est pratiquement développée ( $L_{ét}$  vaut 0,13 m à 0,19 m pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s), donc l'échange thermique  $y$  est plus significatif.

La qualité de l'échange thermique est influencé par le débit massique  $\dot{m}$ , le titre massique à l'entrée de la cellule  $x_e$  ou le titre massique « courant »  $x(z)$ , la densité de flux de chaleur déposée  $q$  et la géométrie de l'écoulement.

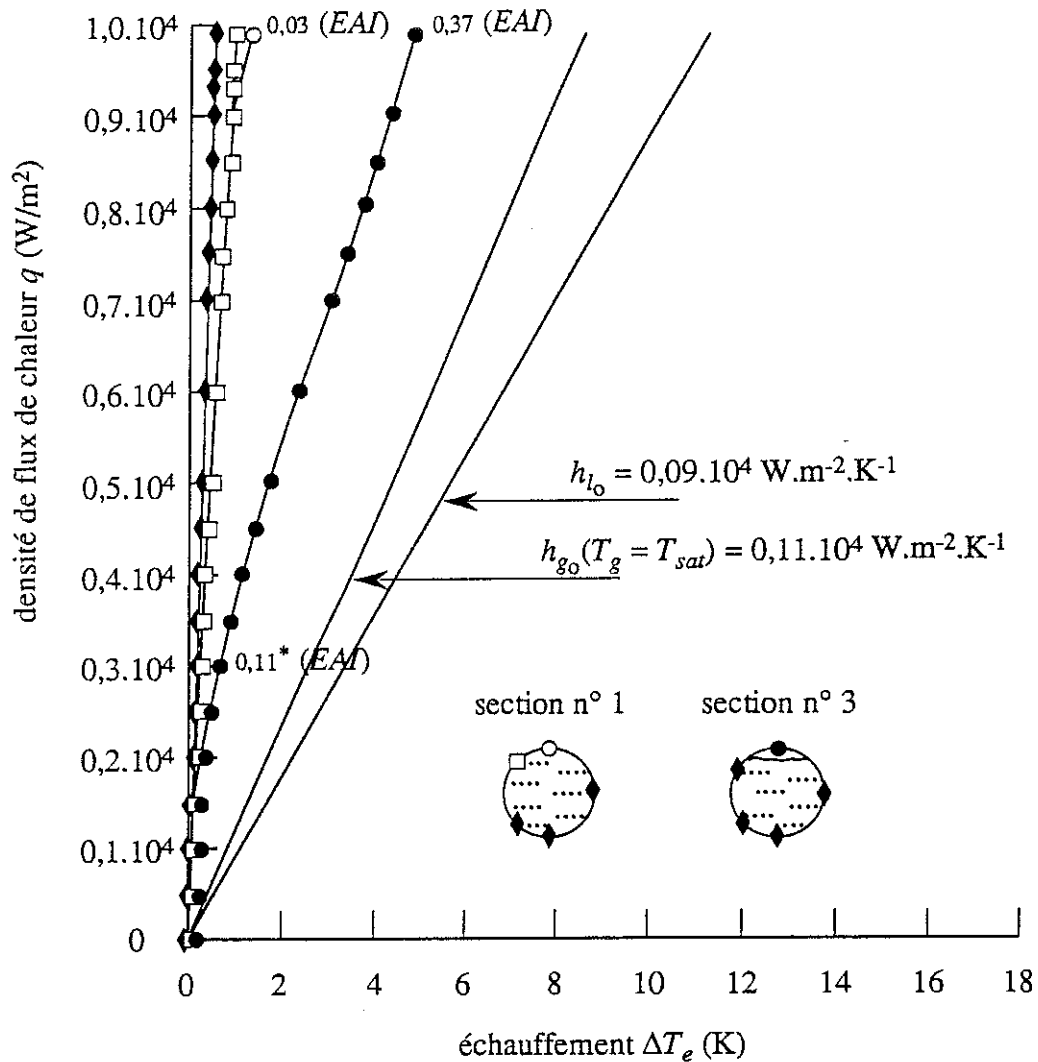
On distingue sur les courbes d'échauffement  $q(\Delta T_e)$  deux régions principales d'échange thermique, l'une avant une crise d'ébullition *locale* : la *région d'ébullition nucléée* notée régime II, l'autre après : la *région de convection forcée à deux phases* ou régime III (voir figures 84 et 85). Pour chacune de ces régions, on étudie les échanges thermiques avec la phase liquide (en paroi constamment mouillée au bas du tube) et avec la phase gazeuse (au haut du tube).





cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 84.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0$  — régimes II et III



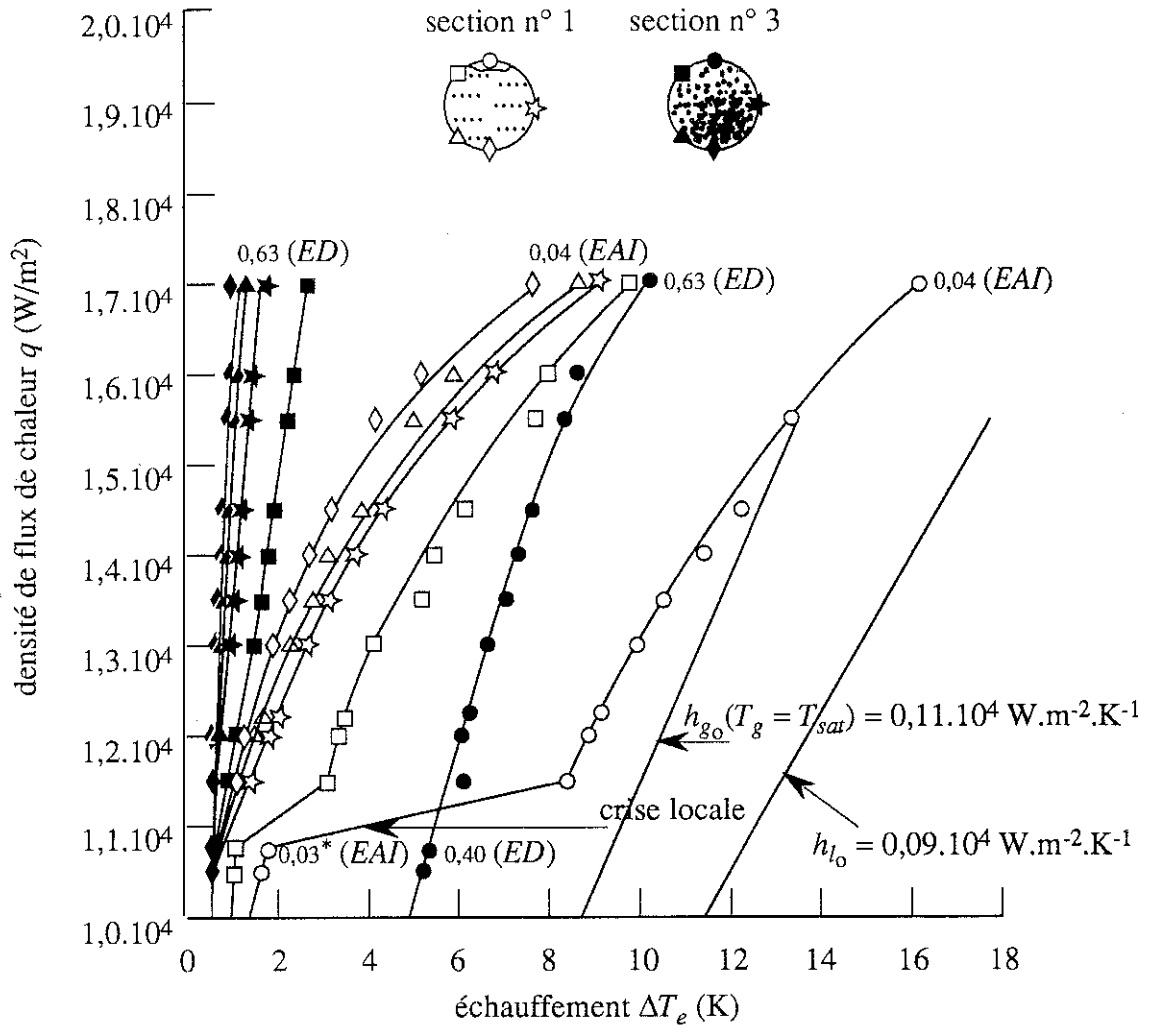
- TT11
- TT12
- TT31
- ◆  $\left\{ \begin{array}{l} TT13 \\ TT14 \\ TT15 \\ TT32 \\ TT33 \\ TT34 \\ TT35 \end{array} \right.$

\* :  $x(z)$

EAI : écoulement annulaire intermittent

cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 84.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0$  — régime II



- |        |        |
|--------|--------|
| ○ TT11 | ● TT31 |
| □ TT12 | ■ TT32 |
| △ TT13 | ▲ TT33 |
| ◇ TT14 | ◆ TT34 |
| ☆ TT15 | ★ TT35 |

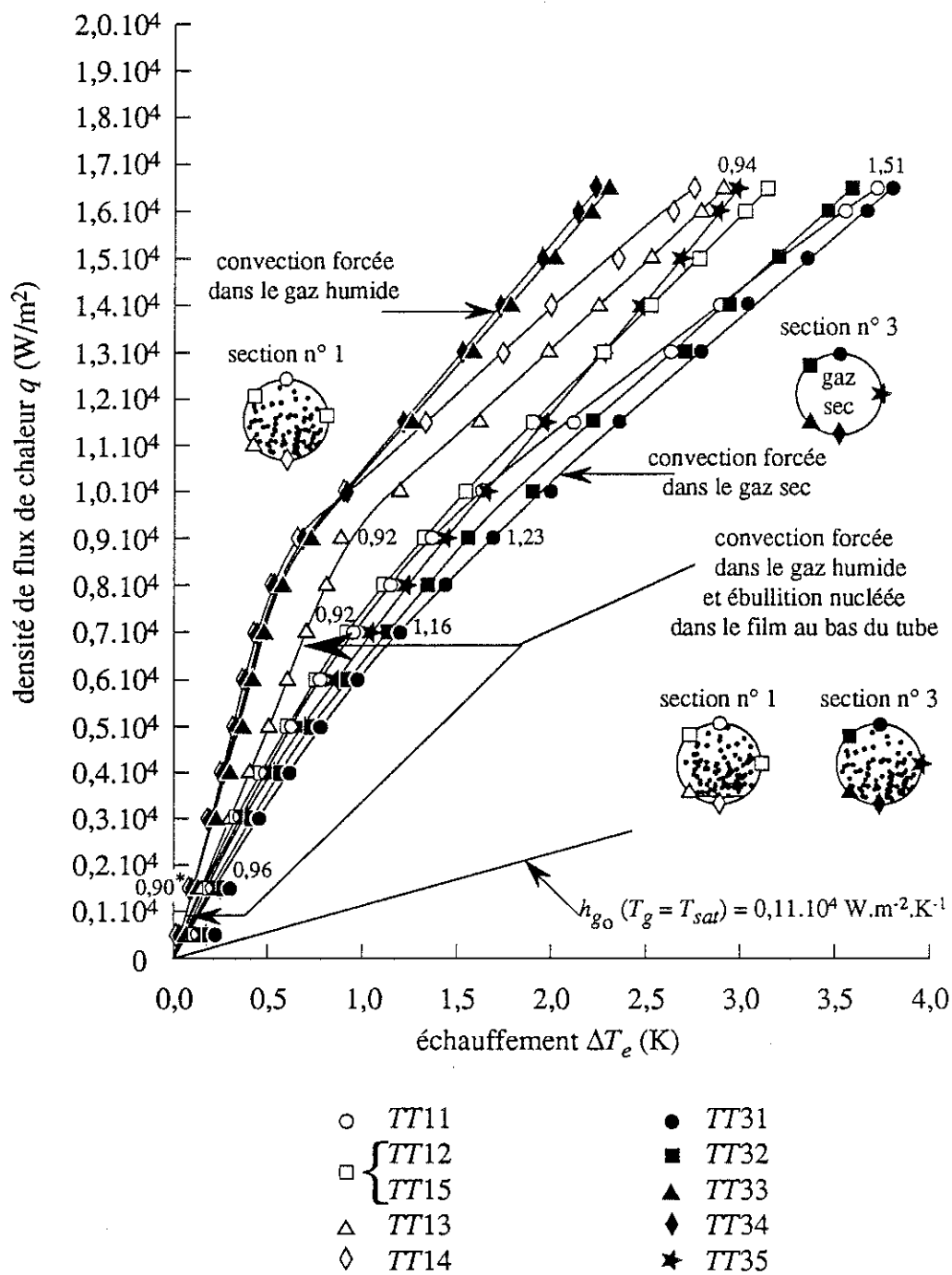
\* :  $x(z)$

ED : écoulement dispersé

EAI : écoulement annulaire intermittent

cellule de longueur chauffante 0,15 m

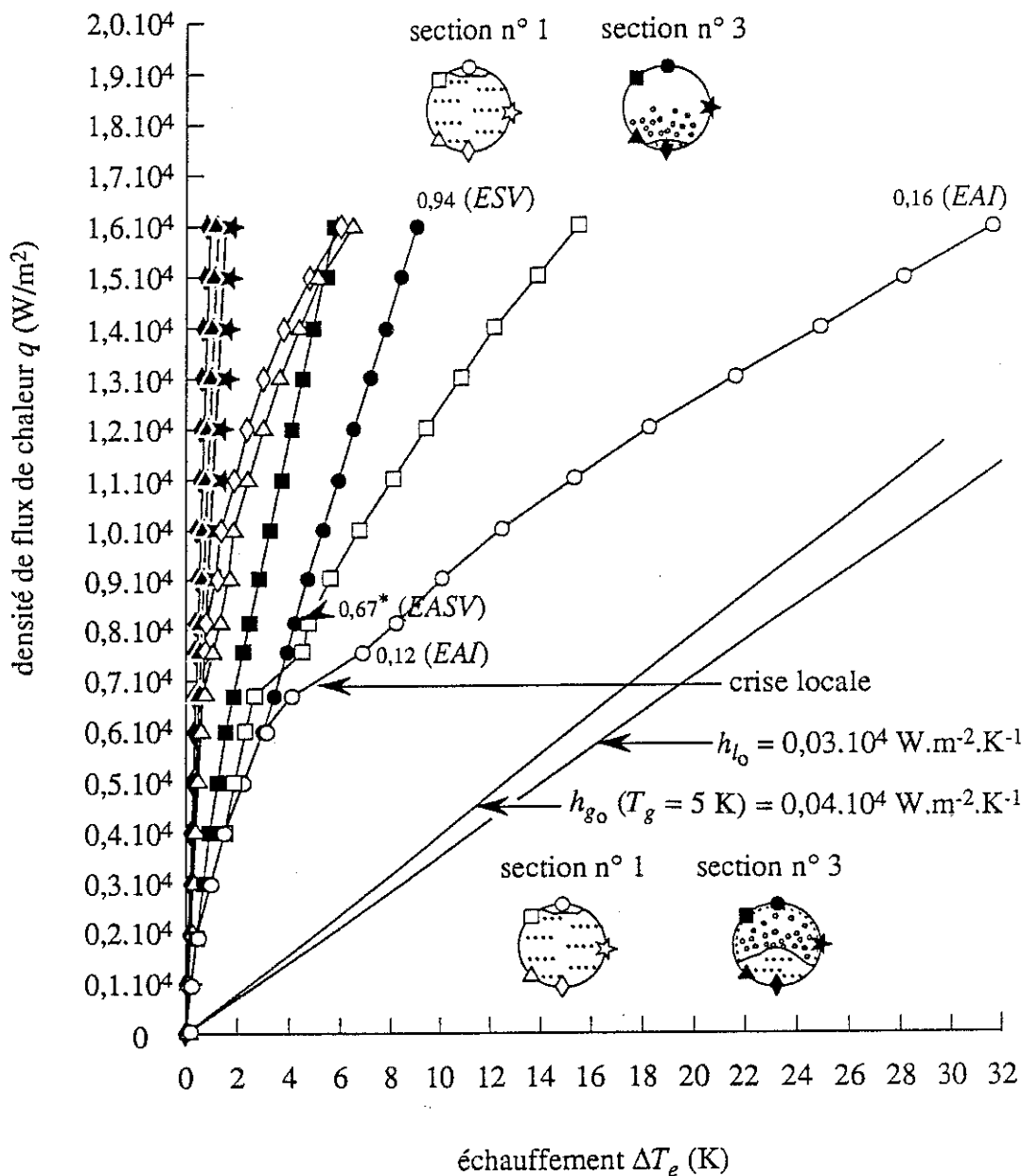
Figure 84.c. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n<sup>os</sup> 1 et 3 pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0$  — régime III



\* :  $x(z)$

cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 84.d. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,90$

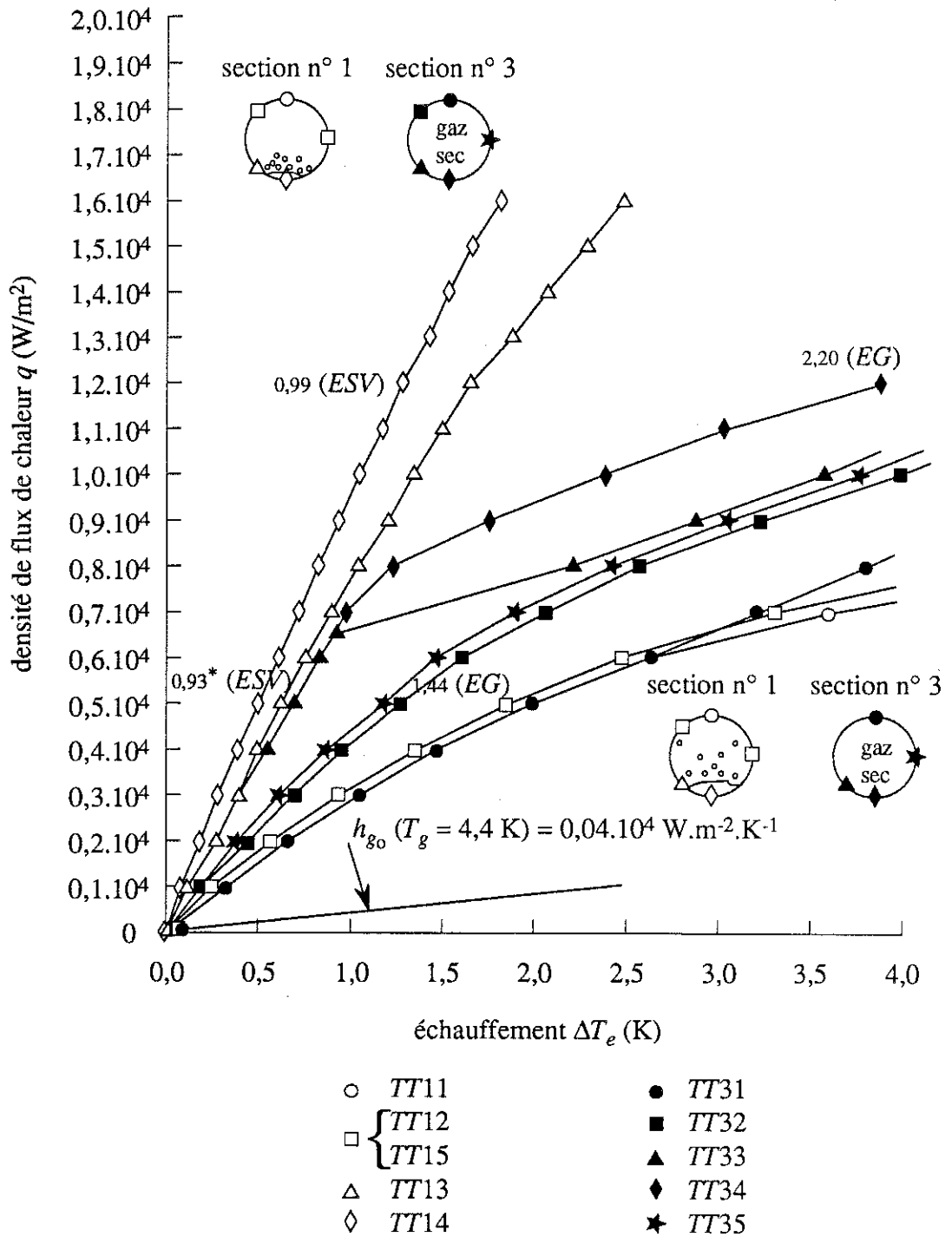


- |   |      |   |      |
|---|------|---|------|
| ○ | TT11 | ● | TT31 |
| □ | TT12 | ■ | TT32 |
| △ | TT13 | ▲ | TT33 |
| ◇ | TT14 | ◆ | TT34 |
| △ | TT15 | ★ | TT35 |

\* :  $x(z)$

EAI : écoulement annulaire intermittent  
 EASV : écoulement annulaire stratifié à vagues  
 ESV : écoulement stratifié à faibles vagues  
 cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 85.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,11$



\* :  $x(z)$

EG : écoulement de gaz

ESV : écoulement stratifié à faibles vagues  
 cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 85.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n°s 1 et 3 pour  $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,90$

Ces courbes sont typiques des échanges thermiques en écoulement diphasique. On distingue sur la figure 84.a deux grands groupes de courbes. Le groupe de gauche correspond à un très bon échange thermique de coefficient constant et supérieur à  $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Celui de droite équivaut à un échange de coefficient égal à plusieurs milliers de  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , il est intermédiaire à l'échange précédent et à celui que l'on peut obtenir en vapeur saturante sèche. On présume deux modes d'échange thermique : l'un avec la phase liquide en paroi constamment mouillée au bas du tube, l'autre avec la phase gazeuse «chargée» de micro-gouttes en paroi dite «sèche» au haut du tube.

Sur les figures 84.a et 84.b, lorsque  $q$  croît de  $0 \text{ W/m}^2$  à  $1,08.10^4 \text{ W/m}^2$ , le titre massique courant au niveau de la section n° 1 varie de 0,00 à 0,03 (si on suppose que toute la chaleur est convertie en chaleur latente de vaporisation ; on le vérifie dans le paragraphe suivant pour l'exemple choisi). L'écoulement est alors de liquide pur saturant, puis annulaire intermittent à faible taux volumique de vapeur (voir annexe K). Dans ces conditions, la paroi interne est bien mouillée en tout point. L'échange thermique se fait alors par ébullition nucléée en circulation forcée, d'où les fortes pentes des courbes  $q(\Delta T_e)$  associées aux thermomètres  $TT11$ ,  $TT12$ ,  $TT13$ ,  $TT14$  et  $TT15$ . Pour la section n° 3,  $x(z)$  varie environ de 0,00 à 0,40. L'écoulement est tour à tour : de liquide pur saturant, annulaire intermittent, dispersé. On met alors en évidence deux types d'échange au niveau de la section. Le comportement du thermomètre au haut du tube  $TT31$  correspond à un échange intermédiaire à celui de l'ébullition nucléée et à celui du gaz humide ; la paroi y est tantôt en contact avec un film liquide apporté par des vagues intermittentes, tantôt avec le gaz chargé de micro-gouttes en suspension. Au fur et à mesure que la fraction volumique de liquide diminue, le film se fait de plus en plus rare et on passe de l'échange par ébullition nucléée à celui en gaz humide ; la courbe  $q(\Delta T_e)$  se rapproche de la courbe  $q = h_{g0} \Delta T_e$  (pour  $q \approx 0,25.10^4 \text{ W/m}^2$ , voir figure 84.b). Ailleurs, la paroi est bien mouillée en permanence ; les thermomètres  $TT32$ ,  $TT33$ ,  $TT34$  et  $TT35$  indiquent un échange thermique par ébullition nucléée.

Pour des densités de flux de chaleur relativement élevées (supérieures à  $q_{ci} = 1,08.10^4 \text{ W/m}^2$ , densité de flux de chaleur critique) et côté paroi en contact prépondérant avec le liquide, on observe sur la figure 84.c deux types de changement de pente. Pour les thermomètres de la section n° 1, on met en évidence une brutale chute de l'échange thermique (qui est plus importante au haut du tube). L'écoulement qui est alors annulaire intermittent à faible taux de vapeur comporte un film liquide au haut du conduit dû au fréquent passage de vagues (fréquence de l'ordre de 2,5 Hz). Pour un flux de chaleur élevé, le film ne se reforme pas (voir paragraphe 4.3.3). On passe de l'échange par évaporation dans le film à celui par convection forcée à deux phases (convection

forcée dans le gaz «chargé» de micro-gouttes). Compte tenu des effets de la gravité en écoulement horizontal, le film s'affine surtout en haut et la «densité» de micro-gouttes dans le gaz diminue avec l'altitude ; le mouillage de la paroi est moins important au haut du tube. Ainsi, pour les thermomètres  $TT11$  et  $TT12$ , on observe un brutal «décrochement» qui correspond probablement à la vaporisation totale du film et à son non renouvellement. Juste avant le décrochement, le coefficient d'échange est de l'ordre de

grandeur du coefficient d'échange par conduction dans le film  $\frac{\lambda_l}{\delta_f} \approx 0,5 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

pour  $\delta_f \approx 4 \mu\text{m}$  (voir annexe C). Pour les thermomètres  $TT13$ ,  $TT14$  et  $TT15$ , on passe progressivement d'un régime d'échange à l'autre ; on peut penser que les bulles de plus en plus nombreuses à la paroi forment des «coalescences» en raison de la gravité. Ce phénomène ne correspond pas à une crise d'ébullition de seconde espèce que l'on a l'occasion d'observer dans les circuits de refroidissement en cuivre (voir paragraphe 2.2.4). Il s'agit d'une crise d'ébullition *locale* que permet le caractère mauvais conducteur de l'acier inoxydable. Elle n'a pas lieu dans la section n° 3 car l'écoulement est alors dispersé (il n'existe pas de film en paroi). Le mode d'échange thermique y est inchangé. Après la crise, l'échange se fait avec le gaz humide ; le coefficient d'échange est de l'ordre de  $h_{gh}$  (coefficient d'échange en gaz «chaud» humide). On observe les mêmes phénomènes sur la figure 85.a qui correspond aussi à un écoulement annulaire.

Sur la figure 84.d, lorsque  $q$  croît de  $0 \text{ W/m}^2$  à  $1,65 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ ,  $x(z)$  varie de 0,90 à 0,94 dans la section n° 1 et de 0,90 à plus de 1,00 dans la section n° 3. L'écoulement est donc dispersé. La crise d'ébullition ne peut pas avoir lieu. Lorsque la densité de gouttelettes diminue avec l'augmentation de  $q$ , l'échange thermique passe de l'échange en vapeur humide «échauffée» à celui en vapeur sèche «échauffée». L'échange est évidemment meilleur au bas du tube où la densité de gouttelettes est la plus importante. Un échange par ébullition nucléée peut s'y superposer lorsqu'il reste encore un film liquide au bas du tube pour  $x(z)$  inférieur à 0,90 environ (observable sur la cellule de visualisation) ; on observe ceci au niveau des thermomètres  $TT13$  et  $TT14$ . On constate en outre que le coefficient d'échange avec le gaz diminue avec la longueur (de la section n° 1 à la section n° 3) ; ce comportement est caractéristique du transfert thermique par convection forcée. Enfin, quelle que soit la région d'échange, le coefficient de transfert thermique est très supérieur à celui d'échange par convection forcée dans le gaz sec. L'échange présente certaines caractéristiques de l'échange en gaz humide : quelle que soit l'humidité du gaz (quelle que soit la fraction volumique de liquide), l'échange thermique est le même et vaut environ dix fois celui en gaz sec (cas de l'air humide).



Sur la figure 85.b, on passe progressivement d'un écoulement stratifié à faibles vagues à un écoulement de gaz dans la section n° 1 ; l'échange thermique dans le bas du tube évolue progressivement de l'échange par ébullition nucléée dans le liquide à celui par convection forcée dans le gaz humide. Dans la section n° 3, l'écoulement est toujours gazeux ; l'échange se fait par convection forcée en gaz humide, puis en gaz sec.

Dans les paragraphes suivants, on étudie plus en détails les échanges thermiques associés aux différentes régions mises en évidence précédemment. On y distingue essentiellement deux régimes d'échange thermique qui sont pour l'instant schématisés comme suit :

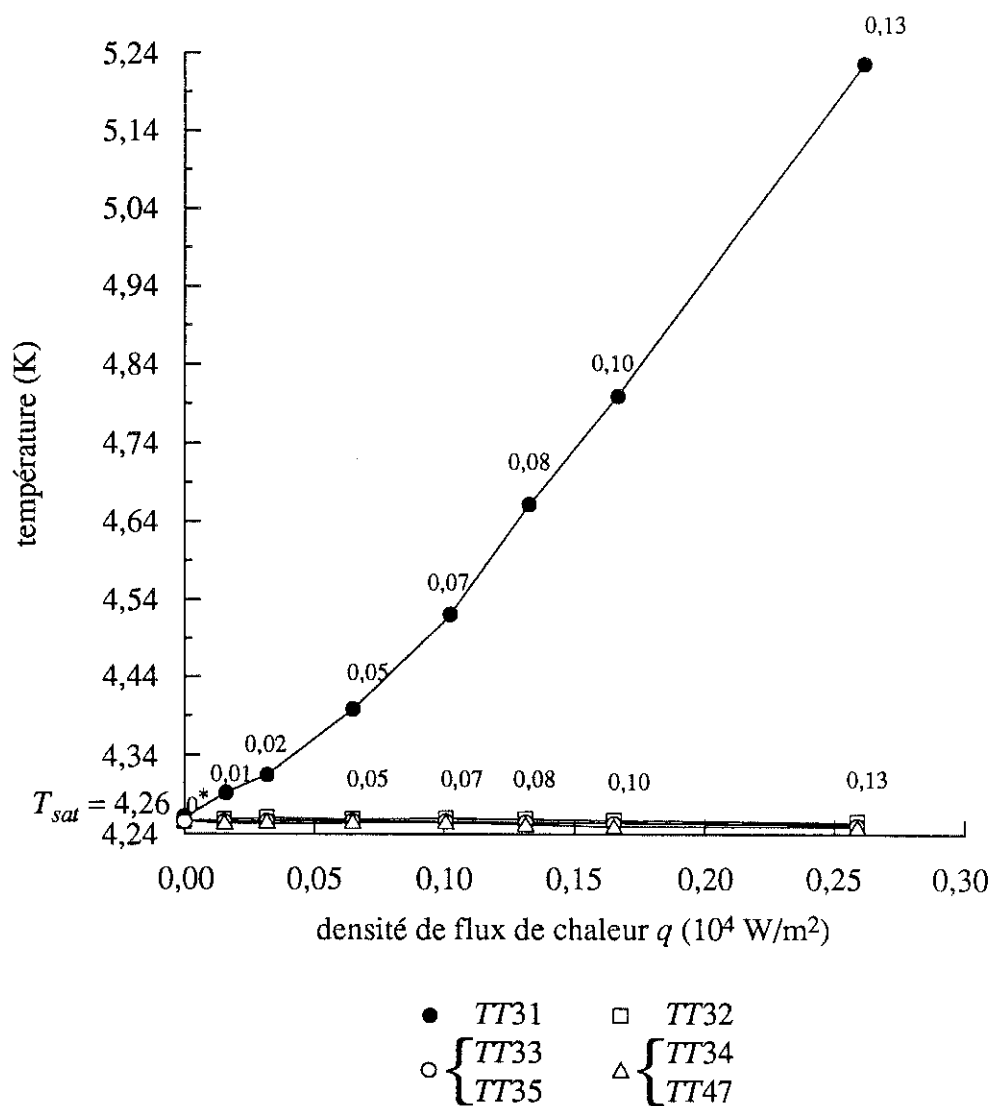
Tableau IV. — Régimes d'échange thermique dans les écoulements diphasiques

|                                | Écoulements annulaires<br>(voir figures 84.a et 85.a)   | Écoulements stratifiés à faibles vagues<br>(voir figure 85.b)  | Écoulements dispersés<br>(voir figure 84.d)                                  |
|--------------------------------|---|--|--|
| Régime II<br>(avant la crise)  | Côté liquide :<br>ébullition nucléée en convection forcée<br>Côté gaz : tantôt évaporation du film en paroi, tantôt convection forcée et évaporation de micro-gouttes | Côté liquide :<br>ébullition nucléée en convection forcée<br>Côté gaz :<br>convection forcée et évaporation de micro-gouttes | Côté gaz :<br>convection forcée et évaporation de gouttelettes en suspension |
| Régime III<br>(après la crise) | Côté liquide :<br>ébullition nucléée en convection forcée<br>Côté gaz :<br>convection forcée et évaporation de micro-gouttes  | Pas de crise<br>donc poursuite du régime II  | Pas de crise<br>donc poursuite du régime II                                  |

L'étude du coefficient d'échange thermique en écoulement diphasique met en évidence un échauffement non négligeable de la phase gazeuse. On présente les résultats correspondants aux écoulements d'hélium étudiés, avant de caractériser les échanges thermiques avec chacune des phases.

#### b. — Échauffement de la phase gazeuse

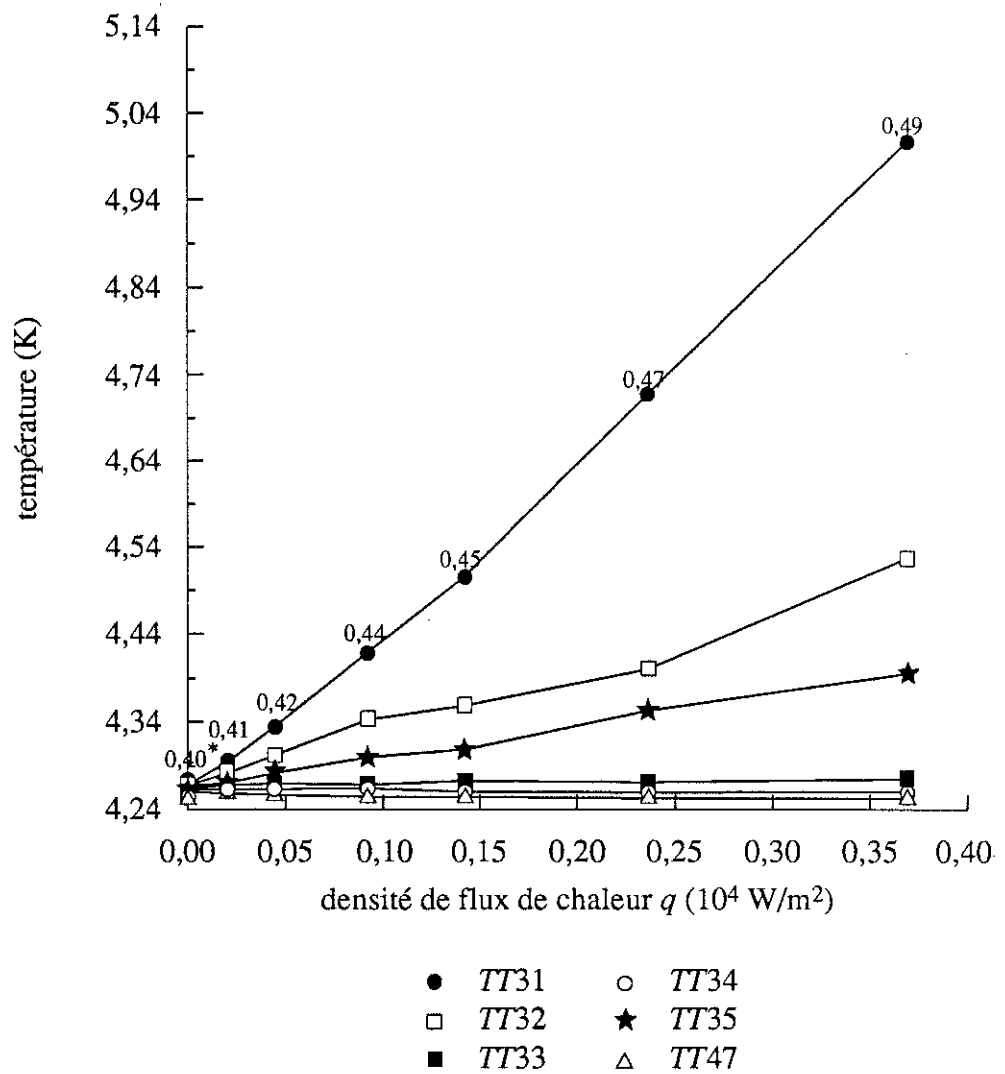
Lorsque l'écoulement reçoit de la chaleur, sa température moyenne en sortie de cellule devient supérieure à  $T_{sat}$  (thermomètre *TT47*, voir annexe E). Si on le chauffe avec la petite cellule de longueur 0,05 m, on peut mesurer la température de l'écoulement en différents points de la section n° 3 avec les thermomètres *TT31* à *TT35*.



cellule de longueur chauffante 0,05 m

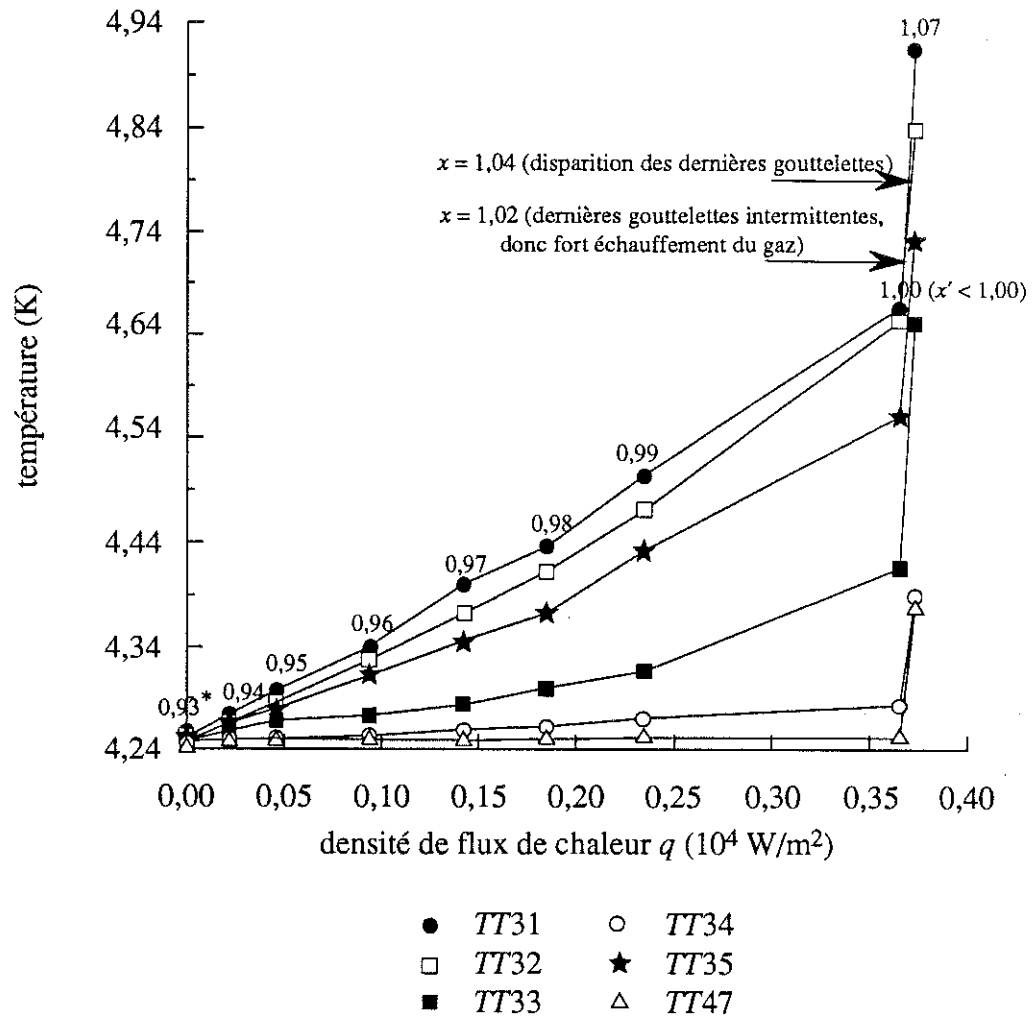
\* :  $x(z = 0,14 \text{ m})$  avec  $\Delta T_g = T_g - T_{sat} = T_{31} - T_{sat}$

Figure 86. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour  $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0$



cellule de longueur chauffante 0,05 m  
 \* :  $x(z = 0,14 \text{ m})$

Figure 87. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour  $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,40$



cellule de longueur chauffante 0,05 m

\* :  $x(z = 0,14 \text{ m})$

Figure 88. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour  $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,93$

Sur les figures 86 à 88, on distingue la phase liquide saturante et la phase de vapeur «échauffée» quel que soit le type d'écoulement. Pour les zones intermédiaires qui sont tantôt en contact avec le liquide, tantôt avec le gaz, on note une température intermédiaire.

Partant d'un titre massique nul à l'entrée ( $x_e = 0$ ), on échauffe immédiatement la fraction de vapeur créée dans la cellule chauffante par vaporisation du liquide (voir figure 86).

Plus le débit  $\dot{m}$  et le titre massique de vapeur  $x_e$  sont élevés, moins le gaz s'échauffe (voir figures 86 à 88). Pour un débit donné, lorsque le titre massique

augmente, on peut observer successivement des écoulements annulaires, puis stratifiés à faibles vagues ou bien des écoulements annulaires, puis dispersés. Pour un certain flux de chaleur fonction du débit, les dernières gouttelettes en écoulement stratifié ou dispersé se vaporisent et le gaz s'échauffe brutalement (voir figure 88).

Tant qu'il existe une fraction de liquide, la chaleur supplémentaire déposée sert à sa vaporisation et à un échauffement supplémentaire du gaz. La chaleur déposée du côté du liquide est transformée en chaleur d'ébullition nucléée qui contribue à l'augmentation du titre de vapeur à l'interface (la conductance thermique à l'interface  $h_i$  est très grande, voir paragraphe 2.2.2). Du côté de la phase gazeuse, la chaleur est transférée tantôt au film pariétal et contribue à sa vaporisation, tantôt au gaz et contribue à son échauffement. Seule l'existence d'un film pariétal intermittent peut expliquer l'échauffement de la phase gazeuse.

Les mesures d'échauffement du gaz  $\Delta T_g$  confirment ceci (voir tableaux V et VI). Elles permettent d'établir que dans tous les cas :

$$\Delta Q = \Delta x \dot{m} L + \dot{m}_g c_{p_g} \Delta T_g \quad (66)$$

où  $\Delta Q$  représente la *quantité supplémentaire de chaleur déposée* ;  $\dot{m}_g$  le *débit massique du gaz* ( $\dot{m}_g = x\dot{m}$ ) ;  $\Delta T_g$  sa *variation de température* correspondant à  $\Delta Q$  (l'écoulement de gaz étant fortement turbulent, on suppose que la température  $y$  est homogène).

Tableau V. — Echauffement de la vapeur pour un débit massique de  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et un titre massique à l'entrée de 0

|                            |                |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $q$<br>( $10^4$ W/m $^2$ ) | 0,00 à<br>0,05 | 0,14  | 0,27  | 0,33  | 0,43  | 0,57  | 0,70  |
| $T_g$ (K)                  | 4,226          | 4,237 | 4,586 | 4,777 | 4,804 | 4,923 | 5,084 |
| $T_{47}$ (K)               | 4,226          | 4,231 | 4,244 | 4,257 | 4,273 | 4,287 | 4,315 |
| $q$<br>( $10^4$ W/m $^2$ ) | 0,87           | 1,01  | 1,12  | 1,20  | 1,33  | 1,43  | 1,67  |
| $T_g$ (K)                  | 5,302          | 5,474 | 5,730 | 5,810 | 5,938 | 6,146 | 6,274 |
| $T_{47}$ (K)               | 4,347          | 4,382 | 4,414 | 4,424 | 4,440 | 4,466 | 4,482 |

Tableau VI. — Echauffement de la vapeur pour un débit massique de  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et un titre massique à l'entrée de 0

|                            |                |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $q$<br>( $10^4$ W/m $^2$ ) | 0,00 à<br>0,20 | 0,43  | 0,62  | 1,00  | 1,20  | 1,40  | 1,65  |
| $T_g$ (K)                  | 4,310          | 4,374 | 4,454 | 4,750 | 4,857 | 4,996 | 5,110 |
| $T_{47}$ (K)               | 4,310          | 4,314 | 4,319 | 4,343 | 4,351 | 4,370 | 4,380 |

On constate que l'échauffement du gaz est d'autant plus faible que le débit ou le titre massique sont élevés. Pour un débit de l'ordre de  $6 \cdot 10^{-3}$  kg/s, il est négligeable

(inférieur à 10 mK) si  $x_e$  est supérieur à 0,5 environ. Pour une densité de flux de chaleur de l'ordre de  $2.10^4 \text{ W/m}^2$ , on peut obtenir, pour les débits considérés, des échauffements maximaux de 2 K. Dans les circuits de réfrigération pour lesquels les densités de flux de chaleur sont généralement de l'ordre de quelques dizaines de  $\text{W/m}^2$ , l'échauffement de la phase gazeuse est négligeable.

Ainsi, lorsque l'on chauffe un écoulement diphasique, sa température ne demeure pas homogène. La phase liquide se maintient à l'équilibre de saturation en assurant une ébullition. La phase gazeuse s'échauffe car le *temps d'atténuation du phénomène thermique*  $t_{th}$  est grand comparé au temps de passage de l'écoulement dans la cellule chauffante. On mesure pour différents écoulements et flux de chaleur  $t_{th} \approx 5 \text{ s}$  à  $t_{th} \approx 10 \text{ s}$ , alors que l'écoulement parcourt la cellule de longueur 0,15 m en 1 s au plus. On observe les mêmes échauffements avec les cellules en acier inoxydable et en cuivre de longueur 0,15 m (à au plus 30 mK près) ; il s'agit d'une caractéristique de l'écoulement diphasique chauffé.

On est alors amené à évaluer des coefficients d'échange associés à un écoulement en «déséquilibre thermique». On verra plus loin que la présence de microgouttes en suspension dans le gaz chaud (présence assurée par un renouvellement permanent par la phase liquide) assure toutefois un bon échange thermique.

Afin de pouvoir calculer le coefficient d'échange *local* avec le gaz

$h_g = \frac{q}{T_{p_i} - T_g}$  dans la section n° 3, on utilise la mesure automatique de la température  $T47$ . Lorsque l'on chauffe l'écoulement, on crée comme on l'a vu une discontinuité de la température dans l'écoulement que «moyenne» en apparence la paroi en cuivre bonne conductrice. On mesure ainsi une température moyenne apparente en  $TT47$ . Compte tenu des longueurs d'atténuation thermique (0,75 m à 6 m selon le débit), on suppose que l'écoulement est inchangé entre la sortie de cellule et  $TT47$  distants de 0,063 m. Un simple bilan thermique en  $TT47$  (donc en sortie de cellule) permet d'écrire pour une bonne conductivité thermique du cuivre et en supposant un échange à l'interface liquide-gaz négligeable :  $h_l s_l (T47 - T_l) = h_g s_g (T_g - T47)$  où  $T_l = T_{sat}$  ;  $h_l$  et  $h_g$  sont les *coefficients d'échange locaux* associés au liquide et au gaz respectivement ;  $s_l$  et  $s_g$  les *surfaces d'échange* qui correspondent aux aires de paroi «mouillée» et «non mouillée» respectivement.

Pour l'unité de longueur d'écoulement, on a :

$$T47(h_l \theta_m + h_g(1 - \theta_m)) = h_l \theta_m T_l + h_g(1 - \theta_m) T_g \quad (67)$$

où  $\theta_m$  représente la *fraction de périmètre mouillé* (il s'agit d'un périmètre «moyenné» temporellement puisque l'interface liquide-gaz n'est pas bien délimitée).

Le titre massique et le taux volumique de vapeur au niveau de la section de visualisation sont les mêmes qu'au niveau de *TT47*. On peut ainsi associer à la mesure de température moyenne *T47* un taux local de vapeur donc une fraction locale de périmètre mouillé  $\theta_m$ . On évalue *visuellement*  $\theta_m$  à 10 % près (les écoulements sont principalement stratifiés avec des vagues plus ou moins amples. On ne peut pas déterminer  $\theta_m$  avec le capteur capacitif qui n'est étalonné que pour les deux phases à la *saturation*). On peut alors estimer la température du gaz  $T_g$  au niveau de *TT47* en supposant dans un premier

temps que  $h_l = h_g$  :  $T_g = \frac{T_{47} - \theta_m T_{sat}}{1 - \theta_m}$ . On en déduit alors les coefficients  $h_l$  «construit»

avec  $T_{sat}$  et  $h_g$  «construit» avec  $T_g$  des mesures de températures pariétales (voir paragraphe suivant). On obtient une nouvelle valeur de  $T_g$  et par itérations successives on aboutit à la valeur exacte de  $T_g$  qui permet de calculer  $h_g$ .

### c. — Régime II : région d'ébullition nucléée

On étudie dans ce paragraphe les échanges thermiques dans la *région dite d'ébullition nucléée*. Elle correspond aux flux de chaleur inférieurs au flux critique (associé à la crise d'ébullition locale, voir figures 84 et 85). On s'intéresse à l'échange thermique avec chaque phase, afin de déterminer les mécanismes d'échange thermique existants.

#### c.1. — Echange thermique avec la phase liquide

##### c.1.a. — Comportement vis-à-vis des différents paramètres

Afin d'évaluer le coefficient d'échange thermique avec la phase liquide dans la région d'ébullition nucléée  $h_{lEN}$ , on considère des configurations d'écoulement intermittentes pour lesquelles le titre massique  $x_e$  est suffisamment faible ( $x_e$  égale 0,00 à 0,50) pour que le bas du tube soit constamment en contact avec le liquide. Ainsi, on étudie l'échange avec le liquide seul. On ne fait pas intervenir l'influence du titre ; le coefficient d'échange est fonction de  $q$  du point de vue de l'échange par ébullition nucléée près de la paroi et du débit massique *total*  $\dot{m}$  (paramètres  $q$  et  $\dot{m}$  indépendants). On mesure alors la température de paroi externe  $T_{pe}$  dans la section n° 3 avec le thermomètre *TT34* placé au bas du tube et on en déduit  $h_{lEN}$ . L'ensemble des mesures correspondantes permet d'établir par *régression linéaire* un certain nombre de relations intéressantes.

Les mesures effectuées pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $x_e = 0,00$  à  $0,50$ ,  $q = 0$  W/m<sup>2</sup> à  $q_{ci}$  (densité de flux de chaleur critique) permettent d'établir les relations données dans le tableau suivant :

Tableau VII. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régime II

|  |
|--|
| $h_{lEN}$ est proportionnel à $q^{0,28}$       |
| $h_{lEN}$ est proportionnel à $\dot{m}^{0,27}$ |

où le coefficient d'échange thermique est donné avec une précision de 10 % à 15 %.

Ainsi, le coefficient d'échange par ébullition nucléée croît avec le flux de chaleur déposé. La couche de liquide surchauffé en paroi est de plus en plus chaude, donc des bulles de plus en plus grosses se forment augmentant ainsi l'échange thermique.

En outre, on met en évidence l'effet, quoique faible, du débit sur l'échange par ébullition nucléée. Lorsque le débit augmente, la couche limite thermique s'affine ; l'ébullition doit être moins importante. La convection forcée a donc sans doute pour effet d'augmenter l'échange thermique par l'intermédiaire de la *couche limite dynamique*. En effet, si l'«initialisation» et la croissance d'une bulle ont lieu dans la couche limite thermique, son décrochement est probablement facilité par la présence de la couche limite dynamique (voir figure 38). Il est alors possible que l'écoulement influence le décrochement. En provoquant le détachement d'une bulle, il laisse la place à une nouvelle nucléation possible au niveau de la cavité.

On étudie aussi l'évolution de  $h_{lEN}$  avec la longueur chauffante  $L_{ch}$ . Des mesures sont effectuées avec les thermomètres *TT14*, *TT24* et *TT34* dans les trois sections nos 1, 2 et 3 correspondant aux cotes de 0,01 m, 0,04 m et 0,14 m.



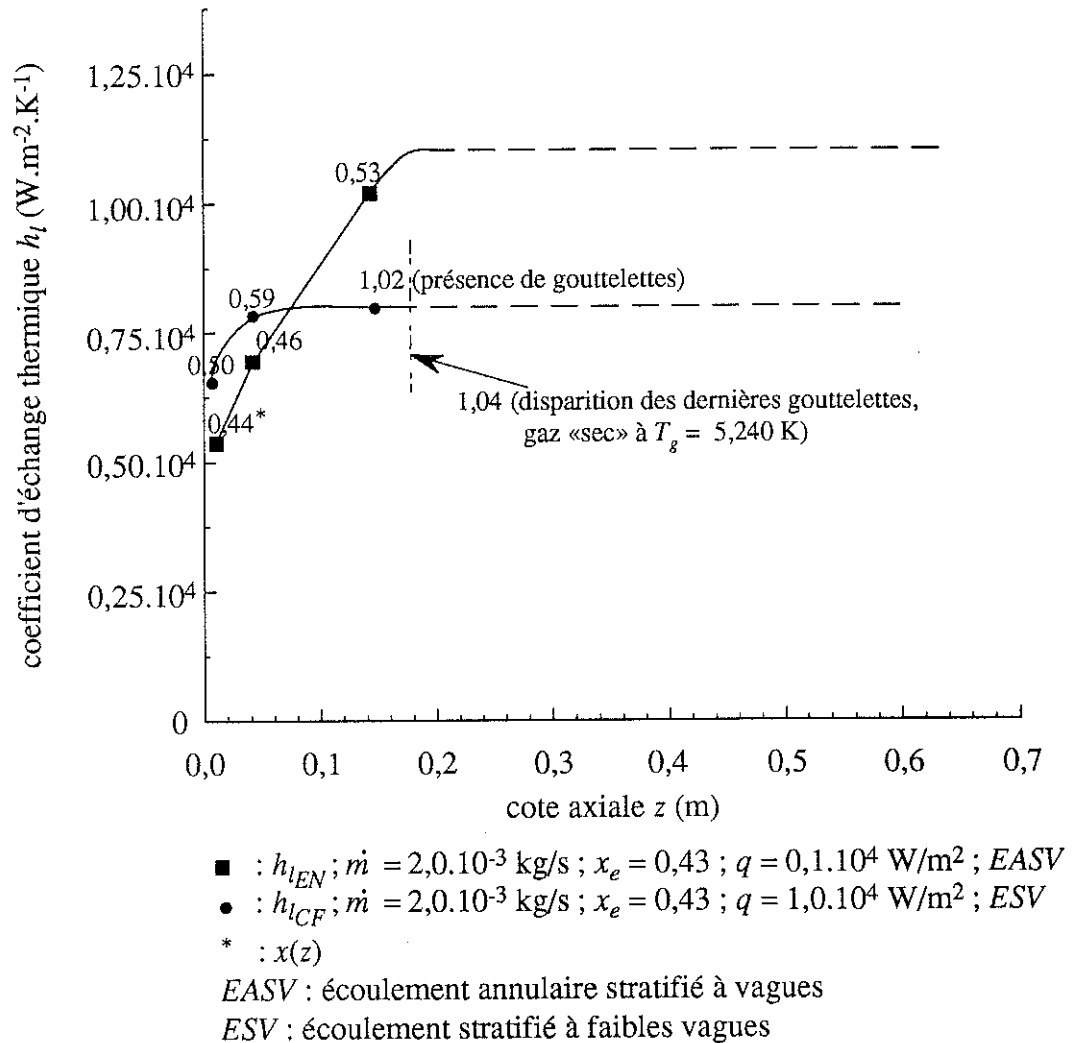


Figure 89. — Coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régimes II et III en fonction de la cote axiale

Entre  $z = 0$  m et  $z = 0,14$  m,  $h_{l_{EN}}$  augmente (voir figure 89). L'ébullition nucléée étant totalement développée en paroi, l'augmentation de  $h_{l_{EN}}$  est due probablement à l'épaississement de la couche limite thermique qui permet la formation de bulles de plus en plus grosses et de plus en plus nombreuses à la paroi. Il s'agit d'un effet d'entrée qui correspond probablement au démarrage de l'ébullition nucléée.

*c.l.b.* — Valeur du coefficient d'échange thermique et comparaison avec l'ébullition nucléée en bain

Pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $q = 0$  W/m<sup>2</sup> à  $q_{cF}$ ,  $h_{l_{EN}}$  est compris entre approximativement  $0,4 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> et  $1,5 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> (voir figures 84.b, 84.d, 85.a et 85.b).

Si on compare l'échange par ébullition nucléée dans le liquide en circulation forcée avec l'échange par ébullition nucléée en bain d'hélium liquide, on constate que l'échange en circulation est de une à cinq fois plus important :  $h_{lEN} \approx 0,4.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  à  $1,5.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et  $h_{lENB} \approx 0,3.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  sous la pression atmosphérique (J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968). Ceci est probablement dû à l'effet convectif de l'écoulement.

L'effet de la densité de flux de chaleur  $q$  est moins important en circulation qu'en bain :  $h_{lEN}$  est proportionnel à  $q^{0,28}$  et  $h_{lENB}$  est proportionnel à  $q^{0,67}$  (J. A. Clark<sup>22</sup>, 1968). Ceci est probablement dû à la finesse de la couche limite thermique en écoulement turbulent (celle en bain est épaisse, puisque l'échange par convection naturelle est faible) qui limite la nucléation à de plus petites bulles qu'en bain.

## c.2. — Echange thermique avec la phase gazeuse

### c.2.a. — Comportement vis-à-vis des différents paramètres

On mesure l'échange thermique au haut du tube avec le thermomètre TT31 lorsque le titre massique de gaz est assez élevé pour qu'il n'y ait pas de vagues qui déferlent au haut du tube ;  $x_e$  égale 0,90 à 0,98. Ainsi, seuls interviennent les paramètres  $q$  et  $\dot{m} \approx \dot{m}_g$ . On obtient par régression linéaire des relations qui permettent de mieux comprendre les mécanismes de transfert thermique avec le gaz «chargé» de micro-gouttes (le coefficient  $h_{gEN}$  est défini par rapport à la température  $T_g$  et est donné à 15 % près).

Tableau VIII. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase gazeuse en régime II

|  |
|--|
| $h_{gEN}$ est proportionnel à $\dot{m}_g^{0,81}$ |
| $h_{gEN}$ est proportionnel à $q^{-0,14}$        |

Ces résultats sont en accord avec la *corrélation de Dittus-Boelter* dans laquelle le coefficient d'échange thermique par convection forcée est proportionnel à  $\dot{m}^{0,8}$ . Ainsi, côté gaz, la convection forcée joue un rôle dans l'échange thermique. Il s'agit de la convection du gaz et des micro-gouttes en suspension qui se déplacent à la même vitesse — vitesse associée au débit massique de la phase gazeuse —. A ce mécanisme d'échange s'ajoute celui de l'évaporation (et sans doute dans une moindre mesure de la convection) des micro-gouttes. On constate que cet échange est pratiquement indépendant du flux de chaleur. Lorsque  $q$  augmente, les micro-gouttes se vaporisent et sont constamment renouvelées par la phase liquide. L'humidité du gaz est donc invariable et l'échange thermique demeure pratiquement constant. Le coefficient d'échange thermique est égal au

coefficient d'échange par convection forcée dans la vapeur «échauffée» humide  $h_{gh}$  qui vaut environ dix fois le coefficient en vapeur échauffée sèche  $h_{g_0}$ .

Entre  $z = 0$  m et  $z = 0,14$  m, le coefficient  $h_{gEN}$  demeure constant tant qu'il y a des micro-gouttes dans le gaz. Lorsque le gaz devient «sec»,  $h_{gEN}$  diminue comme tout coefficient d'échange par convection forcée pour tendre lentement vers le coefficient  $h_{g_0}$ .

On met ainsi en évidence une caractéristique intéressante des écoulements d'hélium diphasique : l'existence de *micro-gouttes* dans la vapeur échauffée. A l'exception des écoulements stratifiés à vagues à très faible proportion de liquide ( $1 - x \leq 0,1$ ), le gaz est toujours «chargé» de micro-gouttes. Le mouvement des vagues (fréquence  $\approx 2,5$  Hz) et l'arrachement de fines micro-gouttes à l'interface par le gaz de «grande» vitesse (glissement de l'ordre de trois pour les écoulements stratifiés à vagues) induisent un «brouillard» de fines micro-gouttes dans le gaz. L'équilibre thermique de ces micro-gouttes dans une vapeur échauffée est *impossible*. Seul le renouvellement *permanent* du brouillard peut expliquer le maintien de micro-gouttes dans le gaz et donc d'un bon échange thermique. Le transfert thermique dans le gaz est ainsi probablement assuré par sa convection, par celle due à l'agitation des micro-gouttes et par leur vaporisation. On explique ainsi la qualité de l'échange thermique avec le gaz pourtant «chaud». On retrouve un processus d'échange semblable à celui qui existe dans l'air humide : le coefficient d'échange est indépendant de la densité de micro-gouttes et vaut de dix à vingt fois celui en air sec (voir ci-après). On constate effectivement que le coefficient d'échange  $h_{gEN}$  est constant jusqu'à obtention d'un écoulement stratifié à faibles vagues ( $x > 0,95$  environ, voir figure 85.b) ; il n'existe plus de phase liquide pour assurer l'alimentation en micro-gouttes. Il en va de même pour un écoulement dispersé à faible proportion de gouttelettes ( $x > 0,98$  environ, voir figure 84.d), lorsqu'un film liquide au bas du tube n'existe plus.

*c.2.b. — Valeur du coefficient d'échange thermique et comparaison avec la convection forcée seule*

Pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s,  $q = q_{ci}$  à  $0$  W/m<sup>2</sup>,  $h_{gEN}$  est compris entre approximativement  $0,1 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> et  $1,0 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> (voir figures 84.b, 84.d et 85).

Quel que soit l'écoulement,  $h_{gEN}$  est environ dix fois supérieur au coefficient de convection forcée dans le gaz saturant seul  $h_{g_0}$  ( $h_{g_0} \approx h_{v_0}$  dans l'exemple de la figure 84.d car l'échauffement du gaz est relativement faible — 10 mK environ —) qui est compris entre  $0,04 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> et  $0,11 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s. Pour un débit donné, la densité de gouttelettes ou de micro-gouttes

(suivant le type d'écoulement) semble être indépendante des paramètres d'écoulement, pourvu qu'il existe une phase liquide au bas du tube pour alimenter la phase gazeuse en gouttelettes ou en micro-gouttes.

Ainsi, quel que soit l'écoulement, pourvu que le titre massique soit inférieur à 0,98 en écoulement dispersé et à 0,95 en écoulement stratifié, les coefficients d'échange thermique  $h_{lEN}$  et  $h_{gEN}$  sont bons. Le transfert thermique est efficace dans tout l'écoulement diphasique. On y reviendra plus précisément dans le paragraphe e ci-après.

d. — Régime III : région de convection forcée à deux phases

Comme le titre massique est relativement élevé, l'échange thermique au haut du tube ne se fait plus par convection forcée en «gaz humide» et par évaporation du film liquide déposé en paroi par les vagues (que l'écoulement soit stratifié à vagues ou intermittent), mais seulement par convection forcée en «gaz humide». On observe dans le tube de visualisation un écoulement dispersé ou un écoulement stratifié à vagues de faible amplitude et à très faible densité de micro-gouttes.

Dans ce paragraphe, on étudie localement les échanges thermiques en *région dite de convection forcée à deux phases*. On effectue la même démarche que dans la région d'ébullition nucléée.

d.1. — *Echange thermique avec la phase liquide*

d.1.a. — *Comportement vis-à-vis des différents paramètres*

On considère l'échange thermique au niveau du thermomètre *TT34* pour différents types d'écoulements et pour une densité de flux de chaleur supérieure à la densité de flux critique  $q_{ci}$  qui correspond à l'apparition de la crise. On obtient les relations suivantes pour le coefficient  $h_{lCF}$ . Elles sont semblables à celles obtenues pour  $h_{lEN}$ , puisque l'on considère dans les deux cas l'échange thermique avec la phase liquide.

Tableau IX. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régime III

|  |
|--|
| $h_{lCF}$ est proportionnel à $q^{0,21}$       |
| $h_{lCF}$ est proportionnel à $\dot{m}^{0,28}$ |

L'effet du flux de chaleur est du même ordre de grandeur qu'en régime II :  $q^{0,21}$  au lieu de  $q^{0,28}$ . La petite différence au niveau de l'exposant est due aux imprécisions de mesure ; l'exposant est donné à 5 % près (il en est de même pour tous les exposants associés à  $q$  et  $\dot{m}$ ). Le coefficient  $h_{ICF}$  se comporte de la même façon que le coefficient  $h_{IEN}$  quand  $z$  augmente (voir figure 89) ; les coefficients  $h_{ICF}$  et  $h_{IEN}$  sont identiques par définition.

*d.1.b. — Valeur du coefficient d'échange thermique et comparaison avec le coefficient d'échange dans la région d'ébullition nucléée*

Le coefficient  $h_{ICF}$  est compris approximativement entre  $1,0 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $1,7 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  à  $6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ ,  $q = q_c$  à  $2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ . Il est un peu supérieur à  $h_{IEN}$  ( $h_{IEN}$  égale  $0,4 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $1,5 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Ceci est dû au fait que  $h_{ICF}$  correspond à des densités de flux de chaleur  $q$  plus grandes, donc à une nucléation plus importante.

*d.2. — Echange thermique avec la phase gazeuse*

*d.2.a. — Comportement vis-à-vis des différents paramètres*

On étudie l'échange thermique au haut du tube au niveau du thermomètre TT31 pour différents types d'écoulements et pour une densité de flux de chaleur supérieure à la densité de flux critique. On obtient les relations suivantes :

Tableau X. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase gazeuse en régime III

|  |
|--|
| $h_{gCF}$ est proportionnel à $\dot{m}_g^{0,79}$ |
| $h_{gCF}$ est proportionnel à $q^{-0,44}$        |

Du côté de la paroi en contact avec la phase gazeuse, le transfert thermique se fait en partie par convection forcée, d'où le terme  $\dot{m}^{0,79}$  qui est en accord avec la *corrélacion de Dittus-Boelter*.

Quand  $q$  augmente, le «brouillard» est de moins en moins épais, donc l'échange thermique se rapproche de l'échange thermique en gaz sec (voir figures 84.c, 84.d et 85.b). Cet effet est inexistant en régime II ( $h_{gEN}$  proportionnel à  $q^{-0,14}$ ) car le brouillard y est constamment «réalimenté». En régime III, l'écoulement dispersé ou à

faibles vagues ne dispose pas d'une phase liquide en partie inférieure du tube qui puisse alimenter le brouillard.

*d.2.b. — Valeur du coefficient d'échange thermique et comparaison avec le coefficient d'échange en gaz humide*

Le coefficient  $h_{gCF}$  est compris approximativement entre  $0,05 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $0,80 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  à  $6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ ,  $q = 2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  à  $q_{ci}$ . Il est du même ordre de grandeur que le coefficient  $h_{gEN}$  ( $h_{gEN}$  égale  $0,1 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $1,0 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Ainsi, pour un débit donné, tant que le brouillard existe dans le gaz, quelle que soit sa densité, l'échange thermique demeure constant.

Le coefficient  $h_{gCF}$  est environ dix fois supérieur au coefficient de convection forcée dans le gaz saturant  $h_{go}$ . On met toujours en évidence l'échange en *vapeur échauffée humide*.

En conclusion, les coefficients d'échange thermique avec les phases liquide et gazeuse sont bons tant que le titre massique «courant» est inférieur à 0,98 environ (pour un titre supérieur, la densité de gouttelettes ou de micro-gouttes commence à diminuer). Ainsi, le transfert thermique est efficace dans tout écoulement diphasique. Les échanges thermiques dans les écoulements à deux phases sont bien meilleurs que dans les écoulements monophasiques de liquide ou de gaz.

Dans les écoulements dispersés ou stratifiés, l'échange en gaz humide est aussi bien plus efficace que celui en écoulement monophasique. Tout écoulement diphasique assure de bonnes conditions de transfert thermique.

*e. — Taux temporel de mouillage et caractérisation de la géométrie des écoulements diphasiques*

Si on passe entre le bas et le haut du tube de la phase liquide à la phase gazeuse plus ou moins chargée de micro-gouttes, les régions intermédiaires plus ou moins fréquemment mouillées sont le siège d'un échange intermédiaire à  $h_l$  et  $h_g$  ( $h_{lEN}$  et  $h_{gEN}$  ou  $h_{lCF}$  et  $h_{gCF}$ ). L'étude de ces coefficients d'échange thermique locaux doit permettre de mieux comprendre la géométrie spatiale de l'écoulement diphasique. En effet, localement à une *cote angulaire* du tube  $\theta$  (voir figure 90), le coefficient d'échange

$h(\theta)$  est fonction de  $h_l$ ,  $h_g$  et  $\tau_m(\theta)$  où  $\tau_m(\theta) = \frac{t_m(\theta)}{t}$  est le *taux temporel local de mouillage* ( $t_m(\theta)$ ) : temps de mouillage mesuré pendant le temps  $t$ . Compte tenu de la

fréquence des mesures —  $1/t = 2 \text{ Hz}$  —, on met en évidence un taux de mouillage assez fortement «moyenné» dans le temps).

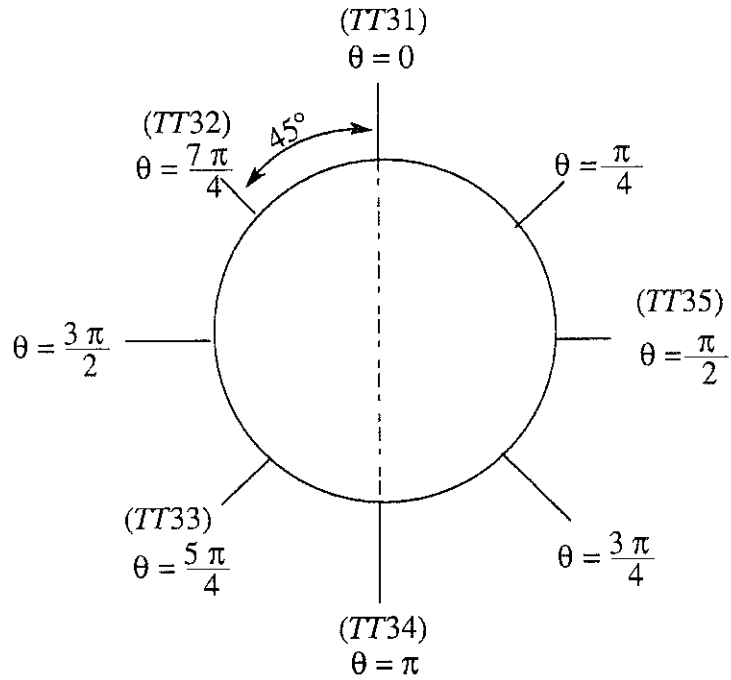


Figure 90. — Section de mesure de la cellule en acier inoxydable

On peut définir  $\tau_m(\theta)$  par rapport au coefficient d'échange par ébullition nucléée en circulation forcée dans la phase liquide  $h_l$  (étudié dans les paragraphes c.1 et d.1 précédents) et à celui par convection forcée dans le gaz humide  $h_g$  (étudié dans les paragraphes c.2 et d.2 précédents). Une définition de  $\tau_m(\theta)$  par rapport à  $h_l$  et au coefficient d'échange en gaz sec seul  $h_{g_0}$ , afin d'étudier un «taux d'humidité» dans la phase gazeuse, n'est pas possible compte tenu de la différence d'ordre de grandeur entre  $h_l$  et  $h_{g_0}$  (voir développement ci-dessous).

On considère les coefficients d'échange locaux  $h(\theta_i)$  en  $\theta_i = i\frac{\pi}{4}$  ( $i = 0, 1, 2, \dots, 7$ ) uniformes de part et d'autre du point de mesure  $\theta_i$  entre  $\theta_i - \frac{\pi}{8}$  et  $\theta_i + \frac{\pi}{8}$  (voir figure 90). Ainsi, on a :

$$q = h(\theta)(T_{p_i}(\theta) - T_{sat}) = h_l(T_{p_i}(\theta = \pi) - T_{sat})\tau_m(\theta) + h_g(T_{p_i}(\theta = 0) - T_g)(1 - \tau_m(\theta)) \quad (68)$$

par définition de  $\tau_m(\theta)$  et  $h(\theta)$  et pour une densité de flux de chaleur  $q$  uniforme.

Les coefficients  $h_l$  et  $h_g$  étant du même ordre de grandeur (voir paragraphes c et d précédents), c'est-à-dire que  $T_{p_i}(\theta)$  est pratiquement constant quel que soit  $\theta$  et  $T_g \approx T_{sat}$  (erreur relative sur  $\tau_m(\theta)$  d'au plus 30 %), on peut écrire :

$$h(\theta) = h_l\tau_m(\theta) + h_g(1 - \tau_m(\theta)) \quad (69)$$

On en déduit  $\tau_m(\theta)$  pour les différentes configurations d'écoulements et pour chaque région d'échange thermique (voir tableau XI pour le régime II et tableau XII pour le régime III). On exprime  $\tau_m(\theta)$  en chaque point de mesure (en section n° 3 à  $z = 0,14$  m) en fonction du type d'écoulement caractérisé par son débit  $\dot{m}$  et son titre massique  $x(z = 0,14$  m). Afin de déterminer  $x(z = 0,14$  m), on évalue dans le tube de visualisation  $\alpha(z = 0,14$  m) (à 10 % près) et on déduit  $x$  de la courbe  $\alpha(x)$  (voir figure 60) avec une précision de l'ordre de 20 %. Les coefficients d'échange  $h_l$  et  $h_g$  sont donnés par les coefficients présentés précédemment aux paragraphes c et d.  $\tau_m(0)$  égale zéro et  $\tau_m(\pi)$  égale un par définition.

Tableau XI. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en régime II pour la section n° 3

| $\dot{m}$<br>( $10^{-3}$ kg/s) | $x_e$ | $q$<br>( $10^4$ W/m <sup>2</sup> ) | $x$ en<br>section<br>n° 3 | Type<br>d'écoulement en<br>section<br>n° 3 | $\tau_m$<br>( $\theta = 2\pi/4$ ) | $\tau_m$<br>( $\theta = 5\pi/4$ ) | $\tau_m$<br>( $\theta = 7\pi/4$ ) |
|--------------------------------|-------|------------------------------------|---------------------------|--|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| 1,5                            | 0,00  | 0,2                                | 0,16                      | EAI *                                      | 1,000                             | 1,000                             | 1,000                             |
| 1,5                            | 0,00  | 0,5                                | 0,47                      | EASV                                       | 0,898                             | 1,000                             | 0,896                             |
| 1,5                            | 0,40  | 0,2                                | 0,57                      | EASV                                       | 0,745                             | 0,766                             | 0,742                             |
| 1,5                            | 0,60  | 0,2                                | 0,78                      | EASV                                       | 0,620                             | 0,643                             | 0,612                             |
| 2,0                            | 0,11  | 0,2                                | 0,25                      | EAI  | 0,952                             | 1,000                             | 0,848                             |
| 2,0                            | 0,90  | 0,2                                | 0,95                      | ESV  | 0,103                             | 0,636                             | 0,063                             |
| 3,3                            | 0,00  | 0,2                                | 0,13                      | EAI  | 1,000                             | 1,000                             | 1,000                             |
| 3,3                            | 0,22  | 0,2                                | 0,36                      | EAI  | 0,580                             | 0,931                             | 0,564                             |
| 3,3                            | 0,46  | 0,2                                | 0,60                      | EAI  | 0,395                             | 0,884                             | 0,192                             |
| 3,3                            | 0,98  | 0,2                                | 1,12                      | EG   | 0,079                             | 0,775                             | 0,078                             |
| 4,0                            | 0,00  | 0,2                                | 0,11                      | EAI  | 1,000                             | 1,000                             | 1,000                             |
| 4,0                            | 0,24  | 0,2                                | 0,35                      | EAI  | 0,564                             | 0,781                             | 0,389                             |
| 6,0                            | 0,00  | 0,5                                | 0,14                      | EAI  | 1,000                             | 1,000                             | 1,000                             |
| 6,0                            | 0,22  | 0,2                                | 0,25                      | EAI  | 1,000                             | 1,000                             | 0,942                             |
| 6,0                            | 0,50  | 0,2                                | 0,53                      | ED   | 1,000                             | 1,000                             | 0,909                             |
| 6,0                            | 0,90  | 0,2                                | 1,04                      | EG   | 0,000                             | 0,668                             | 0,000                             |

\* EAI pour écoulement annulaire intermittent, EASV pour écoulement annulaire stratifié à vagues, ED pour écoulement dispersé, EG pour écoulement de gaz échauffé, ESV pour écoulement stratifié à faibles vagues



Tableau XII. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en régime III pour la section n° 3

| $\dot{m}$<br>( $10^{-3}$ kg/s) | $x_e$ | $q$<br>( $10^4$ W/m <sup>2</sup> ) | $x$ en<br>section<br>n° 3 | Type<br>d'écou-<br>lement en<br>section<br>n° 3 | $\tau_m$<br>( $\theta = 2\pi/4$ ) | $\tau_m$<br>( $\theta = 5\pi/4$ ) | $\tau_m$<br>( $\theta = 7\pi/4$ ) |
|--------------------------------|-------|------------------------------------|---------------------------|---|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| 1,5                            | 0,00  | 1,4                                | 0,97                      | <i>ESV*</i>                                     | 0,248                             | 0,912                             | 0,162                             |
| 1,5                            | 0,40  | 1,4                                | 1,38                      | <i>EG</i>                                       | 0,198                             | 0,684                             | 0,102                             |
| 1,5                            | 0,60  | 1,4                                | 1,57                      | <i>EG</i>                                       | 0,038                             | 0,527                             | 0,012                             |
| 3,3                            | 0,00  | 1,0                                | 0,31                      | <i>EAI</i>                                      | 0,572                             | 0,953                             | 0,484                             |
| 3,3                            | 0,22  | 1,0                                | 0,54                      | <i>EAI</i>                                      | 0,503                             | 0,844                             | 0,411                             |
| 3,3                            | 0,46  | 1,0                                | 0,77                      | <i>EASV</i>                                     | 0,130                             | 0,858                             | 0,092                             |
| 3,3                            | 0,98  | 1,0                                | 1,30                      | <i>EG</i>                                       | 0,000                             | 0,702                             | 0,000                             |
| 4,0                            | 0,00  | 1,0                                | 0,22                      | <i>EAI</i>                                      | 0,698                             | 0,807                             | 0,671                             |
| 4,0                            | 0,24  | 1,0                                | 0,47                      | <i>EAI</i>                                      | 0,482                             | 0,672                             | 0,237                             |
| 5,0                            | 0,32  | 1,0                                | 0,52                      | <i>EAI</i>                                      | 0,421                             | 0,845                             | 0,396                             |
| 5,0                            | 0,98  | 1,1                                | 1,22                      | <i>EG</i>                                       | 0,000                             | 0,283                             | 0,000                             |
| 6,0                            | 0,00  | 1,0                                | 0,19                      | <i>EAI</i>                                      | 0,723                             | 0,841                             | 0,671                             |
| 6,0                            | 0,22  | 1,1                                | 0,43                      | <i>EAI</i>                                      | 0,468                             | 0,890                             | 0,437                             |
| 6,0                            | 0,50  | 1,2                                | 0,72                      | <i>ED</i>                                       | 0,411                             | 0,861                             | 0,000                             |
| 6,0                            | 0,90  | 1,0                                | 1,10                      | <i>EG</i>                                       | 0,000                             | 0,229                             | 0,000                             |

\* *EAI* pour écoulement annulaire intermittent, *EASV* pour écoulement annulaire stratifié à vagues, *ED* pour écoulement dispersé, *EG* pour écoulement de gaz échauffé, *ESV* pour écoulement stratifié à faibles vagues

$\tau_m(0) = 0$  correspond à la référence au gaz humide. Dans la réalité, il existe un taux temporel de mouillage non nul au haut du tube dû à la présence de micro-gouttes en suspension. La définition précédente du taux de mouillage n'est pas satisfaisante. Le taux de mouillage étant défini par rapport au gaz humide, il donne une valeur fautive de l'humidité locale. Il est préférable de le définir par rapport au coefficient d'échange dans la phase liquide. Comme ce dernier dépend du flux de chaleur imposé et dans une moindre mesure du débit, il ne constitue pas une référence unique. Il permet toutefois d'accéder pour un écoulement diphasique chauffé donné ( $\dot{m}$ ,  $x$ ,  $\alpha$ ,  $q$  fixés) au taux d'humidité local (humidité associée à la présence d'un film pariétal déposé par une vague ou à la présence de micro-gouttes en suspension dans le gaz). Ainsi, on compare le coefficient d'échange local au coefficient d'échange avec la phase liquide (voir figures 91 à 93). On représente à titre de comparaison le coefficient d'échange en gaz sec seul  $h_{g_0}$ .

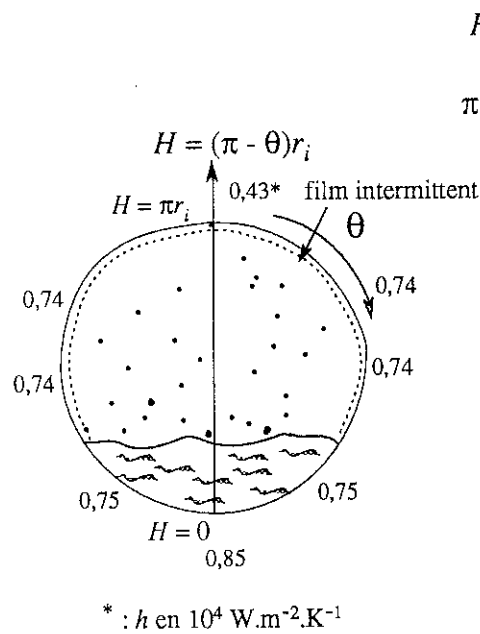
Sur les figures 91 à 93, on a l'«impression» d'un mouillage important de toute la paroi quel que soit le type d'écoulement. On met en évidence sur la figure 93 un mouillage *permanent* et *uniforme* de toute la paroi en écoulement dispersé. On distingue

sur les figures 91 et 92 une région *constamment* mouillée et une région mouillée *par intermittence* en écoulement stratifié ou intermittent.

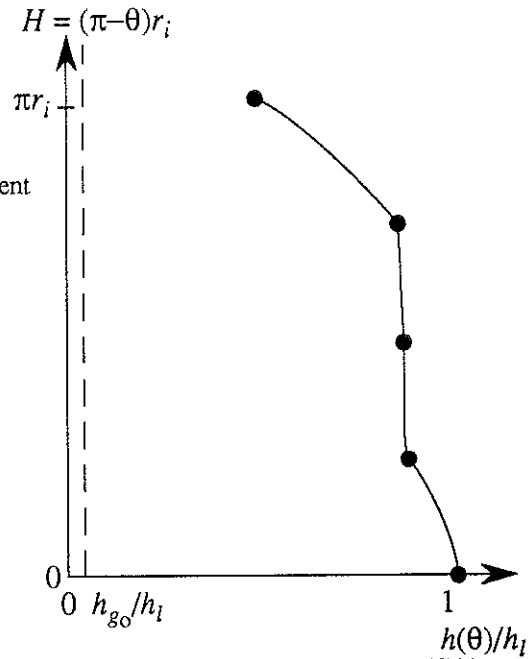
Si on compare les figures 91.b et 91.d qui sont associées à un flux de chaleur différent donc à un taux volumique différent, le phénomène de stratification dans l'écoulement horizontal s'accroît ; on met en évidence la diminution du taux de mouillage avec l'altitude. Pour tout type d'écoulement, il existe une stratification nette de l'écoulement lorsque le taux volumique de vapeur devient supérieur à 0,60 environ. En écoulement stratifié à vagues ou intermittent, elle est d'autant plus prononcée que la fraction volumique de liquide est faible ; elle correspond à une diminution de l'amplitude et de la fréquence des vagues, donc à une diminution du taux temporel de présence du film liquide en paroi. Sur la figure 91.b, on distingue ainsi une région en contact permanent avec la phase liquide au bas du tube, une région fréquemment mouillée par un film et une région plus souvent en contact avec le gaz humide au haut du tube (ces constatations s'accordent bien avec l'observation de l'écoulement en sortie de cellule). Sur la figure 92.b, on observe une répartition semblable du mouillage. Le phénomène est moins prononcé car le mouillage par les vagues est plus fréquent en écoulement intermittent qu'en écoulement stratifié ; on se rapproche d'un écoulement symétrique du point de vue du mouillage (du type de l'écoulement annulaire). La figure 93.b est associée à un écoulement dispersé dont l'alimentation en gouttelettes est assurée par la présence d'un film liquide au bas du tube. Tout le gaz est alors très chargé en gouttelettes ; le mouillage est partout équivalent à celui d'un film liquide. On peut penser que les très nombreuses gouttelettes viennent constamment éclater en paroi assurant un mouillage équivalent à celui d'un film (voir figure 92.b).

Pour tout écoulement, la paroi est partout suffisamment mouillée pour permettre un transfert thermique efficace. Il existe ainsi une répartition spatiale et temporelle de l'écoulement relativement *homogène* du point de vue du mouillage, donc du point de vue des échanges thermiques. Cette caractéristique des écoulements horizontaux d'hélium diphasique est probablement liée à leur hydrodynamique (différence de vitesse entre les deux phases importante, donc forte agitation relative, voir paragraphe 3.2.3) et au fait qu'ils sont proches du point critique.

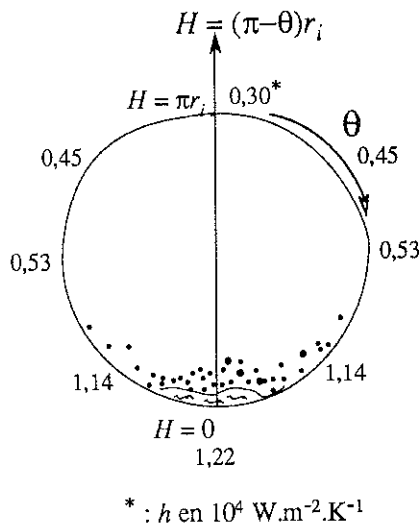
Les mesures de taux de mouillage «moyenné» dans le temps ne rendent pas compte de la véritable géométrie spatiale et temporelle des écoulements (que l'on observe dans la section de visualisation). En particulier, les résultats présentés sur les figures 91 à 93 ne permettent pas de distinguer la part du mouillage due à la présence d'un film intermittent de celle due à la présence de micro-gouttes. Une étude temporelle plus fine des températures pariétales donc des échanges thermiques doit permettre d'y accéder.



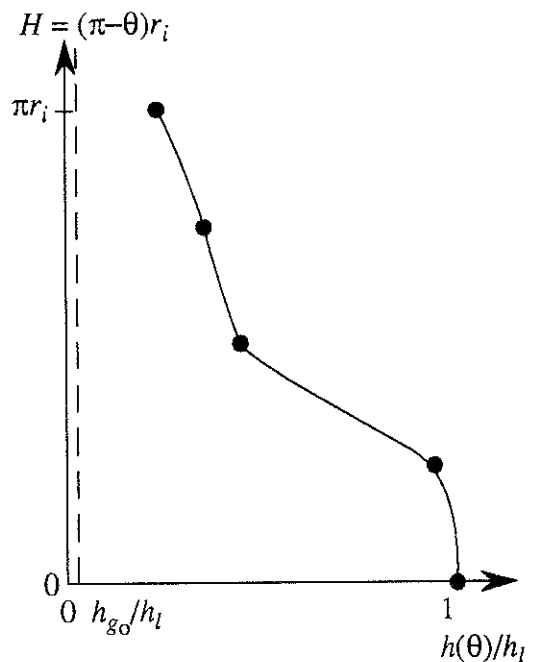
91.a. — Ecoulement annulaire stratifié à vagues ;  
 $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,57$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,73$  ;  $q = 0,2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$



91.b. — Ecoulement annulaire stratifié à vagues ;  
 $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,57$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,73$  ;  $q = 0,2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_i = 0,85 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $h_{g_0} = 0,04 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

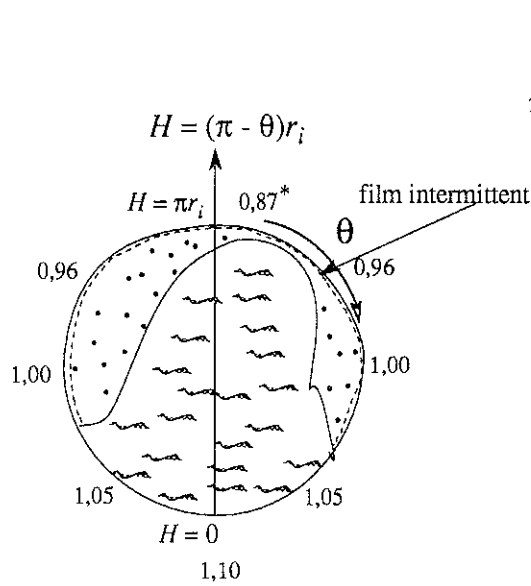


91.c. — Ecoulement stratifié à vagues ;  
 $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,97$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,97$  ;  $q = 1,4 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$



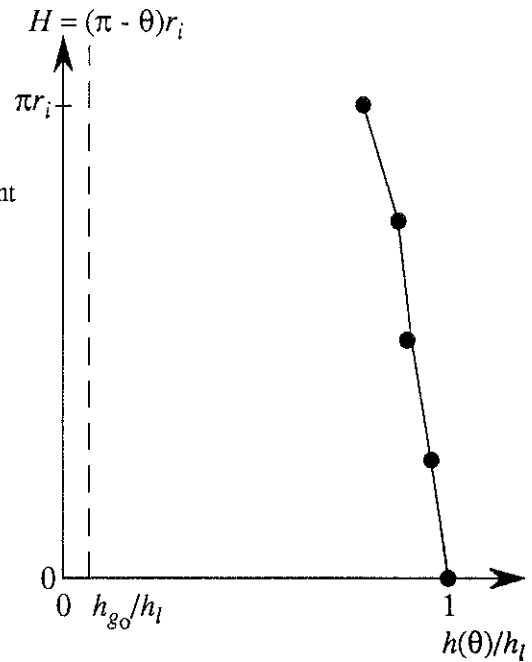
91.d. — Ecoulement stratifié à vagues ;  
 $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,97$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,97$  ;  $q = 1,4 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_i = 1,22 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  ;  $h_{g_0} = 0,04 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

Figure 91. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement stratifié à vagues

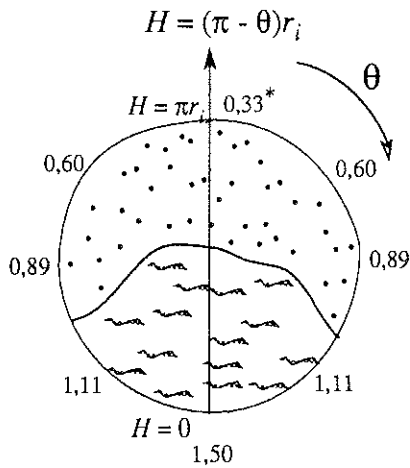


\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

92.a. — Ecoulement annulaire intermittent ;  
 $\dot{m} = 4,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,35$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,55$  ;  $q = 0,2.10^4 \text{ W/m}^2$

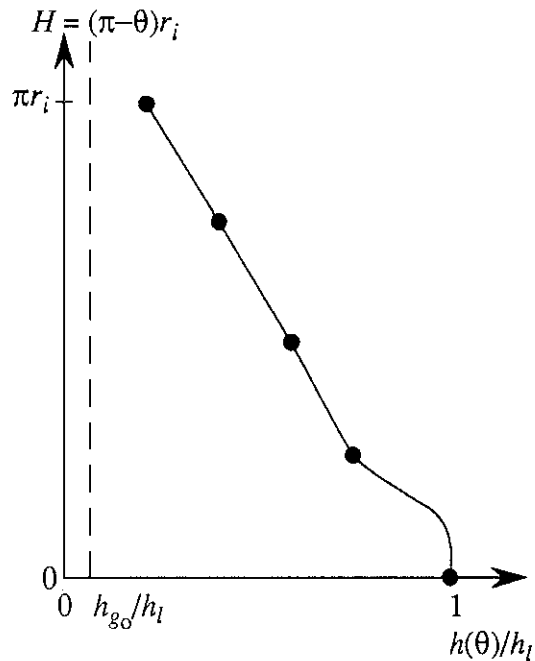


92.b. — Ecoulement annulaire intermittent ;  
 $\dot{m} = 4,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,35$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,55$  ;  $q = 0,2.10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_i = 1,10.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;  $h_{g_0} = 0,08.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$



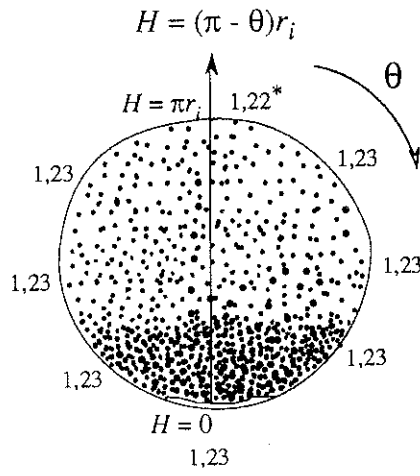
\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

92.c. — Ecoulement intermittent ;  
 $\dot{m} = 4,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,47$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,65$  ;  $q = 1,0.10^4 \text{ W/m}^2$



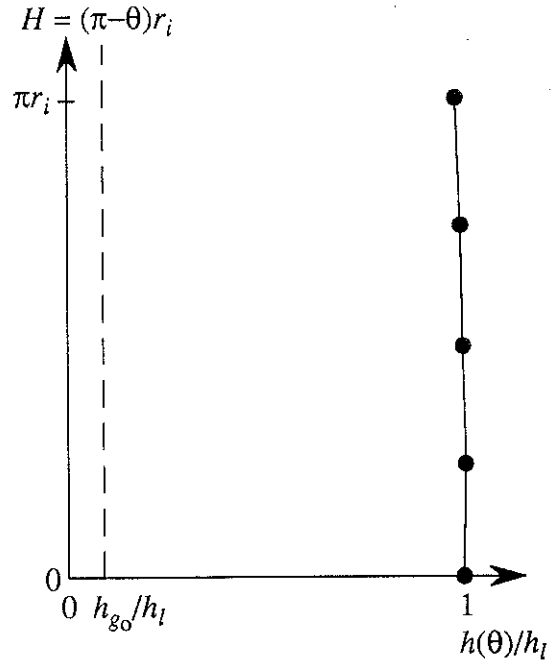
92.d. — Ecoulement intermittent ;  
 $\dot{m} = 4,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,47$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,65$  ;  $q = 1,0.10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_i = 1,50.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;  $h_{g_0} = 0,08.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

Figure 92. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement intermittent

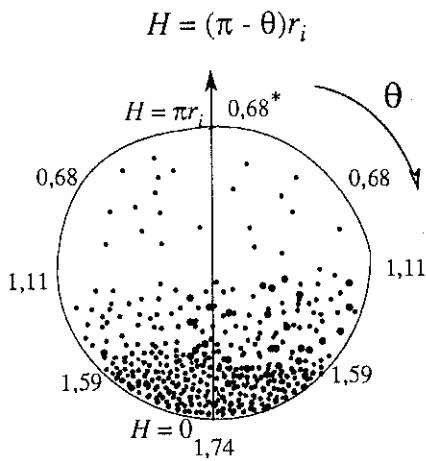


\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

93.a. — Ecoulement dispersé ;  
 $\dot{m} = 6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,53$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,80$  ;  $q = 0,2.10^4 \text{ W/m}^2$

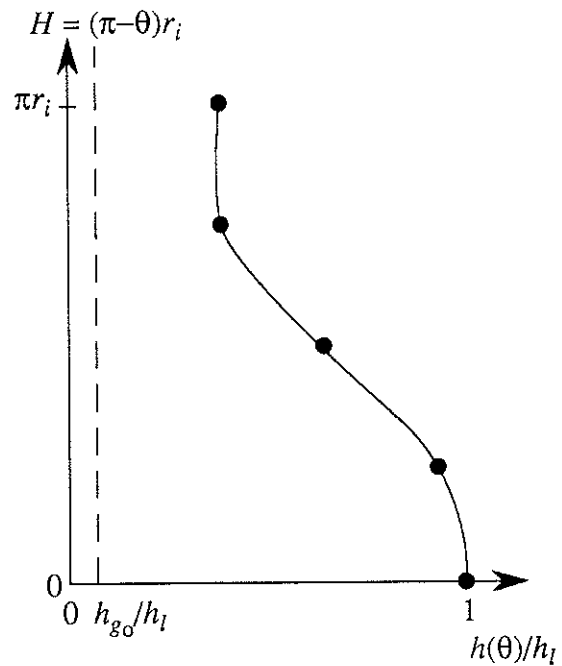


93.b. — Ecoulement dispersé ;  
 $\dot{m} = 6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,53$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,80$  ;  $q = 0,2.10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_l = 1,23.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;  $h_{g0} = 0,11.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$



\* :  $h$  en  $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

93.c. — Ecoulement dispersé ;  
 $\dot{m} = 6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,90$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,95$  ;  $q = 1,2.10^4 \text{ W/m}^2$



93.d. — Ecoulement dispersé ;  
 $\dot{m} = 6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  ;  $x(z = 0,14 \text{ m}) = 0,90$  ;  
 $\alpha(z = 0,14 \text{ m}) = 0,95$  ;  $q = 1,2.10^4 \text{ W/m}^2$  ;  
 $h_l = 1,74.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;  $h_{g0} = 0,11.10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

Figure 93. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement dispersé

On peut résumer comme suit les processus d'échange thermique qui interviennent dans les écoulements horizontaux d'hélium diphasique en fonction de leur configuration :

Tableau XIII. — Processus d'échange thermique dans les écoulements horizontaux d'hélium diphasique

| Configuration d'écoulement  | Écoulement annulaire (intermittent ou stratifié à vagues)  | Écoulement à dispersion de gouttelettes   | Écoulement stratifié à faibles vagues   |
|---|--|---|---|
| Paramètres d'écoulement (débit massique $\dot{m}$ en $10^{-3}$ kg/s, titre massique de vapeur $x$ ) | $1,5 \leq \dot{m} \leq 2,5$<br>$0,00 < x < 0,90$<br>ou<br>$2,5 < \dot{m} < 5,0$<br>$0,00 < x < 1,00$<br>ou<br>$5,0 \leq \dot{m} \leq 6,0$<br>$0,00 < x < 0,50$                                 | $5,0 \leq \dot{m} \leq 6,0$<br>$0,50 \leq x < 1,00$                                   | $1,5 \leq \dot{m} \leq 2,5$<br>$0,90 \leq x < 1,00$   |
| Processus d'échange thermique   | <i>Côté liquide</i> : ébullition nucléée<br><br><i>Côté gaz humide</i> (gaz et micro-gouttes) : tantôt évaporation du film pariétal, tantôt évaporation des micro-gouttes et convection forcée | <i>Gaz chargé de gouttelettes</i> : convection forcée et évaporation des gouttelettes | <i>Côté liquide</i> : ébullition nucléée<br><br><i>Côté gaz humide</i> : évaporation des micro-gouttes et convection forcée |

#### 4.2.4. — Caractéristiques de la crise d'ébullition dans les écoulements diphasiques

##### a. — Mécanismes de la crise

Dans la première section de mesure de la cellule en acier inoxydable de longueur 0,15 m, on observe une brutale montée de la température pariétale (en un temps inférieur ou égal à la période de mesure de 30 ms) pour un faible apport supplémentaire de chaleur (voir figures 84.a et 85.a).

La crise est caractérisée par le décrochement quasi instantané d'un certain nombre de thermomètres (voir figures 84.c et 85.a). Il s'agit de ceux de la section n° 1 et parmi ceux-ci ce sont d'abord ceux qui sont placés au haut du tube qui «décrochent» (*TT11*, puis *TT12* et enfin plus rarement *TT15*). Avant la crise, l'écoulement annulaire intermittent ou annulaire stratifié à vagues mouille régulièrement la paroi haute. Chaque vague laisse derrière elle un film liquide qui glisse par gravité le long de la paroi. Ce film un peu plus fin en haut y disparaît par vaporisation. Avant que la vague suivante vienne mouiller à son tour la paroi, le gaz en contact avec la paroi peut s'échauffer. A un certain moment, la quantité de chaleur déposée est telle qu'elle «porte» la paroi à une température qui empêche la formation d'un nouveau film par dépôt d'une nouvelle vague. On atteint la *crise*.

On observe des «sauts» de température en paroi de l'ordre de 0,5 K à 2 K en *TT12* et de l'ordre de 5 K à 7 K en *TT11* pour des écoulements intermittents ou stratifiés à vagues. Le taux de mouillage et donc l'échange thermique diminuent avec l'altitude (voir paragraphe 4.2.3) ; la transition de l'échange par évaporation du film à celui en gaz humide est ainsi plus forte au haut du tube. La crise semble être gouvernée par la présence d'un film en écoulement intermittent ou stratifié à fortes vagues ( $x < 0,90$ ) dont les caractéristiques sont semble-t-il peu dépendantes de l'écoulement (on le verra dans les paragraphes b et c suivants). Par exemple sur la figure 84.c, on n'observe pas de crise en *TT13*, *TT14* et *TT15* où l'échange par ébullition nucléée se poursuit. La crise est locale et peut-être associée à l'impossibilité pour le film de se reformer et aux micro-gouttes plus rares en haut de «mouiller» la paroi. En section n° 3, on passe doucement de l'ébullition nucléée à la convection dans le gaz humide lorsque l'écoulement devient dispersé (voir sur la figure 84.a au niveau de *TT31* à  $q = 0,15 \cdot 10^4$  W/m<sup>2</sup> et de *TT32* à  $q = 1,15 \cdot 10^4$  W/m<sup>2</sup>). Il n'y a pas de crise. De même, sur la figure 84.d où l'écoulement est dispersé, on n'observe bien évidemment aucune crise. Chaque thermomètre met en évidence l'évolution de l'écoulement quand  $x$  augmente. Ainsi, on passe du gaz humide avec du liquide stagnant au bas du tube au gaz à dispersion de gouttelettes «pure».

En résumé, la crise apparaît dans les écoulements intermittents et stratifiés à vagues qui comportent un «film pariétal». Elle correspond à une région critique pour laquelle le film liquide ne parvient plus à mouiller la paroi.

La crise est *locale* en raison du caractère mauvais conducteur de l'acier inoxydable. Elle apparaît là où le film ne peut pas se reformer en raison d'un échauffement en paroi local trop important, donc d'abord dans la partie supérieure de l'écoulement horizontal.

Si on écrit que la variation du débit du film  $\dot{m}_f$  selon la cote axiale  $z$  correspond à un équilibre entre les différents apports et pertes mis en jeu, on a :

$$\frac{\partial \dot{m}_f}{\partial z} dz = \tau_v + \tau_{go} - \frac{q\pi d dz}{L} - \tau_{gr} - \tau_p - \tau_e \quad (70)$$

où  $\tau_v$  est le flux massique dû aux vagues ;  $\tau_{go}$  aux micro-gouttes ;  $\frac{q\pi d dz}{L}$  à l'évaporation du film ;  $\tau_{gr}$  à l'effet de gravité ;  $\tau_p$  à l'entraînement par contrainte pariétale et  $\tau_e$  à la pulvérisation du liquide entraîné par le gaz.

L'alimentation du film par les micro-gouttes est probablement négligeable par rapport à celle par les vagues. En effet, le frottement des vagues intermittentes sur la paroi induit dans leur sillage un film pariétal et la contribution des micro-gouttes qui viennent collapser à la surface du film est apparemment très faible ; on observe ces phénomènes sur un film rapide (800 images par seconde). On peut donc supposer que  $\tau_{go}$  est très inférieur à  $\tau_v$ . On observe aussi que le film est très fin (épaisseur de l'ordre du dixième de millimètre) et que sa vitesse semble être pratiquement nulle ; les effets de la pulvérisation et du frottement peuvent par conséquent être négligés. Compte tenu de la faible épaisseur du film et de la grande vitesse du gaz (glissement compris entre 1,5 et 3,5),  $\tau_{gr}$  est négligeable (voir calcul au paragraphe 2.2.4). On en déduit un bilan de masse

simple :  $\frac{\partial \dot{m}_f}{\partial z} dz = \tau_v - \frac{q\pi d dz}{L}$  qui tend à confirmer une alimentation du film par les vagues. Il s'agit ici d'une approximation qui s'accorde avec l'existence, constatée visuellement, d'un film pariétal en écoulement intermittent ou stratifié à fortes vagues ( $x < 0,90$ ). On manque toutefois d'informations sur la dynamique de l'écoulement pour pouvoir exploiter l'équation précédente.

#### b. — Epaisseur typique de film liquide pariétal

Lorsque l'on chauffe l'écoulement et que le film n'est plus suffisamment alimenté, il s'amincit. On passe alors progressivement de la *conduction* qui contribue à l'évaporation à la disparition totale du film. Compte tenu de la très faible épaisseur du film (voir calcul ci-après), il est probable qu'il soit le siège d'une évaporation seule (pas d'ébullition nucléée) en régime II et qu'à la transition du régime II au régime III le film se vaporise totalement (assèchement en paroi). La *transition* a donc lieu lorsque la conductance thermique du film  $h_f$  devient à peu près égale au coefficient d'échange



thermique entre la paroi et le gaz humide  $h_{gEN}$ . A une cote angulaire  $\theta$ , si l'épaisseur du

film est  $\delta_f(\theta)$ , on a :  $h_f(\theta) = \frac{\lambda_f}{\delta_f(\theta)} = h_{gEN}(\theta)$ .

Application numérique : considérons un écoulement intermittent représentatif tel que  $\dot{m} = 4.10^{-3}$  kg/s,  $x_e = 0,55$ ,  $q = q_{ci} \approx 0,95.10^4$  W/m<sup>2</sup> dans la section n° 1 où a lieu la crise. Juste avant la crise, on a au haut du tube  $h_{gEN} = 0,37.10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> au niveau

du thermomètre *TT11*. Ainsi  $h_f(\theta = 0) = \frac{\lambda_l(T_{pi} = 7,368 \text{ K})}{\delta_f(\theta = 0)} = 0,37.10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>

donc  $\delta_f(\theta = 0) \approx 4.10^{-6}$  m = 4  $\mu$ m.

Le film pariétal est donc extrêmement fin. Son épaisseur lors de la crise est dans tous les cas d'écoulements de quelques micromètres.

### c. — Densité de flux de chaleur critique

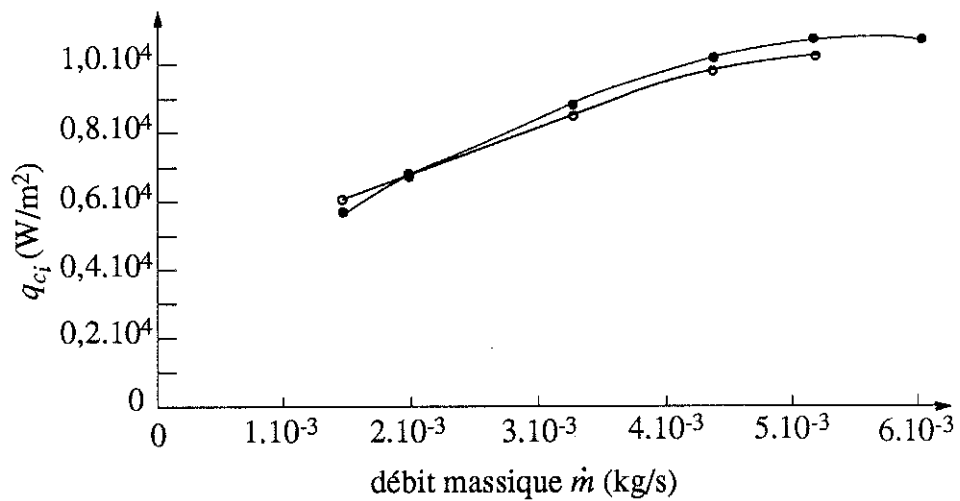
Pour la cellule chauffante de longueur 0,15 m, on obtient par exemple au niveau de la section n° 1 les densités de flux de chaleur critiques présentées dans le tableau XIV. On constate que la densité de flux de chaleur critique  $q_{ci}$  augmente un peu avec  $\dot{m}$  ( $q_{ci}$  est proportionnel à  $\dot{m}^{0,1}$ ) car l'amplitude et la fréquence des vagues croissent un peu avec le débit (1,5 Hz en écoulement stratifié à vagues à 2,5 Hz en écoulement fortement intermittent) ; il faut donc imposer un flux de chaleur plus élevé pour que la crise apparaisse (voir figure 94). En outre,  $q_{ci}$  est peu influencé par une variation de  $x$ . Les écoulements étant fortement turbulents, une variation de titre modifie peu le mouillage de la paroi (voir figure 95).

Le comportement de l'échauffement en paroi  $\Delta T_e = T_{pi} - T_{sat}$  est en accord avec celui de  $q_{ci}$  ( $\Delta T_e$  diminue quand le débit augmente). Si le débit croît, l'échange thermique par convection forcée est meilleur donc le passage de l'ébullition nucléée à la convection forcée est moins brutal. En outre, la paroi est mieux mouillée (film intermittent plus fréquent). Par exemple, pour  $\dot{m} = 1,5.10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0$ ,  $\Delta T_e$  croît de 10 K en *TT11*, pour  $\dot{m} = 6,0.10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0$ ,  $\Delta T_e$  croît de 8 K en *TT11*. La température de paroi interne  $T_{pi}$  peut ainsi atteindre un échauffement par rapport à  $T_{sat}$  compris entre 1 K et 10 K pour les écoulements considérés.

Tableau XIV. — Densité de flux de chaleur critique dans la section n° 1 selon le type d'écoulement

| $\dot{m}$<br>( $10^{-3}$ kg/s) | $x_e$ | $x$  | $q_{ci}$<br>( $10^4$ W/m <sup>2</sup> ) | Type de l'écoulement |
|--------------------------------|-------|------|---|----------------------|
| 2,0                            | 0,00  | 0,03 | 0,68                                    | EAI *                |
| 2,0                            | 0,11  | 0,13 | 0,66                                    | EAI                  |
| 2,0                            | 0,43  | 0,45 | 0,66                                    | EASV                 |
| 2,0                            | 0,70  | 0,72 | 0,70                                    | EASV                 |
| 3,3                            | 0,00  | 0,02 | 0,81                                    | EAI                  |
| 3,3                            | 0,46  | 0,47 | 0,85                                    | EAI                  |
| 3,3                            | 0,98  | 0,99 | -**                                     | ED                   |
| 4,0                            | 0,00  | 0,02 | 1,00                                    | EAI                  |
| 4,0                            | 0,55  | 0,56 | 0,95                                    | EAI                  |
| 4,0                            | 0,76  | 0,77 | 0,95                                    | EAI                  |
| 4,0                            | 0,90  | 0,91 | -                                       | ED                   |
| 5,9                            | 0,22  | 0,24 | 1,01                                    | EAI                  |
| 5,9                            | 0,90  | 0,91 | -                                       | ED                   |

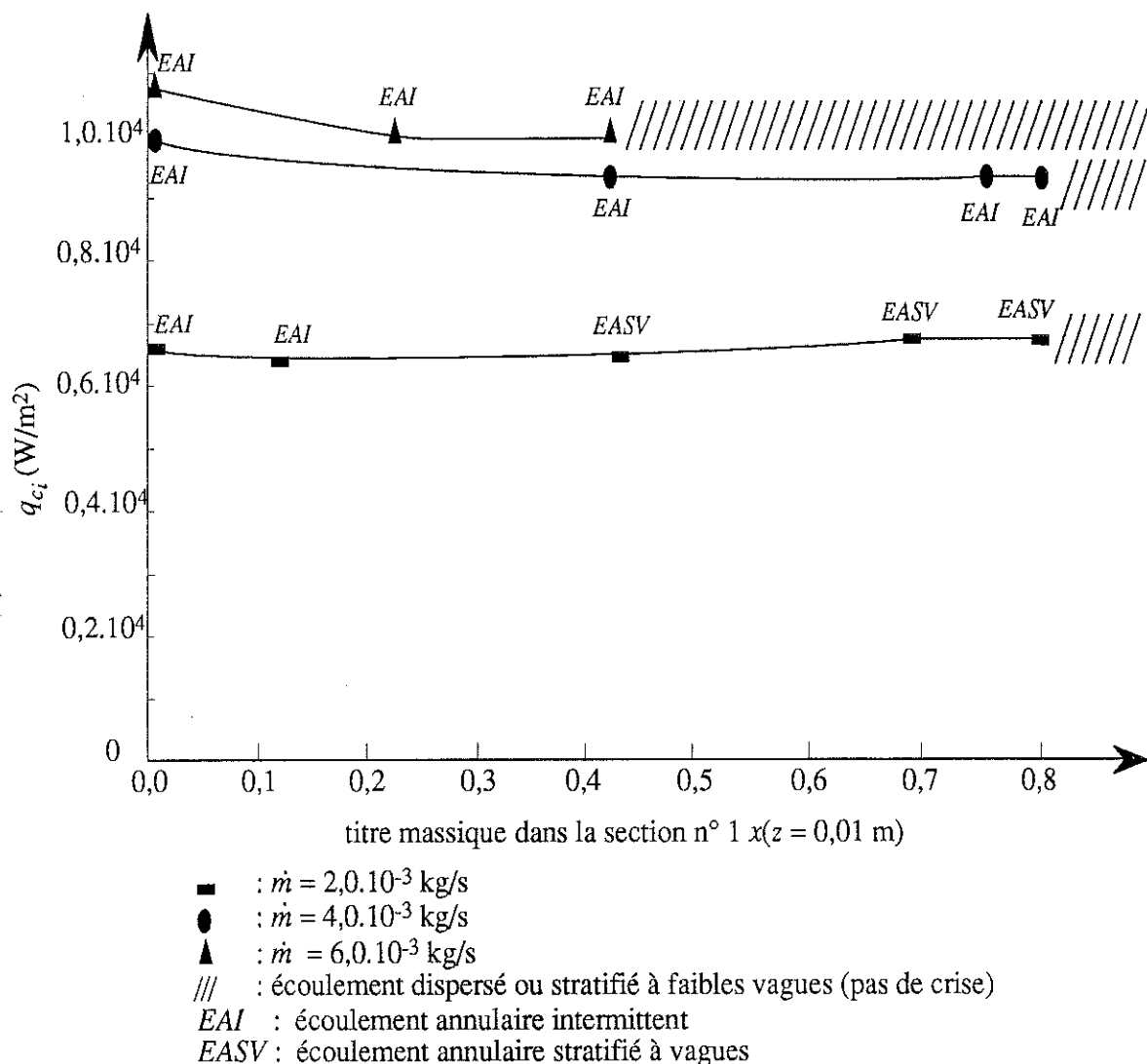
\* EAI pour écoulement annulaire intermittent, EASV pour écoulement annulaire stratifié à vagues, ED pour écoulement dispersé, \*\* absence de crise



- : titre massique dans la section n° 1 :  $x = 0,03$
- : titre massique dans la section n° 1 :  $x = 0,45$

cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 94. — Variation de la densité de flux de chaleur critique dans la section n° 1 en fonction du débit massique



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 95. — Variation de la densité de flux de chaleur critique dans la section n° 1 en fonction du titre massique de vapeur

### 4.3. — Mesure du coefficient d'échange thermique dans les écoulements d'hélium diphasique

L'étude effectuée avec la cellule en acier inoxydable permet de mieux connaître l'écoulement diphasique horizontal en chaque point de la paroi chauffée. Elle correspond cependant à une configuration expérimentale non utilisée ; le cuivre étant naturellement employé comme « stabilisant électrique » des supraconducteurs. Pour cette raison, on effectue ici une étude avec des échangeurs en cuivre.

Les cellules en cuivre permettent de mesurer un *coefficient d'échange* (à une cote axiale  $z$  donnée) « moyenné » par la paroi en cuivre. Il est associé à un échauffement

en paroi *uniforme*  $\Delta T = T_{pe} - T_{sat}$  égal au *gradient thermique d'échange*  $\Delta T_e = T_{pi} - T_{sat}$  compte tenu de la bonne conductivité thermique de la paroi.

On étudie dans un premier temps les coefficients d'échange thermique le long d'une cellule de longueur 7 m qui simule les échangeurs, et dans un second temps le long d'une cellule de longueur 0,15 m qui est à comparer avec celle en acier inoxydable. On présente ensuite succinctement les caractéristiques et les conditions d'apparition de la crise d'ébullition dans un circuit en cuivre. On applique les résultats précédents à un calcul simple d'échangeur.

#### 4.3.1. — Coefficient d'échange thermique

On étudie le coefficient d'échange thermique en fonction des paramètres d'écoulement, à savoir la densité de flux de chaleur  $q$ , le débit massique  $\dot{m}$ , le titre massique à l'entrée de la cellule chauffante  $x_e$  ou le titre local  $x$  et la longueur de chauffage «courante»  $z$  ( $z = 0,01$  m à  $z = 7$  m). Le débit  $\dot{m}$  varie de  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s à  $6,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, le titre  $x$  de zéro à un et la densité de flux de chaleur  $q$  de  $0$  W/m<sup>2</sup> à  $0,1 \cdot 10^4$  W/m<sup>2</sup>. La gamme de flux de chaleur est imposée par les limites du dispositif expérimental ; elle couvre cependant largement la gamme d'utilisation des circuits de réfrigération (on y considère en général des densités de flux de chaleur d'au plus quelques dizaines de W/m<sup>2</sup>).

Le long d'un échangeur, partant d'un écoulement de titre de vapeur nul ou faible, l'écoulement peut être, lorsque le titre augmente, tour à tour : annulaire, puis stratifié à faibles vagues pour des débits compris entre  $1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $2,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s ou annulaire, puis dispersé pour des débits supérieurs. On constate alors sur les figures 96 à 98 que le coefficient d'échange thermique demeure constant et de l'ordre de grandeur du coefficient d'échange par ébullition nucléée (voir paragraphe 4.2.3), tant que l'écoulement comporte du liquide. Lorsque le gaz continue de s'échauffer à partir du titre massique égal à un, l'échange évolue vers l'échange en gaz sec (voir figure 97). On retrouve ici l'effet de bon mouillage de la paroi pour tout type d'écoulement ; ce mouillage étant dû soit à la phase liquide, soit à un film pariétal, soit encore à des micro-gouttes ou à des gouttelettes en suspension dans le gaz.

Considérons plus en détail un cas typique pour lequel l'écoulement est d'abord annulaire en début de cellule, puis dispersé en fin de cellule (voir figures 96.a à 96.c). Si on étudie le début de la courbe 96.a qui correspond à de très faibles flux (inférieurs à  $0,06 \cdot 10^4$  W/m<sup>2</sup>), l'écoulement demeure diphasique entre l'entrée et la sortie de cellule. On observe alors sur les figures 96.b et 96.c une dispersion de points qui peut avoir plusieurs origines. Premièrement, une dégradation de la précision pour les faibles

échauffements (l'erreur sur la densité de flux de chaleur est relativement faible — inférieure à 5 % —, mais celle sur les faibles échauffements est de l'ordre de 10 %). Deuxièmement, on se situe dans une région à faibles densités de flux de chaleur, donc à ébullition nucléée «naissante» qui dépend de l'état *local* de la surface. Troisièmement, la proportion de liquide varie selon l'axe de l'écoulement. Ainsi, on peut observer des différences d'échauffement d'un thermomètre à l'autre. Avec la cellule en acier inoxydable, on constate qu'une variation de la proportion de liquide semble être sans effet sur le transfert thermique. On peut donc tracer une courbe  $q(\Delta T)$  «moyenne». On obtient alors par régression linéaire la valeur du coefficient d'échange à 30 % près environ. Dans le cas de la figure 96, pour un débit massique de  $5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s, le coefficient d'échange vaut  $2,0 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>  $\pm$   $0,7 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. Il est un peu supérieur aux coefficients d'échange mesurés avec la cellule en acier inoxydable (voir paragraphe 4.2.3). Compte tenu des forts coefficients d'échange mis en jeu, les longueurs d'atténuation thermique angulaire dans la paroi en cuivre sont de l'ordre de 5 mm. Ainsi, *la température de paroi ne serait pas uniforme dans une section comme attendu*. Il est alors nécessaire d'effectuer une correction sur le gradient thermique d'échange  $\Delta T$  dont le calcul n'est pas simple. Une première approche consiste à considérer un coefficient d'échange constant (ce qui semble être assez vrai compte tenu des résultats obtenus avec la cellule en acier inoxydable). En assimilant la paroi en cuivre, entre la résistance chauffante sur la génératrice inférieure et le thermomètre sur la génératrice supérieure, à une «barre» isolée du côté externe et refroidie par l'écoulement du côté interne, on introduit une longueur d'atténuation thermique  $l_{th} = \left(\frac{\lambda_c e}{h}\right)^{0,5}$  où  $e = 10^{-3}$  m représente l'épaisseur de la paroi. L'échauffement au niveau du thermomètre vaut alors, pour  $h = 2,0 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>, la moitié de celui au niveau de la résistance chauffante. Ceci permet d'évaluer le coefficient d'échange au pire à  $1,0 \cdot 10^4$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. Cette valeur est en accord avec les mesures obtenues avec la cellule en acier inoxydable.

En outre, on peut mettre en évidence une faible augmentation du coefficient d'échange avec le débit (voir figures 96 à 98 et tableau XV). On ne peut toutefois pas établir une relation entre le coefficient d'échange et le débit.

Tableau XV. — Variation du coefficient d'échange thermique avec le débit massique

| $\dot{m}$ (10 <sup>-3</sup> kg/s) | $h$ (10 <sup>4</sup> W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ) |
|-----------------------------------|---|
| 1,5                               | 0,5   |
| 2,0                               | 0,8   |
| 3,0                               | 0,9   |
| 5,0                               | 1,0   |
| 6,0                               | 0,9   |

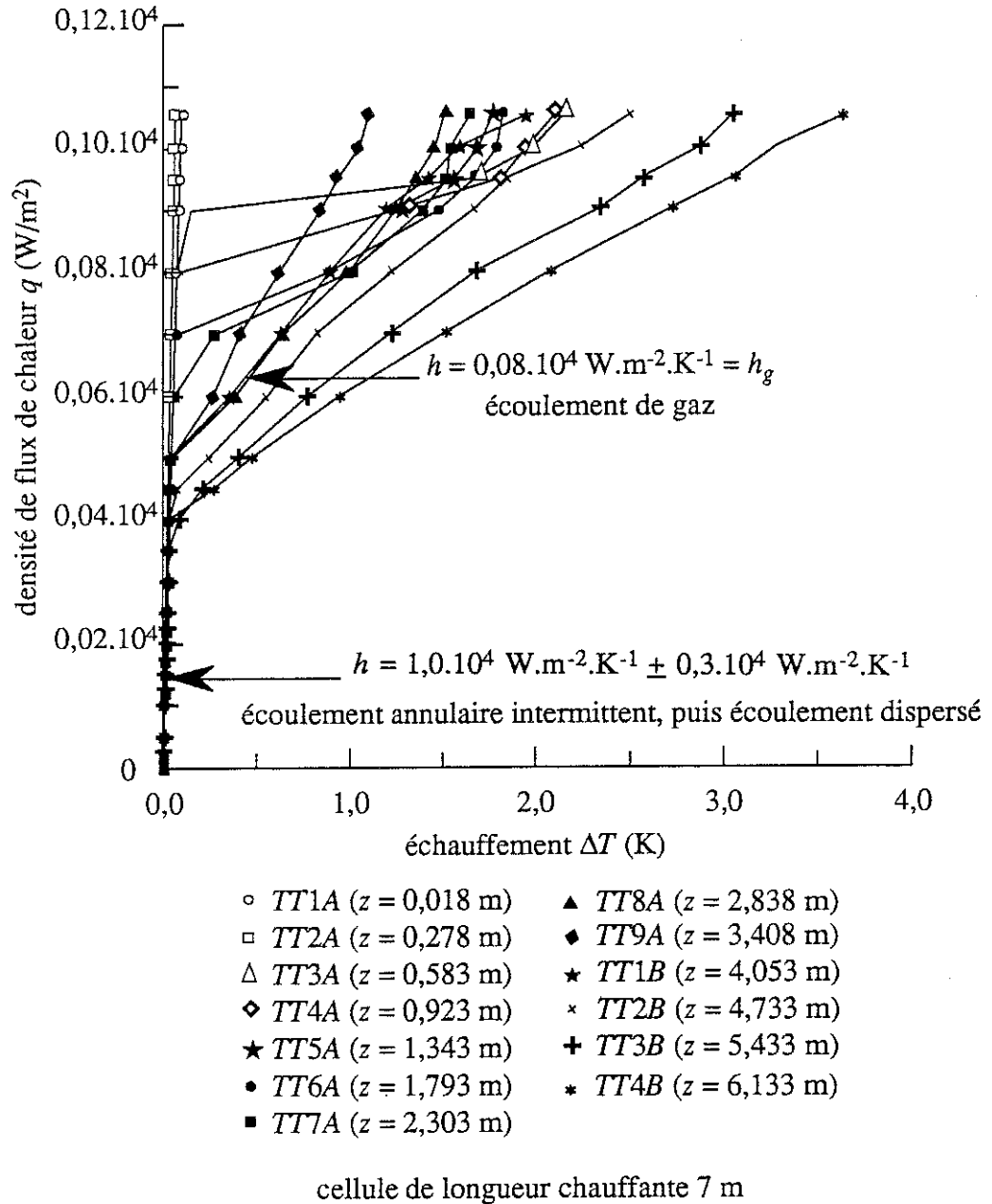
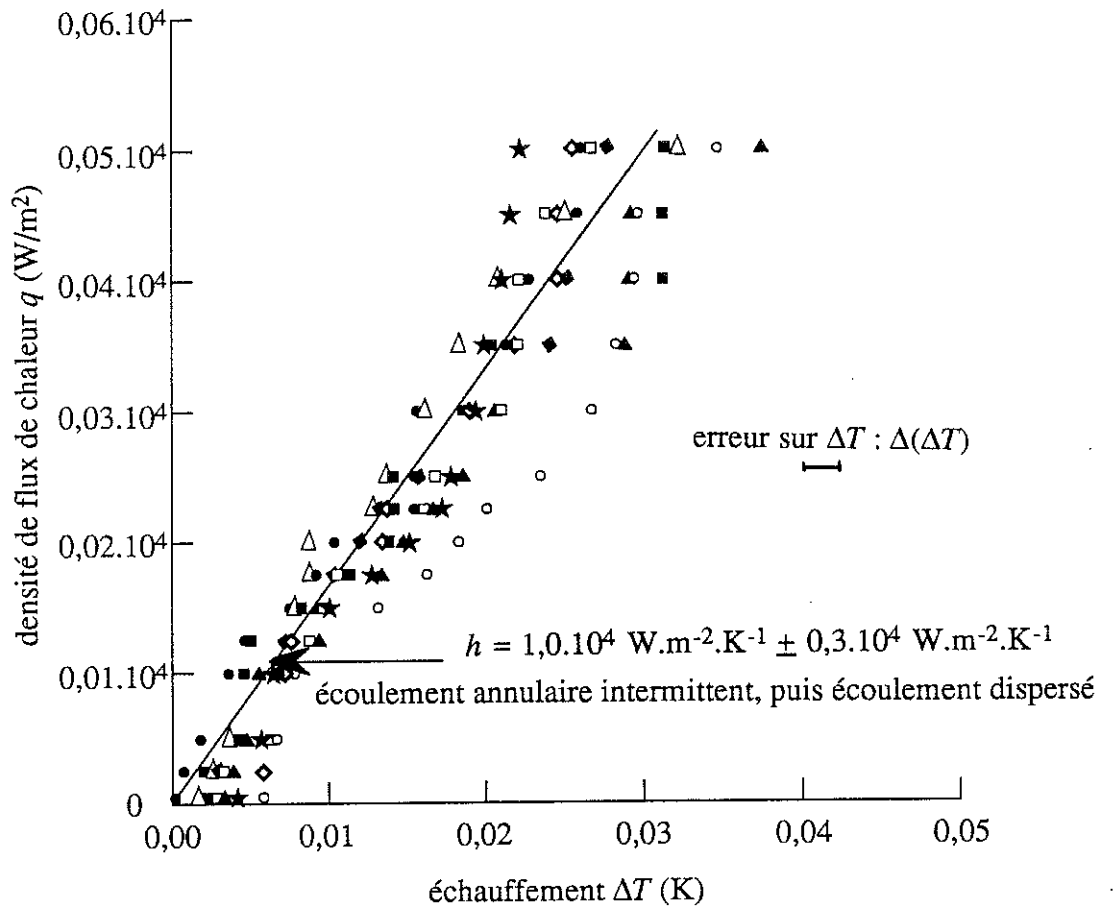


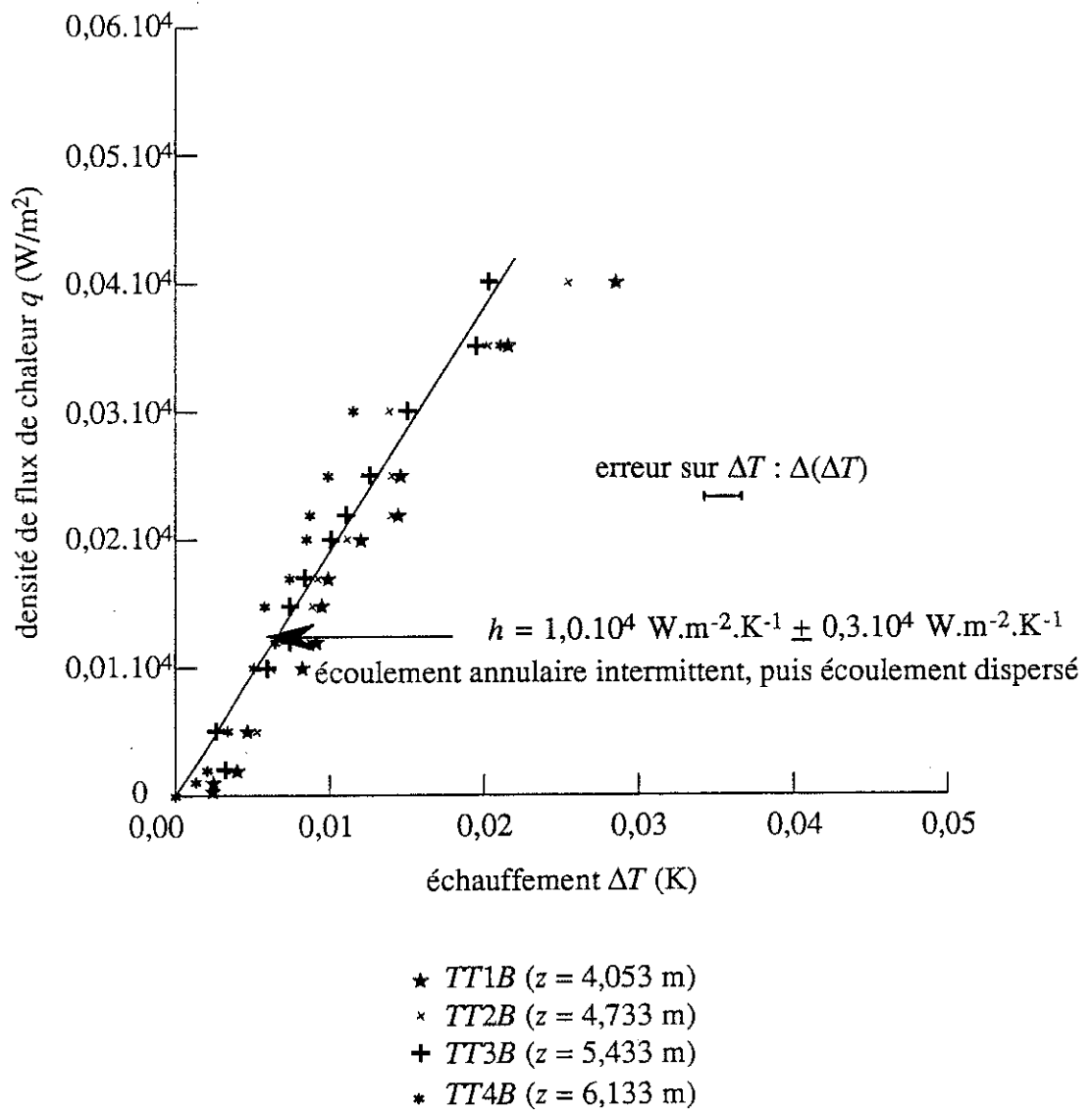
Figure 96.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées A et B pour  $\dot{m} = 5,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_g = 0,34$



- |                                  |                                  |
|----------------------------------|----------------------------------|
| ○ TT1A ( $z = 0,018 \text{ m}$ ) | ★ TT5A ( $z = 1,343 \text{ m}$ ) |
| □ TT2A ( $z = 0,278 \text{ m}$ ) | ● TT6A ( $z = 1,793 \text{ m}$ ) |
| △ TT3A ( $z = 0,583 \text{ m}$ ) | ■ TT7A ( $z = 2,303 \text{ m}$ ) |
| ◇ TT4A ( $z = 0,923 \text{ m}$ ) | ▲ TT8A ( $z = 2,838 \text{ m}$ ) |
|                                  | ◆ TT9A ( $z = 3,408 \text{ m}$ ) |

cellule de longueur chauffante 7 m

Figure 96.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,34$  — région d'échange thermique en écoulement à deux phases



cellule de longueur chauffante 7 m

Figure 96.c. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre  $B$  pour  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,34$  — région d'échange thermique en écoulement à deux phases



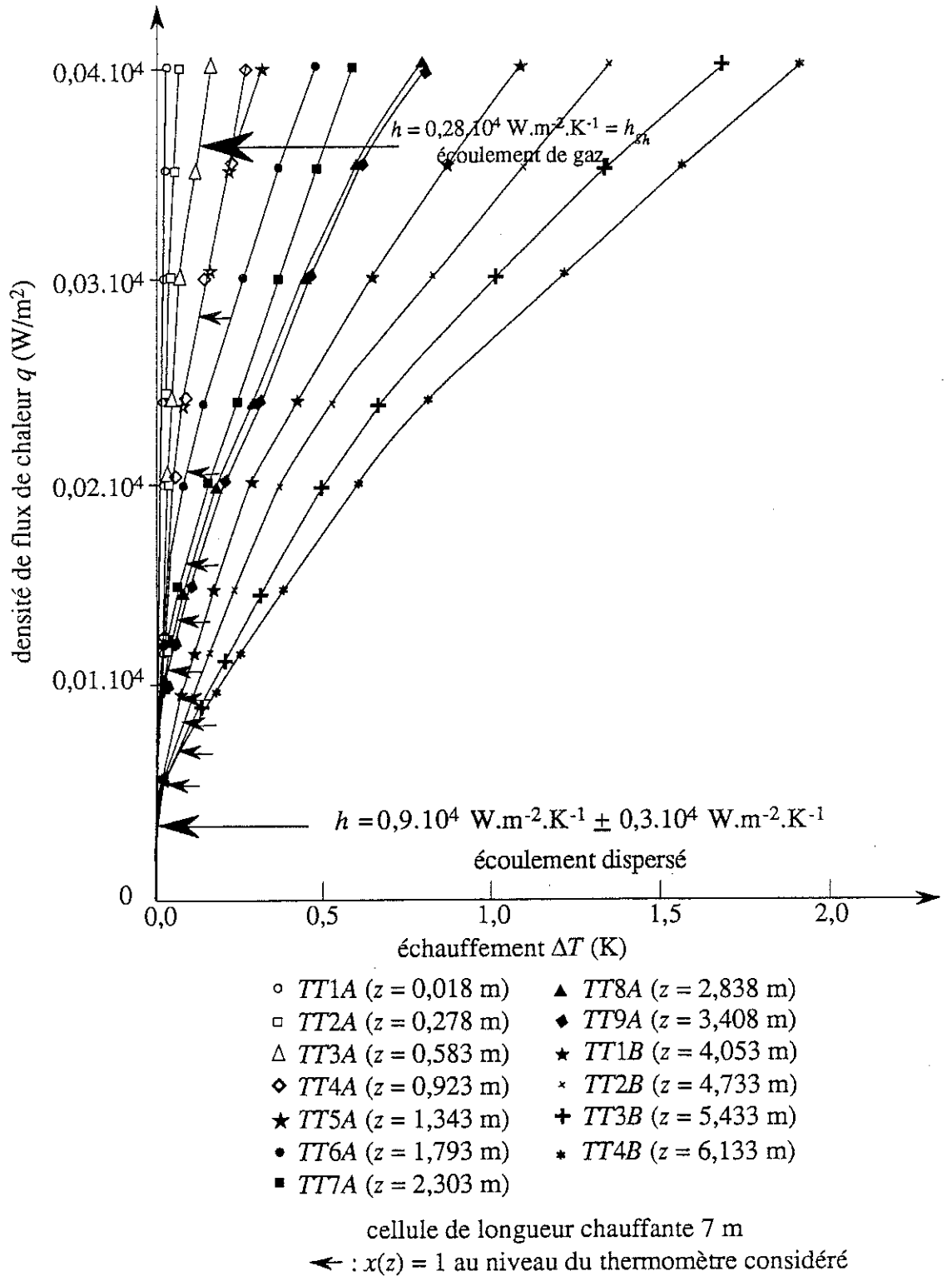
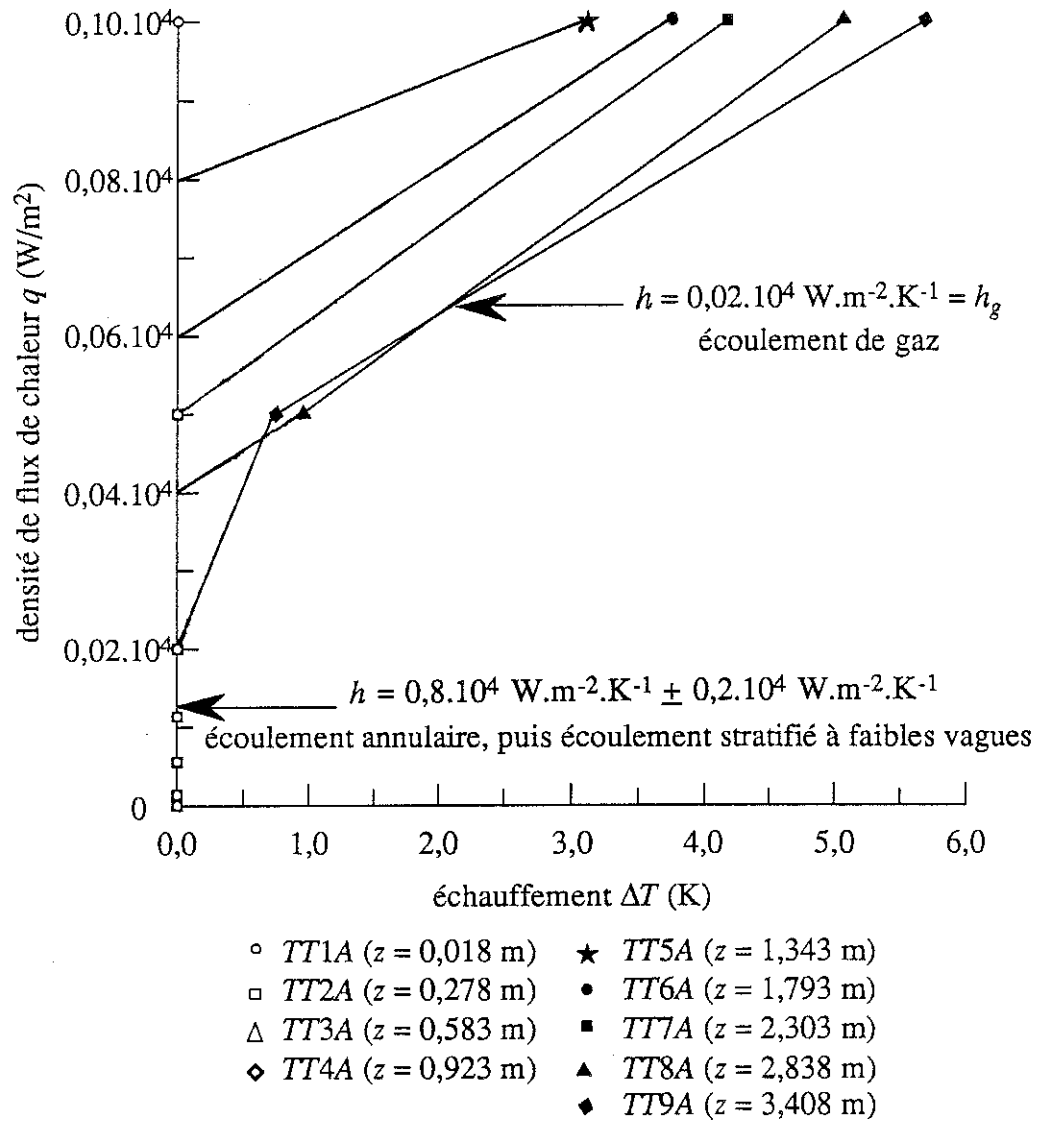
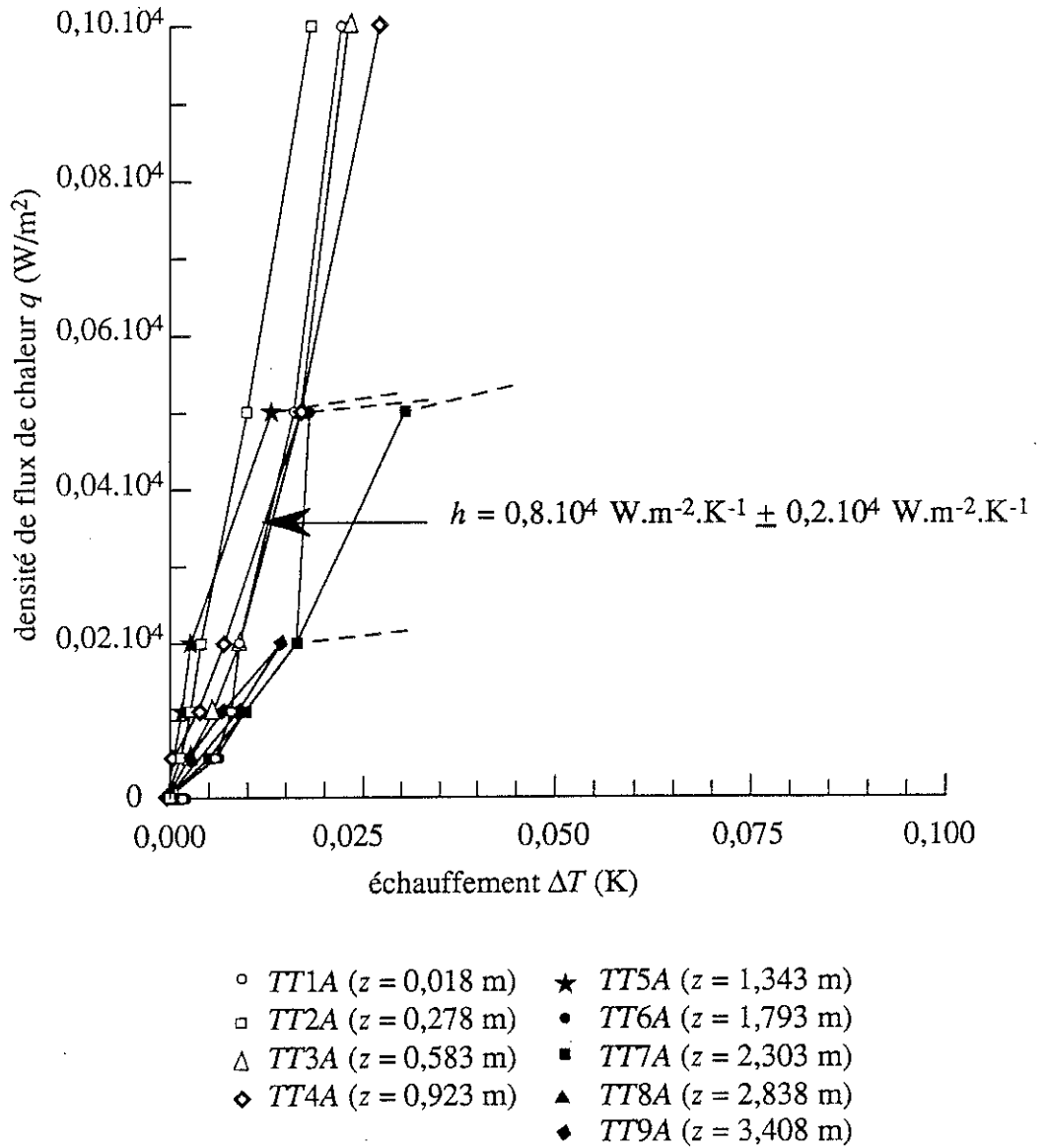


Figure 97. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées A et B pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,90$



cellule de longueur chauffante 7 m

Figure 98.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour  $\dot{m} = 2,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,10$



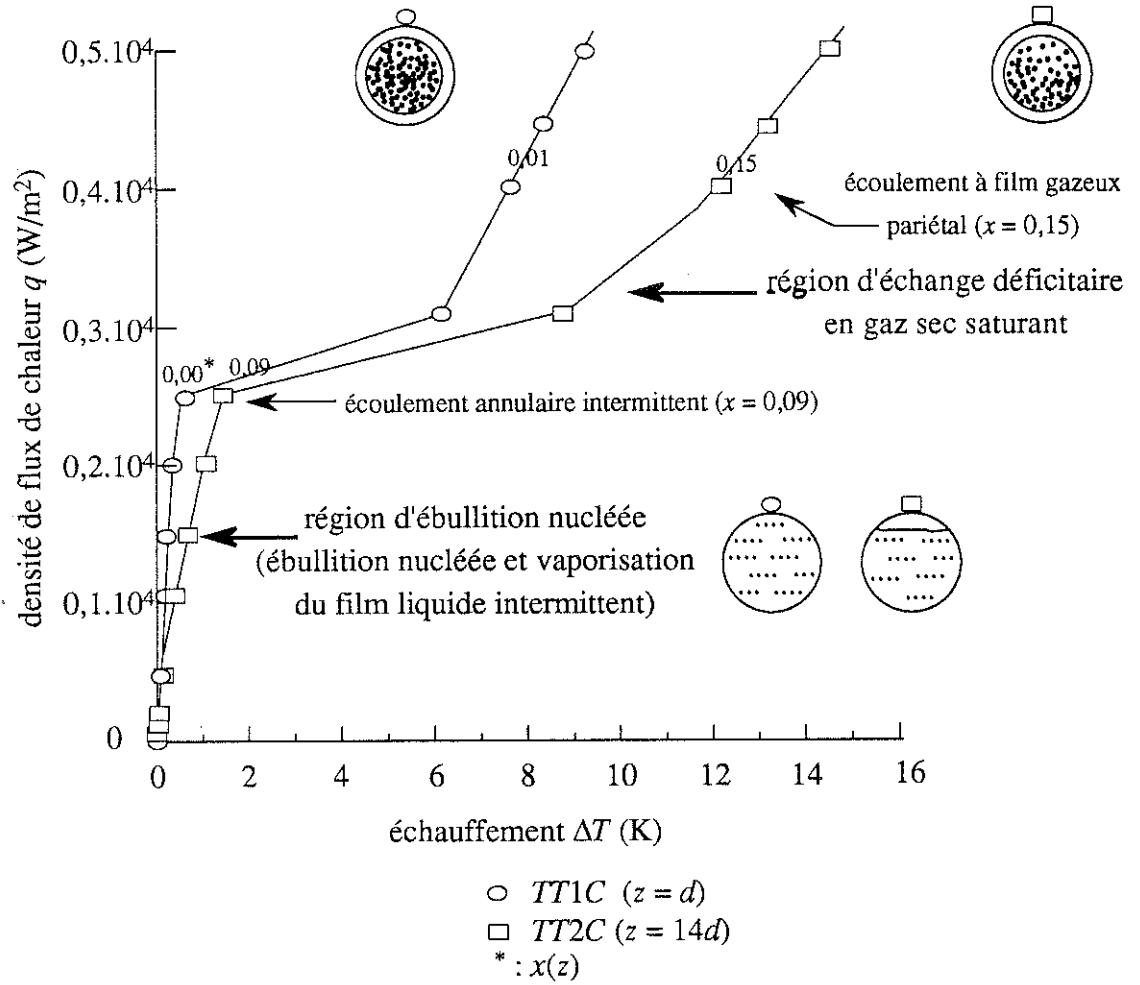
cellule de longueur chauffante 7 m

Figure 98.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour  $\dot{m} = 2,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,10$  — région d'échange thermique en écoulement à deux phases

On effectue aussi des mesures de coefficient d'échange avec une petite cellule en cuivre de longueur 0,15 m (cellule C, voir figures 71 et 72) à comparer à celles obtenues avec la cellule en acier inoxydable de même longueur.

Si on considère deux cas typiques d'écoulement, annulaire et dispersé (voir figures 99.a et 99.b), on met en évidence, comme avec la cellule en acier inoxydable, une chute brutale de l'échange thermique en écoulement initialement annulaire. On passe du régime dit d'ébullition nucléée (ébullition nucléée dans le liquide et évaporation du film intermittent en alternance avec convection forcée en gaz humide) à un régime de convection forcée en gaz sec (le coefficient est de l'ordre de grandeur de  $h_{g_0}$  qui vaut environ  $0,03 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $0,11 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  pour les débits considérés). Il semble que la crise d'ébullition corresponde à la formation d'un film gazeux pariétal (voir développement au paragraphe 4.3.2). Même pour une fraction de liquide importante, on peut semble-t-il obtenir un écoulement à film gazeux en paroi et à cœur «chargé» de liquide (on observe effectivement dans ce cas, dans la section de visualisation située après la cellule chauffante, un écoulement à épais brouillard). Partant d'un écoulement stratifié à faibles vagues de titre massique supérieur à 0,90 ou d'un écoulement dispersé, on a constamment un échange en gaz humide ; il n'y a pas de crise, puisqu'il n'existe pas de film liquide en paroi qui puisse la déclencher. Le régime «postcritique» est à transfert thermique *déficitaire*, puisqu'il correspond à un échange avec le gaz sec médiocre au regard de celui par ébullition nucléée. Il est donc nécessaire de l'éviter dans les circuits de refroidissement. Toutefois, il semble apparaître pour une densité de flux de chaleur de l'ordre de  $0,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ , densité bien supérieure à celles considérées dans les échangeurs habituels.

Cependant, les coefficients mesurés avant la crise sur la figure 99.a et en tout point sur la figure 99.b sont plus faibles que tout coefficient mesuré avec la cellule en acier inoxydable ou avec la grande cellule en cuivre. On n'exclut pas l'éventualité d'un artefact. En effet, la petite cellule en cuivre est chauffée au moyen d'une résistance bobinée et collée autour du conduit. Il est alors possible que la colle qui s'échauffe assez fortement (jusqu'à 200 K environ pour une densité de flux de chaleur de  $0,5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ ) dérive une partie de la chaleur dans le support de sonde, provoquant un échauffement supplémentaire de cette dernière. Les résultats obtenus avec cette cellule ne peuvent donc pas être exploités en terme de coefficient d'échange. On peut simplement retenir l'apparition d'une crise de l'échange thermique pour les écoulements annulaires, lorsque la densité de flux de chaleur déposée atteint environ  $0,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ .



cellule de longueur chauffante 0,15 m

Figure 99.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre  $C$  pour  $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_2 = 0$

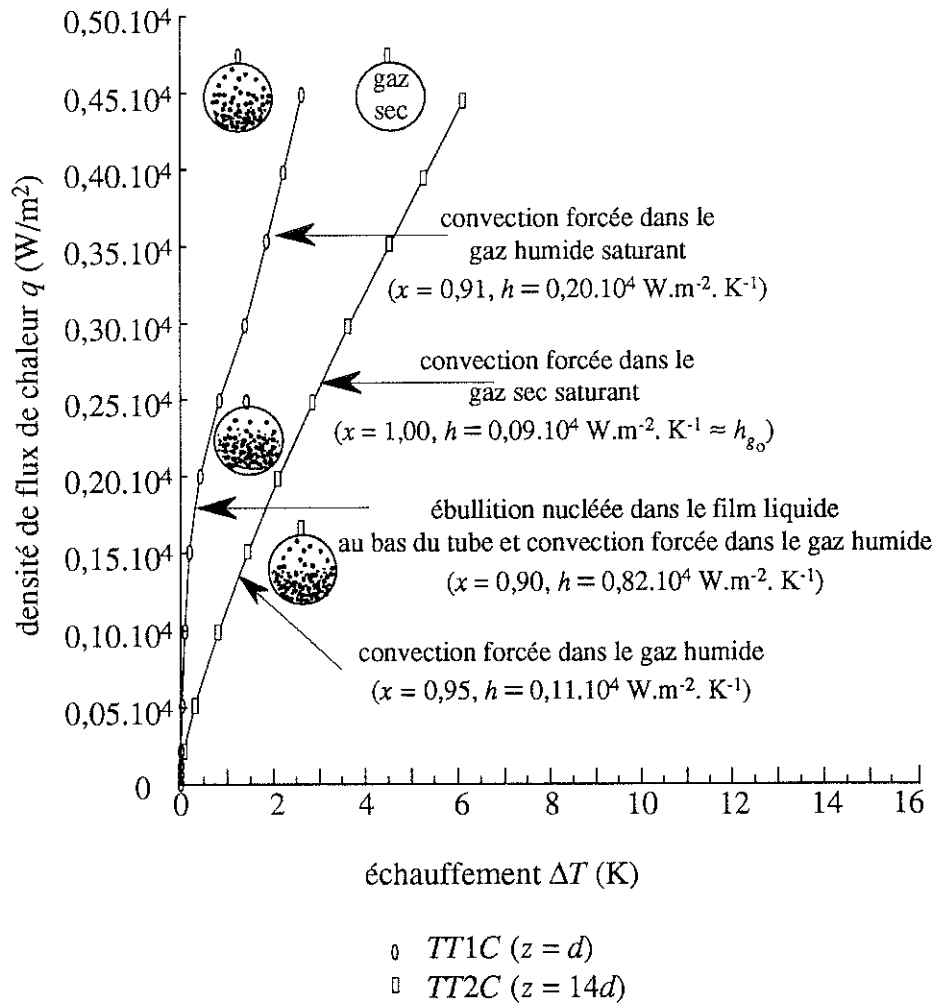


Figure 99.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre  $C$  pour  $\dot{m} = 6,0.10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,90$

### 4.3.2. — Crise d'ébullition

La prévision de la crise d'ébullition dans les écoulements d'hélium diphasique est essentielle à la conception des circuits de réfrigération ; elle doit être évitée afin de ne pas provoquer une chute brutale du transfert thermique (qui pourrait notamment «faire transiter» des aimants supraconducteurs d'accélérateurs de particules).

Quel que soit le type d'écoulement, on observe une crise pour une densité de flux de chaleur critique  $q_{c_c}$  comprise environ entre  $0,20 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  et  $0,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ , au lieu de  $0,6 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  à  $1,0 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  pour une cellule en acier inoxydable. Cette crise d'ébullition semble correspondre à la formation d'un *film gazeux en paroi* compte tenu de l'échange en gaz sec observé après le «décrochement» (voir figure 99.a).

On constate toutefois que, contrairement à la cellule en acier inoxydable, elle apparaît pour tout écoulement à  $q_{c_c} \approx 0,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ . Sans exclure, malgré toutes les précautions prises et les vérifications faites, l'éventualité d'une erreur systématique de mesure («point chaud» dû à une imperfection du mode de chauffage de la cellule en cuivre qui induirait une erreur sur  $q_{c_c}$  d'environ 4 %, ...), on tente de donner ici une explication au phénomène critique en s'appuyant sur les résultats obtenus avec la cellule en acier inoxydable.

Juste avant la crise, l'écoulement est annulaire stratifié ou annulaire intermittent avec une certaine proportion de gaz échauffé au haut du tube (même pour un écoulement de titre à l'entrée nul, il existe une fraction volumique de vapeur de 0,01 au niveau de la section n° 1 qui est déjà échauffée, voir figure 86). Ainsi, la paroi supérieure échange tantôt avec le film liquide, tantôt avec le gaz. Dans la cellule en acier inoxydable, lorsque la densité de flux de chaleur atteint environ  $0,85 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ , côté liquide, l'échange par ébullition nucléée se poursuit, côté gaz, tour à tour, le film est vaporisé et le gaz s'échauffe. A un certain point, l'échauffement du gaz est tel que la paroi ne peut plus être mouillée (voir paragraphe 4.2.4) ; un échange «déficitaire» avec le gaz se maintient. Dans le cas de l'acier inoxydable mauvais conducteur, le phénomène demeure *local*. Dans le cas du cuivre, on suppose que le processus de crise est semblable *dans son «initialisation»*. Un certain nombre d'observations incite à le croire ; l'écoulement est le même d'un point de vue hydraulique et l'échauffement de la phase gazeuse est identique (voir paragraphe 4.2.3). Dans ce cas, l'échauffement en paroi associé à l'échauffement *local* du gaz au haut du tube se propage par conduction thermique selon la périphérie du tube. Ceci peut expliquer la présence d'un film pariétal gazeux dans la région «postcritique». La densité de flux de chaleur critique  $q_{c_c}$  est alors apparente. En effet, on peut penser que, juste après l'apparition locale de l'échauffement, la chaleur déposée converge plutôt vers le bas du tube. La densité de flux de chaleur *réellement* reçue par le

liquide est supérieure à  $q_{cc} \approx 0,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  et est probablement de l'ordre de  $q_{ci} \approx 0,85 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  ; elle est due à un déficit de l'échange côté gaz et à un excédent côté liquide. Ce phénomène, s'il existe, est *transitoire*. Des mesures en régime transitoire auraient permis d'en étudier le déclenchement et la propagation.

En outre, des mesures avec une petite cellule en cuivre doivent être refaites. Pour exclure tout doute concernant un échauffement «parasite» du thermomètre par la résistance de chauffage, cette cellule peut être chauffée au moyen d'une résistance «thermocoax» du type de celle utilisée avec la cellule en cuivre de longueur 7 m. Afin d'assurer une température de paroi uniforme dans une section, cette résistance doit être bobinée et brasée sur le pourtour du conduit.

Généralement, les mesures de crise sont effectuées pour des écoulements *verticaux* d'hélium diphasique. Elles montrent que la crise correspond à un *assèchement* sur la totalité de la paroi et qu'elle a lieu pour tout type d'écoulement, sauf s'il est dispersé. V. E. Keilin *et al.*<sup>32</sup> (1975) proposent quelques résultats de flux critiques dans le cas d'un écoulement vertical d'hélium dans un conduit en cuivre et de paramètres d'écoulement équivalents à ceux de la présente étude :

Tableau XVI. — Comparaison des densités de flux de chaleur critiques obtenues dans la présente étude avec celles données pour des écoulements verticaux d'hélium diphasique par V. E. Keilin *et al.*<sup>32</sup> (1975)

| $\dot{G}$ (kg.s <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup> ) | $x$  | $q_{ch}$ (10 <sup>4</sup> W.m <sup>-2</sup> )* | $q_{cv}$ (10 <sup>4</sup> W.m <sup>-2</sup> )* |
|--|------|--|--|
| 25   | 0,00 | 0,25   | 0,29   |
| 25   | 0,11 | 0,25   | 0,28   |
| 40   | 0,00 | 0,25   | 0,40   |
| 51   | 0,00 | 0,25   | 0,41   |
| 51   | 0,24 | 0,24   | 0,39   |

\*  $q_{ch}$  pour densité de flux de chaleur critique en écoulement horizontal,  $q_{cv}$  pour densité de flux de chaleur critique en écoulement vertical

On obtient les mêmes ordres de grandeur pour le flux critique. Les processus de crise en écoulements verticaux et horizontaux étant peut-être différents et la crise en écoulements horizontaux observée dans de mauvaises conditions, on ne peut pas effectuer une étude comparative.

Quel que soit l'écoulement, on observe des variations de l'échauffement  $\Delta T$  de l'ordre de 2 K à 8 K (voir figure 99.a). La crise est associée à un échauffement de la température de paroi interne par rapport à  $T_{sat}$  de 2 K à 8 K. Quoique cet échauffement soit peut-être faussé compte tenu d'un mode de chauffage imparfait, il est du même ordre



de grandeur que celui observé dans le cas d'une cellule en acier inoxydable (1 K à 10 K, voir paragraphe 4.2.4).

#### 4.3.3. — Application au calcul d'échangeurs

Le but est de prévoir le coefficient de transfert dans l'échangeur. Les conditions d'apparition de la crise peuvent quant à elles être évitées, compte tenu des faibles densités de flux de chaleur habituellement considérées (quelques dizaines de  $\text{W}/\text{m}^2$  et  $q_{cc} \approx 0,25 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$ ).

Les conditions à l'entrée que sont  $\dot{G}$  et  $x_e$  permettent de connaître la configuration de l'écoulement initial (voir annexe K).

Compte tenu de la quantité de chaleur déposée  $Q = qS_{ch}$  ( $S_{ch}$  représente la surface chauffée), on peut évaluer le titre massique de vapeur en sortie

d'échangeur :  $x_s = \frac{Q + x_e \dot{m}L}{\dot{m}L + \dot{m}c_{p_g} \Delta T_g}$  où l'échauffement de la phase gazeuse  $\Delta T_g$  peut

être évalué à partir des résultats donnés dans les tableaux V et VI (cet échauffement est négligeable dans les échangeurs — inférieur à 50 mK — compte tenu des flux de chaleur mis en jeu). La connaissance de  $\dot{G}$  et  $x_s$  permet de prévoir la configuration de l'écoulement en sortie d'échangeur. Selon les types d'écoulements considérés entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, on peut prévoir les conditions d'échange *local* en se reportant aux résultats du paragraphe 4.2.3 et considérer pour tout écoulement un coefficient d'échange *moyen* de l'ordre de  $0,8 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $1,0 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  pour des vitesses massiques comprises entre  $20 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$  et  $75 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$  (voir tableau XV).

Dans ce chapitre, on présente les résultats expérimentaux obtenus avec une petite cellule en acier inoxydable de longueur 0,15 m et une grande cellule en cuivre de longueur 7 m.

La cellule en acier inoxydable mauvaise conductrice de la chaleur permet de mettre en évidence les échanges thermiques locaux avec chacune des phases. On peut ainsi étudier en particulier :

— les conditions d'apparition de l'ébullition nucléée en écoulement initialement sous-refroidi ou de liquide pur saturant qui sont liées à l'existence d'une fine couche limite thermique en écoulement ;

— l'échauffement de la phase gazeuse qui implique que le film pariétal en écoulement annulaire est intermittent ;

— les processus d'échange thermique qui interviennent dans les écoulements à deux phases et les coefficients d'échange associés : l'ébullition nucléée en circulation forcée dans la phase liquide ; l'évaporation du film liquide intermittent alternée avec la convection forcée et l'évaporation de micro-gouttes en gaz chargé de micro-gouttes dans la phase gazeuse ; la convection forcée et l'évaporation de gouttelettes en gaz chargé de gouttelettes dans le gaz à dispersion de gouttelettes.

La grande cellule en cuivre de simulation d'échangeurs permet d'évaluer l'ordre de grandeur du coefficient d'échange en écoulement d'hélium diphasique. On constate que, quel que soit la configuration de l'écoulement, le transfert thermique est très bon et proche de celui mesuré en phase liquide et en phase gazeuse humide avec la cellule en acier inoxydable. Le coefficient d'échange est alors de l'ordre de  $1,0 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  pour les écoulements considérés.

**TROISIEME PARTIE**

**APPLICATION INDUSTRIELLE**



## **CHAPITRE V**

### **CALCUL D'UNE POMPE**



## **CHAPITRE VI**

### **ESSAIS ET APPLICATIONS**





## 6.1. — Essais de pivoteries aux très basses températures

La conception de la pompe calculée au chapitre précédent nécessite un certain nombre d'essais préalables. On doit mettre au point un moteur et une pivoterie aux très basses températures. On en présente les résultats ci-après.

Il est souhaitable de trouver un moteur dont la propre pivoterie fonctionne aux températures cryogéniques. On essaie toutefois différents types de pivoterie que l'on peut être amené à mettre en place sur l'axe du moteur.

Pendant plusieurs dizaines de minutes, on fait tourner les *roulements* et les *paliers* suivants à 13 000 t/min dans un bain d'azote liquide :

- *roulements à billes* en acier inoxydable (non graissés) ;
- *paliers cryogéniques* lisses en acier inoxydable.

Les pivoteries précédentes fonctionnent avec succès à la température de l'azote liquide. Elles ne sont pas détériorées et sont toujours opérationnelles à la température ambiante.

On teste d'autre part deux sortes de *roulements à billes* «secs» (non graissés) qui ont déjà fait leurs preuves dans des applications spatiales. Ils sont constitués, pour les premiers d'une cage et de billes en acier inoxydable qui sont traitées au *bisulfure de molybdène* (lubrifiant qui supporte les très basses températures), et pour les seconds d'une cage en *téflon* et de billes en acier inoxydable chargées au bisulfure de molybdène.

Il est aussi possible d'utiliser des *paliers magnétiques* (dont l'usure par frottement est inexistante). Leur coût est relativement élevé et leur mise en œuvre est peu simple dans le cas présent. Ils sont généralement appliqués aux *moteurs pas à pas*.

Pour certaines applications pour lesquelles les moteurs tournent à relativement faible vitesse (inférieure à quelques milliers de tours par minute), on utilise des paliers en *vespel* (matière plastique qui supporte bien les très basses températures, qui est facile à usiner, et dont le coefficient de rétreint est voisin de celui de l'acier inoxydable) chargé au bisulfure de molybdène.

On s'oriente donc vers un moteur «standard» à roulements à billes en acier inoxydable non graissés.

## 6.2. — Essais de moteurs aux très basses températures

Le premier travail de conception de la pompe consiste à rechercher un moteur de petit diamètre (20 mm à 30 mm) dont le prix d'achat et la mise en œuvre pour la présente application cryogénique soient peu onéreux.

On teste d'abord à 12 000 t/min dans l'azote liquide un premier moteur à paliers lisses en *bronze fritté* et à balais en alliage de cuivre et un second à roulements à billes (non graissés) et à balais en alliage de métaux précieux. Ces deux moteurs qui possèdent *a priori* les caractéristiques voulues présentent des problèmes de rétreint au niveau de leur pivoterie et de mauvais contact électrique aux températures cryogéniques.

On opte pour un troisième moteur à courant continu, à roulements à billes en acier inoxydable non graissés, à balais graphités (voir figure 100). Après l'avoir fait tourner sans problème dans l'azote liquide pendant 85 heures, on s'assure du maintien de l'état des balais, d'une bonne tenue électrique à froid et d'une durée de vie acceptable pour la présente étude.

Pour une tension nominale de 32 V, le courant se stabilise à  $18 \cdot 10^{-3}$  A dans l'azote liquide (courant à vide dans l'air :  $35 \cdot 10^{-3}$  A). La vitesse de rotation du moteur est alors de l'ordre de 7 500 t/min. En montant la tension jusqu'à 40 V, on peut le faire fonctionner à une vitesse optimale de 10 000 t/min environ. Les différents essais montrent que l'intensité du courant d'alimentation et la vitesse de rotation sont stables. Après 85 heures de fonctionnement dans l'azote, le moteur conserve ses caractéristiques d'origine (vitesse nominale, couple de démarrage, etc.).

On peut retenir ce moteur sachant que l'on peut le faire tourner à 10 000 t/min pendant plus de 40 heures (durée minimale fixée au départ).

Afin d'en compléter l'étude, on effectue des essais dans l'hélium liquide en adoptant des cycles de fonctionnement semblables aux précédents. Pour une tension de 32 V, la vitesse de rotation du moteur se maintient à 7 710 t/min et le courant a une intensité de  $120 \cdot 10^{-3}$  A environ. La consommation du moteur est donc un peu plus importante dans l'hélium :  $P_c = 3,8$  W au lieu de 0,6 W dans l'azote.

Les caractéristiques du moteur peuvent être résumées comme suit :

1. — dans l'air

- puissance disponible :  $P = 13$  W
- couple de démarrage :  $C = 69$  mNm
- courant à vide moyen :  $i = 18 \cdot 10^{-3}$  A

2. — dans l'hélium liquide

- tension optimale :  $V = 32$  V à 40 V
- courant en fonctionnement optimal :  $i = 110 \cdot 10^{-3}$  A à  $120 \cdot 10^{-3}$  A
- vitesse de rotation maximale :  $N = 7\,710$  t/min
- puissance de consommation :  $P_c = 3,5$  W à 3,8 W.

On peut donc utiliser ce moteur pour effectuer des transferts d'hélium pendant quelques dizaines d'heures. Pour un emploi de plus de cent heures sur une boucle de

réfrigération, il faut songer à un moteur plus «solide» (roulements en acier inoxydable secs, moteur plus solide).

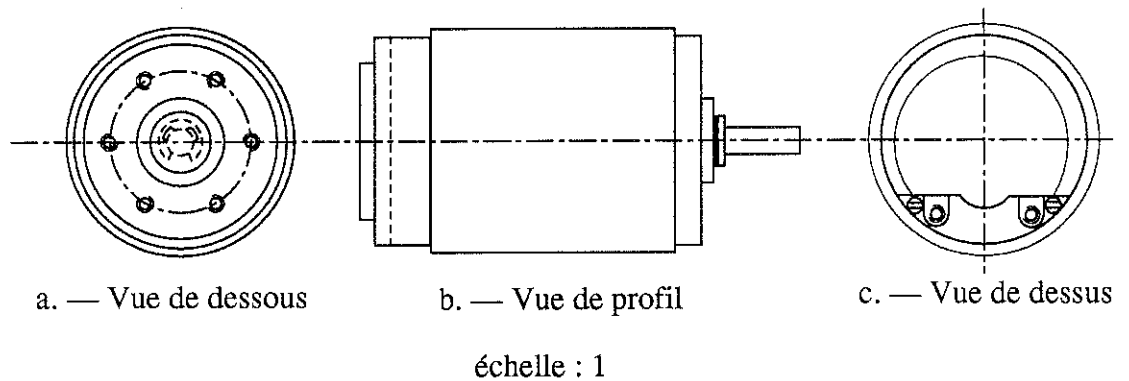
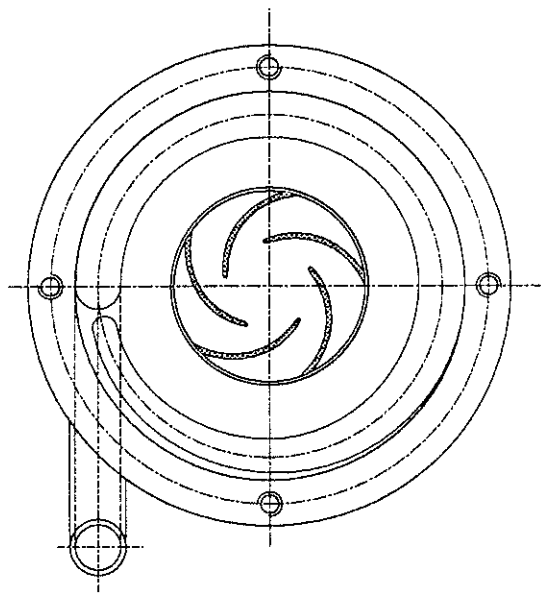


Figure 100. — Troisième moteur testé  
(roulements en acier inoxydable, balais graphités)

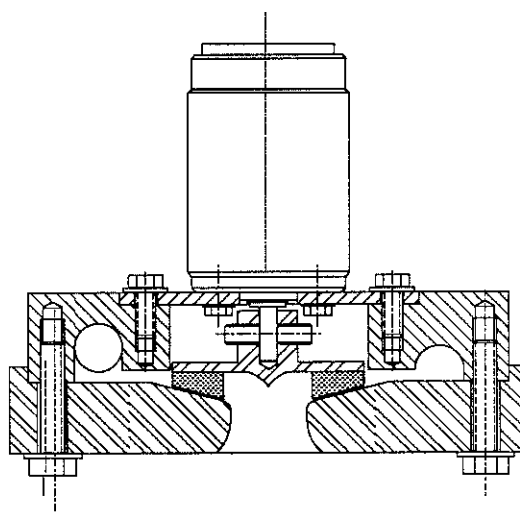
### 6.3. — Conception et essais de la pompe

Compte tenu des caractéristiques du moteur précédent, on propose une pompe de moindre encombrement (voir figure 101). On fixe sur l'arbre du moteur une petite roue aux caractéristiques voisines de celles données au paragraphe 5.2 (pour des raisons de difficulté d'usinage, les caractéristiques ne sont pas tout à fait celles prévues). La roue en aluminium a les caractéristiques suivantes : poids  $7 \cdot 10^{-3}$  kg ; nombre d'aubes : 5 ; petit diamètre des aubes : 10 mm ; grand diamètre des aubes : 30 mm ; angle d'entrée :  $15^\circ$  ; angle de sortie :  $40^\circ$  ; épaisseur des aubes : 3 mm ; largeur des aubes : 1 mm ; roue fermée.

Pour cette première étude destinée à l'évaluation des caractéristiques de la pompe, on ne prend aucune précaution pour limiter les fuites d'hélium.



a. — Vue de la roue



b. — Vue d'ensemble

échelle : 1,5

Figure 101. — Schéma d'une première pompe

On effectue des cycles de rotation du moteur «chargé» dans un bain d'hélium liquide. Pour une tension optimale de 32 V, le courant d'alimentation passe de  $120 \cdot 10^{-3}$  A pour le moteur seul à  $180 \cdot 10^{-3}$  A pour le moteur chargé. La consommation du moteur est pratiquement inchangée puisqu'elle passe de 3,8 W à 5,8 W (30 % à 45 % de la puissance disponible). La vitesse de rotation du moteur est toujours égale à 7 710 t/min.

verticalement sur une petite boucle dans un bain d'hélium liquide de 100 litres et on étudie les conditions de circulation en imposant différentes valeurs de pertes de charge au moyen d'une vanne «froide» placée sur le circuit. On parvient ainsi à obtenir un débit optimal de l'ordre de  $30 \cdot 10^{-3}$  kg/s en l'absence de pertes de charge. En outre, on effectue des transferts entre deux réservoirs d'hélium ; on crée un débit maximal de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3}$  kg/s avec des pertes de charge voisines de 100 mbar.

#### **6.4. — Applications industrielles**

Ce prototype répond aux spécifications définies au départ. Il confirme l'intérêt d'une petite pompe pour les transferts simples entre deux réservoirs d'hélium liquide.

Une étude ultérieure consiste à évaluer l'importance des fuites et la quantité de vapeur qui peut éventuellement se former dans la pompe en raison de la dissipation du moteur. Pour étudier ce dernier phénomène, on peut installer le capteur capacitif de taux volumique de vapeur en série avec la pompe, afin de détecter la présence éventuelle d'une phase gazeuse.

On prévoit la mise au point d'une seconde pompe plus performante et de plus longue durée de vie. Elle doit comporter un moteur plus sûr sans balais, mais synchrone (moteur magnétique sans balais) et être conçue avec les jeux minimaux. Son développement doit conduire à la définition de plus «grosses» pompes pour l'alimentation de grands circuits de refroidissement.

## Conclusion

L'étude expérimentale du «pouvoir réfrigérant» des écoulements diphasiques d'hélium présentée dans ce mémoire associe l'analyse locale et «moyennée» des échanges thermiques à la définition spatiale de l'écoulement obtenue par visualisations photographique et cinématographique. Elle permet de cerner quantitativement les différents mécanismes de transfert et de transition entre ces mécanismes, et d'en proposer une interprétation dans la plupart des cas.

Les dispositifs de mesure, capteurs et cellules-tests, ont autorisé une étude fine des conditions d'existence de l'ébullition en écoulement sous-refroidi.

Pour des titres massiques positifs, on a montré, d'une façon générale, que la qualité de l'échange en écoulement diphasique reste excellente. Elle est due, pour les débits et les titres de vapeur élevés, à la présence de gouttelettes en suspension dans la phase gazeuse turbulente, pour les débits faibles ou moyens, à la présence de micro-gouttes dans la phase gazeuse. Ces résultats apportent un éclairage nouveau sur ces écoulements. La participation de la vapeur (de capacité calorifique non négligeable dans le cas de l'hélium) à la réfrigération met en évidence le caractère de déséquilibre thermodynamique de l'écoulement de ce gaz «chaud» qui transporte un brouillard «froid».

Les mécanismes dits de crise d'ébullition font ressortir des résultats presque surprenants dans le cas du cuivre où les flux critiques sont nettement moins élevés que dans le cas de l'acier inoxydable. Ils soulignent l'effet de *diffusion* de crise engendré par le matériau (le cuivre) de haute conductivité thermique comparée à l'échange solide-gaz.

L'ensemble des très nombreux résultats (plus de 4 000 points de fonctionnement) fait apparaître des éléments non expliqués par manque d'informations — par exemple temporelles qui permettent de situer les zones de déclenchement de la crise et leur évolution, l'existence d'éventuelles hystérésis après la crise —.

Par ailleurs, les propositions d'explication des processus d'échange à partir d'un film liquide en paroi ou d'un gaz «humide» nécessiteraient d'être étayées par une analyse temporelle des températures de paroi.

Enfin, la comparaison des résultats obtenus avec le cuivre et avec l'acier inoxydable mérite d'être davantage exploitée pour différentes configurations expérimentales. Une étude des écoulements verticaux d'hélium diphasique qui débute au laboratoire devrait enrichir la présente réflexion à ce sujet.

Une pompe sera conçue à partir du présent prototype. Elle doit permettre la circulation d'hélium diphasique sous basse pression ou d'hélium superfluide. On pourra ainsi étudier l'influence de la pression de saturation sur les processus d'échange

thermique. En outre, la substitution de l'hélium superfluide à l'hélium diphasique (aux propriétés thermophysiques meilleures) tend à se développer actuellement. Une étude des propriétés hydrodynamiques et thermiques de l'hélium superfluide s'avère intéressante. Les méthodes de mesure utilisées dans les présents travaux y seront appliquées. L'évaluation du coefficient d'échange thermique pourra être complétée par une mesure des pertes de charge et des vitesses des deux phases.

## Références bibliographiques

1. — SCIVER (S. W. VAN). — Helium cryogenics. — New-York : Plenum Press, 1986. — 429 p. — (International cryogenics monograph series.)
2. — ALVES (G. E.). — «Cocurrent liquid-gas flow in a pipe-line contactor». — Chemical Engineering Progress, 50(9), 1954, p. 449-456.
3. — HEWITT (G. F.), ROBERTS (D. N.). — «Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography». — A.E.R.E., M2159, 1969, 29 p.
4. — ZUST (H. K.), BALD (W. B.). — «Experimental observations of flow boiling of liquid helium I in vertical channels». — Cryogenics, 21(11), novembre 1981, p. 657-666.
5. — BAKER (O.). — «Simultaneous flow oil and gas : full report on Magnolia's research on two-phase pipeline design». — Oil and Gas Journal, 53(12), 26 juillet 1954, p. 185-195.
6. — MANDHANE (J. M.), GREGORY (G. A.), AZIZ (K.). — «A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes». — International Journal of Multiphase Flow, 1, 1974, p. 537-553.
7. — TAITEL (Y.), DUKLER (A. E.). — «A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow». — A.I.Ch.E. Journal, 22(1), janvier 1976, p. 47-55.
8. — SAUVAGE-BOUTAR (E.), MEURIS (C.), POIVILLIERS (J.), FRANÇOIS (M.-X.). — «Observation of two-phase helium flows in a horizontal pipe», p. 441-447 in : Advances in Cryogenic Engineering. — Proceedings of the 1987 Cryogenic Engineering Conference, Saint-Charles, Illinois, 14-18 juin 1987. — Plenum Press, New-York, 1988. — 1178 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 33.)
9. — STEINER (D.). — «Heat transfer during flow boiling of cryogenic fluids in vertical and horizontal tubes». — Cryogenics, 26(5), mai 1986, p. 309-318.
10. — OGATA (H.), SATO (S.). — «Forced convection heat transfer to boiling helium in a tube». — Cryogenics, 14(7), juillet 1974, p. 375-380.
11. — CICCHITTI (A.) *et al.* — «Two-phase cooling experiments : pressure drop, heat transfer and burnout measurements». — Energia Nuclear, 7(6), 1960, p. 407-425.
12. — DUKLER (A. E.), CLEVELAND (R. G.). — «Frictional pressure drop in two-phase flow : a comparison of existing correlations for pressure loss and holdup». — A.I.Ch.E. Journal, 10(1), janvier 1964, p. 38-43.
13. — KEILIN (V. E.), KLIMENKO (E. Y.), KOVALEV (I. A.). — «Device for measuring pressure drop and heat transfer in two-phase helium flow». — Cryogenics, 9(1), février 1969, p. 36-38.
14. — HEWITT (G. F.), HALL-TAYLOR (N. S.). — Annular two-phase flow. — Oxford : Pergamon Press, 1970. — 310 p.



15. — SUZANNE (C.). — Etude expérimentale de l'écoulement turbulent stratifié d'un gaz et d'un liquide. — 193 f. dactyl.  
Th. doct. ing. : Mécanique des fluides : Toulouse : 7 juillet 1977.
16. — ZIVI (S. M.). — «Estimation of steady-state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 86C(2), mai 1964, p. 247-252.
17. — TONG (L. S.). — Boiling heat transfer and two-phase flow. — New-York : John Wiley and sons, 1965. — 242 p.
18. — GEBHART (B.). — Heat transfer. — 2<sup>e</sup> éd. — Bombay : Tata MacGraw-Hill, 1971. — 596 p.
19. — RIBAUD (G.), BRUN (E.). — La Convection forcée de la chaleur : en régime d'écoulement turbulent. — Paris : Editions Gauthier-Villars, 1942. — 79 p. — (Mémorial des sciences physiques ; 46.)
20. — TAINÉ (J.), PETIT (J.-P.). — Transferts thermiques : mécanique des fluides anisothermes. — Paris : Bordas, 1989. — 389 p.
21. — BERGLES (A. E.), ROHSENOW (W. M.). — «The Influence of temperature difference on the turbulent forced-convection heating of water». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 84C(3), août 1962, p. 268-270.
22. — CLARK (J. A.). — «Cryogenic heat transfer», p. 325-517 in : Advances in heat transfer. — New-York : Academic Press, 1968. — 538 p. — (Advances in heat transfer : 5.)
23. — HSU (Y.-Y.), GRAHAM (R. W.). — Transport processes in boiling and two-phase systems : including near-critical fluids. — U.S.A. : American Nuclear Society, 1986. — 589 p. — (Series in Thermal and Fluids Engineering.)
24. — BANKOFF (S. G.). — «Ebullition from solid surfaces in the absence of a pre-existing gaseous phase». — Transactions of the A.S.M.E., 79(1), mai 1957, p. 735-740.
25. — HAN (C. Y.), GRIFFITH (P.). — «The Mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling : bubble initiation, growth and departure». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 8(6), juin 1965, p. 887-904.
26. — BALD (W. B.). — «Cryogenic heat transfer research at Oxford : nucleate pool boiling». — Cryogenics, 13(8), août 1973, p. 457-469.
27. — KOUMOUTSOS (N.), MOISSIS (R.), SPYRIDONOS (A.). — «A study of bubble departure in forced-convection boiling». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 90C(2), mai 1968, p. 223-230.
28. — HAHNE (E.), GRIGULL (U.). — Heat transfer in boiling. — Washington : Academic Press, 1977. — 486 p.
29. — SAHA (P.), ZUBER (N.). — «Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling», p. 175-179 in : Heat Transfer 1974, Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Tokyo, 3-7 septembre

1974. — Japan : The Japan Society of Mechanical Engineers, the Society of Chemical Engineers, 1974. — 354 p. — (Heat Transfer 1974 : 4.)
30. — HANDS (B. A.). — «Pressure drop instabilities in cryogenic fluids», p. 355-369 *in* : Advances in Cryogenic Engineering. — New-York : Plenum Press, 1975. — 518 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 20.)
31. — COLLIER (J. G.). — Convective boiling and condensation. — 2<sup>e</sup> éd. — England : MacGraw-Hill International Book Company, 1981. — 435 p.
32. — KEILIN (V. E.) *et al.* — «Forced convection heat transfer to liquid helium I in the nucleate boiling region». — Cryogenics, 15(1), mars 1975, p. 141-145.
33. — KLIMENKO (V. V.), GRIGOR'EV (A. V.), SUDARCHIKOV (A. M.). — «Influence of the heating-surface material on heat transfer during bubble boiling in channels under forced-circulation conditions». — Soviet Physics Doklady, 30(7), juillet 1985, p. 601-602.
34. — JOHANNES (C.), MOLLARD (J.). — «Nucleate boiling of helium I in channels simulating the cooling channels of large superconducting magnets», p. 332-341 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1970 Cryogenic Engineering Conference, Boulder, 17-19 juin 1970. — New-York : Plenum Press, 1972. — 498 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 17.)
35. — KLIMENKO (V. V.), FYODOROV (M. V.), FOMICHYOV (Y. A.). — «Channel orientation and geometry influence on heat transfer with two-phase forced flow of nitrogen». — Cryogenics, 29(1), janvier 1989, p. 31-36.
36. — STEINER (D.), SCHLUNDER (E. U.). — «Heat transfer and pressure drop for boiling nitrogen flowing in a horizontal tube», p. 263-306 *in* : Heat transfer in boiling / sous la direction de E. Hahne, U. Grigull. — New-York : Academic Press, 1977. — 486 p.
37. — HEWITT (G. F.). — «Critical heat flux in flow boiling», p. 143-171 *in* : Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Toronto, Canada, 7-11 août 1978. — Washington : Hemisphere Publishing Corporation, 1978. — 559 p.
38. — TONG (L. S.), YOUNG (J. D.). — «A phenomenological transition and film boiling heat transfer correlation», p. 120-124 *in* : Heat Transfer 1974, Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Tokyo, 3-7 septembre 1974. — Japan : The Japan Society of Mechanical Engineers, the Society of Chemical Engineers, 1974. — 354 p. — (Heat Transfer 1974 : 4.)
39. — BERGLES (A. E.). — «Burnout in boiling heat transfer : subcooled and low-quality forced-convection systems». — Nuclear Safety, 18(2), mars-avril 1977, p. 154-167.
40. — KUTATELADZE (S. S.), LEONTIEV (A. I.). — «Some applications of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer», p. 189-192 *in* : Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Heat Transfer Conference, paper 81, session 9, volume 3, Chicago, 7-12 août 1966. — New-York : American Institute of Chemical Engineers, 1967. — 365 p. — (1966 Heat Transfer Conference : 4.)

41. — TONG (L. S.). — «Boundary-layer analysis of the flow boiling crisis». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 11(7), juillet 1968, p. 1208-1211.
42. — HEBEL (W.), DETAVERNIER (W.). — «Critical heat transfer rate to flowing cooling water». — Kerntechnik, 19(5), 1977, p. 228-232.
43. — HEWITT (G. F.) *et al.* — «Burnout and film flow in the evaporation of water in tubes». — A.E.R.E., R 4864, 1965, 29 p.
44. — BERGLES (A. E.), LOPINA (R. F.), FIORI (M. P.). — «Critical-heat-flux and flow-pattern observations for low-pressure water flowing in tubes». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 89C(1), février 1967, p. 69-80.
45. — DEEV (V. I.) *et al.* — «Hydraulic resistance and burnout with helium boiling in tubes». — Thermal Engineering, 26(1), 1979, p. 45-47.
46. — ROMANOV (V. I.) *et al.* — «Investigating burnouts with helium boiling in a channel». — Thermal Engineering, 28(10), octobre 1981, p. 620-622.
47. — SOHAL (M. S.). — «Critical heat flux in flow boiling of helium I», p. 319-340 *in* : Advances in Heat Transfer. — London : Academic Press, 1985. — 360 p. — (Advances in Heat Transfer : 17.)
48. — DELHAYE (J. M.), SEMERIA (R.), FLAMAND (J. C.). — «Void fraction and vapour and liquid temperatures : local measurements in two-phase flow using a microthermocouple». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 95C(3), août 1973, p. 365-370.
49. — DELHAYE (J. M.). — «Jump conditions and entropy sources in two-phase systems : local instant formulation». — International Journal of Multiphase Flow, 1(3), 1974, p. 395-409.
50. — AURACHER (H.), DAUBERT (J.). — «A capacitance method for void fraction measurements in two-phase flow», p. 425-441 *in* : Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference of Multi-Phase Flow, London, 19-21 juin 1985. — London : B.H.R.A., 1985. — 494 p.
51. — ALEXEYEV (A. I.), FILIPPOV (Y. P.), MAMEDOV (I. S.). — «Flow patterns of two-phase helium in horizontal channels». — Cryogenics, 31(5), mai 1991, p. 330-337.
52. — KATHEDER (H.), SUSSER (M.). — «Measurement device with cold oscillator for measuring vapour content in helium two-phase flow». — Cryogenics, 31(5), mai 1991, p. 327-329.
53. — CONTE (R. R.). — Éléments de cryogénie. — Paris : Masson, 1970. — 332 p.
54. — MACADAMS (W. H.). — Transmission de la chaleur ; traduit de l'anglais par A. Beaufils. — 2<sup>e</sup> éd. — Paris : Dunod, 1964. — 585 p.
55. — REEBER (M. D.). — «Heat transfer to boiling helium». — Journal of Applied Physics, 34(3), mars 1963, p. 481-483.

56. — KUTATELADZE (S. S.). — Fundamentals of heat transfer. — 2<sup>e</sup> éd. [rév. et augm.] — New-York : Academic Press, 1963. — 485 p.
57. — EASTMAN (P. C.), DATARS (W. R.). — «Film boiling in liquid helium». — Cryogenics, 3(1), mars 1963, p. 40-41.
58. — BREEN (B. P.), WESTWATER (J. W.). — «Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling heat transfer». — Chemical Engineering Progress, 58(7), juillet 1962, p. 67-72.
59. — FREDERKING (T. H. K.). — «Film boiling of helium I and other liquefied gases on single wires». — A.I.Ch.E. Journal, 5(3), septembre 1959, p. 403-406.
60. — LOCK (J. M.). — «Optimization of current leads into a cryostat». — Cryogenics, 9(6), décembre 1969, p. 438-442.
61. — PUEL (P.). — Aciers inoxydables au nickel-chrome austénitique 18/8 : étude de la corrosion, composition des aciers inoxydables, influence des additions, caractéristiques aux basses températures et aux températures élevées. — Paris : Centre d'information du nickel, 1951. — p. 1-112.
62. — TOULOUKIAN (Y. S.) *et al.* — Thermal conductivity : metallic elements and alloys. — New-York : Plenum Publishing Corporation, 1970. — 1469 p. — (Thermophysical properties of matter ; 1.)
63. — DICKENSON (C.). — Pumping manual. — 8<sup>e</sup> éd. — England : The trade and technical press limited, 1988. — 746 p.
64. — KOVATS (A. DE), DESMUR (G.). — Pompes, ventilateurs, compresseurs : centrifuges et axiaux. — 2<sup>e</sup> éd. — Paris : Dunod, 1962. — 474 p.
65. — TROSKOLANSKI (A. T.). — Les Turbopompes : théorie, tracé, construction. — Paris : Editions Eyrolles, 1977. — 410 p.
66. — WALLIS (G. B.), DOBSON (J. E.). — «The Onset of slugging in horizontal stratified air-water flow». — International Journal of Multiphase Flow, 1, 1973, p. 173-193.
67. — SCOTT (R. B.). — Cryogenic engineering. — 3<sup>e</sup> éd. — New-York : D. Van Nostrand Company, 1963. — 368 p.
68. — TSAI (C. L.), WEINSTOCK (H.), OVERTON (W. C.). — «Low temperature thermal conductivity of stycast 2850 FT». — Cryogenics, 18(9), septembre 1978, p. 562-563.

## Bibliographie

### Caractéristiques des écoulements diphasiques

- AGRAWAL (S. S.), GREGORY (G. A.), GOVIER (G. W.). — «An analysis of horizontal stratified two phase flow in pipes». — The Canadian Journal of Chemical Engineering, 51, juin 1973, p. 280-286.
- AKAI (M.), INOUE (A.), AOKI (S.). — «The Prediction of stratified two-phase flow with a two-equation model of turbulence». — International Journal of Multiphase Flow, 7(1), février 1981, p. 21-39.
- BANKOFF (S. G.). — «A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 82C(4), novembre 1960, p. 265-272.
- BERGLES (A. E.) *et al.* — Two-phase flow and heat transfer in the power and process industries. — New-York : Hemisphere Publishing Corporation, 1981. — 707 p.
- BORISHANSKII (V. M.) *et al.* — «Some problems of heat transfer and hydraulics in two-phase flows». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 16(1), 1973, p. 1073-1085.
- BOURE (J. A.), BERGLES (A. E.), TONG (L. S.). — «Review of two-phase flow instability». — A.S.M.E. Paper, paper of the American Society of Mechanical Engineers for presentation at the A.S.M.E.-A.I.Ch.E., Heat Transfer Conference, Tulsa, 15-18 août 1971, 71-HT-42, 1971, p.1-20.
- BUTTERWORTH (D.), HEWITT (G. F.). — Two-phase flow and heat transfer. — Oxford : Oxford University Press, 1977. — 513 p. — (Harwell Series.)
- CONEY (M. W. E.). — «The Analysis of a mechanism of liquid replenishment and draining in horizontal two-phase flow». — International Journal of Multiphase Flow, 1(5), 1974, p. 647-669.
- EDESKUTY (F. J.), THURSTON (R. S.). — «Similarity of flow oscillations induced by heat transfer in cryogenic systems», p. 551-567 *in* : Symposium on two phase flow dynamics, Eindhoven, 4-9 septembre 1967. — Bruxelles : The Commission of the European Communities, 1969. — 1127 p. — (European Atomic Energy Community-Euratom : 1.)
- GAYRAL (B.). — Bilans d'énergie turbulente en écoulement stratifié cocourant de gaz et de liquide. — 141 f. dactyl.  
Th. 3<sup>e</sup> c. : Mécanique des fluides : Toulouse (Institut National Polytechnique de Toulouse) : 16 février 1979.
- HADJ-FREDJ (A.). — Structure cinématique de l'écoulement stratifié ou ondulé d'un gaz et d'un liquide. — 166 f. dactyl.  
Th. doct. ing. : Mécanique des fluides : Toulouse (Institut National Polytechnique de Toulouse) : 25 octobre 1978.

- HARUYAMA (T.). — «Optical method for measurement of quality and flow patterns in helium two-phase flow». — Cryogenics, 27(8), août 1987, p. 450-453.
- HENSTOCK (W. H.), HANRATTY (T. J.). — «The Interfacial Drag and the Height of the wall layer in annular flows». — A.I.Ch.E. Journal, 22(6), novembre 1976, p. 990-1000.
- ISHII (M.). — Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow. — Paris : Eyrolles, 1975. — 248 p. — (Direction des études et recherches d'Electricité de France.)
- JEFFREYS (H.). — «On the formation of water waves by wind». — Proceedings of the Royal Society of London, 107A, 1925, p. 189-206.
- JEFFREYS (H.). — «On the formation of water waves by wind». — Proceedings of the Royal Society of London, 110A, 1926, p. 241-247.
- JOHANNESSEN (T.). — «A theoretical solution of the Lockhart and Martinelli flow model for calculating two-phase flow pressure drop and hold-up». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 15(3), 1972, p. 1443-1449.
- LOCKHART (R. W.), MARTINELLI (R. C.). — «Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes». — Chemical Engineering Progress, 45(1), 1949, p. 39-48.
- MARTINELLI (R. C.), NELSON (D. B.), SCHENECTADY (N. Y.). — «Prediction of pressure drop during forced-circulation boiling of water». — Transactions of the A.S.M.E., 70, août 1948, p. 695-702.
- SCHWARTZBECK (R. K.), KOCAMUSTAFAOGULLARI (G.). — «Two-phase flow-pattern transition scaling studies», p. 387-398 in : A.N.S. Proceedings 1988 National Heat Transfer Conference, Houston, Texas, 24-27 juillet 1988. — 448 p. — New-York : American Nuclear Society, 1988. — (A.N.S. Proceedings : 3.)
- TAITEL (Y.), DUKLER (A. E.). — «A theoretical approach to the Lockhart-Martinelli correlation for stratified flow», International Journal of Multiphase Flow, 2(5, 6), 1976, p. 591-595.
- THEILACKER (J. C.). — «An investigation into flow regimes for two-phase helium flow», p. 391-398 in : Advances in Cryogenic Engineering. — Proceedings of the 1987 Cryogenic Engineering Conference, Saint-Charles, Illinois, 14-18 juin 1987. — 1178 p. — New-York : Plenum Press, 1988. — (Cryogenic Engineering Conference: 33.)
- Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering. — DELHAYE (J. M.), GIOT (M.), RIETHMULLER (M. L.). — New-York : MacGraw-Hill Book Company, 1981. — 525 p. — (Series in Thermal and Fluids Engineering.)
- WALLIS (G. B.). — One-dimensional two-phase flow. — New-York : MacGraw-Hill Book Company, 1969. — 408 p.
- WALLIS (G. B.), HEASLEY (J. H.). — «Oscillations in two-phase flow systems». — Journal of Heat Transfer, 83C(3), août 1961, p. 363-369.

## Caractéristiques des écoulements turbulents

CEBECI (T.), SMITH (A. M. O.). — Analysis of turbulent boundary layers. — New-York : Academic Press, 1974. — 404 p. — (Applied Mathematics and Mechanics.)

FRIEND (W. L.), METZNER (A. B.). — «Turbulent heat transfer inside tubes and the analogy among heat, mass, and momentum transfer». — A.I.Ch.E. Journal, 4(4), décembre 1958, p. 393-402.

GAYRAL (B.). — Bilans d'énergie turbulente en écoulement stratifié cocourant de gaz et de liquide. — 141 f. dactyl.  
Th. 3<sup>e</sup> c. : Mécanique des fluides : Toulouse (Institut National Polytechnique de Toulouse) : 16 février 1979.

SCHLICHTING (H.). — Boundary-layer theory. — 7<sup>e</sup> éd. — New-York : McGraw-Hill Book Company, 1979. — 817 p. — (McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering.)

## Crise d'ébullition

ALADYEV (I. T.), MIROPOLSKY (Z. L.), DOROSHCHUK (V. E.), STYRIKOVICH (M. A.). — «Boiling crisis in tubes». — International Device in Heat Transfer, 1961, p. 237-243.

BELIAKOV (V. P.) *et al.* — «Studies on nucleate boiling crisis of helium-1 in channels of superconducting magnet systems». — I.E.E.E. Transactions on Magnetics, MAG-15(1), janvier 1979, p. 40-45.

DOROSHCHUK (V. E.), LEVITAN (L. L.), LANTSMAN (F. P.). — «Recommendations for calculating burnout in a round tube with uniform heat release». — Thermal Engineering, 22(12), 1975, p. 77-80.

GOLDMANN (K.), FIRSTENBERG (H.), LOMBARDI (C.). — «Burnout in turbulent flow : a droplet diffusion model». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 83C(2), mai 1961, p.158-162.

KIRICHENKO (Y. A.) *et al.* — «Effect of cylindrical heater dimensions on critical heat fluxes during boiling of cryogenic liquids». — Cryogenics, 18(11), novembre 1978, p. 621-625.

LEHONGRE (S.) *et al.* — «Critical nucleate boiling of liquid helium in narrow tubes and annuli», p. 274-275 *in* : Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Cryogenic Engineering Conference, Brighton, 7-10 mai 1968. — United Kingdom : Iliffe Science and Technology Publications Limited, 1968. — 312 p. — (A International Cryogenic Engineering Conference : 2.)

LYON (D. N.). — «Boiling heat transfer and peak nucleate boiling fluxes in saturated liquid helium between the  $\lambda$  and critical temperatures», p. 371-379 *in* : International Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1964 Cryogenic Engineering Conference, Philadelphia, 18-21 août 1964. — New-York : Plenum Press, 1965. — 427 p. — (International Advances in Cryogenic Engineering : 10.)

OGATA (H.), SATO (S.). — «Critical heat flux for two-phase flow of helium I». — Cryogenics, 13(10), octobre 1973, p. 610-611.

## Divers

FRENKEL (J.). — Kinetic theory of liquids. — New-York : Dover publications, 1955. — 488 p.

LIFSHITZ (I. M.), KAGAN (Y.). — «Quantum kinetics of phase transitions at temperatures close to absolute zero». — Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics, 35(1), juillet 1972, p. 206-214.

MACCARTY (R. D.). — Thermophysical properties of helium-4 from 2 to 1500 K with pressures to 1000 atmospheres. — Washington : National Bureau of Standards, 1972. — 155 p.

MAXWELL (J. C.). — A treatise on electricity and magnetism. — 3<sup>e</sup> éd. — New-York : Dover Publications, 1954. — 500 p.

OBERHAUSER (C. J.), SUKHATME (S. P.). — «Evaluation of optimum current-carrying leads for cryogenic apparatus», p. 322-330 in : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1966 Cryogenic Engineering Conference, Boulder, 13-15 juin 1966. — New-York : Plenum Press, 1967. — 792 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 15.)

VANCE (R. W.). — Cryogenic technology. — New-York : John Wiley and sons, 1963. — 585 p. — (University of California Engineering and Physical Sciences Extension Series.)

VANCE (R. W.), DUKE (W. M.). — Applied cryogenic engineering. — New-York : John Wiley and sons, 1962. — 510 p. — (University of California Engineering and Physical Sciences Extension Series.)

## Ebullition nucléée en bain

BALD (W. B.), WANG (T. Y.). — «The Nucleate Pool Boiling Dilemma». — Cryogenics, 16(5), mai 1976, p. 314-315.

BEWILOGUA (L.), KNONER (R.), WOLF (G.). — «Heat transfer in boiling hydrogen, neon, nitrogen and argon». — Cryogenics, 6(1), février 1966, p. 36-39.

FORSTER (H. K.), ZUBER (N.). — «Dynamics of vapour bubbles and boiling heat transfer». — A.I.Ch.E. Journal, 1(4), 1955, p. 531-535.

GRAHAM (R. W.), HENDRICKS (R. C.), EHLERS (R. C.). — «An experimental study of the pool heating of liquid hydrogen in the subcritical and supercritical pressure regimes over a range of acceleration», p. 342-352 in : International Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 18-21 august 1964 Cryogenic Engineering Conference, University of Pennsylvania. — New-York : Plenum Press, 1965. — 427 p. — (A Cryogenic Engineering Conference Publication : 10.)



GRIGORIEV (V. A.) *et al.* — «Characteristic curve of helium pool boiling». — Cryogenics, 17(3), mars 1977, p. 155-156.

HSU (Y.-Y.). — «On the size of range of active nucleation cavities on a heating surface». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 84C, août 1962, p. 207-216.

IVEY (H. J.). — «Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 10(2), 1967, p. 1023-1040.

JERGEL (M.), STEVENSON (R.). — «Contribution to the static heat transfer to boiling liquid helium». — Cryogenics, 14(8), août 1974, p. 431-433.

JERGEL (M.), STEVENSON (R.). — «Static heat transfer to liquid helium in open pools and narrow channels». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 14(3), 1971, p. 2099-2107.

JUDD (R. L.). — «On nucleation site interaction». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 110(2), mai 1988, p. 475-478.

KOSKY (P. G.), LYON (D. N.). — «Pool boiling heat transfer to cryogenic liquids : nucleate regime data and a test of some nucleate boiling correlations». — A.I.Ch.E. Journal, 14(3), mai 1968, p. 372-387.

SCHIMDT (C.). — «Review of steady state and transient heat transfer in pool boiling helium I», p. 17-31 *in* : Stability of superconductors in helium I and helium II, Proceedings of workshop held, Saclay, France, 16-19 novembre 1981. — Paris : International Institute of Refrigeration, 1981. — 312 p.

VERKIN (B. I.) *et al.* — «Heat transfer during pool boiling of subcooled helium», p. 256-260 *in* : Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Cryogenic Engineering Conference, Genève, 3-6 juin 1980. — England : I.P.C. Sciences and Technology Press, 1980. — 899 p. — (International Cryogenic Engineering Conference : 8.)

## **Echanges thermiques dans les écoulements diphasiques**

BALD (W. B.), HANDS (B. A.). — «Cryogenic heat transfer research at Oxford : flow boiling». — Cryogenics, 14(4), avril 1974, p. 179-197.

BERGLES (A. E.), ROHSENOW (W. M.). — «The Determination of forced-convection surface-boiling heat transfer». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 86C, août 1964, p. 365-372.

BERGLES (A. E.) *et al.* — Two-phase flow and heat transfer in the power and process industries. — New-York : Hemisphere Publishing Corporation, 1981. — 707 p.

BORISHANSKII (V. M.) *et al.* — «Some problems of heat transfer and hydraulics in two-phase flows». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 16(1), 1973, p. 1073-1085.

- BUTTERWORTH (D.), HEWITT (G. F.). — Two-phase flow and heat transfer. — Oxford : Oxford University Press, 1977. — 513 p. — (Harwell Series.)
- CHEN (J. C.). — «Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow». — Industrial and Engineering Chemistry Process, Design and Development, 5(3), juillet 1966, p. 322-329.
- FROST (D. L.). — «Dynamics of explosive boiling of a droplet». — The Physics of Fluids, 31(9), septembre 1988, p. 2554-2561.
- FROST (W.). — Heat transfer at low temperatures. — New-York : Plenum Press, 1975. — 362 p. — (The International Cryogenics Monograph Series.)
- GIARRATANO (P. J.), HESS (R. C.), JONES (M. C.). — «Forced convection heat transfer to subcritical helium I», p. 404-416 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1973 Cryogenic Engineering Conference, Atlanta, 8-10 août 1973. — New-York : Plenum Press, 1974. — 524 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 19.)
- GIARRATANO (P. J.), SMITH (R. V.). — «Comparative study of forced convection boiling heat transfer correlations for cryogenic fluids», p. 492-506 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1965 Cryogenic Engineering Conference, Houston, 23-25 août 1965. — New-York : Plenum Press, 1966. — 712 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 11.)
- GRIGORIEV (V. A.), PAVLOV (Y. M.), AMETISTOV (Y. V.). — «An investigation of nucleate boiling heat transfer of helium», p. 45-49 *in* : Heat Transfer 1974, Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Tokyo, 3-7 septembre 1974. — Japan : The Japan Society of Mechanical Engineers, the Society of Chemical Engineers, 1974. — 358 p. — (Heat Transfer 1974 : 4.)
- JERGEL (M.), HECHLER (K.), STEVENSON (R.). — «The Effect of forced circulation on heat transfer with liquid helium in narrow channels». — Cryogenics, 10(5), octobre 1970, p. 413-417.
- JERGEL (M.), HLASNIK (I.). — «A few remarks on the heat transfer in helium liquid-gas flow». — Cryogenics, 13(11), novembre 1973, p. 676-678.
- JJI (L. M.), CLARK (J. A.). — «Bubble boundary layer and temperature profiles for forced convection boiling in channel flow». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 86C(1), février 1964, p. 50-58.
- JOHANNES (C.). — «Studies of forced convection heat transfer to helium I», p. 352-360 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1970 Cryogenic Engineering Conference, Boulder, 17-19 juin 1970. — New-York : Plenum Press, 1972. — 498 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 17.)
- KANDLIKAR (S. G.). — «A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes», p. 9-19 *in* : Boiling and condensation in heat transfer equipment, the Winter Annual Meeting of the A.S.M.E., Boston, 13-18 décembre 1987. — New-York : A.S.M.E., 1987. — 106 p. — (Heat Transfer Division : 85.)

- KHALIL (A.). — «Steady state heat transfer of helium cooled cable bundles». — Cryogenics, 22(6), juin 1982, p. 277-281.
- KLIMENKO (V. V.). — «Boiling heat transfer in forced channel flow». — Heat Transfer Soviet Research, 17(2), mars-avril 1985, p. 96-100.
- KLIMENKO (V. V.). — «A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 31(3), mars 1988, p. 541-552.
- KLIMENKO (V. V.). — «Heat transfer intensity at forced flow boiling of cryogenic liquids in tubes». — Cryogenics, 22(11), novembre 1982, p. 569-576.
- LEVY (S.). — «Forced convection subcooled boiling : prediction of vapour volumetric fraction». — International Journal of Heat and Mass Transfer, 10(2), 1967, p. 951-965.
- LIS (J.), STRICKLAND (J. A.). — «Local variations of heat transfer in a horizontal steam evaporator tube», p. 1-11 *in* : Heat Transfer 1970. — Amsterdam : Elsevier Publishing Company, 1970. — 392 p. — (Heat Transfer 1970 : 8.)
- PETUKHOV (B. S.), ZHUKOV (V. M.), SHIL'DKRET (V. M.). — «Investigation of forced-convection boiling heat transfer with helium». — Heat Transfer-Soviet Research, 12(3), mai-juin 1980, p. 51-57.
- PFOTENHAUER (J. M.), DONNELLY (R. J.). — «Heat transfer in liquid helium», p. 65-158 *in* : Advances in Heat Transfer. — London : Academic Press, 1985. — 360 p. — (Advances in Heat Transfer : 17.)
- SHAH (M. M.). — «Prediction of heat transfer during boiling of cryogenic fluids flowing in tubes». — Cryogenics, 24(5), mai 1984, p. 231-236.
- SOLODOVNIKOV (V. V.), DEEV (V. I.), ARKHIPOV (V. V.). — «Hysteresis effects in a flow of boiling helium». — Thermal Engineering, 32(7), juillet 1985, p. 402-404.
- SUBBOTIN (V. I.) *et al.* — «Heat transfer in two-phase flow of helium», p. 2343-2348 *in* : Heat Transfer 1986, Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, San Francisco, 17-22 août 1986. — New-York : Academic Press, 1986. — 2688 p. — (Heat Transfer : 5.)

## Machines cryogéniques

- BERNDT (H.), DOLL (R.), WIEDEMANN (W.). — «Two years' experience in liquid helium transfer with a maintenance free centrifugal pump», p. 1039-1043 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1989 Cryogenic Engineering Conference, Los Angeles, 24-28 juillet 1989. — New-York : Plenum Press, 1990. — 1849 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 35B.)
- LUDTKE (P. R.), DANNEY (D. E.), STEWARD (W. G.). — «Performance of a small centrifugal pump in He I and He II», p. 515-524 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1987 Cryogenic Engineering Conference,

Saint-Charles, Illinois, 14-18 juin 1987. — New-York : Plenum Press, 1988. — 1178 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 33.)

RIVETTI (A.), MARTINI (G.). — «Helium flowrate transducers for space applications». — Cryogenics, 30(10), octobre 1990, p. 835-839.

WEISEND (J. G.), SCIVER (S. W. VAN). — «Characterization of a centrifugal pump in He II», p. 507-514 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1987 Cryogenic Engineering Conference, Saint-Charles, 14-18 juin 1987. — New-York : Plenum Press, 1988. — 1178 p. — (International Cryogenic Engineering Conference : 33.)

## Métrologie

AURACHER (H.). — «Die Genauigkeit kapazitiver Verfahren zur Messung des volumetrischen Dampfgehalts in Zweiphasenströmungen». — Wärme und Stoffübertragung, 21(6), 1987, p. 355-366.

DANILOV (V. V.), FILIPPOV (Y. P.), MAMEDOV (I. S.). — «Peculiarities of void fraction measurement applied to physical installation channels cooled by forced helium flow», p. 745-754 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1989 Cryogenic Engineering Conference, Los Angeles, California, 24-28 juillet 1989. — New-York : Plenum Press, 1990. — 899 p. — (A Cryogenic Engineering Conference Publication : 35A.)

HEWITT (G. F.). — Measurement of two phase flow parameters. — London : Academic Press, 1978. — 287 p.

MERILO (M.), DECHENE (R. L.), CICHOWLAS (W. M.). — «Void fraction measurement with a rotating electric field conductance gauge». — Journal of Heat Transfer, Transactions of the A.S.M.E., 99C(2), mai 1977, p. 330-332.

OLSEN (H. O.). — «Theoretical and experimental investigation of impedance void meters». — Kjeller Report, KR-118, août 1967, 91 p.

## Thermométrie

ADOLF (A.), DJERASSI (H.), LESZCZYSZYN (J.). — «A compound carbon thermometer for the temperature range 0,3-100 K». — The Review of Scientific Instruments, 50(9), septembre 1979, p. 1101-1103.

DEAN (J. W.), RICHARDS (R. J.). — «Hydrostatic pressure effects in carbon and germanium thermometers», p. 505-508 *in* : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1967 Cryogenic Engineering Conference, Stanford, 21-23 août 1968. — New-York : Plenum Press, 1968. — 745 p. — (A Cryogenic Engineering Conference Publication : 13.)

DISDIER (F.), GRAVIL (B.), SAUVIGNE (G.). — «Thermométrie sous vide en milieu cryogénique industriel», p. 133-136 *in* : Le vide, les couches minces : supplément «vide et cryogénie». — Grenoble : Journées Internationales d'Etudes sur le Vide et la Cryogénie, 1984. — 170 p.

- ITSKEVICH (E. S.), KRAIDENOV (V. F.). — «Measurement of temperatures in the liquid helium region under pressure». — Instruments and Experimental Techniques, 21(6), novembre-décembre 1978, p. 1640-1643.
- KES (P. H.), KLEIN (C. A. M. VAN DER), KLERK (D. DE). — «A new R-T relation for Allen-Bradley carbon resistor thermometers». — Cryogenics, 14(3), mars 1974, p. 168-169.
- LEBEAU (C.), PINEL (J.). — «A simple device for temperature measurement in the liquid helium range». — Journal of Physics E, 4(3), mars 1971, p. 256-257.
- LOUIE (B.), RADEBAUGH (R.), EARLY (S. R.). — «A thermometer for fast response in cryogenic flow», p. 1235-1246 in : Advances in Cryogenic Engineering, Proceedings of the 1985 Cryogenic Engineering Conference, Cambridge, 12-16 août 1985. — New-York : Plenum Press, 1986. — 1346 p. — (Cryogenic Engineering Conference : 31.)
- MACGEE (T. D.). — Principles and methods of temperature measurement. — Chichester : John Wiley and sons, 1988. — 581 p.
- MILLER (R. I.), ULBRICH (C. W.). — «Time response and thermal diffusivity of carbon resistance thermometers». — Cryogenics, 12(3), juin 1972, p. 173-175.
- ROSE-INNES (A. C.). — Low temperature laboratory techniques : the use of liquid helium in the laboratory. — 2<sup>e</sup> éd. — London : The English Universities Press, 1973. — 255 p. — (Applied physics guides.)
- RUBIN (L. G.), BRANDT (B. L.), SAMPLE (H. H.). — «Cryogenic thermometry : a review of recent progress». — Cryogenics, 22(10), octobre 1982, p. 491-503.
- SCHMIDT (C.). — «Transient heat transfer to liquid helium and temperature measurement with a response time in the microsecond region». — Applied Physics Letters, 32(12), juin 1978, p. 827-829.
- SCIVER (S. W. VAN), LOTTIN (J. C.). — «Thermal time constants of several Allen Bradley resistors immersed in liquid helium». — The Review of Scientific Instruments, 54(6), juin 1983, p. 762-763.

## Annexe A

### Étude expérimentale des configurations d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique (A. I. Alexeyev, Y. P. Filippov, I. S. Mamedov<sup>51</sup>, 1991)

A. I. Alexeyev, Y. P. Filippov, I. S. Mamedov<sup>51</sup> (1991) rapportent leur étude sur les configurations d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique. Ils considèrent des écoulements dans un tube de diamètre interne 0,007 9 m. Le circuit comporte une longueur de tranquillisation, une zone de création du titre massique et une section de mesure du taux volumique de vapeur.

Les écoulements observés sont des écoulements à bulles pour des vitesses superficielles de liquide très grandes ( $j_l \approx 0,60$  m/s à 1,20 m/s), des écoulements stratifiés, des écoulements intermittents où les vagues touchent le haut du tube sans qu'il y ait formation de bouchons, des écoulements annulaires dispersés, des écoulements dispersés (gouttelettes dans la vapeur) et des écoulements à brouillard (quand le liquide et la vapeur sont mélangés de façon homogène ; les vitesses superficielles  $j_l$  et  $j_v$  sont alors très grandes et sont de l'ordre de 1,50 m/s).

Ils présentent une carte d'écoulements expérimentale qui exprime  $j_l$  en fonction de  $j_v$  (voir figure 1). Ils essaient de comprendre pourquoi l'écoulement à bouchons n'existe pas. Pour de grandes vagues, G. B. Wallis, J. E. Dobson<sup>66</sup> (1973) proposent un critère de *transition de l'écoulement stratifié à l'écoulement à bouchons* fondé sur l'instabilité des vagues :

$$V_v - V_l = K [(\rho_l - \rho_v)g(H_v/\rho_v + H_l/\rho_l)]^{0,5} \quad (\text{A.1})$$

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle ;  $H_l$  et  $H_v$  les hauteurs respectives de liquide et de vapeur et  $K \leq 1$  un *facteur de perturbations*. Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup> (1976) proposent

d'utiliser  $\frac{S_v}{\frac{\partial S_v}{\partial H_l} \rho_v}$  au lieu de  $H_v/\rho_v$  dans la formule A.1. Ainsi, ils obtiennent :

$$V_v - V_l = K \left[ (\rho_l - \rho_v)g \left( \frac{S_v}{\frac{\partial S_v}{\partial H_l} \rho_v} + \frac{S_l}{\frac{\partial S_l}{\partial H_v} \rho_l} \right) \right]^{0,5} \quad (\text{A.2})$$

La frontière est alors calculée pour  $K = 1$  et correspond à la courbe (2) de la figure 1. L'expérience montre que les écoulement stratifiés demeurent au-delà de la courbe (2) (voir courbe (1) de la figure 1). En réalité, lorsque l'on s'approche de la frontière, des gouttelettes sont entraînées dans la vapeur et des bulles sont capturées par le liquide. On peut donc supposer que le transfert de masse et, par conséquent, le transfert de quantité

de mouvement diminuent la vitesse à l'interface. Ce phénomène a lieu dans l'hélium car  $\rho_l$  et  $\rho_v$  sont relativement proches. Il explique l'absence d'écoulement à bouchons.

A. I. Alexeyev, Y. P. Filippov, I. S. Mamedov<sup>51</sup> proposent une autre condition pour le commencement du mélange de deux fluides en tube horizontal (pour les mélanges de fréons de densités voisines et pour les mélanges eau-air sous forte pression) :

$$\frac{(\rho_l - \rho_v)\Lambda_l V_l^2}{\sqrt{\rho_l g \sigma}} \geq 1,4 \quad (\text{A.3})$$

où  $\sigma$  est la *tension superficielle* et  $\Lambda_l$  le *facteur de frottement* donné par la *relation de Blasius* :  $\Lambda_l = 0,316(\rho_l V_l d / \mu_l)^{-0,25}$  avec  $d$  le *diamètre* du conduit et  $\mu_l$  la *viscosité dynamique* du liquide (voir courbe (3) de la figure 1).

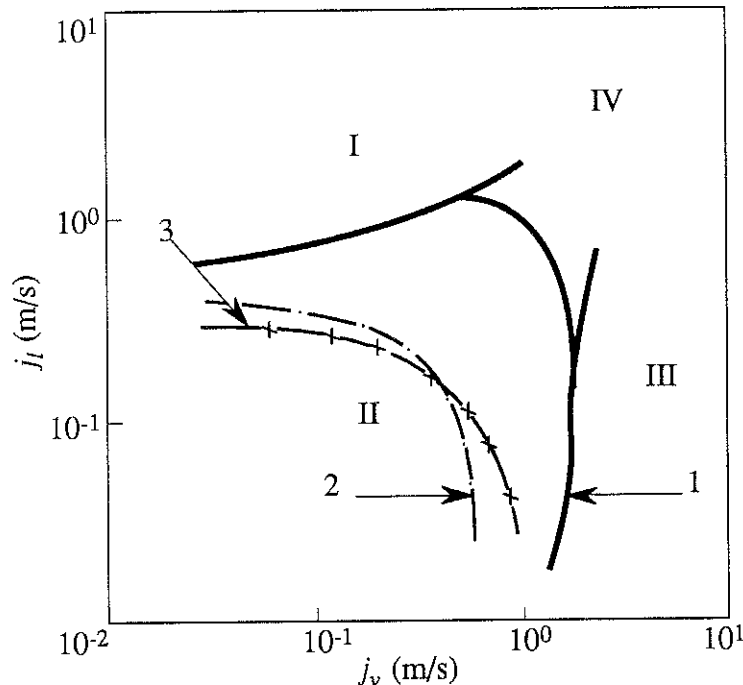


Figure 1. — Première carte des configurations d'écoulements d'hélium diphasique pour un tube de diamètre interne 0,007 9 m et pour  $p = 140 \text{ kN/m}^2$  ; 1 : frontières expérimentales des configurations d'écoulements d'hélium diphasique ; 2 : limite de la stabilité des vagues à l'interface (équation A.2) ; 3 : limite où l'entraînement du liquide par la vapeur commence (équation A.3) ; I : écoulement à bulles ; II : écoulement stratifié ; III : écoulement dispersé ; IV : écoulement à brouillard

Comme les débits augmentent pour atteindre la frontière (courbe (2) de la figure 1), le mélange des phases stratifiées commence. L'écoulement est alors plus ou moins homogène. Si le taux volumique de vapeur  $\alpha$  est proche de zéro, l'écoulement est

à bulles. S'il est proche de un, il est à brouillard ou dispersé. Pour des valeurs intermédiaires de  $\alpha$ , il est annulaire dispersé (dans ce cas, il n'est pas parfaitement homogène).

La transition de l'écoulement stratifié à l'écoulement à bulles dépend des forces de poussée et de transport (Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup>, 1976). On a

$F_t = \frac{\rho_l \overline{v_l'^2} S_i}{2}$  et  $F_g = g(\rho_l - \rho_v) S_v$  où  $\overline{v_l'^2} = \frac{V_l^2 \Lambda_l}{2}$  est la moyenne du carré de la fluctuation de vitesse axiale du liquide ;  $S_i$  la surface interfaciale ;  $F_t$  la force de «transport» des bulles dans le liquide et  $F_g$  la force de poussée qui tend à faire monter les bulles vers le haut du tube. Ainsi, l'expression de G. B. Wallis et J. E. Dobson devient :

$$V_v - V_l = \left[ \frac{4S_v}{S_i g \Lambda_l \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}\right)} \right]^{0,5} \quad (\text{A.4})$$

Ce critère permet de tracer la courbe de transition (2) de la figure 2. Toutefois, pour  $\alpha > 0,3$  (courbe (2) de la figure 2 en pointillés), le critère est moins bon car il faudrait tenir compte des fluctuations dans la vapeur.

La transition de l'écoulement stratifié à l'écoulement dispersé est donnée par un critère semblable au précédent où les rôles du liquide et de la vapeur sont inversés. La vapeur joue le rôle de la phase porteuse et on peut ainsi écrire que

$F_t = \frac{\rho_v \overline{v_v'^2} S_i}{2}$  et  $F_g = g(\rho_l - \rho_v) S_l$  avec  $\overline{v_v'^2} = \frac{V_v^2 \Lambda_v}{2}$ . La conditions de «mélange» à partir de l'écoulement stratifié est alors :

$$V_v - V_l = \left[ \frac{4S_l}{S_i g \Lambda_v \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}\right)} \right]^{0,5} \quad (\text{A.5})$$

Elle correspond à la courbe (3) de la figure 2. Elle est valable pour  $0,95 \leq \alpha \leq 1,00$ .



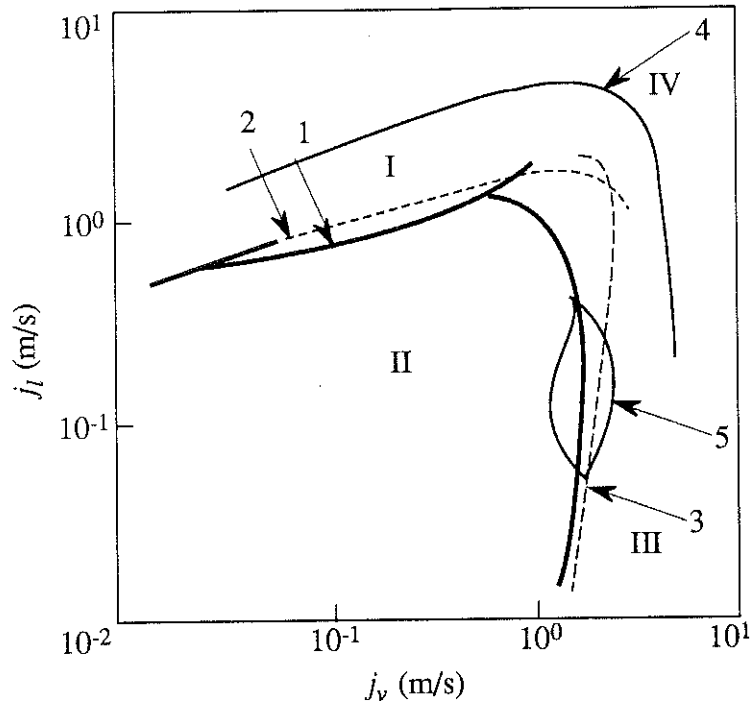


Figure 2. — Seconde carte des configurations d'écoulements pour un tube de diamètre interne 0,007 9 m et pour  $p = 140 \text{ kN/m}^2$ ; 1 : frontières expérimentales des configurations d'écoulements d'hélium diphasique ; 2 : équation A.4 ; 3 : équation A.5 ; 4 : limite des écoulements homogénéisés dans un tube de diamètre interne 0,050 m ; 5 : données de E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François<sup>8</sup> (1988) pour les écoulements dispersés ; I : écoulement à bulles ; II : écoulement stratifié ; III : écoulement dispersé ; IV : écoulement à brouillard

## Annexe B

### Notions sur la formation d'une bulle

#### *Force de tension superficielle*

Pour déformer une membrane selon une ligne donnée, il est nécessaire d'exercer une force  $f$  dans le plan de la membrane et dans une direction perpendiculaire à la ligne au point considéré. Cette force est proportionnelle à la longueur  $l$  de la ligne. On définit ainsi une tension dite *superficielle*  $\sigma = \frac{f}{l}$ . Elle est fonction de la nature de la membrane et de sa température. On l'exprime généralement en N/m.

Soit une surface élémentaire de rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$  qui délimite deux milieux 1 et 2 et qui est supposée être à température uniforme  $T$  (voir figure 1).

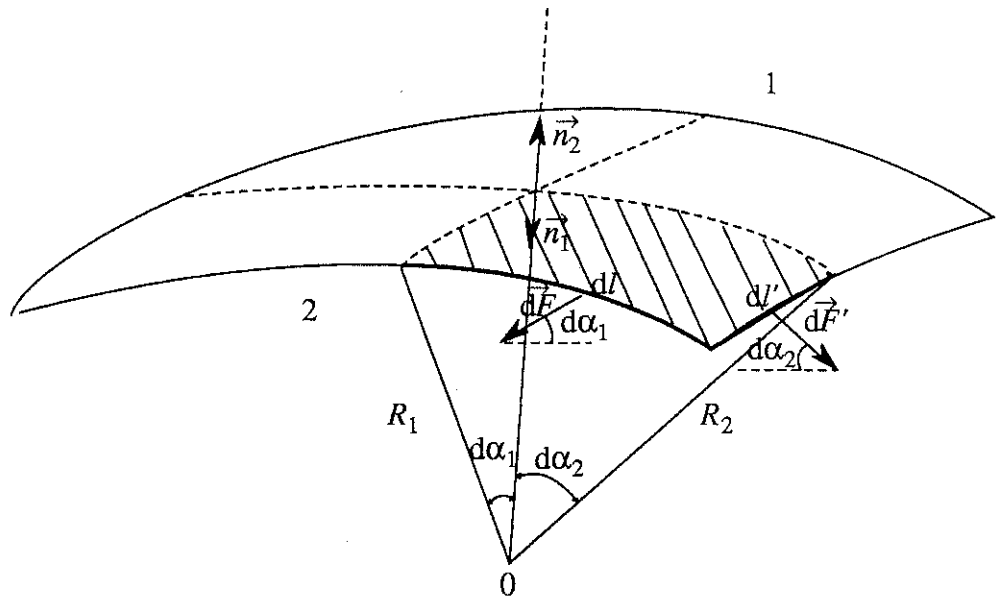


Figure 1. — Forces de tension superficielle sur une surface

Le bilan des forces qui s'exercent sur l'élément de surface  $dS = dl dl'$  est le suivant :

$$\vec{dF} + \vec{dF'} + p_1 dS \vec{n}_1 + p_2 dS \vec{n}_2 = \vec{0} \quad (\text{B.1})$$

Par projection selon la normale  $\vec{n}_1$  au milieu 1, on obtient :

$$dF d\alpha_1 + dF d\alpha_2 + p_1 dS - p_2 dS = 0 \quad (\text{B.2})$$

pour des angles infiniment petits  $d\alpha_1$  et  $d\alpha_2$  qui sont définis respectivement par les rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$ .

Par définition des forces de tension superficielle, on a  $\sigma dl d\alpha_1 + \sigma dl' d\alpha_2 + p_1 dS - p_2 dS = \sigma dl dl' / R_1 + \sigma dl dl' / R_2 + p_1 dl dl' - p_2 dl dl' = 0$ , soit encore :

$$p_2 - p_1 = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{B.3})$$

Pour la surface sphérique d'une bulle de *rayon critique* (rayon d'équilibre)  $r^*$ , la différence de pression entre le liquide et la vapeur est donnée par la *loi de Laplace* :

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (\text{B.4})$$

### *Pression d'équilibre d'une bulle*

Soit une bulle sphérique en équilibre dans le liquide saturant à la température  $T_l = T_{sat}$  et sous la pression  $p_l = p_{sat}$ . La vapeur contenue dans cette bulle est à la température  $T_v$  et sous la pression  $p_v$ .

Soit  $p_\infty$  et  $p_v$  les pressions qui correspondent à la pression de la vapeur saturante pour des interfaces plane et sphérique respectivement (voir figure 2).

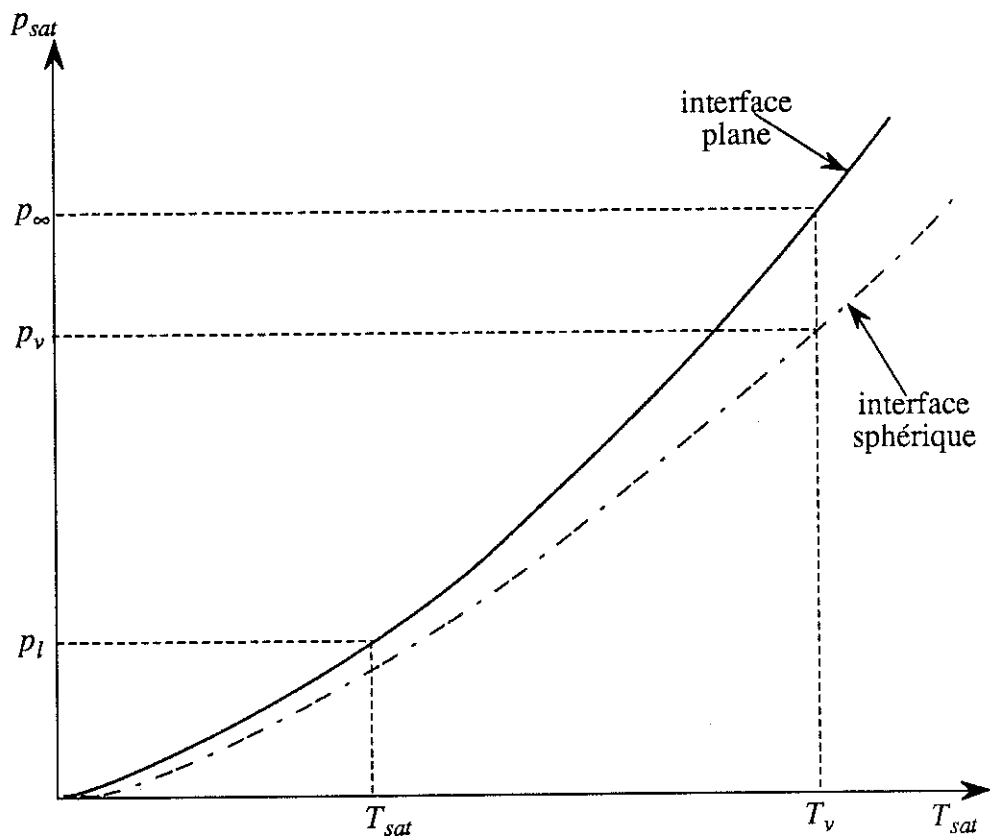


Figure 2. — Courbes de saturation pour des interfaces plane et sphérique

Si on considère l'évolution d'une masse de liquide donnée de l'état  $(p_\infty, T_v)$  à l'état  $(p_v, T_v)$ , la transformation est réversible et conduite à température constante. On peut ainsi imaginer deux évolutions réversibles décrites à température constante. Dans ces conditions, la variation d'énergie libre égale au travail total reçu par le système est identique :

— on considère une masse élémentaire de liquide  $dm$  qui passe d'un bain à interface plane dans l'état  $(p_\infty, T_v)$  à une gouttelette dans l'état  $(p_v, T_v)$ . Ainsi, le rayon de la gouttelette augmente de  $dr$  tel que  $dm = \rho_l 4\pi r^2 dr$  et la surface sphérique

augmente de  $dS = 8\pi r dr = \frac{8\pi r dm}{\rho_l 4\pi r^2} = \frac{2dm}{\rho_l r}$ . Cette augmentation de surface correspond à

la perte du travail de la tension superficielle  $dW_s = -\sigma dS = \frac{-2\sigma dm}{\rho_l r}$  qui est égale à la variation de l'énergie libre  $dF$  ;

— on considère comme autre «chemin» la vaporisation de la masse  $dm$  sous la pression  $p_\infty$  et à la température  $T_v$ , sa détente isotherme à  $T_v$ , puis sa «recondensation» sous la pression  $p_v$  et à la température  $T_v$ . Le travail reçu par le système

est celui des forces de pression  $dW_p = L(T_v)dm - \int_{v_\infty(T_v)}^{v_v(T_v)} (p dv) - L(T_v)dm$  où  $L(T_v)$  est la

chaleur latente de vaporisation à la température  $T_v$ . Si on assimile la vapeur au «gaz

parfait», on a :  $dW_p = - \int_{v_\infty(T_v)}^{v_v(T_v)} p dv = \int_{p_\infty(T_v)}^{p_v(T_v)} v dp = r dm T_v \int_{p_\infty}^{p_v} \frac{dp}{p} = \frac{R dm T_v}{M} \ln\left(\frac{p_v}{p_\infty}\right)$

où  $r$  est la *constante massique des gaz parfaits* ;  $R$  la constante molaire des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire de la vapeur.

Par égalité des travaux  $dW_s$  et  $dW_p$ , on a :  $\frac{-2\sigma dm}{\rho_l r} = \frac{R dm T_v}{M} \ln\left(\frac{p_v}{p_\infty}\right)$ , soit

$$\ln\left(\frac{p_v}{p_\infty}\right) = - \frac{2\sigma M}{\rho_l r R T_v}.$$

Ainsi, pour une bulle de rayon critique  $r^*$ , on peut écrire la relation entre les pressions de la vapeur saturante  $p_\infty$  et  $p_v$  :

$$p_v = p_\infty e^{(-2\sigma v_l M) / (r^* R T_v)} \quad (\text{B.5})$$

## Annexe C

### Epaisseur du liquide surchauffé en paroi

On suppose généralement que l'épaisseur de liquide surchauffé à proximité de la paroi est égale à celle de la *sous-couche laminaire* en écoulement turbulent. L'épaisseur de la sous-couche laminaire est donnée par le profil de vitesse (B. Gebhart<sup>18</sup>, 1971). En écoulement turbulent, on a :

$$\delta_f = \frac{5\mu_l/\rho_l}{\sqrt{\tau_p/\rho_l}} = \frac{5\mu_l/\rho_l}{V_f} \quad (\text{C.1})$$

où  $\mu_l/\rho_l$  est la *viscosité cinématique du liquide* ;  $\tau_p$  la *contrainte de frottement en paroi* et

$V_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}}$  la vitesse de frottement à la paroi.

La contrainte pariétale  $\tau_p$  est donnée par la relation  $\tau_p = \left(-\frac{\partial p}{\partial z}\right)\frac{d}{4}$  dans un conduit cylindrique de diamètre  $d$  et d'axe  $z$ , soit par  $\tau_p = \left(\Lambda \frac{1}{d} \frac{\rho_l \bar{V}^2}{2}\right)\frac{d}{4} = \Lambda \frac{\rho_l \bar{V}^2}{8}$  où le *coefficient de frottement*  $\Lambda$  est donné par la *relation de Colebrook* (applicable à un écoulement turbulent et un tube rugueux) :  $\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} = -0,87 \ln\left(\frac{k/d}{3,71} + \frac{2,51}{Re \sqrt{\Lambda}}\right)$  ( $k/d$  est la *rugosité relative* du tube que l'on prend communément égale à  $10^{-4}$  et  $Re$  le *nombre de Reynolds*).

Pour un écoulement d'hélium liquide de débit massique égal à  $6 \cdot 10^{-3}$  kg/s dans un tube de diamètre interne égal à 0,01 m, le *nombre de Reynolds* vaut environ 241 000 à 4,224 K et sous 1 atm. Ainsi  $\tau_p \approx 0,12$  N/m<sup>2</sup>.

L'épaisseur de liquide surchauffé est alors donnée par la relation suivante :

$$\delta_f = \frac{5\left(\frac{\mu_l}{\rho_l}\right)}{\sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}}} = 4,09 \cdot 10^{-6} \text{ m} \approx 4 \text{ } \mu\text{m} \quad (\text{C.2})$$

## Annexe D

### Loi de distribution des vitesses de Maxwell et notions sur l'évaporation nette à une interface liquide-vapeur

#### *Loi de distribution des vitesses de Maxwell*

Considérons un gaz pur en *équilibre thermique* dans une enveloppe solide à température uniforme.

On admet que les mouvements et les chocs moléculaires ne modifient pas la densité moléculaire du gaz, c'est-à-dire que cette densité reste *en moyenne* uniforme au cours du temps dans tout le gaz.

On suppose en second lieu que, dans chaque élément de volume, les molécules possèdent des vitesses dont les directions sont réparties uniformément dans tous les sens et dont les grandeurs sont elles-mêmes distribuées suivant une loi indépendante de la position de l'élément choisi ; on parle d'état de *chaos moléculaire*.

Les hypothèses précédentes permettent l'application des raisonnements de *probabilité*. Elles conduisent à la connaissance de la *loi de distribution des vitesses* dans l'état d'équilibre thermique.

S'appuyant sur ces hypothèses, J. C. Maxwell montre que, lorsque l'état d'équilibre thermique est atteint, les grandeurs des vitesses moléculaires se distribuent suivant une loi qui n'est plus modifiée ultérieurement par les chocs.

Le nombre de molécules par unité de volume dont les vitesses ont des composantes  $u, v, w$  comprises respectivement entre  $u$  et  $u + du$ ,  $v$  et  $v + dv$ ,  $w$  et  $w + dw$  est alors donné par :

$$dn = nf(u, v, w)dudvdw \quad (D.1)$$

où  $n$  représente la *densité de molécules* et  $f$  la *fonction de distribution des vitesses* qui est donnée par la relation suivante :

$$f(u, v, w) = a e^{-b(u^2 + v^2 + w^2)} = a e^{-bc^2} \quad (D.2)$$

où  $c$  est la *vitesse d'une molécule*.

Par définition de  $f$ , 
$$\int_{w=-\infty}^{w=+\infty} \int_{v=-\infty}^{v=+\infty} \int_{u=-\infty}^{u=+\infty} f(u, v, w) du dv dw = 1$$
, donc

$a = \left(\frac{b^3}{\pi^3}\right)^{0,5}$ . On introduit généralement la constante  $h$  telle que  $b = hm = \frac{M}{2RT}$  où  $m$  est la masse d'une molécule. Ainsi  $dn = n \left(\frac{h^3 m^3}{\pi^3}\right)^{0,5} e^{-hm(u^2 + v^2 + w^2)} du dv dw$ .

Les probabilités pour que les composantes de vitesse d'une molécule soient comprises entre  $u$  et  $u + du$ ,  $v$  et  $v + dv$ ,  $w$  et  $w + dw$  sont indépendantes ; la probabilité  $f(u, v, w) du dv dw$  est ainsi le produit de trois probabilités qui ne dépendent respectivement que de  $u$ ,  $v$  et  $w$ . Le nombre de molécules dont les vitesses sont comprises entre  $c$  et  $c + dc$  est alors :

$$dn_c = n \left(\frac{h^3 m^3}{\pi^3}\right)^{0,5} e^{-hmc^2} 4\pi c^2 dc = 4\pi n \left(\frac{h^3 m^3}{\pi^3}\right)^{0,5} e^{-hmc^2} c^2 dc \quad (D.3)$$

La valeur moyenne  $\bar{G}$  d'une grandeur  $G$  attachée à une molécule est définie, dans un élément de volume du gaz, par la *moyenne arithmétique* des valeurs que prend  $G$  pour toutes les molécules de l'élément de volume.

La moyenne du carré de toutes les vitesses est ainsi :

$$\overline{c^2} = \frac{1}{n} \int_0^{+\infty} c^2 dn_c = \frac{3}{2hm} = \frac{3RT}{M} \quad (D.4)$$

et on note  $\overline{c^2} = C^2$  où  $C$  est la *vitesse dite quadratique moyenne* d'une molécule (qui est associée à l'énergie cinétique de la molécule).

La vitesse  $C$  n'est pas à confondre avec la *vitesse moyenne* proprement dite  $\bar{c}$  d'une molécule :

$$\bar{c} = \frac{1}{n} \int_0^{+\infty} c dn_c = \frac{2}{\sqrt{\pi hm}} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{RT}{M}} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} \sqrt{C^2} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} C \quad (D.5)$$

La vitesse la plus probable  $c_0$  qui correspond au nombre de molécules  $dn_c$  maximal  $\left(\frac{\partial n_c}{\partial c} = 0\right)$  est donnée par :

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{hm}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2}{3}} C \quad (D.6)$$

Cette vitesse est appelée *vitesse caractéristique moléculaire*.

Le nombre de molécules par unité de volume dont la composante de vitesse  $u$  parallèle à un axe  $Ox$  est comprise entre  $u$  et  $u + du$  est  $dn_u = n \left(\frac{hm}{\pi}\right)^{0,5} e^{-hmu^2} du$  et la densité de flux de molécules qui arrivent sur une surface unitaire de normale  $Ox$  est :

$$j = \int_0^{+\infty} u dn_u = \frac{n}{2\sqrt{\pi}hm} = \frac{n\bar{c}}{4} = \frac{nC}{\sqrt{6\pi}} = \alpha nC \quad (D.7)$$

où  $\alpha = \frac{1}{\sqrt{6\pi}}$  est appelé *coefficient de répartition des vitesses*.

### *Notions sur l'évaporation nette à une interface liquide-vapeur*

On considère ici le cas idéal d'un film liquide «pariétal» d'épaisseur  $\delta_f$  dont l'interface *plane* avec le cœur gazeux est en évaporation constante sous l'effet d'un apport constant de chaleur sur la paroi. La chaleur est déposée du côté du film liquide *seul*. On néglige en outre le *glissement* d'une phase par rapport à l'autre. Le film liquide s'évapore et le cœur gazeux se condense à l'interface. D'un point de vue de la théorie cinétique, lorsque l'on chauffe le film, on crée un flux de molécules du liquide vers la vapeur supérieur au flux de molécules de la vapeur vers le liquide ; il y a *évaporation* à l'interface. On parle d'*évaporation nette* car le bilan des flux dans le sens de l'évaporation est positif.

La densité de flux massique de molécules d'une phase vers l'autre est  $j = \rho C$

où  $C = (3RT/M)^{0,5}$ . On a ainsi  $j = \frac{\rho M}{RT} \sqrt{\frac{3RT}{M}}$  pour la vapeur assimilée à un gaz parfait.

En tenant compte du coefficient de répartition des vitesses  $\alpha = \frac{1}{\sqrt{6\pi}}$ , on

obtient :  $j = \alpha \frac{\rho M}{RT} \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \rho \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}$ .

A l'interface entre le liquide à la température  $T_{li}$  et sous la pression  $p_{li}$  et la vapeur à la température  $T_{vj}$  et sous la pression  $p_{vj}$ , le flux net d'évaporation est  $j = j^+ - j^-$  où le flux de condensation de la vapeur  $j^-$  est donné par la relation précédente :  $j^- = p_{vj} \sqrt{M/(2\pi RT_{vj})}$  et le flux d'évaporation du liquide surchauffé  $j^+$  est assimilé au flux de la vapeur qui serait à la température  $T_{li}$  et sous la pression  $p_{li}$  :  $j^+ = p_{li} \sqrt{M/(2\pi RT_{li})}$ .

A l'équilibre liquide-vapeur (évaporation nette égale à zéro),

$$j^+ = j^- = \rho \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} = f(T).$$

Dans l'expression du flux net de molécules, on doit tenir compte de l'*absorptivité* de la surface interfaciale. En effet, une fraction seulement des molécules de



liquide qui frappent l'interface se transforme en molécules de vapeur (respectivement, une fraction de molécules de vapeur se transforme en molécules de liquide) suivant la forme de l'interface et sa température. On introduit donc un *coefficient d'évaporation*  $\sigma_e$  et un *coefficient de condensation*  $\sigma_c$  (compris entre zéro et un) qui résultent d'arguments sur l'*équilibre thermostatique* de l'interface.

D'autre part, le flux net de molécules ne dépend pas seulement de l'état de la surface interfaciale, mais aussi de la distribution de vitesse des molécules à proximité de l'interface. On introduit ainsi un autre facteur  $\Gamma$  qui résulte du *mouvement net des molécules de liquide à l'interface*.

La vitesse d'une molécule de vapeur qui serait à  $T_{li}, p_{li}$  à l'interface est  $u_v = -j/\rho_v = (j^- - j^+)/\rho_v$  et sa vitesse relative rapportée à la vitesse caractéristique moléculaire est  $u_{vr} = u_v/\sqrt{2RT_{li}/M}$ . Les arguments de la théorie cinétique et de la *distribution de Maxwell* montrent alors que  $\Gamma$  est fonction de  $u_{vr}$  et qu'il est donné par la relation :  $\Gamma(u_{vr}) = e^{-u_{vr}^2} - u_{vr} \sqrt{\pi}(1 + \text{erf}(u_{vr}))$ .

Pour le mouvement net des molécules de liquide à l'interface, la vitesse d'une molécule de liquide (assimilé à une vapeur à  $T_{li}, p_{li}$ ) est  $u_l = -u_v$  et sa vitesse relative est  $u_{lr} = -u_{vr}$ . On en déduit le facteur  $\Gamma(u_{lr})$  qui provient du mouvement net des molécules de liquide (qu'il est intéressant d'associer au flux net d'évaporation) et qui se déduit du facteur  $\Gamma(u_{vr})$  :  $\Gamma(u_{lr}) = \Gamma(-u_{vr}) = e^{-u_{vr}^2} + u_{vr} \sqrt{\pi}(1 - \text{erf}(u_{vr}))$ .

Le flux net d'évaporation *corrigé* est alors :

$$j = j^+ - j^- = \Gamma(u_{lr})\sigma_e j^+ - \sigma_c j^- = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left[ \Gamma(u_{lr})\sigma_e \frac{p_{li}}{(T_{li})^{0,5}} - \sigma_c \frac{p_{vi}}{(T_{vi})^{0,5}} \right] \quad (\text{D.8})$$

Pour un flux net d'évaporation faible (c'est-à-dire pour de faibles taux d'évaporation, donc pour de faibles vitesses relatives  $u_{lr}$ ),  $\Gamma(u_{lr}) \approx 1 + u_{lr} \sqrt{\pi}$  et les coefficients  $\sigma_e$  et  $\sigma_c$  sont pratiquement égaux. On suggère alors l'expression suivante

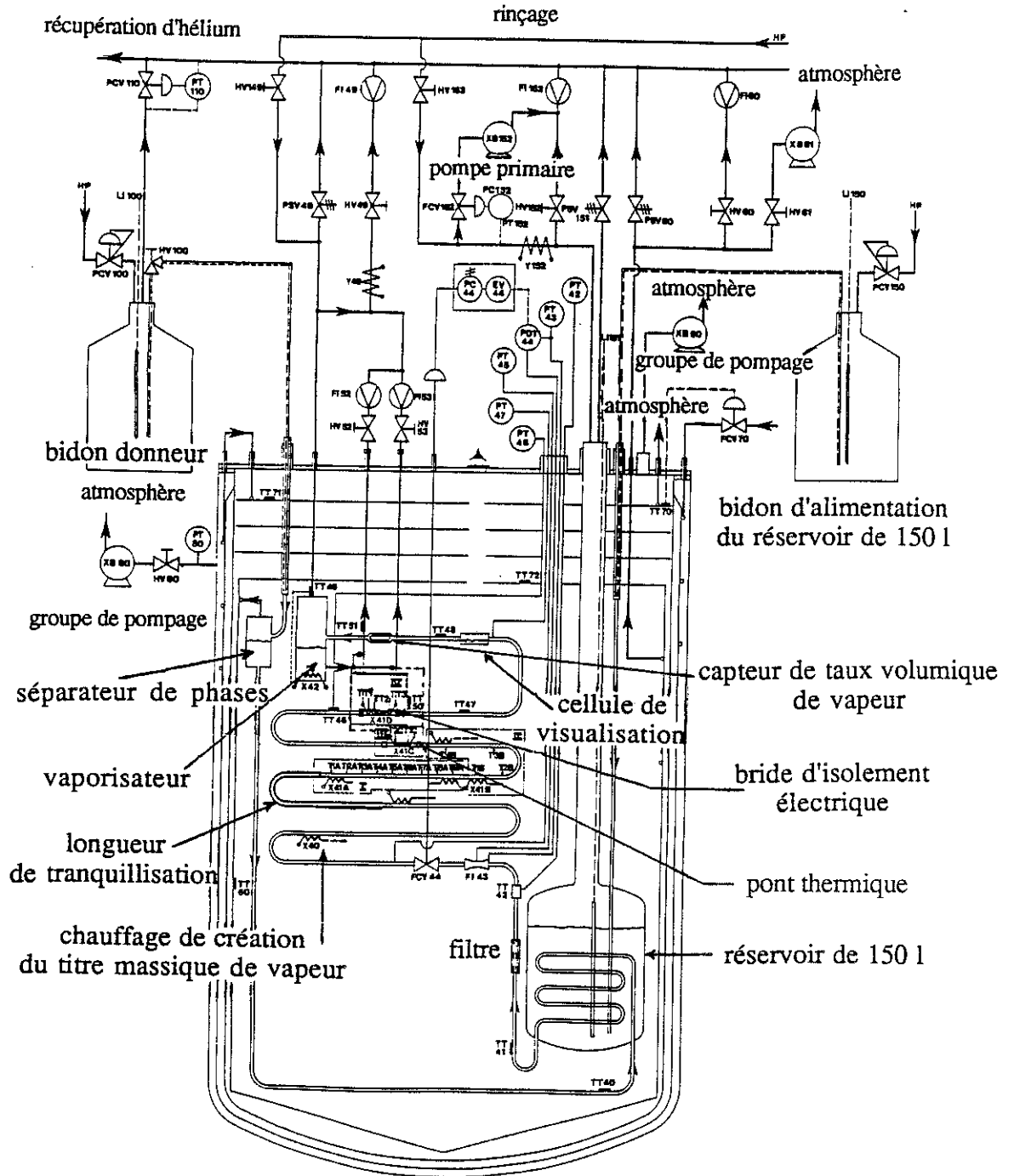
pour  $j$  :  $j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \sigma_0 \left[ (1 + u_{lr} \sqrt{\pi}) \frac{p_{li}}{(T_{li})^{0,5}} - \frac{p_{vi}}{(T_{vi})^{0,5}} \right]$  où  $\sigma_0 \approx \sigma_e \approx \sigma_c$  est appelé *coefficient d'accommodation*.

En utilisant l'expression de  $u_{lr}$  et en posant  $p_{li} = \rho_v \frac{RT_{li}}{M}$  pour la «vapeur» qui serait à  $T_{li}, p_{li}$ , on obtient :

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \sigma_0 \left[ \frac{p_{li}}{(T_{li})^{0,5}} - \frac{p_{vi}}{(T_{vi})^{0,5}} \right] + \frac{j\sigma_0}{2} = \left( \frac{2\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left[ \frac{p_{li}}{(T_{li})^{0,5}} - \frac{p_{vi}}{(T_{vi})^{0,5}} \right] \quad (\text{D.9})$$

## Annexe E

### Schématisation du dispositif expérimental



I : cellule A en cuivre ( $L = 3,50$  m)

II : cellule B en cuivre ( $L = 3,50$  m)

III : cellule C en cuivre ( $L = 0,15$  m)

IV : cellule D en acier inoxydable ( $L = 0,15$  m)

## Annexe F

### Caractéristiques de résistances

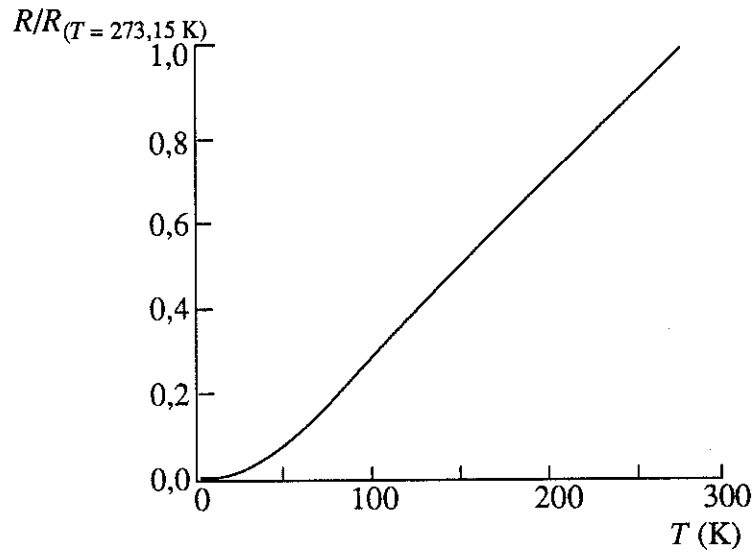


Figure 1. — Caractéristique d'une résistance de platine (R. B. Scott<sup>67</sup>, 1963)

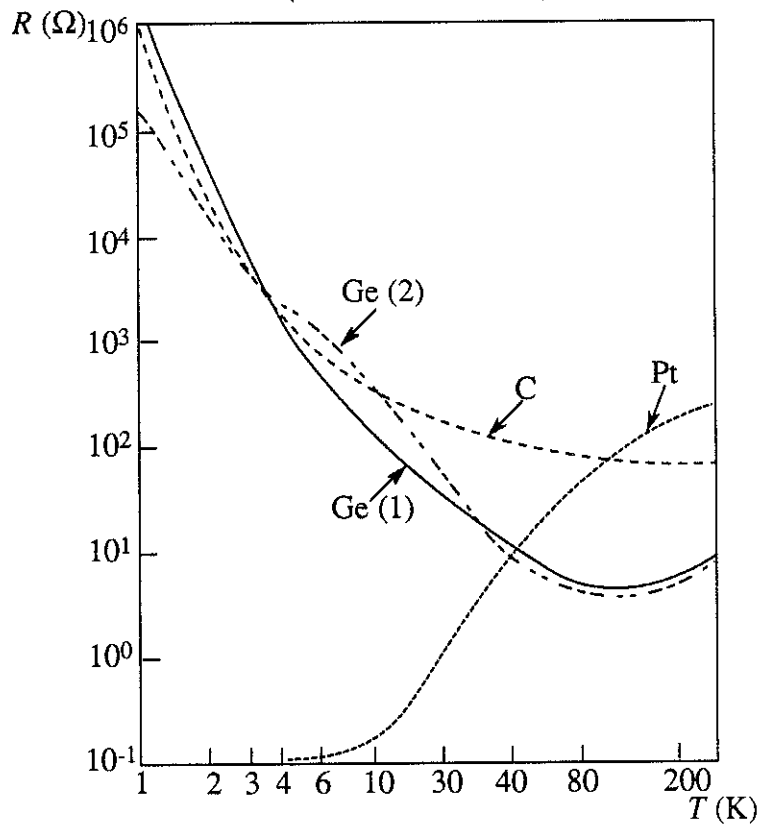
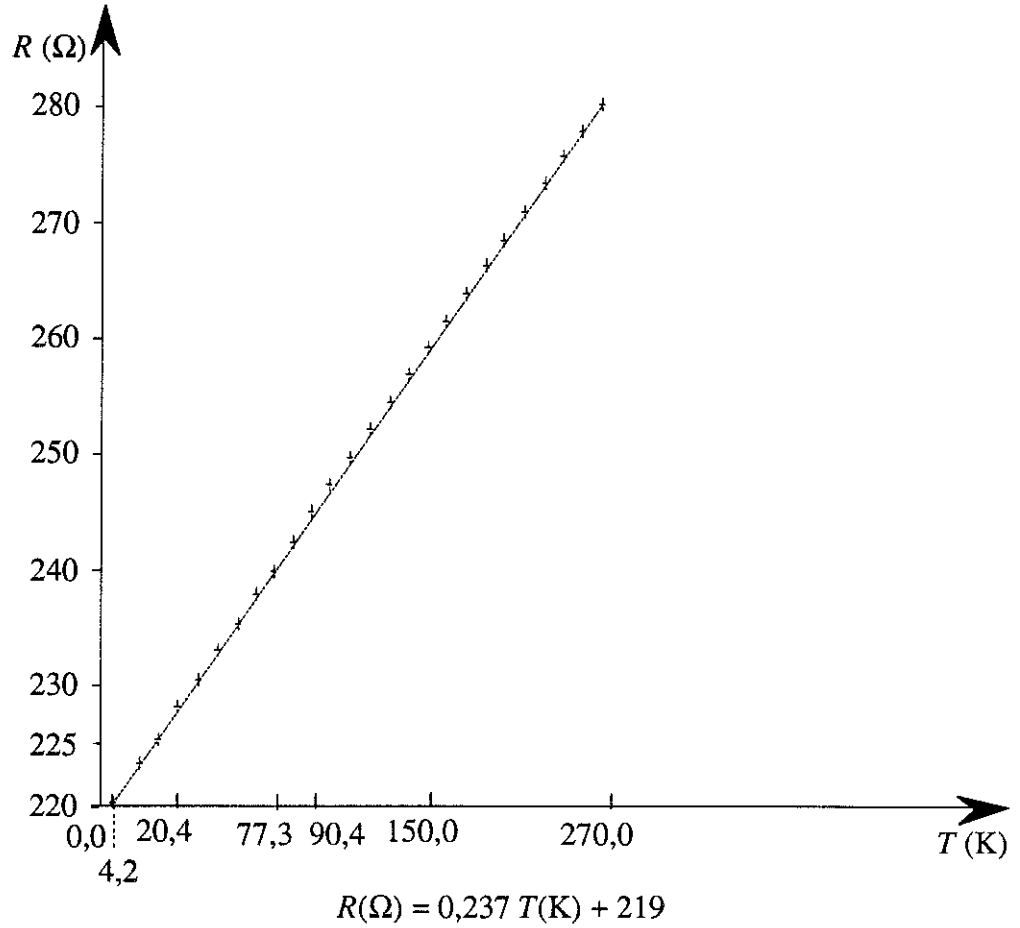


Figure 2. — Variation de la résistance en fonction de la température pour des résistances de germanium, de platine et de carbone (R. R. Conte<sup>53</sup>, 1970)

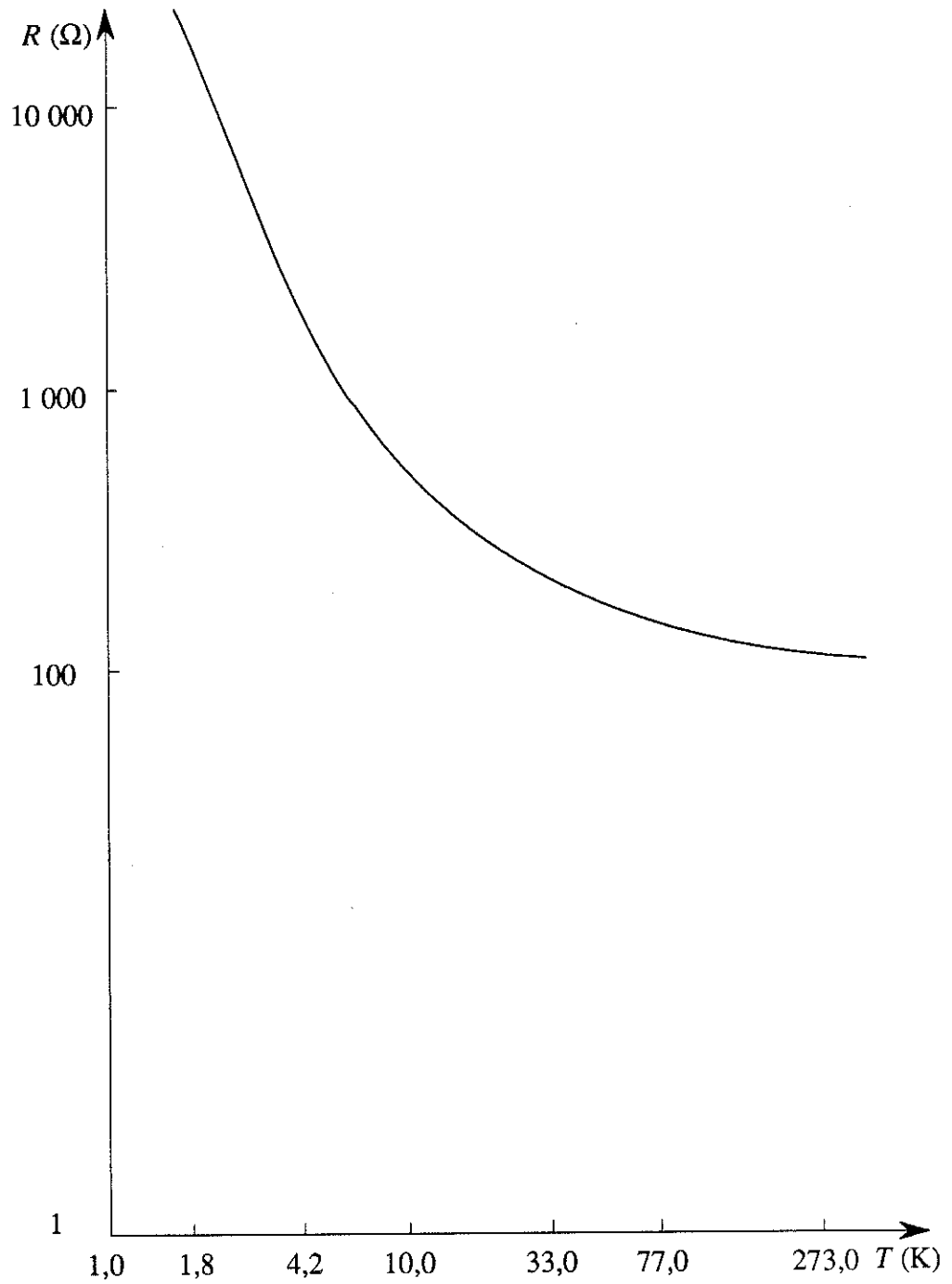
## Annexe G

### Caractéristique $R(T)$ d'une résistance «CLTS»



## Annexe H

### Caractéristique $R(T)$ d'une résistance de carbone «Allen-Bradley»



# Annexe I

## Obtention du «zéro thermodynamique»

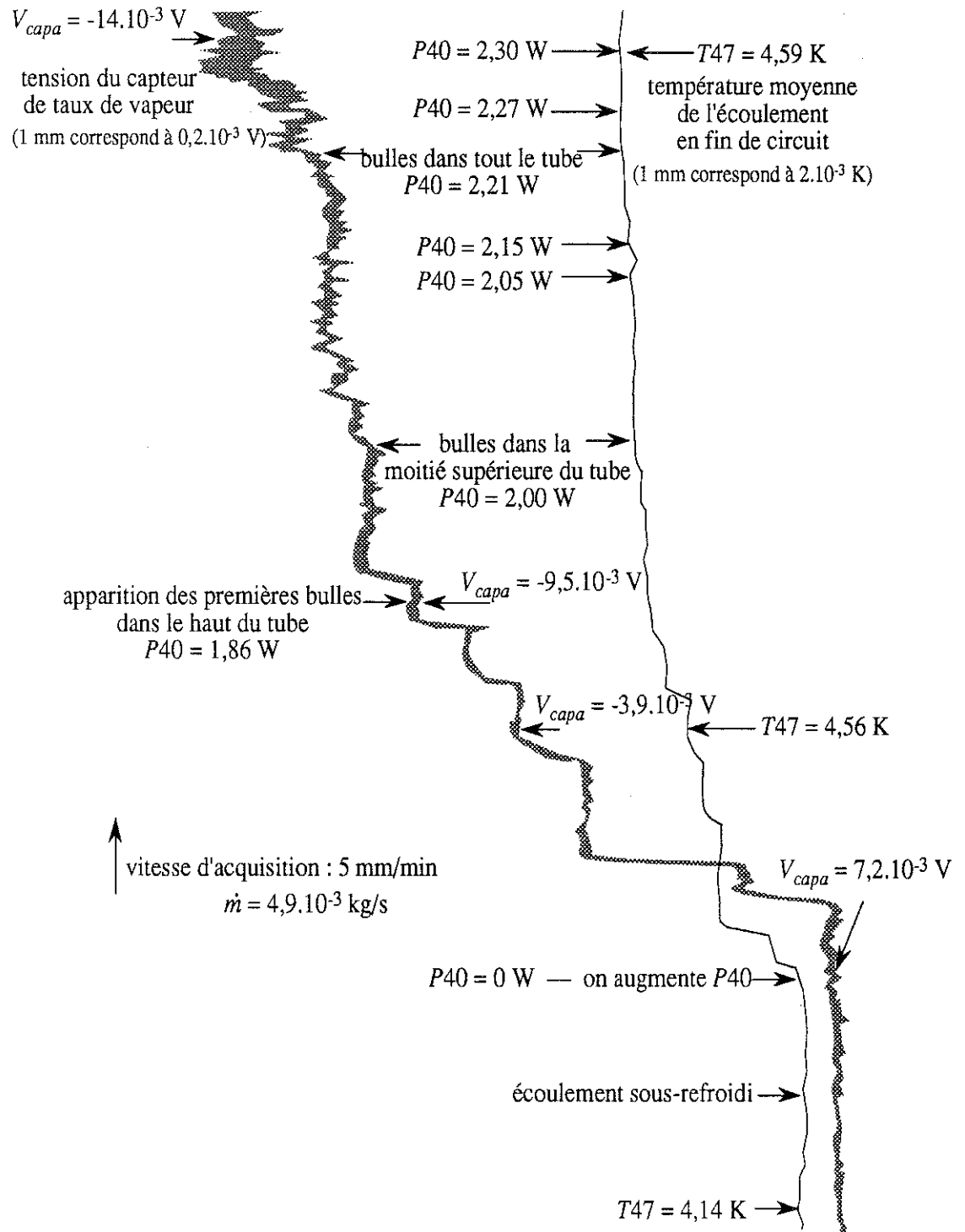


Figure 1. — Première séquence

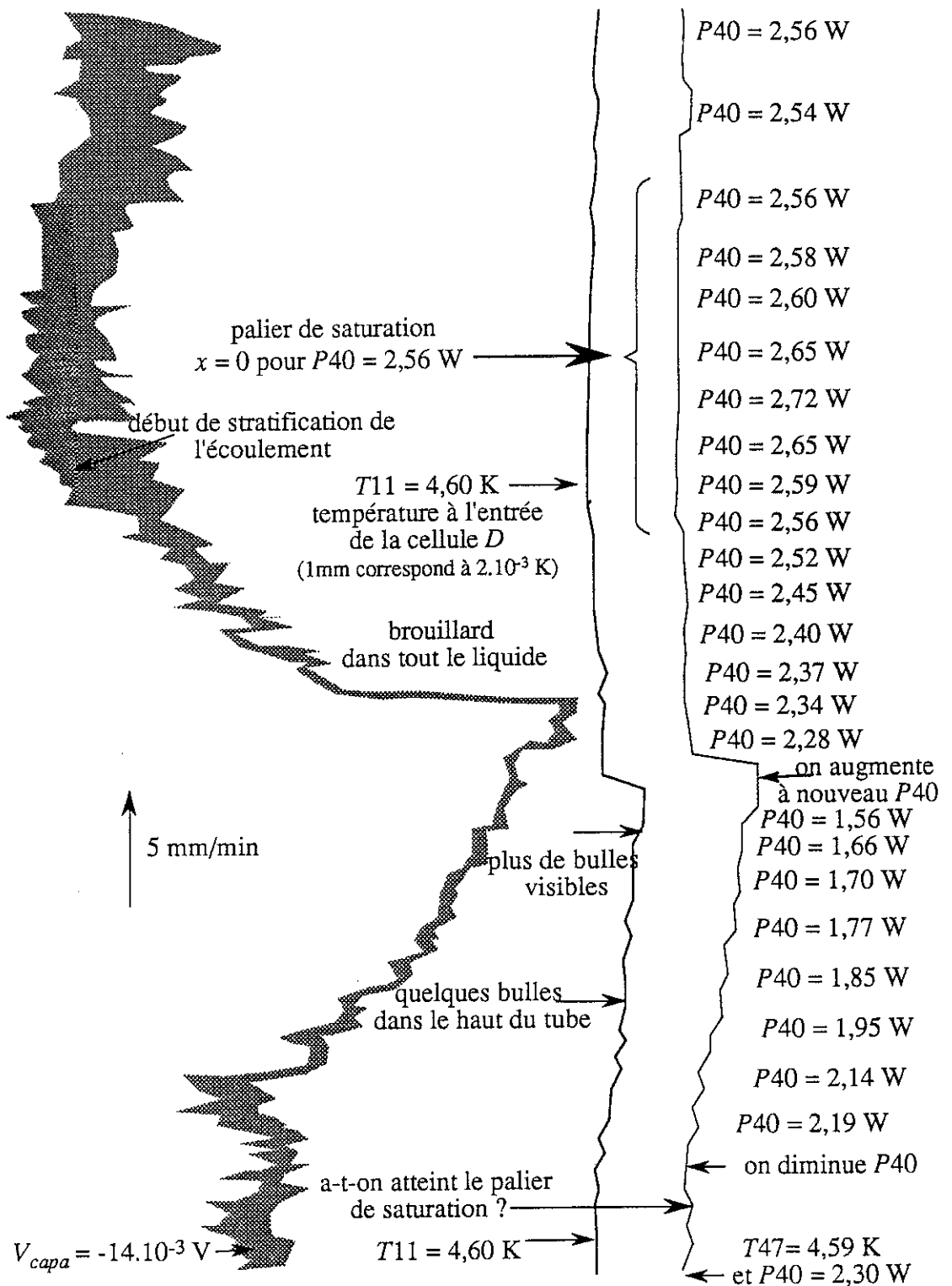
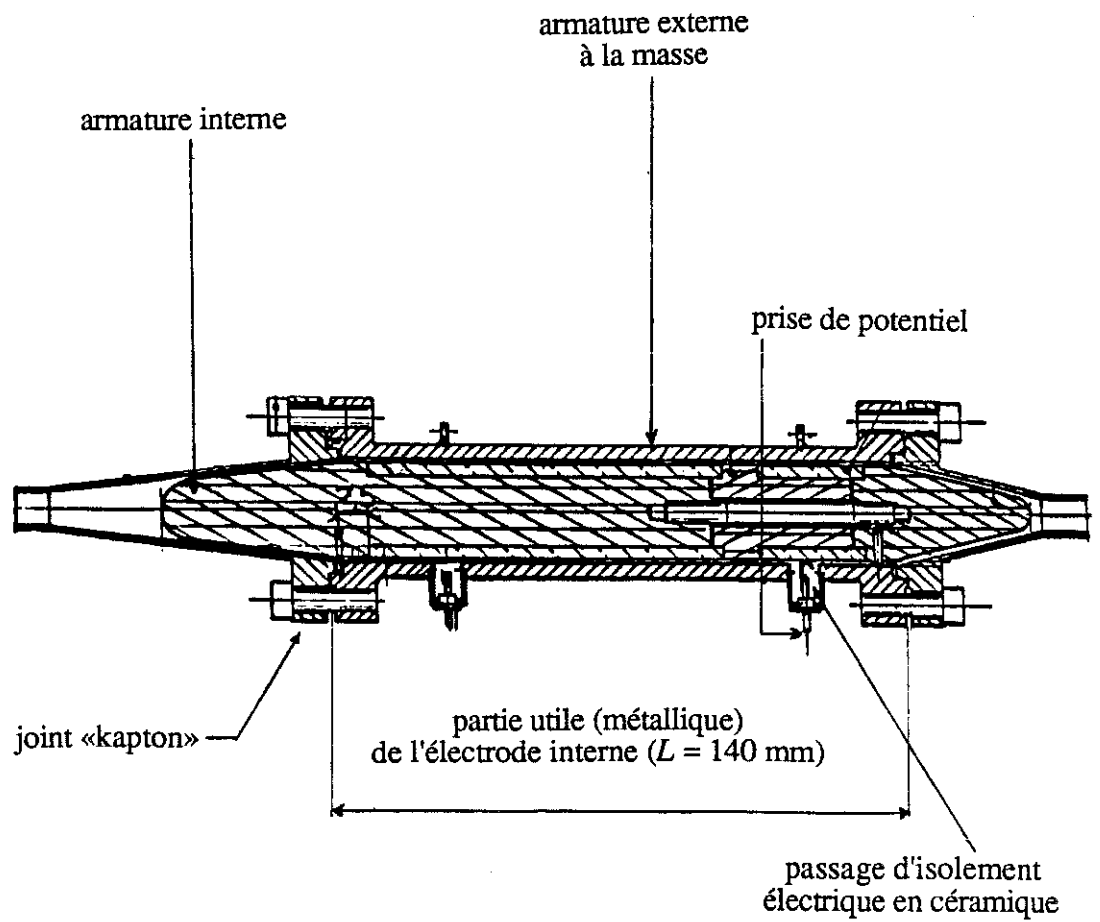


Figure 2. — Seconde séquence

## Annexe J

### Capteur capacitif annulaire de taux volumique de vapeur

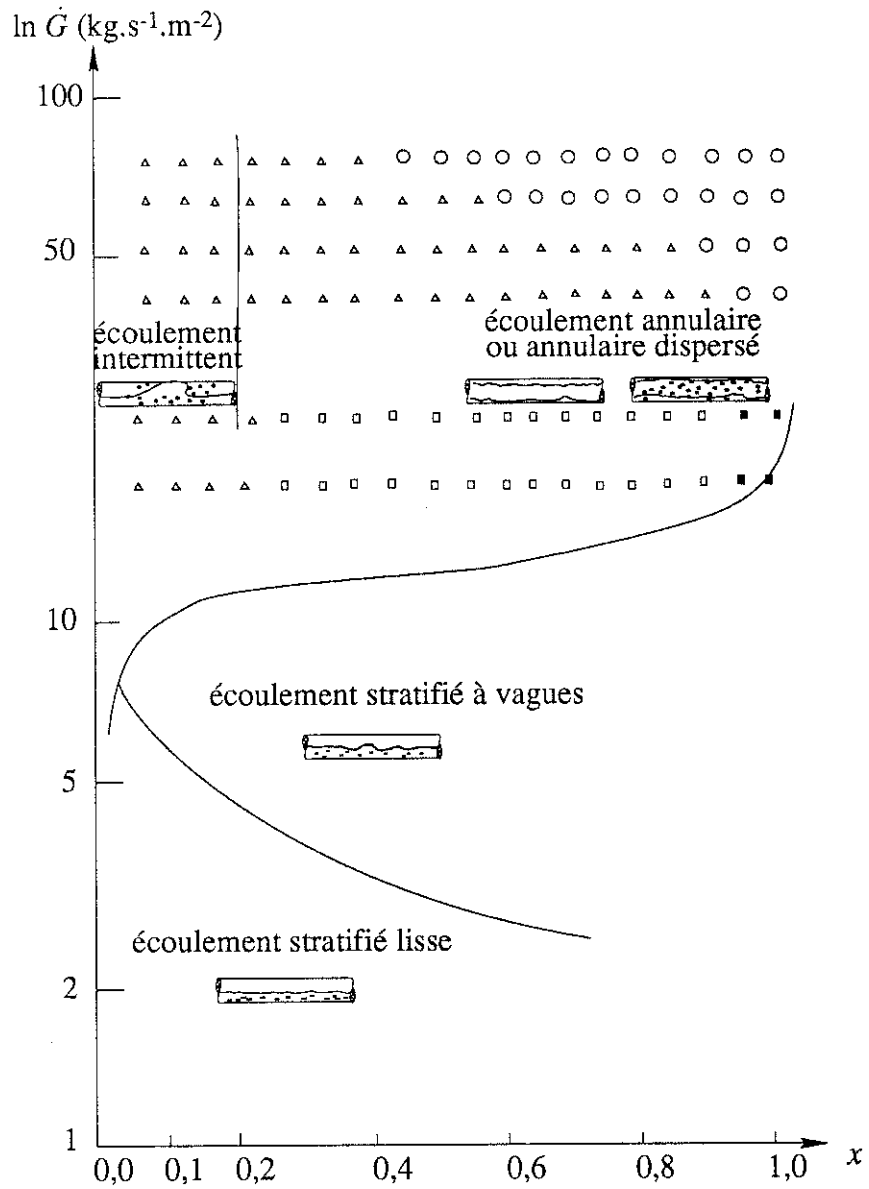


échelle : 0,8



## Annexe K

### Carte expérimentale des écoulements horizontaux d'hélium diphasique



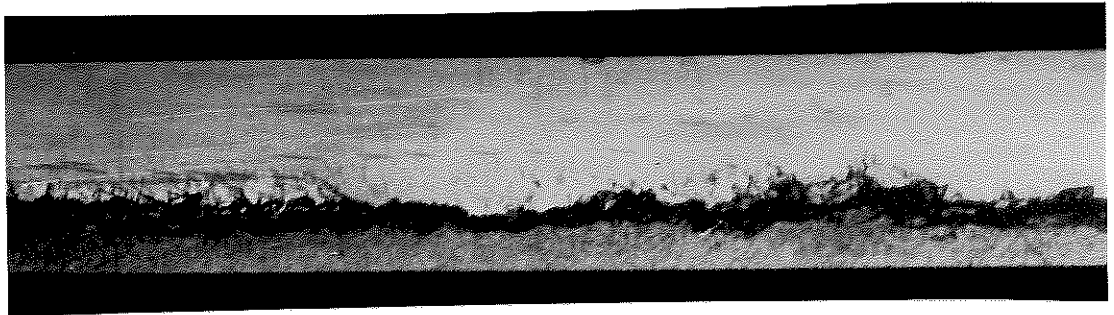
— théorie de Y. Taitel, A. E. Dukler<sup>7</sup>, 1976  
présente étude :

- écoulement stratifié à faibles vagues
- écoulement annulaire stratifié à vagues
- △ écoulement annulaire intermittent
- écoulement à dispersion de gouttelettes



## Annexe L

### Photographies d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique

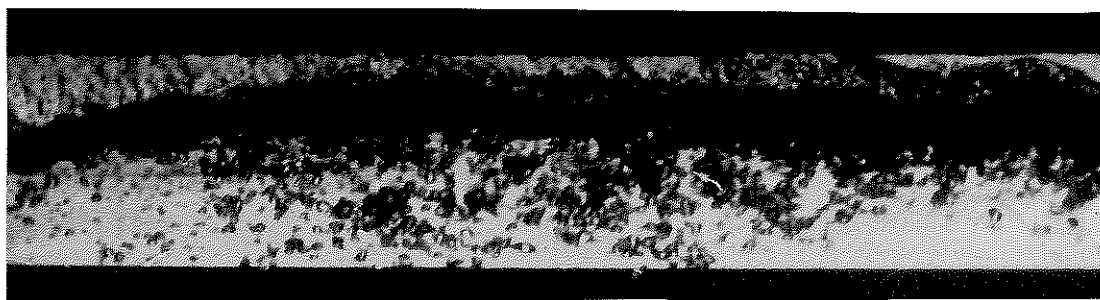


Photographie 1. — Écoulement stratifié à vagues ( $\dot{m} = 2,0$  g/s,  $x_e = 50$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

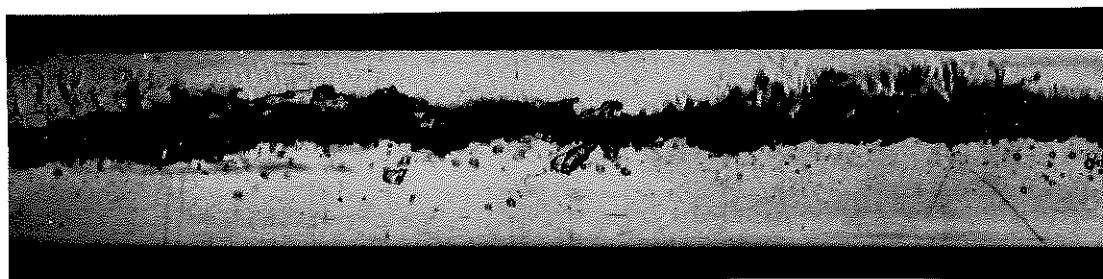


Photographie 2. — Formation d'une vague en écoulement intermittent qui vient heurter la paroi supérieure du conduit ( $\dot{m} = 2,0$  g/s,  $x_e = 10$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

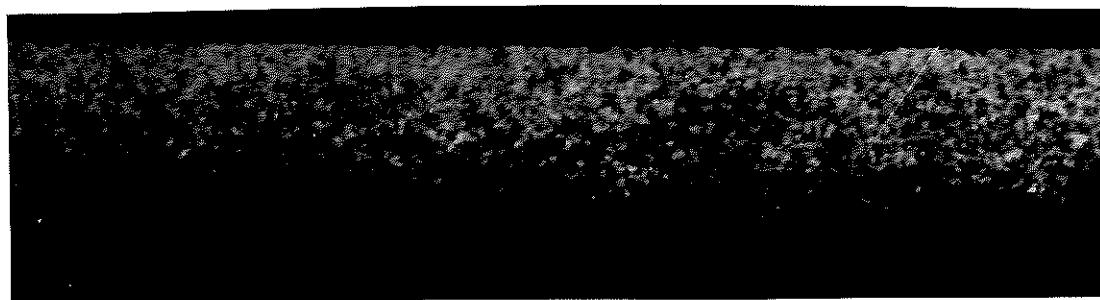




Photographie 3. — Passage d'une vague sur la paroi supérieure du conduit en écoulement intermittent ( $\dot{m} = 5,0$  g/s,  $x_e = 20$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)



Photographie 4. — Dépôt d'un fin film liquide pariétal après le passage d'une vague en écoulement intermittent ( $\dot{m} = 4,0$  g/s,  $x_e = 20$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., octobre 1990)

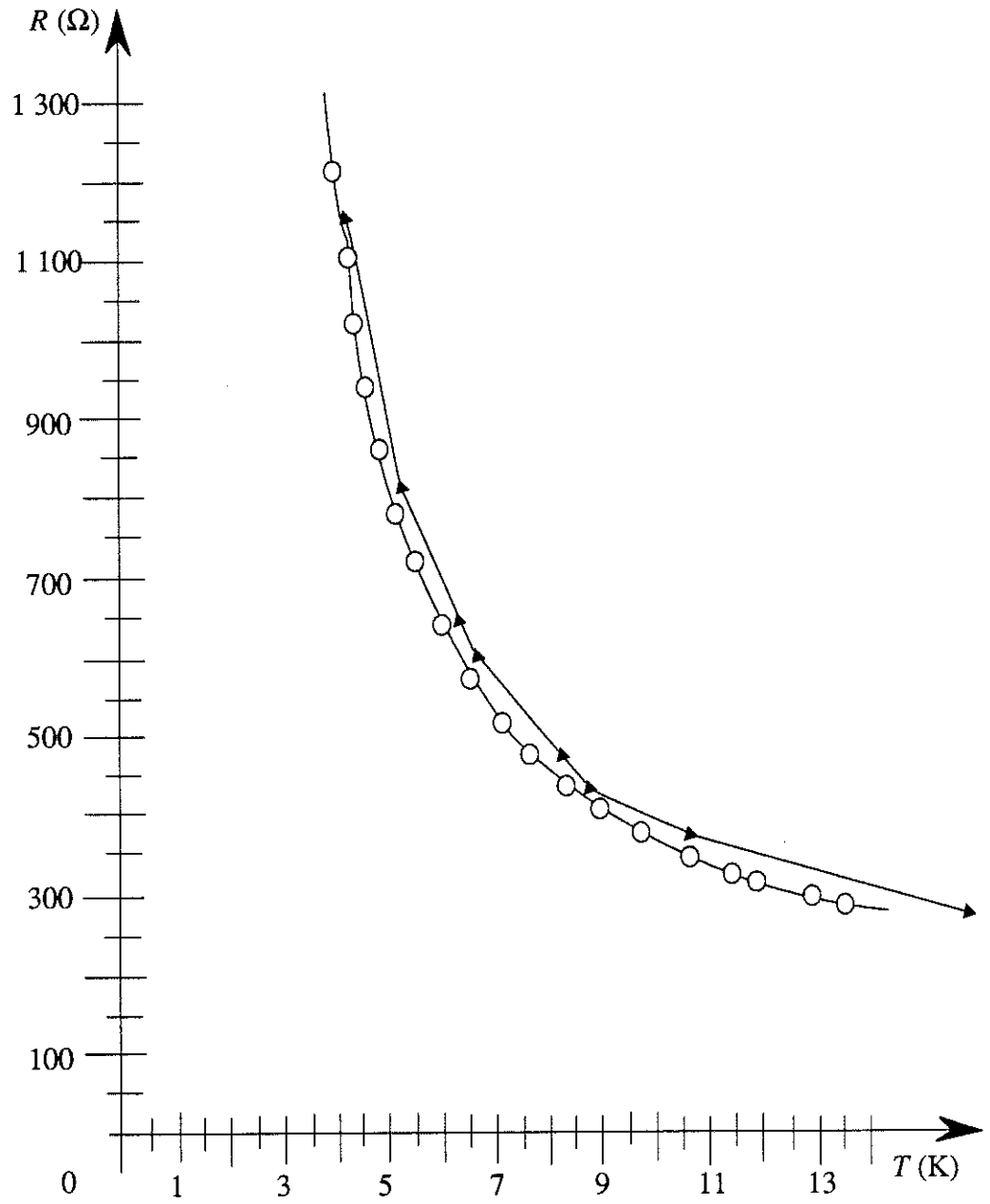


Photographie 5. — Écoulement à dispersion de gouttelettes ( $\dot{m} = 5,0$  g/s,  $x_e = 90$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)



## Annexe M

### Courbes d'étalonnage d'une résistance de carbone



○ : étalonnage avant contraintes mécaniques

▲ : étalonnage après contraintes mécaniques

## Annexe N

### Etalonnage de résistances de carbone

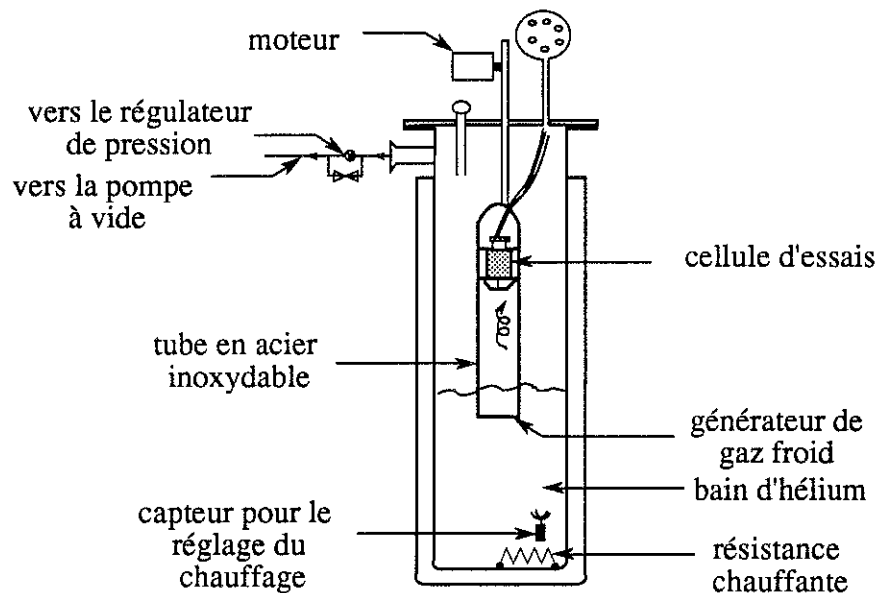


Figure 1. — Vue d'ensemble du dispositif expérimental

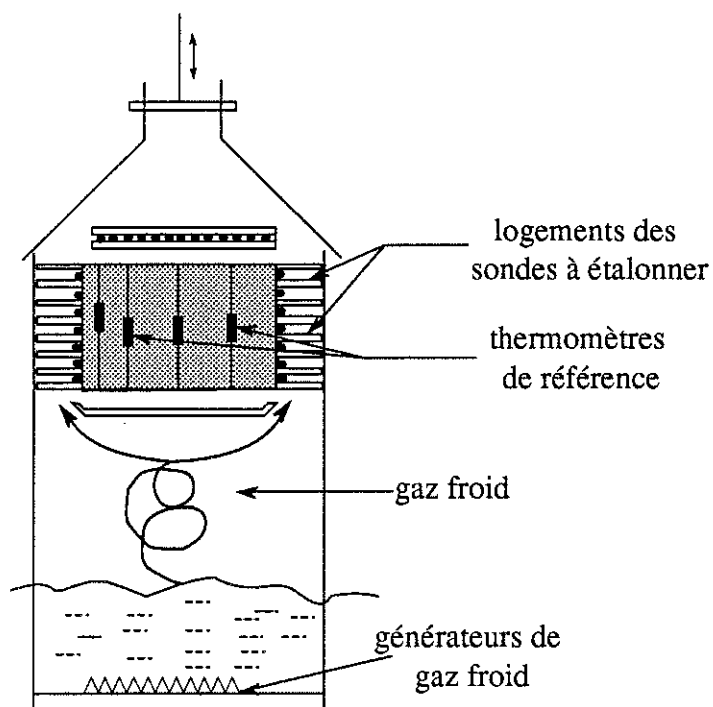
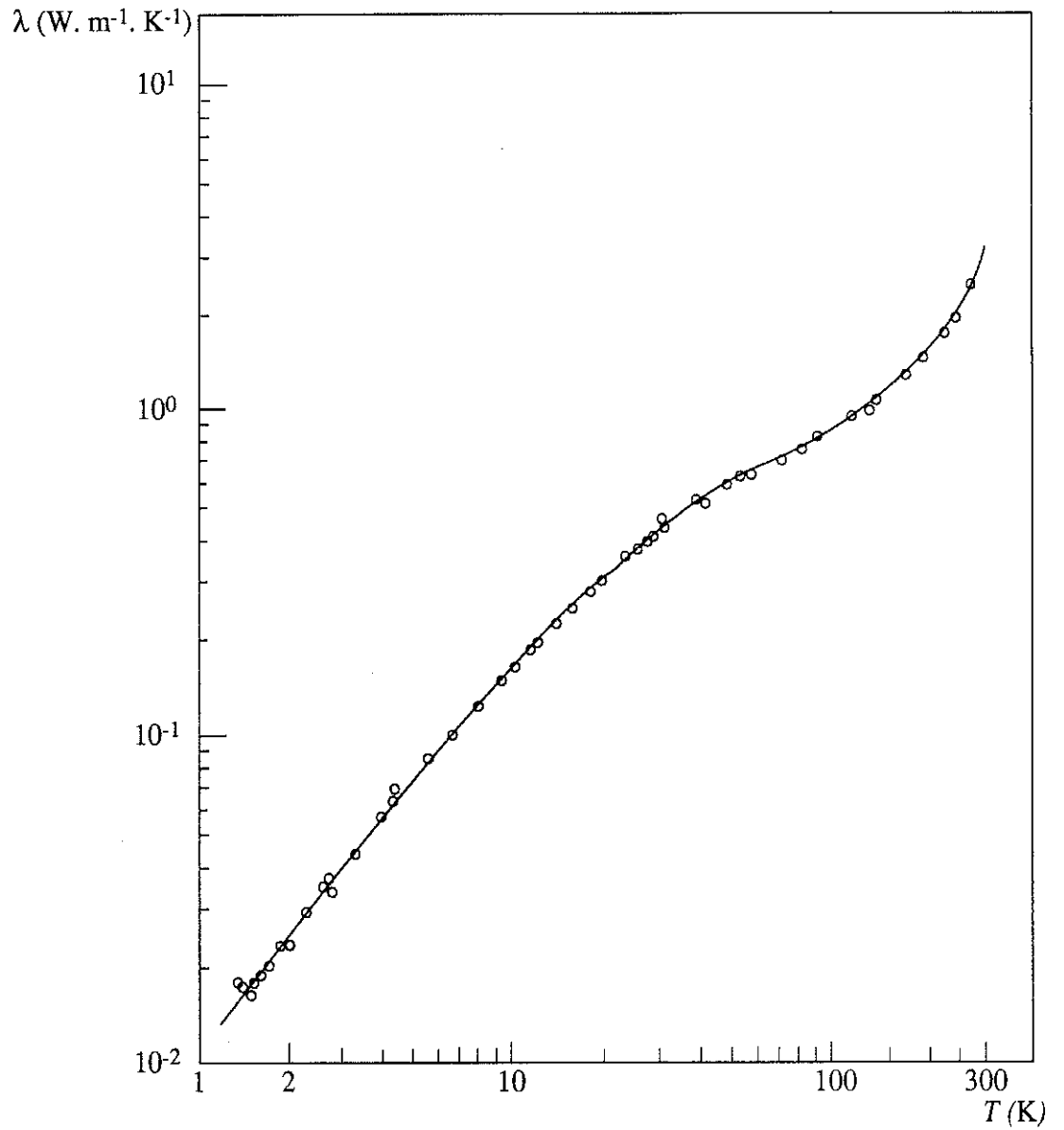


Figure 2. — Cellule d'essais

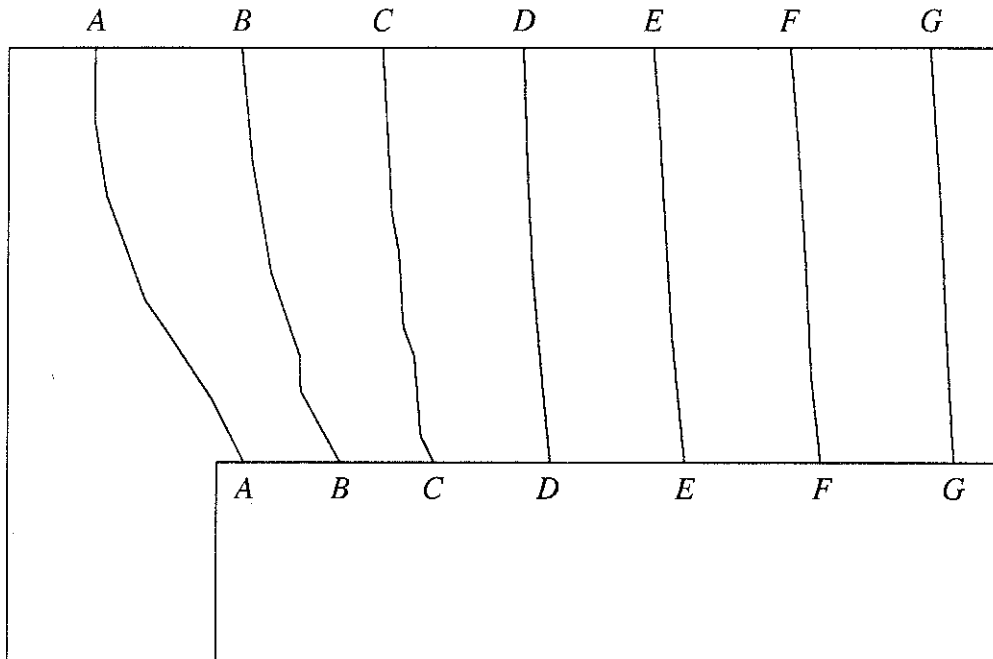
## Annexe O

Caractéristique  $\lambda(T)$  de la colle «stycast 2 850 FT»  
(C. L. Tsai, H. Weinstock, W. C. Overton<sup>68</sup>, 1978)



## Annexe P

### Equipotentielles dans la zone de mesure



|     |                        |
|-----|------------------------|
| A : | $7,68 \cdot 10^{-6}$ V |
| B : | $2,30 \cdot 10^{-5}$ V |
| C : | $3,84 \cdot 10^{-5}$ V |
| D : | $5,37 \cdot 10^{-5}$ V |
| E : | $6,91 \cdot 10^{-5}$ V |
| F : | $8,44 \cdot 10^{-5}$ V |
| G : | $9,98 \cdot 10^{-5}$ V |

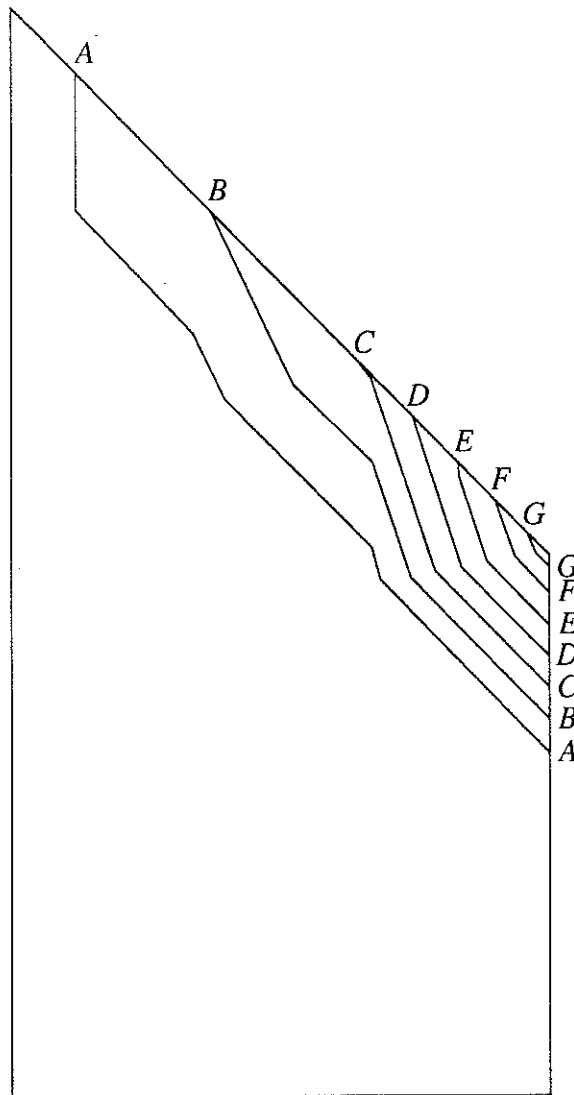
profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m

épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m

densité de courant :  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

Figure 1. — Equipotentielles dans la paroi du conduit  
pour une densité de courant de  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>





*A* :  $2,55 \cdot 10^{-7}$  V

*B* :  $7,65 \cdot 10^{-7}$  V

*C* :  $1,27 \cdot 10^{-6}$  V

*D* :  $1,78 \cdot 10^{-6}$  V

*E* :  $2,29 \cdot 10^{-6}$  V

*F* :  $2,80 \cdot 10^{-6}$  V

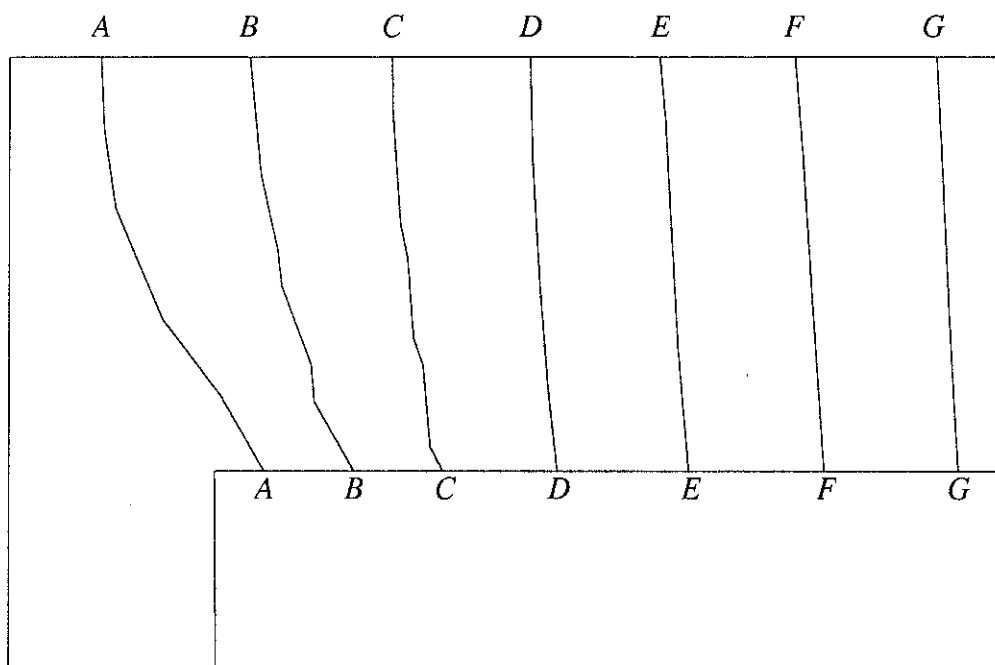
*G* :  $3,31 \cdot 10^{-6}$  V

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m

épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m

densité de courant :  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

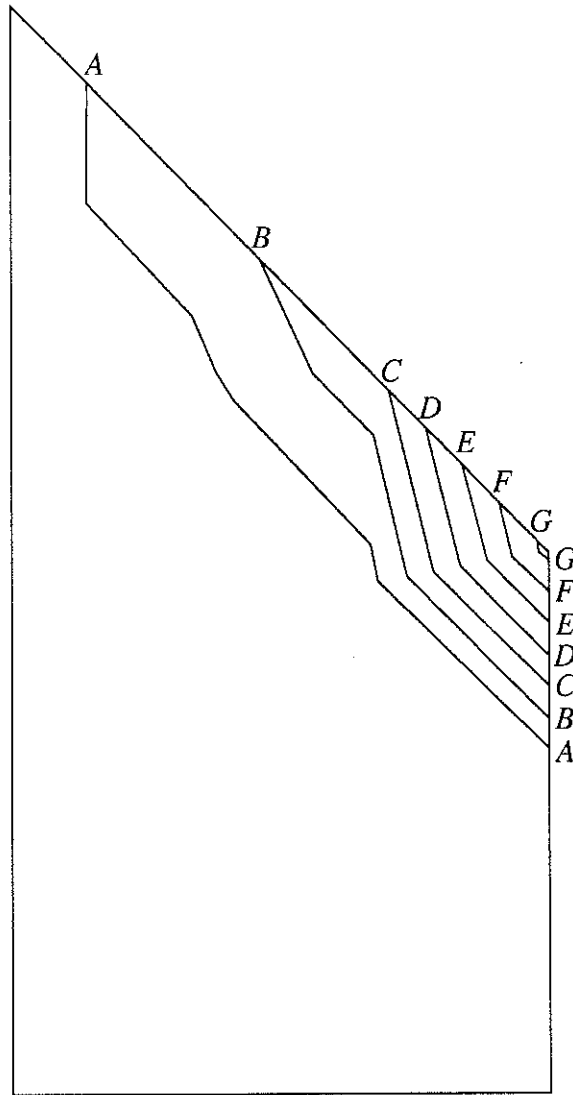
Figure 2. — Equipotentiellens dans le support de mesure  
pour une densité de courant de  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>



*A* :  $1,07 \cdot 10^{-5}$  V  
*B* :  $3,22 \cdot 10^{-5}$  V  
*C* :  $5,36 \cdot 10^{-5}$  V  
*D* :  $7,51 \cdot 10^{-5}$  V  
*E* :  $9,65 \cdot 10^{-5}$  V  
*F* :  $1,18 \cdot 10^{-4}$  V  
*G* :  $1,39 \cdot 10^{-4}$  V

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m  
 épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m  
 densité de courant :  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

Figure 3. — Equipotentiels dans la paroi du conduit pour une densité de courant de  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>



A :  $5,43 \cdot 10^{-8}$  V

B :  $1,63 \cdot 10^{-7}$  V

C :  $2,72 \cdot 10^{-7}$  V

D :  $3,80 \cdot 10^{-7}$  V

E :  $4,89 \cdot 10^{-7}$  V

F :  $5,97 \cdot 10^{-7}$  V

G :  $7,06 \cdot 10^{-7}$  V

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m

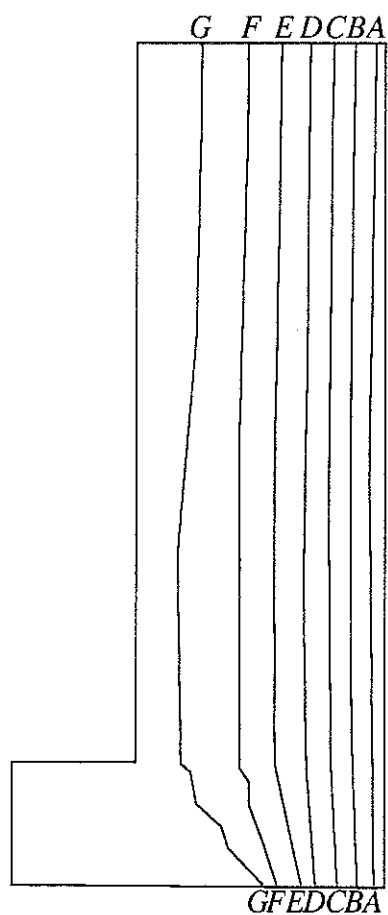
épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m

densité de courant :  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

Figure 4. — Equipotentiellens dans le support de mesure pour une densité de courant de  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

## Annexe Q

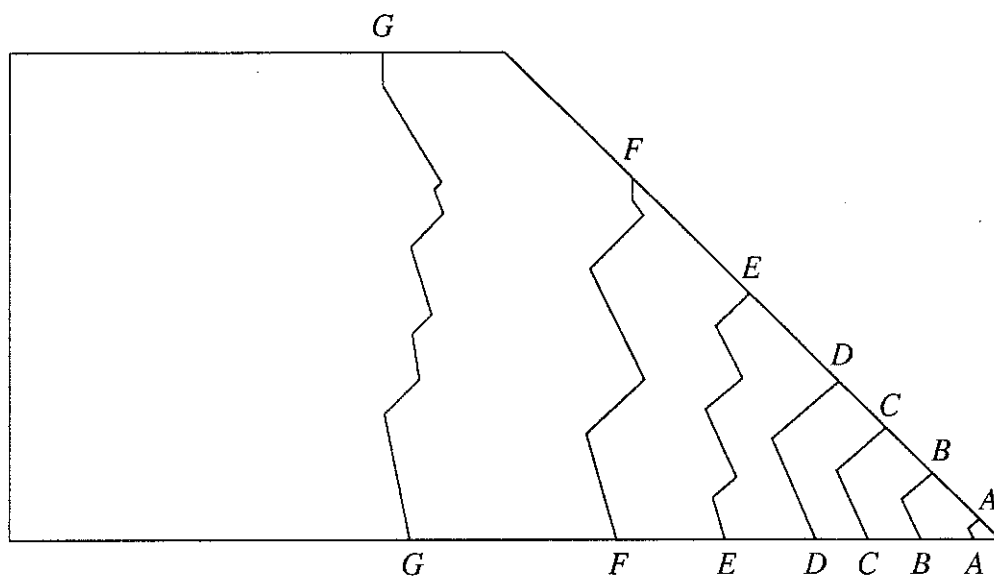
### Isothermes dans la zone de mesure



$A : 8,27 \cdot 10^{-3} \text{ K}$   
 $B : 9,44 \cdot 10^{-3} \text{ K}$   
 $C : 1,06 \cdot 10^{-2} \text{ K}$   
 $D : 1,18 \cdot 10^{-2} \text{ K}$   
 $E : 1,30 \cdot 10^{-2} \text{ K}$   
 $F : 1,42 \cdot 10^{-2} \text{ K}$   
 $G : 1,53 \cdot 10^{-2} \text{ K}$

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$   
épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$   
densité de courant :  $0,18 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$

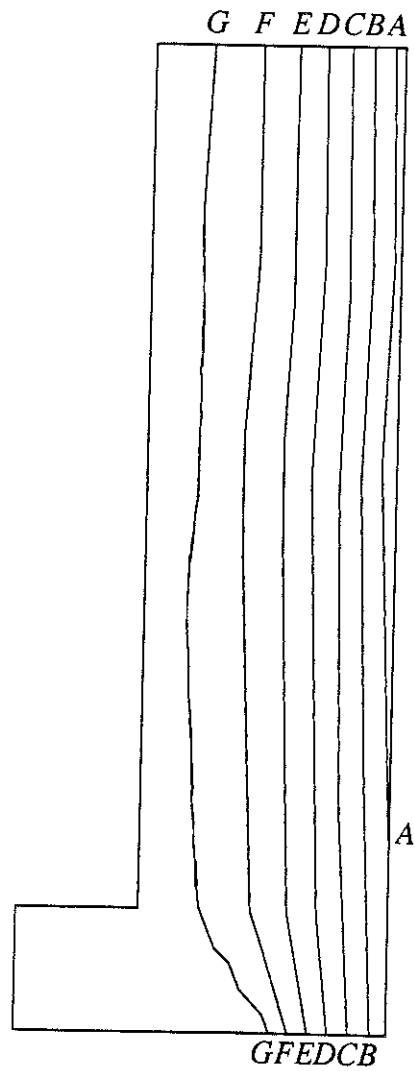
Figure 1. — Isothermes dans la paroi du conduit  
pour une densité de courant de  $0,18 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$



A :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 B :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 C :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 D :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 E :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 F :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K  
 G :  $1,57 \cdot 10^{-2}$  K

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m  
 épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m  
 densité de courant :  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

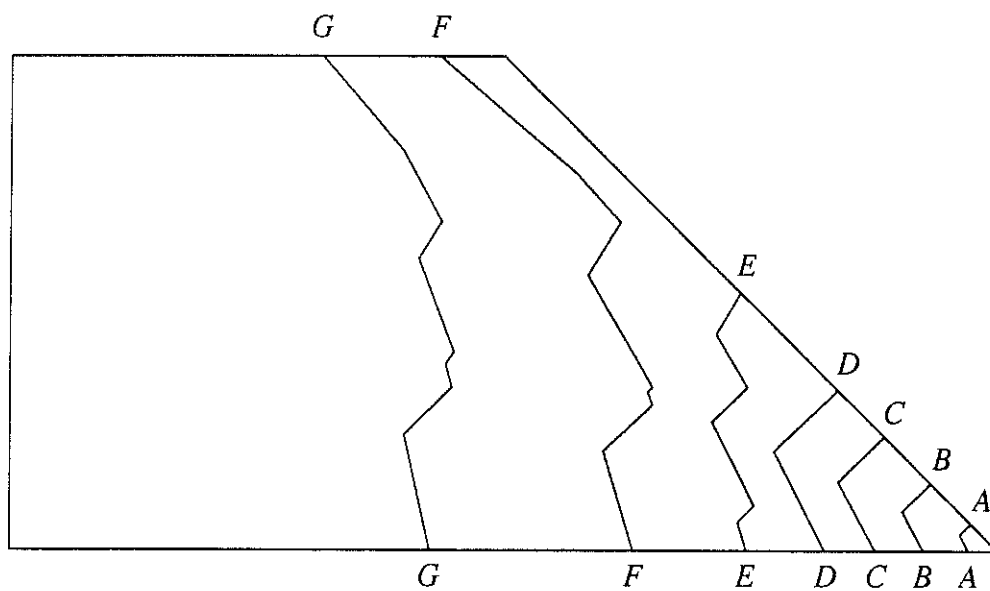
Figure 2. — Isothermes dans le support de mesure pour une densité de courant de  $0,18 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>



- A : 0,040 K
- B : 0,120 K
- C : 0,240 K
- D : 0,359 K
- E : 0,477 K
- F : 0,654 K
- G : 0,752 K

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m  
 épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m  
 densité de courant :  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

Figure 3. — Isothermes dans la paroi du conduit pour une densité de courant de  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>



A : 0,768 K

B : 0,768 K

C : 0,768 K

D : 0,768 K

E : 0,768 K

F : 0,768 K

G : 0,768 K

profondeur de la pointe :  $0,25 \cdot 10^{-3}$  m

épaisseur de la brasure :  $0,1 \cdot 10^{-3}$  m

densité de courant :  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

Figure 4. — Isothermes dans le support de mesure  
pour une densité de courant de  $3,40 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>

## Annexe R

### Méthode de Fourier

#### Méthode de Fourier

La méthode de Fourier s'applique à la résolution de problèmes de refroidissement ou de réchauffement pour lesquels seule l'équation qui traduit la condition initiale n'est pas homogène. Il s'agit d'une méthode de séparation des variables d'espace et de temps qui conduit à des solutions sous forme d'un développement en série de fonctions orthogonales.

L'application de cette méthode est particulièrement intéressante dans le cas d'un champ de température qui ne dépend que d'une variable d'espace.

Soit un champ de température  $T(r, t)$  solution du système suivant :

$$— a\Delta T - \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

$$— \text{condition aux frontières intérieures : } T_i - T_j = R_{ij}q_{ij} \text{ où } q_{ij} = -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial n_{ij}} \quad (\text{R.1})$$

$$— \text{condition aux frontières extérieures : } -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = hT$$

$$— \text{condition initiale : } T(r, 0) = T_{init}(r)$$

où  $\Delta T$  est le *laplacien* de  $T$  ;  $T_i$  et  $T_j$  les températures de deux «sous-milieux» voisins  $i$  et  $j$  ;  $R_{ij}$  la *résistance thermique de contact* entre les sous-milieux  $i$  et  $j$  ;  $q_{ij}$  la densité de flux de chaleur qui circule du sous-milieu  $i$  vers le sous-milieu  $j$  ;  $\lambda_i$  la conductivité thermique du sous-milieu  $i$  ;  $n_{ij}$  la normale à la surface intermédiaire aux sous-milieux  $i$  et  $j$  orientée de  $i$  vers  $j$  ;  $h$  la conductance thermique entre le système et le milieu extérieur et  $T_{init}(r)$  le champ de température initial.

Pour résoudre ce système, on peut utiliser la *méthode de Fourier*. Le champ de température transitoire  $T_i(r, t)$  peut ainsi se mettre sous la forme :  $T_i(r, t) = \varphi(r)\psi(t)$ .

L'équation de diffusion de la chaleur devient  $a\varphi''(r)\psi(t) + \frac{a}{r}\varphi'(r)\psi(t) = \varphi(r)\psi'(t)$ . On peut

encore écrire  $a\frac{\varphi''(r)}{\varphi(r)} + \frac{a}{r}\frac{\varphi'(r)}{\varphi(r)} = \frac{\psi'(t)}{\psi(t)}$ , soit  $\frac{\psi'(t)}{\psi(t)} = a\omega$  et  $\varphi''(r) + \frac{\varphi'(r)}{r} - \omega\varphi(r) = 0$  car les fonctions  $\varphi(r)$  et  $\psi(t)$  sont indépendantes. La fonction  $\psi(t)$  devant décroître quand  $t$  croît,  $\omega$  est de la forme  $-\beta^2$ . Ainsi  $\psi(t) = e^{-a\beta^2 t}$  et  $\varphi(r) = AJ_0(\beta r) + BY_0(\beta r)$  où  $J_0$  et  $Y_0$  sont



respectivement les *fonctions de Bessel* de première et de seconde espèce d'ordre zéro (voir ci-après).

Le système précédent a une solution si son déterminant est nul. Ceci conduit à la résolution d'une équation à une infinité de solutions  $\beta_k$  ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ). On a ainsi

$$T_{t_k}(r, t) = [A_k J_0(\beta_k r) + B_k Y_0(\beta_k r)] e^{-a\beta_k^2 t} = A_k \left[ J_0(\beta_k r) - \frac{J_1(\beta_k r e)}{Y_1(\beta_k r e)} Y_0(\beta_k r) \right] e^{-a\beta_k^2 t}. \quad \text{Or}$$

$T_{t_k}(r, t)$  ne vérifie pas la condition initiale, c'est  $T_t(r, t) = \sum_{k=1}^{\infty} T_{t_k}(r, t)$  qui en est solution. On déduit alors de la condition initiale les coefficients  $A_k$  et  $B_k$ .

### Fonctions de Bessel

Les équations différentielles linéaires du second ordre qui sont de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial y}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial r} + \left( \beta^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) y = 0 \quad (\text{R.2})$$

ont pour solution  $y = A J_n(\beta r) + B J_{-n}(\beta r)$  si  $n \notin \mathbb{N}$  ou  $y = A J_n(\beta r) + B Y_n(\beta r)$  si  $n \in \mathbb{N}^*$

où  $J_n(r) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{1}{\Gamma(n+p+1)p!} \left( \frac{r}{2} \right)^{n+2p}$  (avec  $\Gamma(n+p+1) = \int_{r=0}^{\infty} e^{-r} r^{n+p} dr$ ) est la *fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $n$* ;  $J_{-n}(r) = (-1)^n J_n(r)$  et  $Y_n(r)$  la *fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre  $n$*  telle que :

$$Y_n(r) = \frac{2}{\pi} \left( \gamma + \ln \frac{r}{2} \right) J_n(r) - \frac{1}{\pi} \sum_{p=0}^{n-1} \frac{(n-p-1)!}{p!} \left( \frac{r}{2} \right)^{2p-n} - \frac{1}{\pi} \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{(r/2)^{n+2p}}{(n+p)!p!} [\phi(n+p) - \phi(n)]$$

si  $n \in \mathbb{N}^*$  et  $Y_0(r) = \frac{2}{\pi} \left\{ \left( \gamma + \ln \frac{r}{2} \right) J_0(r) - \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \frac{(r/2)^{2p}}{p!p!} \phi(p) \right\}$  où  $\phi(k) = \sum_{n=1}^{n=k} \frac{1}{n}$  et

$\gamma = 0,577\ 215\ 7$  représente la limite quand  $n$  tend vers  $+\infty$  de  $[\phi(n) - \ln(n)]$ .

## Annexe S

### Temps de réponse à un phénomène thermique d'éléments complexes

Le réchauffement d'un élément «monodimensionnel» se caractérise par un écart de température  $\theta(x, t)$  par rapport au régime permanent.  $\theta(x, t)$  est solution du régime transitoire que l'on peut traduire par :

- $\Delta\theta - \frac{1}{a} \frac{\partial\theta}{\partial t} = 0$  : équation de diffusion de la chaleur ;
- deux conditions aux frontières en  $x = 0$  et  $x = l$  ;
- une condition initiale à  $t = 0$ .

On montre que  $\theta(x, t)$  est de la forme  $\varphi(x)\psi(t) = \varphi(x)e^{-au^2t}$  où  $a = \frac{\lambda}{\rho c}$  est la diffusivité thermique du matériau (voir annexe R).

#### 1. — Cas du mur infini

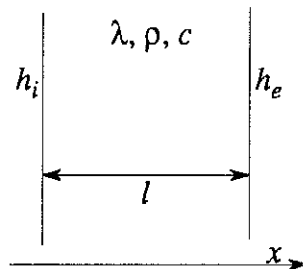


Figure 1. — Schématisation d'un mur infini

On a alors :

- $\varphi(x) = A \cos(ux) + B \sin(ux)$  ;
- une condition aux frontières donne  $A$  ou  $B$  ou une relation  $A(B)$  ;
- l'autre condition aux frontières donne une équation à une infinité de

solutions  $u_k : \left(\frac{u}{B_e} - \frac{u}{B_i}\right) \tan u = 1 + \frac{B_i}{B_e}$  avec  $B_i = \frac{h_i l}{\lambda}$  et  $B_e = \frac{h_e l}{\lambda}$  les nombres de Biot interne et externe respectivement ;

$$- \theta_k(x, t) = [A_k \cos(u_k x) + B_k \sin(u_k x)] e^{-au_k^2 t} \text{ et } \theta(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \theta_k(x, t)$$

est solution de la condition initiale et permet d'en déduire  $A_k$  donc  $B_k(A_k)$  (voir annexe R).

Dans la pratique,  $u_2^2, u_3^2, \dots$  sont petits par rapport à  $u_1^2$  donc le temps de réponse du mur approche :

$$\tau_{mur} = \frac{l^2}{au_1^2} \quad (\text{S.1})$$

### 2. — Cas du cylindre infini

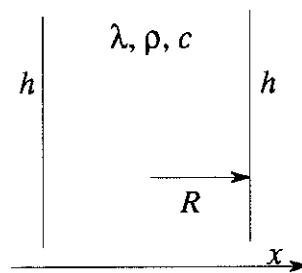


Figure 2. — Schématisation d'un cylindre infini

On a dans ce cas :

$$- \varphi(r) = AJ_0(ur) + BY_0(ur) ;$$

— la condition en  $r = 0$  donne  $B = 0$  car  $Y_0(0)$  tend vers l'infini ;

— la condition en  $r = R$  donne l'équation  $J_0(uR) = 0$  qui a une infinité de solutions  $u_1R, u_2R, \dots$

Le temps de réponse du cylindre est alors :

$$\tau_{cylindre} = \frac{R^2}{au_1^2} \quad (\text{S.2})$$

où  $u_1R = 2,40$  est la première racine de  $J_0$ .

### 3. — Cas général

D'une manière générale, le temps de réponse d'un système «monodimensionnel» est de la forme :

$$\tau = \frac{l^2}{a u_1^2(B_i, B_e)} \quad (\text{S.3})$$

#### 4. — Cas de la sonde collée

Le temps de réponse de la sonde collée dans une gaine en cuivre (on néglige l'épaisseur de colle entre la gaine et le support de sonde en cuivre) peut être approché en considérant la juxtaposition de «murs» suivante :

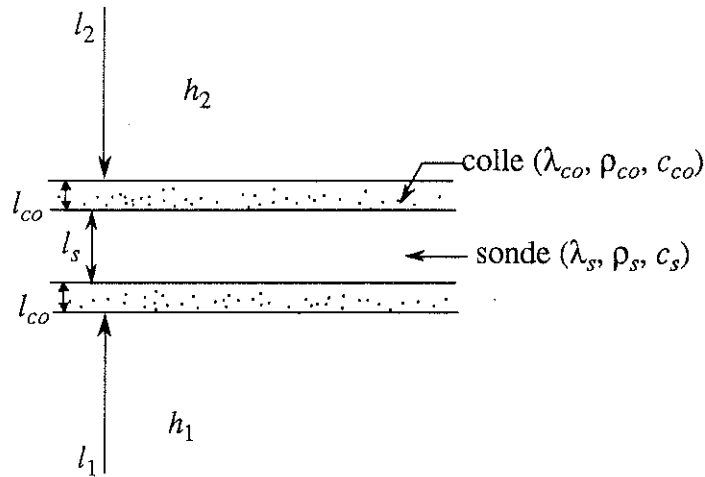


Figure 3. — Schématisation de la sonde collée

Au voisinage de 4 K, on a les caractéristiques suivantes :

— pour la colle : diffusivité thermique  $a_{co} = 0,26 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  ;  
conductivité thermique  $\lambda_{co} = 0,06 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et épaisseur  $l_{co} = 0,000 \text{ 1 m}$  ;

— pour la sonde :  $a_s = 0,24 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  ;  $\lambda_s = 0,014 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et  
 $l_s = 0,001 \text{ 6 m}$  ;

— pour le cuivre :  $h_1 = \frac{\lambda_c}{l_1} = \frac{500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}}{0,009 \text{ 8 m}} = 5,1 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  ;

$h_2 = \frac{\lambda_c}{l_2} = \frac{500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}}{0,007 \text{ 5 m}} = 6,7 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $a_c = 3 \text{ 065} \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ .

En raison de la grande diffusivité thermique du cuivre par rapport à celles de la colle et de la sonde,  $h_1$  et  $h_2$  sont très supérieurs à  $\frac{\lambda_{co}}{l_{co}} = 600 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  et

$\frac{\lambda_s}{l_s} = 9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Dans ces conditions, le temps de réponse de la sonde collée est :

$$\tau_s = \frac{l_s^2}{a_s u_1^2} \quad (\text{S.4})$$

où  $u_1$  est la première racine de l'équation  $\tan(u)\tan(\eta u) = \frac{b_{co}}{b_s}$  avec  $\eta = \sqrt{\frac{a_s}{a_{co}}} \frac{l_{co}}{l_s}$ .

Comme  $\frac{l_{co}^2}{a_{co}}$  est négligeable par rapport à  $\frac{l_s^2}{a_s}$ , l'équation précédente se réduit à

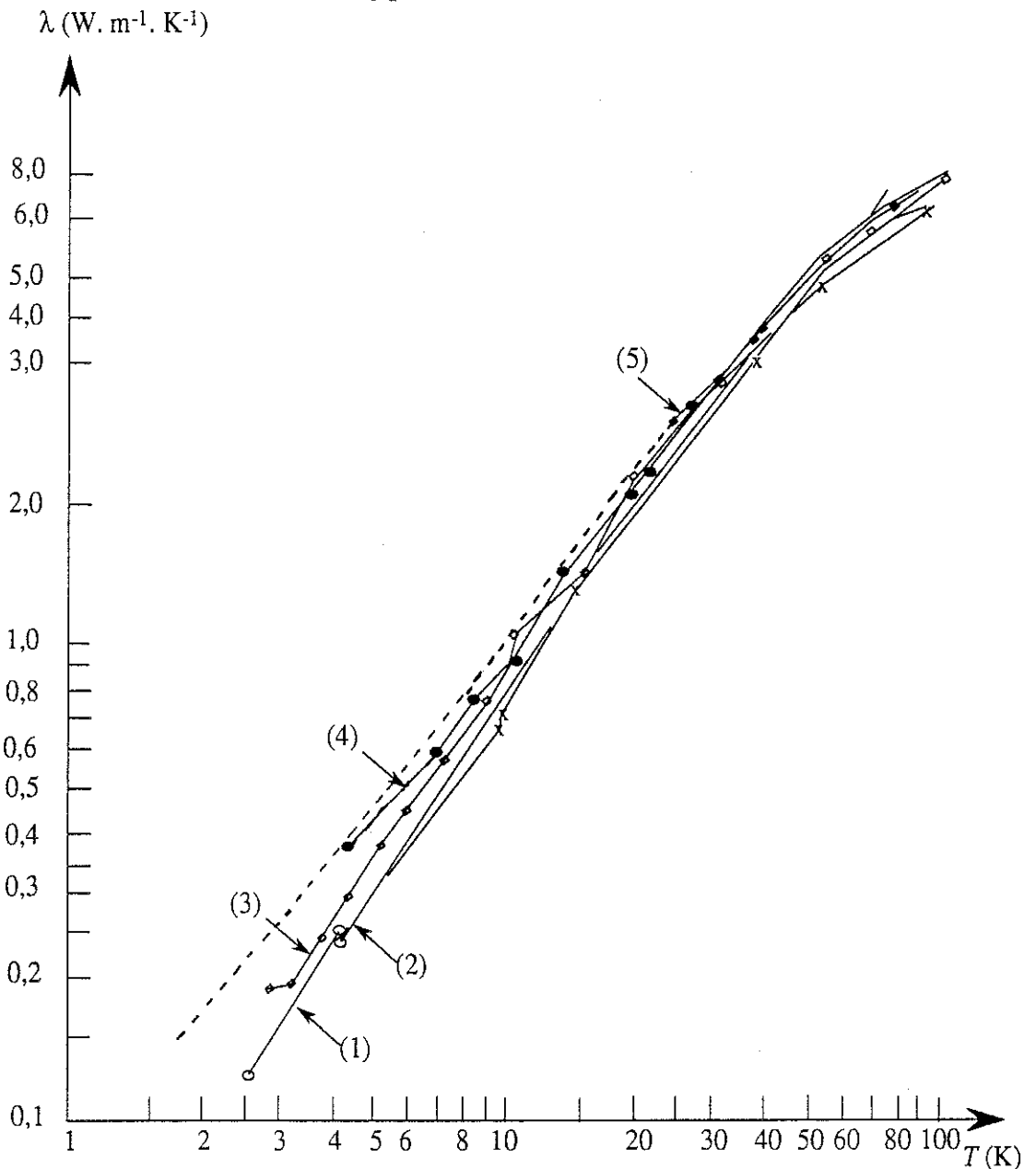
$u' \tan u' = \frac{l_s}{l_{co}} \frac{\lambda_{co}}{\lambda_s}$  et le temps de réponse de la sonde collée est alors :

$$\tau_s = \frac{l_s^2}{a_s u_1'^2} \quad (S.5)$$

où  $u' \tan u' = 68,57$  donne  $u_1' = 1,55$  donc  $\tau_s \approx 45$  ms.

## Annexe T

### Conductivité thermique en fonction de la température de différents types d'aciers inoxydables



1 : acier inoxydable «AISI 303» (composition massique : 17 % Cr, 8 % Ni, 0,15 % C, 2 % Mn)

2 : acier inoxydable «AISI 347» (17 % Cr, 9 % Ni, 0,08 % C)

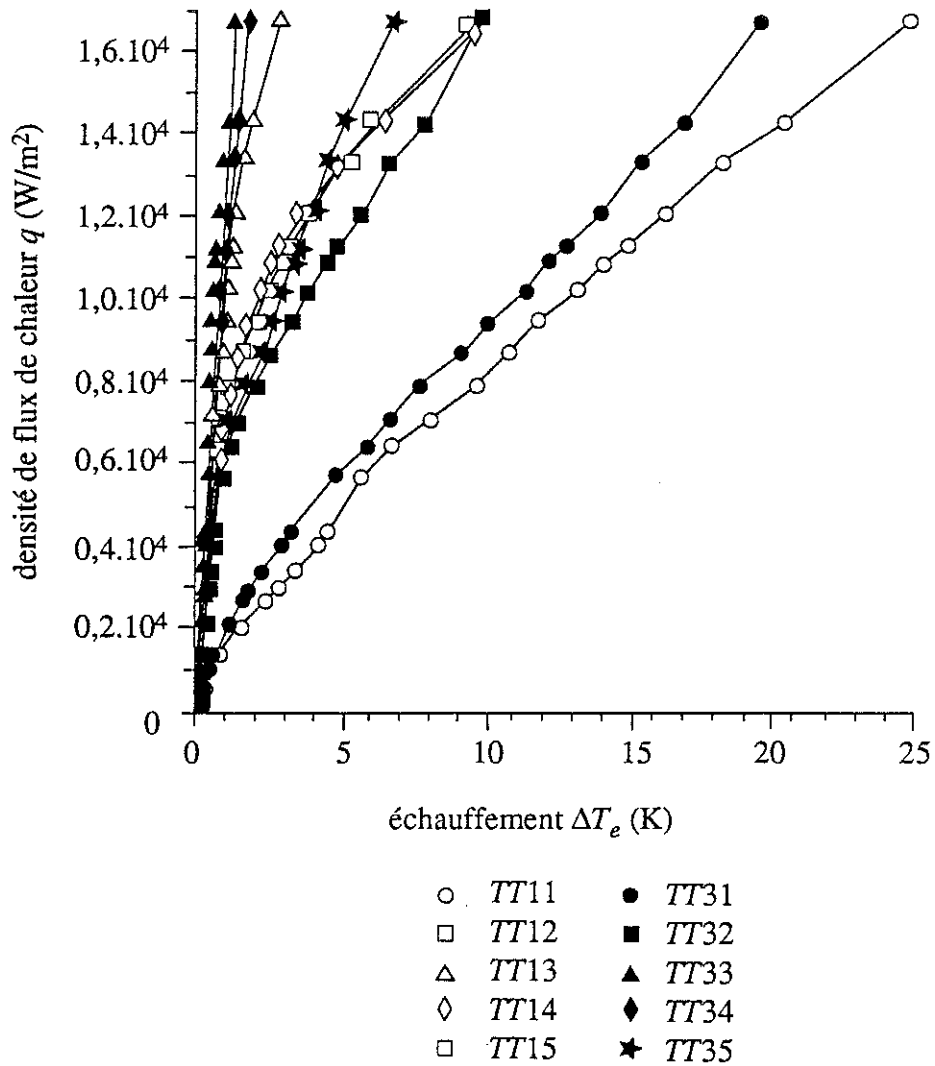
3 : acier inoxydable «austénitique 1 818» (18,9 % Cr, 7,9 % Ni, 0,1 % C, 1 % Ti)

4 : acier inoxydable «KH18N9T» (17 % Cr, 8 % Ni, 0,14 % C, 2 % Mn)

5 : acier inoxydable «AISI 304» (18 % Cr, 8 % Ni, 0,08 % C, 2 % Mn, 0,045 % P)

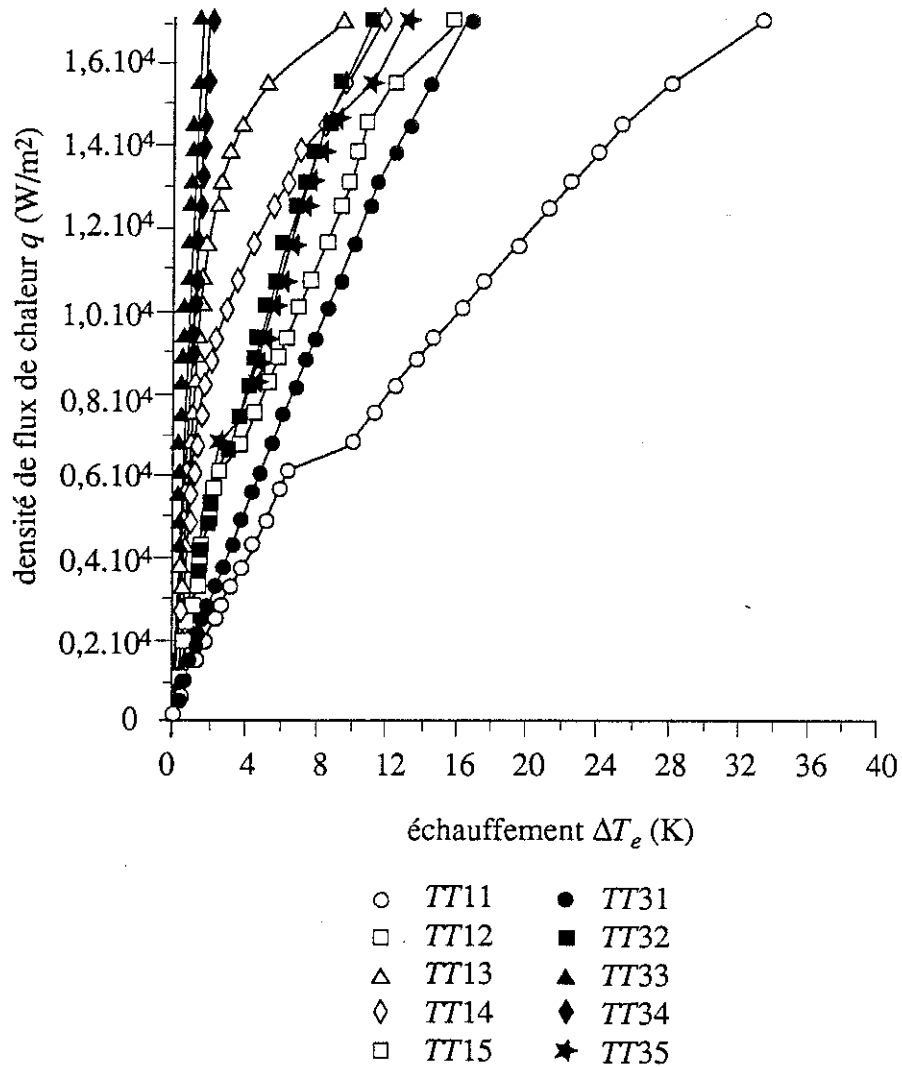
## Annexe U

### Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en acier inoxydable de longueur 0,15 m



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

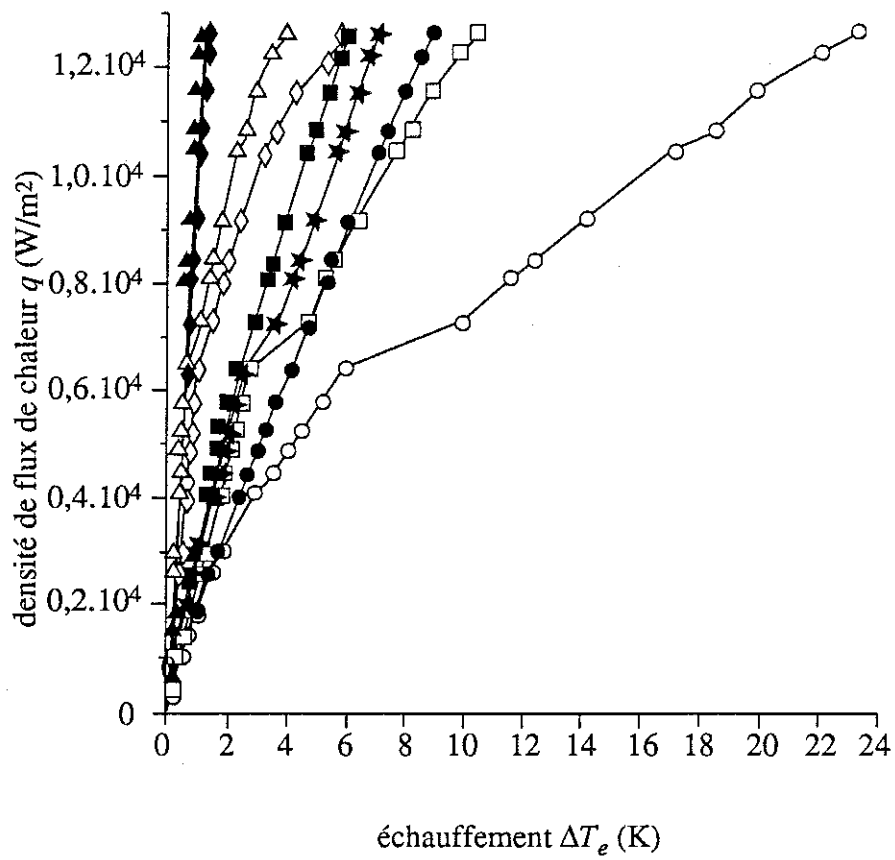
Figure 1. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0$



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 2. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,40$

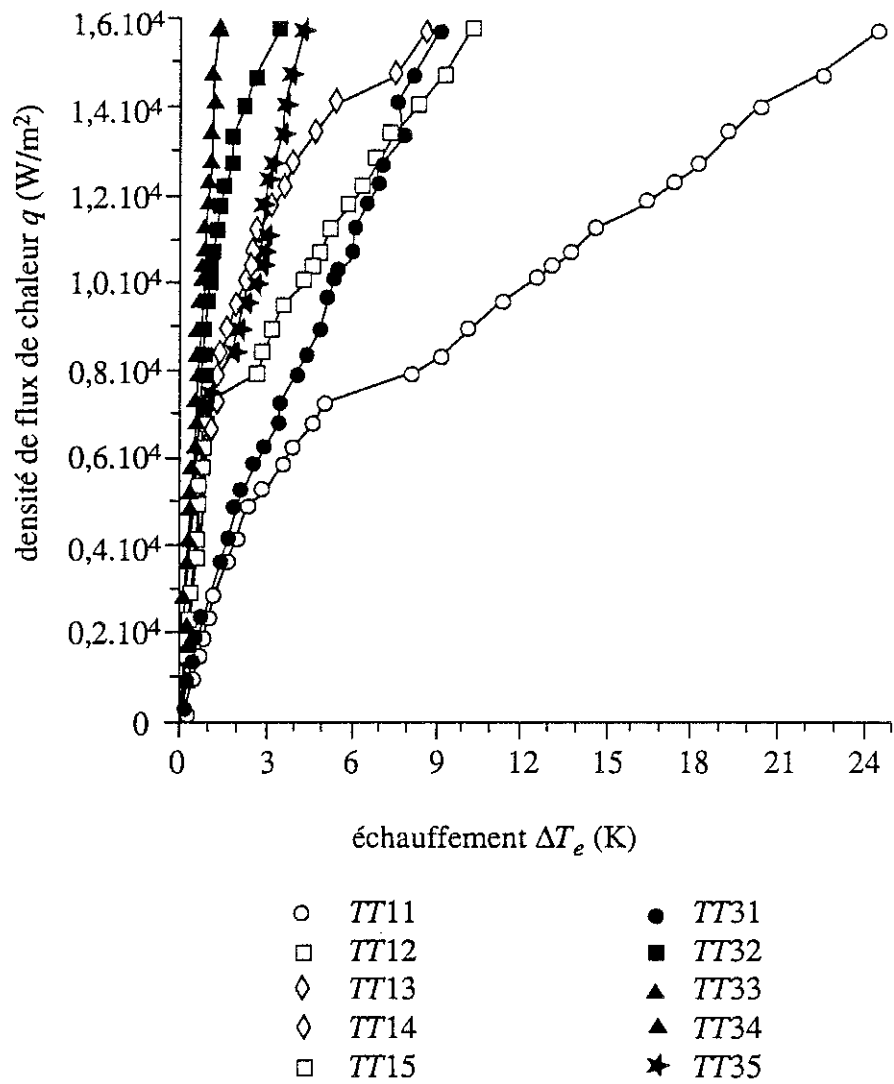




- |   |      |   |      |
|---|------|---|------|
| ○ | TT11 | ● | TT31 |
| □ | TT12 | ■ | TT32 |
| △ | TT13 | ▲ | TT33 |
| ◇ | TT14 | ◆ | TT34 |
| ◻ | TT15 | ★ | TT35 |

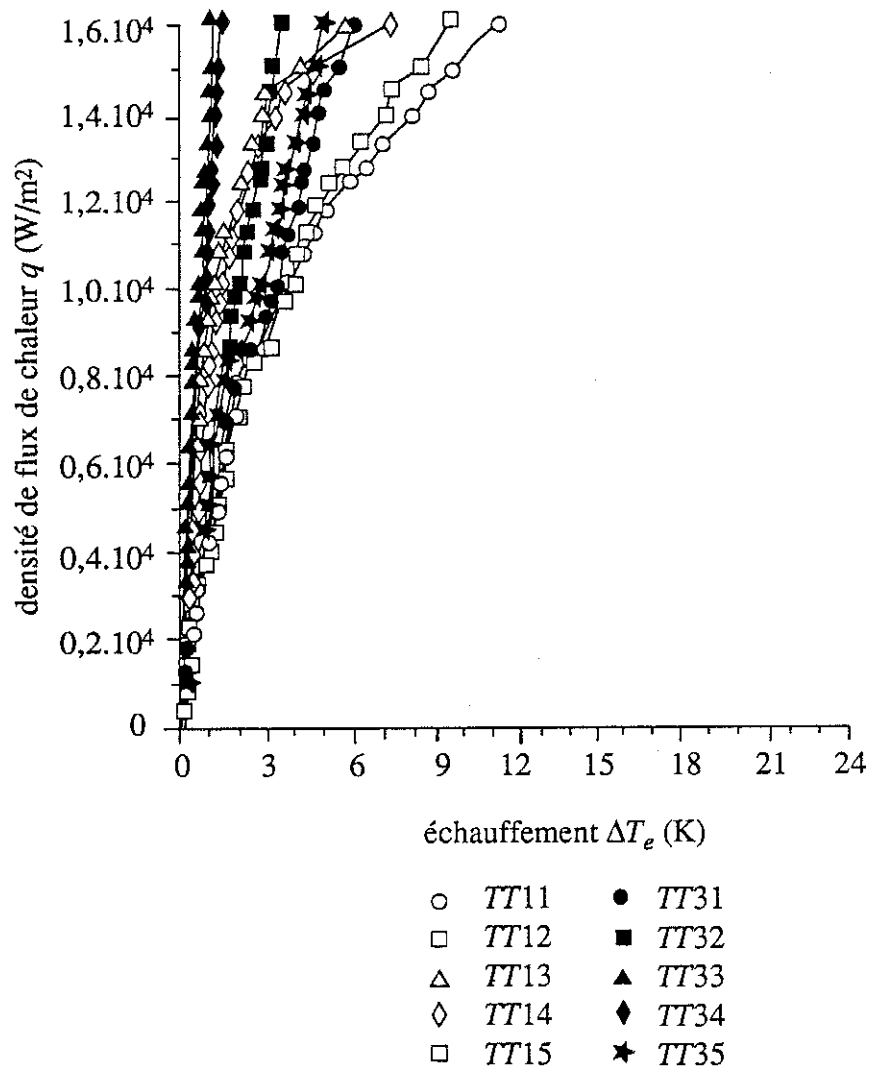
cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 3. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n<sup>os</sup> 1 et 3 pour  $\dot{m} = 1,5 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,60$



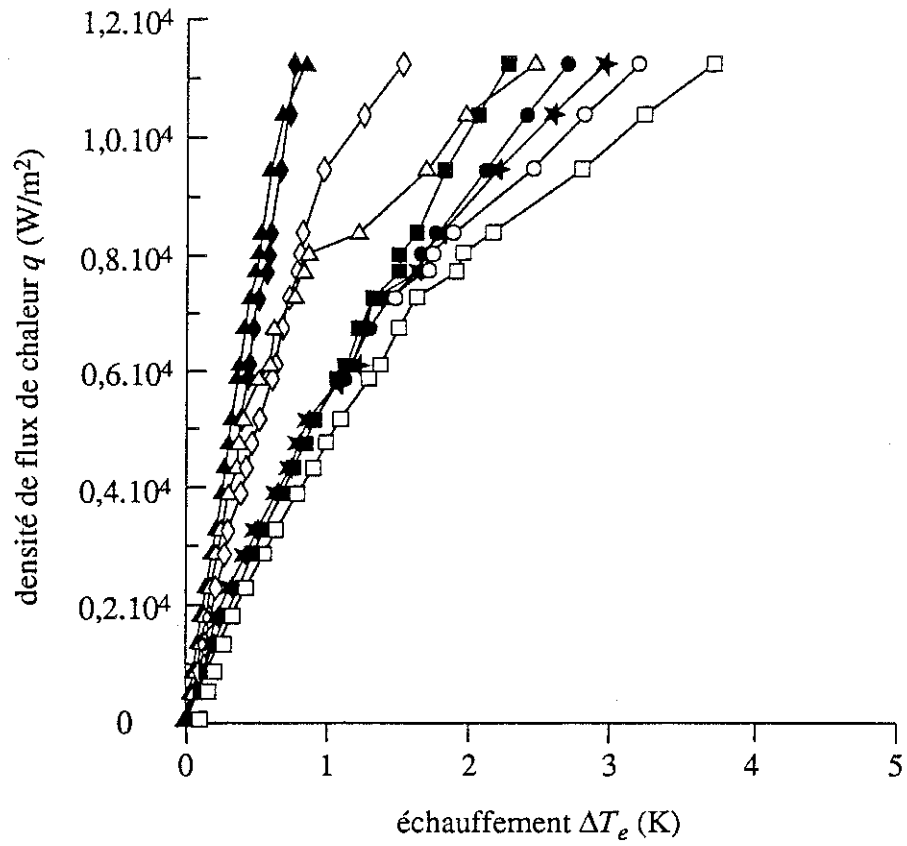
cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 4. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 3,3 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,22$



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

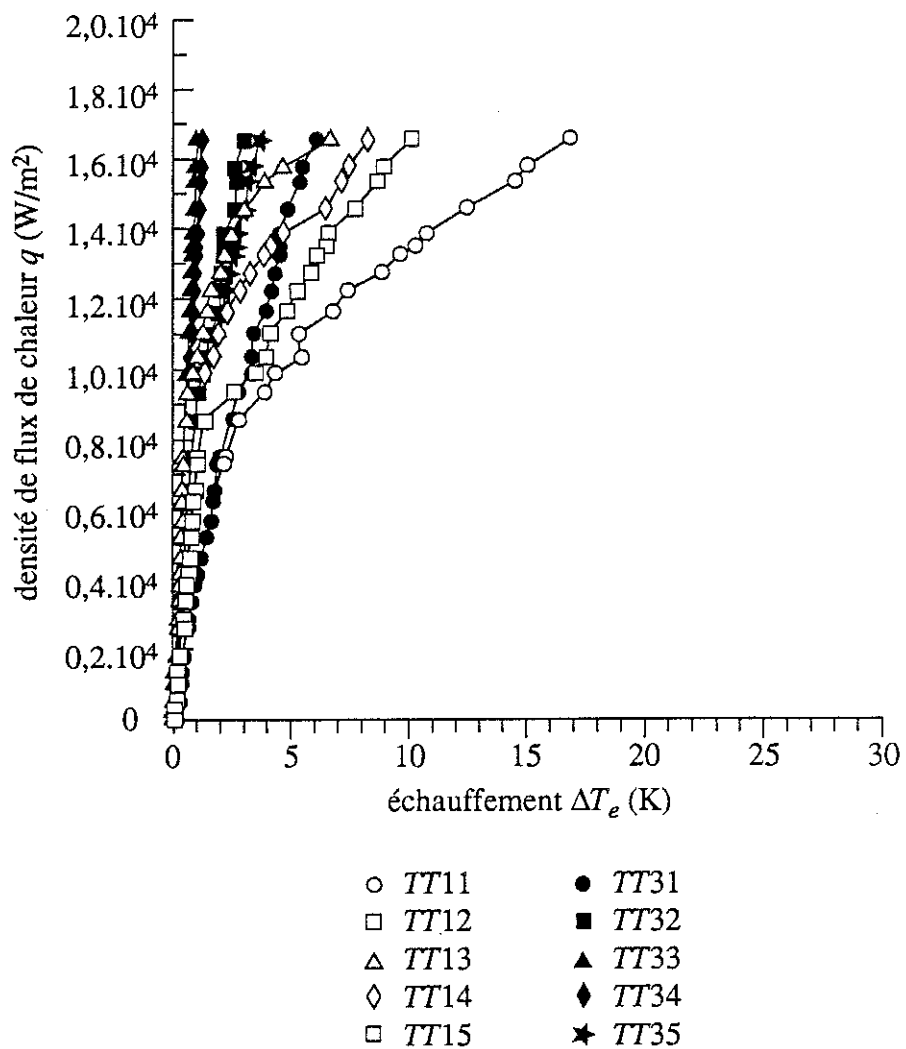
Figure 5. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,67$



- |   |      |   |      |
|---|------|---|------|
| ○ | TT11 | ● | TT31 |
| □ | TT12 | ■ | TT32 |
| △ | TT13 | ▲ | TT33 |
| ◇ | TT14 | ◆ | TT34 |
| ◻ | TT15 | ★ | TT35 |

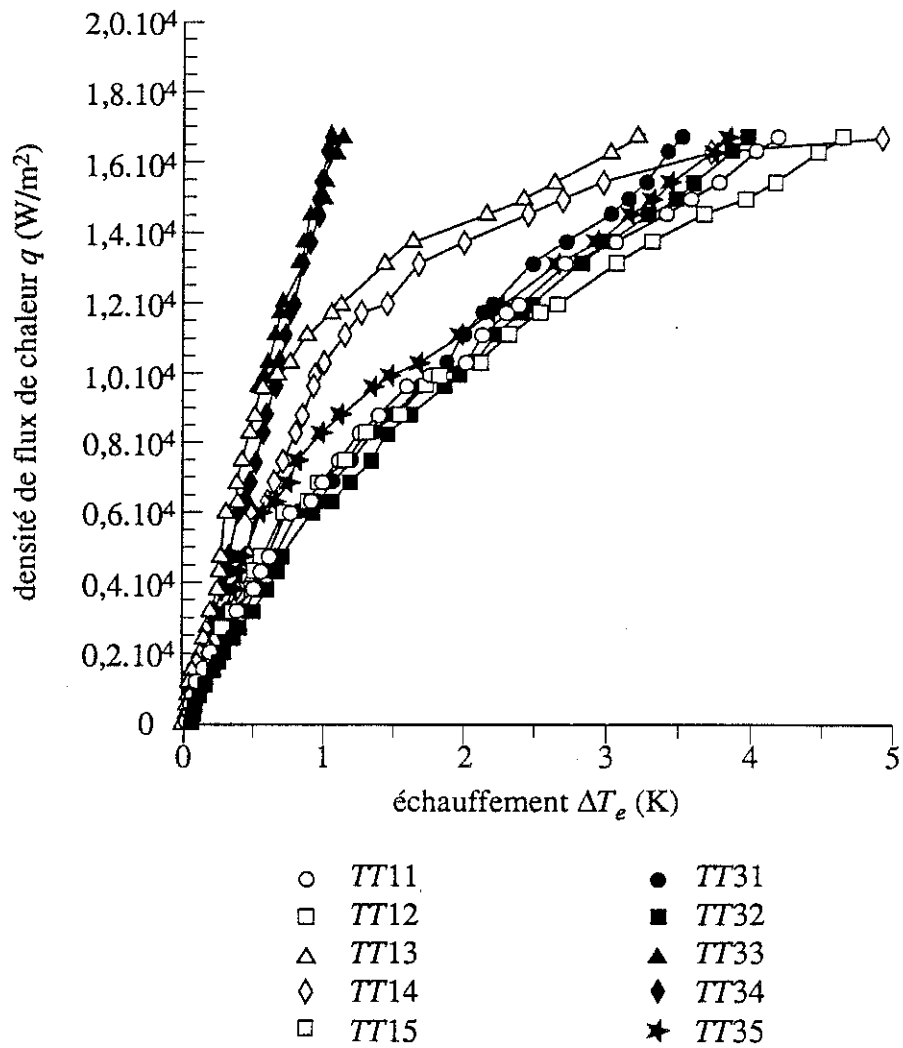
cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 6. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 3,3 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,98$



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 7. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  kg/s et  $x_e = 0,32$



cellule en acier inoxydable de longueur chauffante 0,15 m

Figure 8. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections nos 1 et 3 pour  $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$  et  $x_e = 0,78$

## Index des mots-clefs

### A

Abandon de l'ébullition nucléée, 88-91  
Assèchement, 13, 87-89, 91-92

### C

Coalescence, 29, 32-34, 89-90, 93, 106, 115, 170  
Coefficient d'échange thermique, 12-14, 41, 43-44, 68, 79-85, 99, 104, 122-133, 137-152, 157, 160, 162-171, 177-211, 227  
Collapser, 92, 160  
Configuration, 25-29, 31, 35-36, 115  
Convection :  
— à deux phases, 13, 80, 83, 87, 137, 162-168, 183-212 ;  
— forcée, 12-13, 41-45, 65-67, 68-74, 79-89, 146-159, 171, 179-186 ;  
Crise :  
— d'ébullition, 13-14, 86-93, 146, 162, 183, 192-197, 209-210, 226 ;  
— de première espèce, 87-91 ;  
— de seconde espèce, 87, 91-92, 146, 172, 209-210 ;  
— locale, 162-165, 169-170, 179, 183, 192-197 ;  
Cryogénique, 19-21, 36, 59-60, 65, 79-85, 99-104

### D

Démarrage de l'ébullition nucléée, 52, 54, 68-74, 113, 152-159, 160-162

### E

Ebullition :  
— en bain, 67, 70-74, 137-140 ;  
— en film, 78-79, 90 ;  
— nucléée, 13, 28, 41, 45, 52-60, 65-75, 78-88, 113, 137, 140, 146, 162-172, 179-183, 186-210, 226 ;  
— nucléée partielle, 69-74, 152-159 ;  
— nucléée totalement développée, 74-75, 152-153, 160 ;  
Echange :  
— déficitaire, 87, 89, 91 ;  
— thermique, 12-14, 45, 67, 117-118, 122-133, 137-141, 146-152, 162-173, 179-210, 226-227 ;  
Echauffement, 13, 146, 171-176, 180  
Ecoulement :  
— à bouchons liquides, 26, 28 ;  
— à brouillard, 27-29, 93, 106, 113 ;  
— à bulles, 25, 28, 32-33, 36-37, 68, 115 ;  
— à dispersion de gouttelettes, 28, 34-35, 37-38, 93, 171 ;  
— à phases séparées, 37, 39-41 ;  
— à poches de vapeur, 26, 28-29, 32-34, 36 ;  
— annulaire, 27-29, 32-36, 78, 82-85, 87, 91-93 ;  
— annulaire dispersé, 27-29, 32, 34-36, 92-93 ;  
— diphasique, 12-14, 25-28, 30, 36-41, 45, 67, 76-85, 99, 101, 104-133, 146-166, 179-210, 226 ;

- homogène, 37-39 ;
- intermittent, 26, 32-33, 35-36, 82-85, 171 ;
- monophasique, 69, 147-152 ;
- saturant, 28, 45, 68-74, 78, 88, 103, 106, 146, 152, 160, 171 ;
- sous-refroidi, 28, 45, 68-74, 78, 87-91, 106, 113, 146-152 ;
- stratifié à interface lisse, 26, 28, 34-36, 115 ;
- stratifié à vagues, 26, 28, 34-36, 41, 82-85, 112-115 ;

Equilibre :

- instable, 47 ;
- liquide-vapeur, 45-54, 58-59 ;
- métastable, 47 ;
- stable, 46 ;

Evaporation, 45, 60-64, 78-79, 87, 90-93, 171, 183

**F**

Film :

- gazeux, 93, 206-210 ;
- liquide, 27, 60-64, 78-79, 82-85, 87, 91-93, 114, 146, 171-172, 176, 183, 186-195, 198 ;

**G**

Glissement, 26, 38-41, 61, 110-112, 114

**H**

Hélium diphasique, 19-21, 36, 79-85, 99-133, 146-210, 226-227

**I**

Interface, 26-27, 45, 48-51, 60-64, 87, 92, 178

**M**

Modèle :

- à phases séparées, 37, 39-41, 110, 115-116 ;
- homogène, 37-39, 80, 110, 115-116 ;

**N**

Nucléation :

- hétérogène, 45, 54-60, 68-74, 79, 138 ;
- homogène, 45, 52-56 ;

**P**

Pariétal, 60, 69, 74, 82-85, 91, 93, 117, 176, 188-195  
Phase, 25-29, 46-48, 99, 107-114, 146, 162, 171-178, 189-210

**S**

Sous-refroidi, 58, 68-74, 106, 157



Stratification, 25-27, 106, 113, 160, 162  
Surchauffé, 28, 47, 50, 52, 173-178

## T

Taux :

- de mouillage, 41, 184-191 ;
- volumique, 31, 38-41, 68, 76-77, 105-116, 155, 160-162, 171, 178 ;

Titre :

- massique, 25, 27-28, 30, 32, 46, 76-79, 103, 114, 160-162, 171 ;
- réel, 76-77, 114, 161 ;
- thermodynamique, 76-77, 105-107, 114, 161 ;

## V

Vapeur :

- humide, 63-64, 92, 114, 166-172, 179-210 ;
- saturante, 63-64, 114, 166-174 ;
- sèche, 63-64, 114, 166-174 ;

## Z

Zéro thermodynamique, 105-107, 113

## Index des noms d'auteurs

### A

ALEXEYEV A. I., 115  
ALVES G. E., 25  
AURACHER H., 107  
AZIZ K., 33-35

### B

BAKER O., 33-34  
BALD W. B., 32-33; 59, 65, 67  
BANKOFF S. G., 56-57  
BERGLES A. E., 45, 90-91  
BREEN B. P., 139  
BRUN E., 43

### C

CICCHITTI A., 38  
CLARK J. A., 45, 69, 137, 139, 146, 154, 180  
CLEVELAND R. G., 38  
COLLIER J. G., 72, 77, 115  
CONTE R. R., 121, 132, 142

### D

DATARS W. R., 139  
DAUBERT J., 107  
DEEV V.I., 92  
DELHAYE J. M., 107  
DESMUR G., 217  
DETAVERNIER W., 90  
DICKENSON C., 217  
DUKLER A. E., 34-36, 38

### E

EASTMAN P. C., 139

### F

FILIPPOV Y. P., 115  
FIORI M. P., 91  
FLAMAND J. C., 107  
FOMICHYOV Y. A., 82, 84-85  
FRANÇOIS M.-X., 35-36, 115  
FREDÉRKING T. H. K., 139  
FYODOROV M. V., 82, 84-85

### G

GEBHART B., 43-44  
GRAHAM R. W., 52, 90, 155, 160  
GREGORY G. A., 33-35  
GRIFFITH P., 59, 66  
GRIGOR'EV A. V., 79-81  
GRIGULL U., 66

### H

HAHNE E., 66

HALL-TAYLOR N. S., 39, 76  
HAN C. Y., 59, 66  
HANDS B. A., 68  
HEBEL W., 90  
HEWITT G. F., 28, 31-32, 39, 76, 90, 92  
HSU Y.-Y., 52, 90, 155, 160

**J**

JOHANNES C., 81

**K**

KATHEDER H., 116  
KEILIN V. E., 38, 74, 81, 116, 210  
KLIMENKO E. Y., 38, 116  
KLIMENKO V. V., 79-82, 84-85  
KOUMOUTSOS N., 65  
KOVALEV I. A., 38, 116  
KOVATS A. DE, 217  
KUTATELADZE S. S., 90, 139

**L**

LEONTIEV A. I., 90  
LOCK J. M., 140  
LOPINA R. F., 91

**M**

MACADAMS W. H., 132  
MAMEDOV I. S., 115  
MANDHANE J. M., 33-35  
MEURIS C., 35-36, 115  
MOISSIS R., 65  
MOLLARD J., 81

**O**

OGATA H., 36, 81

**P**

PETIT J.-P., 44, 148, 151-152  
POIVILLIERS J., 35-36, 115  
PUDEL P., 141

**R**

REEBER M. D., 139  
RIBAUD G., 43  
ROBERTS D. N., 28, 31-32  
ROHSENOW W. M., 45  
ROMANOV V. I., 92

**S**

SAHA P., 68, 71, 76  
SATO S., 36, 81  
SAUVAGE-BOUTARE., 35-36, 115  
SCHLUNDER E. U., 82  
SCIVER S. W. VAN, 21  
SEMERIA R., 107

SOHAL M. S., 92  
SPYRIDONOS A., 65  
STEINER D., 36, 80-84, 115, 137  
SUDARCHIKOV A. M., 79-81  
SUSSER M., 116  
SUZANNE C., 40

**T**

TAINE J., 44, 148, 151-152  
TAITEL Y., 34-36, 38  
TONG L. S., 42, 90  
TOULOUKIAN Y. S., 142  
TROSKOLANSKI A. T., 217

**W**

WESTWATER J. W., 139

**Y**

YOUNG J. D., 90

**Z**

ZIVI S. M., 40, 112  
ZUBER N., 68, 71, 76  
ZUST H. K., 32-33

## Glossaire des termes techniques

### C

**Coalescence** : regroupement de bulles pour former une poche de vapeur

**Collapser** : exploser pour une bulle ou une gouttelette

**Cryopompage** : obtention d'une très basse pression (proche de l'état de vide absolu) par abaissement de la température dans le domaine des températures cryogéniques

### D

**Diphasique** : à deux phases

### E

**Ebullition** : passage d'un liquide à l'état gazeux, les deux phases étant à l'équilibre thermodynamique

### M

**Monodimensionnel** : à une dimension

**Monophasique** : à une phase

### N

**Nucléation** : formation d'une bulle

### P

**Pariétal** : de paroi

### S

**Site de nucléation** : bulle en formation sur une paroi solide

**Sous-refroidi** : dont la température est inférieure à la température saturante de la pression imposée

### T

**Tranquillisation** : établissement du régime dynamique d'un écoulement

## Glossaire des mots étrangers

*burnout* : abandon de l'ébullition nucléée ou crise de première espèce.

*dryout* : assèchement à la paroi ou crise de seconde espèce.

*in* : dans.

*modified boiling number* : nombre d'ébullition modifié.

*pool boiling* : ébullition en bain.

## Table des matières

### ETUDE DES PROPRIETES D'ECHANGE THERMIQUE DE L'HELIUM DIPHASIQUE EN CONVECTION FORCEE

|   | Page |
|---|------|
| <b>INTRODUCTION</b> .....   | 12   |
| <b>PREMIERE PARTIE. — ETUDE THEORIQUE</b> .....                                       | 15   |
| <b>CHAPITRE PREMIER. — Introduction du sujet</b> .....                                | 17   |
| 1.1. — Historique de la Cryogénie et des applications qui utilisent l'hélium .....    | 19   |
| 1.2. — Intérêts des études de l'hélium diphasique à 4,2 K .....                       | 20   |
| <b>CHAPITRE II. — Synthèse théorique et bibliographique</b> .....                     | 23   |
| 2.1. — Caractéristiques des écoulements diphasiques .....                             | 25   |
| 2.1.1. — Configurations des écoulements diphasiques .....                             | 25   |
| a. — Configurations d'écoulements .....   | 25   |
| b. — Paramètres d'écoulements .....   | 30   |
| c. — Cartes d'écoulements .....   | 31   |
| 2.1.2. — Concepts de modélisation des écoulements diphasiques .....                   | 37   |
| a. — Modèle homogène .....  | 37   |
| b. — Modèle à phases séparées .....   | 39   |
| c. — Modèles d'écoulements et échanges thermiques .....                               | 41   |
| 2.2. — Echanges thermiques dans les écoulements diphasiques .....                     | 41   |
| 2.2.1. — Echanges thermiques par convection forcée .....                              | 41   |
| a. — Régime thermique établi .....  | 42   |
| b. — Régime thermique transitoire .....   | 43   |
| c. — Coefficient d'échange thermique par convection forcée .....                      | 44   |
| 2.2.2. — Echanges thermiques par ébullition nucléée .....                             | 45   |
| a. — Mécanismes de l'ébullition .....   | 46   |
| b. — Mécanismes de la nucléation .....  | 54   |
| c. — Mécanismes d'évaporation à une interface liquide-vapeur .....                    | 60   |
| 2.2.3. — Ebullition nucléée en convection forcée .....                                | 65   |
| 2.2.4. — Echanges thermiques dans les écoulements à deux phases .....                 | 67   |
| a. — Apparition de l'ébullition nucléée en écoulement sous-refroidi ou saturant ..... | 68   |
| b. — Ebullition nucléée totalement développée .....                                   | 74   |
| c. — Titre massique et taux volumique de vapeur .....                                 | 76   |
| d. — Ebullition nucléée et ébullition en film .....                                   | 78   |

|   |           |
|---|-----------|
| e. — Analyse bibliographique sur les coefficients d'échange thermique .....                                       | 79        |
| f. — Analyse bibliographique sur les crises d'ébullition .....  | 86        |
| <b>DEUXIEME PARTIE. — ETUDE EXPERIMENTALE .....</b>   | <b>95</b> |
| <b>CHAPITRE III. — Système expérimental et métrologie .....</b>   | <b>97</b> |
| 3.1. — Présentation du dispositif expérimental .....  | 99        |
| 3.1.1. — Appareillage cryogénique .....   | 99        |
| 3.1.2. — Appareillage métrologique .....  | 101       |
| a. — Mesures de pressions .....   | 101       |
| b. — Mesures de températures .....  | 101       |
| 3.1.3. — Bilan thermique du dispositif expérimental .....   | 102       |
| 3.2. — Obtention d'un écoulement d'hélium diphasique et mesure de ses caractéristiques .....                      | 104       |
| 3.2.1. — Procédure expérimentale .....  | 104       |
| a. — Mise en route du dispositif .....  | 104       |
| b. — Obtention d'un débit massique .....  | 105       |
| c. — Obtention d'un titre massique de vapeur .....  | 105       |
| 3.2.2. — Mesure du taux volumique de vapeur .....   | 107       |
| a. — Analyse bibliographique .....  | 107       |
| b. — Capteur capacitif annulaire .....  | 108       |
| 3.2.3. — Synthèse sur les écoulements diphasiques obtenus .....   | 114       |
| a. — Configurations d'écoulements observées .....   | 114       |
| b. — Pertes de charge dans les écoulements observés .....   | 115       |
| 3.2.4. — Instabilités dans les écoulements d'hélium diphasique .....  | 116       |
| 3.3. — Mesure des coefficients d'échange thermique .....  | 117       |
| 3.3.1. — Objectifs .....  | 117       |
| a. — Mesure ponctuelle et décalée .....   | 117       |
| b. — Température à mesurer .....  | 119       |
| 3.3.2. — Présentation du dispositif de mesure .....   | 120       |
| a. — Mise en œuvre .....  | 120       |
| b. — Conditions de mesure .....   | 122       |
| 3.3.3. — Conditions de détermination du coefficient d'échange thermique compte tenu du dispositif de mesure ..... | 122       |
| a. — Circulation du courant dans le tube et le support de la sonde .....  | 123       |
| b. — Profils de température dans la paroi et le support .....   | 125       |
| c. — Temps de réponse du dispositif de mesure .....   | 129       |
| 3.3.4. — Flux thermiques mis en jeu .....   | 131       |
| a. — Problème thermique posé .....  | 131       |



|  |            |
|--|------------|
| b. — Conduction dans le vide .....   | 132        |
| c. — Convection dans le vide .....   | 132        |
| d. — Rayonnement thermique .....   | 133        |
| e. — Conduction solide et dissipation par effet Joule dans les fils de mesure<br>.....                   | 133        |
| <b>CHAPITRE IV. — Expériences et interprétation .....</b>  | <b>135</b> |
| 4.1. — Caractérisation des expériences .....   | 137        |
| 4.1.1. — Conditions de mesure du coefficient d'échange thermique .....                                   | 137        |
| 4.1.2. — Expériences avec une cellule en acier inoxydable .....  | 140        |
| a. — Mise en œuvre .....   | 140        |
| b. — Caractérisation de l'acier inoxydable utilisé .....   | 141        |
| 4.1.3. — Expériences avec des cellules en cuivre .....   | 144        |
| a. — Objectifs .....   | 144        |
| b. — Mise en œuvre .....   | 144        |
| 4.2. — Caractérisation des échanges thermiques dans les écoulements d'hélium<br>diphasique .....         | 146        |
| 4.2.1. — Ecoulement initialement monophasique sous-refroidi .....  | 146        |
| a. — Procédure expérimentale .....   | 147        |
| b. — Coefficient d'échange thermique en écoulement d'hélium sous-refroidi<br>.....                       | 148        |
| 4.2.2. — Régime I : apparition de l'ébullition nucléée dans les écoulements d'hélium<br>.....            | 152        |
| a. — Caractéristiques générales de la transition de la convection forcée à l'ébullition<br>nucléée ..... | 152        |
| b. — Ebullition nucléée partielle et ébullition nucléée totalement développée<br>.....                   | 155        |
| c. — Titre massique et taux volumique de vapeur lors de l'apparition de l'ébullition<br>nucléée .....    | 160        |
| 4.2.3. — Ecoulements diphasiques développés .....  | 162        |
| a. — Généralités .....   | 162        |
| b. — Echauffement de la phase gazeuse .....  | 171        |
| c. — Régime II : région d'ébullition nucléée .....   | 177        |
| d. — Régime III : région de convection forcée à deux phases .....  | 182        |
| e. — Taux temporel de mouillage et caractérisation de la géométrie des écoulements<br>diphasiques .....  | 184        |

|   |            |
|---|------------|
| 4.2.4. — Caractéristiques de la crise d'ébullition dans les écoulements diphasiques .....       | 192        |
| a. — Mécanismes de la crise .....   | 192        |
| b. — Epaisseur typique de film liquide pariétal .....   | 194        |
| c. — Densité de flux de chaleur critique .....  | 195        |
| 4.3. — Mesure du coefficient d'échange thermique dans les écoulements d'hélium diphasique ..... | 197        |
| 4.3.1. — Coefficient d'échange thermique .....  | 198        |
| 4.3.2. — Crise d'ébullition .....   | 209        |
| 4.3.3. — Application au calcul d'échangeurs .....   | 211        |
| <b>TROISIEME PARTIE. — APPLICATION INDUSTRIELLE .....</b>                                       | <b>213</b> |
| <b>CHAPITRE V. — Calcul d'une pompe .....</b>   | <b>215</b> |
| 5.1. — Domaine d'utilisation de la pompe .....  | 217        |
| 5.2. — Caractéristiques de la pompe .....   | 217        |
| <b>CHAPITRE VI. — Essais et applications .....</b>  | <b>219</b> |
| 6.1. — Essais de pivoteries aux très basses températures .....                                  | 221        |
| 6.2. — Essais de moteurs aux très basses températures .....                                     | 221        |
| 6.3. — Conception et essais de la pompe .....   | 223        |
| 6.4. — Applications industrielles .....   | 225        |
| <b>CONCLUSION .....</b>   | <b>226</b> |

## Liste des figures

|   | Page |
|---|------|
| Figure 1. — Diagramme de phases $p(T)$ de l'hélium He <sup>4</sup> (S. W. Van Sciver <sup>1</sup> , 1986)   | 21   |
| Figure 2. — Écoulement horizontal à bulles  | 25   |
| Figure 3. — Écoulement horizontal stratifié à interface lisse   | 26   |
| Figure 4. — Écoulement horizontal stratifié à vagues  | 26   |
| Figure 5. — Écoulement horizontal à poches de vapeur  | 26   |
| Figure 6. — Écoulement horizontal à bouchons liquides   | 26   |
| Figure 7. — Écoulement horizontal annulaire   | 27   |
| Figure 8. — Écoulement horizontal annulaire dispersé  | 27   |
| Figure 9. — Écoulement horizontal à dispersion de gouttelettes  | 27   |
| Figure 10. — Configurations d'écoulements diphasiques horizontaux à débit constant et à titre massique croissant  | 28   |
| Figure 11. — Écoulement vertical à bulles   | 28   |
| Figure 12. — Écoulement vertical à poches de vapeur   | 29   |
| Figure 13. — Écoulement vertical à forte «coalescence»  | 29   |
| Figure 14. — Écoulement vertical annulaire  | 29   |
| Figure 15. — Écoulement vertical annulaire dispersé   | 29   |
| Figure 16. — Écoulement vertical à brouillard   | 29   |
| Figure 17. — Configurations des écoulements verticaux ascendants, cas de l'eau (G. F. Hewitt, D. N. Roberts <sup>3</sup> , 1969)  | 32   |
| Figure 18. — Configurations des écoulements verticaux ascendants, cas de l'hélium (H. K. Zust, W. B. Bald <sup>4</sup> , 1981)  | 33   |
| Figure 19. — Cartes de configurations d'écoulements horizontaux   | 34   |
| Figure 20. — Cartes de configurations d'écoulements horizontaux expérimentales et théoriques  | 35   |
| Figure 21. — Comparaison des configurations d'écoulements horizontaux d'hélium diphasique obtenues par E. Sauvage-Boutar, C. Meuris, J. Poivilliers, M.-X. François <sup>8</sup> (1988) et de la théorie de Y. Taitel, A. E. Dukler <sup>7</sup> (1976) | 36   |
| Figure 22. — Profil de vitesse en écoulement diphasique (C. Suzanne <sup>15</sup> , 1977)   | 40   |
| Figure 23. — Profil de température en régime transitoire  | 45   |
| Figure 24. — Diagramme $(p, v, T)$ d'un corps pur   | 46   |
| Figure 25. — Diagramme d'Andrews $(p, v)$   | 47   |
| Figure 26. — Formation d'une bulle dans le liquide  | 49   |
| Figure 27. — Courbes de saturation pour des interfaces plane et sphérique   | 50   |

|  |    |
|--|----|
| Figure 28. — Formation d'une bulle .....   | 52 |
| Figure 29. — Apparition de l'ébullition .....  | 53 |
| Figure 30. — Enthalpie libre de formation d'une bulle .....  | 56 |
| Figure 31. — Contact liquide-solide .....  | 57 |
| Figure 32. — Contacts entre liquide et cavités .....   | 58 |
| Figure 33. — Nucléation dans une cavité conique .....  | 58 |
| Figure 34. — Croissance d'une bulle selon la forme de la cavité .....  | 60 |
| Figure 35. — Evaporation à l'interface liquide-vapeur .....  | 61 |
| Figure 36. — Schématisation de l'interface .....   | 62 |
| Figure 37. — Mécanisme d'évaporation dans la bulle (C. Y. Han, P. Griffith <sup>25</sup> , 1965,<br>E. Hahne, U. Grigull <sup>28</sup> , 1977) .....   | 66 |
| Figure 38. — Décrochement d'une bulle en circulation forcée .....  | 66 |
| Figure 39. — Schématisation de l'apparition de l'ébullition nucléée .....  | 69 |
| Figure 40. — Schématisation de l'ébullition nucléée partielle .....  | 70 |
| Figure 41. — Allure des densités de flux de convection forcée et d'ébullition nucléée<br>(J. G. Collier <sup>31</sup> , 1981) .....  | 72 |
| Figure 42. — Courbe de la densité de flux de chaleur $q$ en fonction de la température de<br>paroi $T_p$ .....   | 75 |
| Figure 43. — Titre massique et fraction volumique de vapeur (J. G. Collier <sup>31</sup> , 1981)<br>.....  | 77 |
| Figure 44. — Régions de transfert thermique en écoulement vertical chauffé .....   | 78 |
| Figure 45. — Régions de transfert thermique en écoulement horizontal chauffé .....   | 78 |
| Figure 46. — Distribution de la température de paroi interne en fonction de l'angle $\theta$<br>( $\theta = 0^\circ$ en haut, $\theta = 180^\circ$ en bas, D. Steiner <sup>9</sup> , 1986) ..... | 84 |
| Figure 47. — Différences de surchauffe sur le pourtour du tube pour un écoulement<br>annulaire (V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov <sup>35</sup> , 1989) .....                      | 85 |
| Figure 48. — Différences de surchauffe sur le pourtour du tube pour un écoulement<br>stratifié (V. V. Klimenko, M. V. Fyodorov, Y. A. Fomichyov <sup>35</sup> , 1989) .....                      | 85 |
| Figure 49. — Variation du coefficient d'échange thermique avec le titre massique .....   | 86 |
| Figure 50. — Variation du coefficient d'échange thermique à flux de chaleur croissant<br>.....   | 88 |
| Figure 51. — Courbe $(\bar{T}_f, x, q)$ pour l'ébullition en circulation forcée .....  | 89 |
| Figure 52. — Coalescence de bulles et recouvrement gazeux pour un flux critique en<br>écoulement sous-refroidi ou saturant de faible titre .....   | 90 |
| Figure 53. — Phénomène critique dû à une poche de vapeur en écoulement sous-refroidi<br>ou saturant de faible titre .....  | 91 |
| Figure 54. — Densité de flux de chaleur critique en fonction du titre massique .....   | 93 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure 55. — Schéma du cryostat .....   | 100 |
| Figure 56. — Schéma du circuit cryogénique .....  | 101 |
| Figure 57. — Qualification thermique du système expérimental .....  | 103 |
| Figure 58. — Apparition d'une stratification au «point zéro» .....  | 106 |
| Figure 59. — Schématisation du capteur capacitif annulaire .....  | 109 |
| Figure 60. — Courbes $\alpha(x)$ obtenues avec le capteur capacitif de taux volumique de vapeur .....   | 111 |
| Figure 61. — Ebullition nucléée en écoulement sous-refroidi .....   | 113 |
| Figure 62. — Position des thermomètres sur le pourtour du tube .....  | 118 |
| Figure 63. — Ensemble de mesure .....   | 119 |
| Figure 64. — Contact entre le support de mesure et le tube .....  | 119 |
| Figure 65. — Élément considéré pour le calcul numérique des lignes de courant .....   | 124 |
| Figure 66. — Schématisation du problème thermique .....   | 126 |
| Figure 67. — Courbes d'échauffement d'un thermomètre en ébullition nucléée en bain .....  | 138 |
| Figure 68. — Résultats expérimentaux sur l'ébullition nucléée en bain (J. A. Clark <sup>22</sup> , 1968) .....  | 139 |
| Figure 69. — Cellule de mesure en acier inoxydable .....  | 141 |
| Figure 70. — Dispositif expérimental de mesure de la conductivité thermique d'un échantillon en acier inoxydable (Laboratoire de Thermodynamique des fluides d'Orsay) .....     | 143 |
| Figure 71. — Schématisation des cellules de mesure en cuivre .....  | 145 |
| Figure 72. — Schématisation des prises de température sur les cellules en cuivre <i>A</i> , <i>B</i> et <i>C</i> .....  | 145 |
| Figure 73. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en acier inoxydable dans la région de convection forcée en liquide sous-refroidi .....                       | 149 |
| Figure 74. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées <i>A</i> et <i>B</i> dans la région de convection forcée en liquide sous-refroidi ..... | 150 |
| Figure 75. — Coefficient d'échange thermique par convection forcée en écoulement d'hélium sous-refroidi en fonction de la cote axiale .....                                     | 151 |
| Figure 76. — Ebullition nucléée partielle .....   | 153 |
| Figure 77. — Ebullition nucléée totalement développée .....   | 153 |
| Figure 78. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la petite cellule en cuivre dans la région d'apparition de l'ébullition nucléée .....                                   | 154 |
| Figure 79. — Apparition de l'ébullition nucléée .....   | 156 |
| Figure 80. — Influence du débit sur la formation des bulles .....   | 157 |
| Figure 81. — Influence du débit sur l'apparition de l'ébullition nucléée .....  | 158 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure 82. — Influence du sous-refroidissement initial sur l'apparition de l'ébullition nucléée .....   | 159 |
| Figure 83. — Titre massique et fraction volumique de vapeur dans un écoulement initialement sous-refroidi .....   | 161 |
| Figure 84.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0$ — régimes II et III .....                               | 163 |
| Figure 84.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0$ — régime II .....                                       | 164 |
| Figure 84.c. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0$ — régime III .....                                      | 165 |
| Figure 84.d. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,90$ .....  | 166 |
| Figure 85.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,11$ .....  | 167 |
| Figure 85.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres des sections n <sup>os</sup> 1 et 3 pour $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,90$ .....  | 168 |
| Figure 86. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0$ .....    | 172 |
| Figure 87. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,40$ ..... | 173 |
| Figure 88. — Température moyenne de l'écoulement en sortie de la cellule en acier inoxydable en fonction de la densité de flux de chaleur pour $\dot{m} = 2,9 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,93$ ..... | 174 |
| Figure 89. — Coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régimes II et III en fonction de la cote axiale .....   | 179 |
| Figure 90. — Section de mesure de la cellule en acier inoxydable .....  | 185 |
| Figure 91. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement stratifié à vagues .....  | 189 |
| Figure 92. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement intermittent .....  | 190 |
| Figure 93. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en écoulement dispersé .....  | 191 |
| Figure 94. — Variation de la densité de flux de chaleur critique dans la section n <sup>o</sup> 1 en fonction du débit massique .....   | 196 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure 95. — Variation de la densité de flux de chaleur critique dans la section n° 1 en fonction du titre massique de vapeur .....   | 197 |
| Figure 96.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées A et B pour $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,34$ .....  | 200 |
| Figure 96.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,34$ — région d'échange thermique en écoulement à deux phases ..... | 201 |
| Figure 96.c. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre B pour $\dot{m} = 5,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,34$ — région d'échange thermique en écoulement à deux phases ..... | 202 |
| Figure 97. — Courbes d'échauffement des thermomètres des cellules en cuivre juxtaposées A et B pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,90$ .....  | 203 |
| Figure 98.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,10$ .....  | 204 |
| Figure 98.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre A pour $\dot{m} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,10$ — région d'échange thermique en écoulement à deux phases ..... | 205 |
| Figure 99.a. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre C pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0$ .....   | 207 |
| Figure 99.b. — Courbes d'échauffement des thermomètres de la cellule en cuivre C pour $\dot{m} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et $x_e = 0,90$ .....  | 208 |
| Figure 100. — Troisième moteur testé (roulements en acier inoxydable, balais graphités) .....   | 223 |
| Figure 101. — Schéma d'une première pompe .....   | 224 |

## Liste des tableaux

|   | Page |
|---|------|
| Tableau I. — Quelques températures typiques (mesurées sous la pression atmosphérique) .....   | 19   |
| Tableau II. — Quelques surchauffes relatives et rayons critiques d'une bulle .....  | 51   |
| Tableau III. — Quelques surchauffes en paroi et rayons critiques associés .....   | 54   |
| Tableau IV. — Régimes d'échange thermique dans les écoulements diphasiques .....  | 171  |
| Tableau V. — Echauffement de la vapeur pour un débit massique de $1,5 \cdot 10^{-3}$ kg/s et un titre massique à l'entrée de 0 .....  | 175  |
| Tableau VI. — Echauffement de la vapeur pour un débit massique de $6,0 \cdot 10^{-3}$ kg/s et un titre massique à l'entrée de 0 .....   | 175  |
| Tableau VII. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régime II .....   | 178  |
| Tableau VIII. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase gazeuse en régime II .....  | 180  |
| Tableau IX. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase liquide en régime III .....   | 182  |
| Tableau X. — Propriétés du coefficient d'échange thermique avec la phase gazeuse en régime III .....  | 183  |
| Tableau XI. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en régime II pour la section n° 3 .....  | 186  |
| Tableau XII. — Répartition périphérique du taux temporel de mouillage en régime III pour la section n° 3 .....  | 187  |
| Tableau XIII. — Processus d'échange thermique dans les écoulements horizontaux d'hélium diphasique .....  | 192  |
| Tableau XIV. — Densité de flux de chaleur critique dans la section n° 1 selon le type d'écoulement .....  | 196  |
| Tableau XV. — Variation du coefficient d'échange thermique avec le débit massique .....   | 199  |
| Tableau XVI. — Comparaison des densités de flux de chaleur critiques obtenues dans la présente étude avec celles données pour des écoulements verticaux d'hélium diphasique par V. E. Keilin <i>et al.</i> <sup>32</sup> (1975) ..... | 210  |



## Liste des photographies

Photographie 1. — Écoulement stratifié à vagues ( $\dot{m} = 2,0$  g/s,  $x_e = 50$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

Photographie 2. — Formation d'une vague en écoulement intermittent qui vient heurter la paroi supérieure du conduit ( $\dot{m} = 2,0$  g/s,  $x_e = 10$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

Photographie 3. — Passage d'une vague sur la paroi supérieure du conduit en écoulement intermittent ( $\dot{m} = 5,0$  g/s,  $x_e = 20$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

Photographie 4. — Dépôt d'un fin film liquide pariétal après le passage d'une vague en écoulement intermittent ( $\dot{m} = 4,0$  g/s,  $x_e = 20$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., octobre 1990)

Photographie 5. — Écoulement à dispersion de gouttelettes ( $\dot{m} = 5,0$  g/s,  $x_e = 90$  %, temps d'exposition : 1/25 000 s, J. Poivilliers, centre d'études de Saclay, D.A.P.N.I.A., S.T.C.M., février 1991)

## Liste des sigles et abréviations

*AEN* pour abandon de l'ébullition nucléée  
*A.E.R.E.* pour *Atomic Energy Research Establishment*  
*A.I.Ch.E.* pour *American Institute of Chemical Engineers*  
Aleph pour détecteur de particules du C.E.R.N.  
*A.N.S.* pour *American Nuclear Society*  
*A.S.M.E.* pour *American Society of Mechanical Engineers*  
augm. pour augmenté  
B. P. pour basse pression  
c pour centi  
c. pour cycle  
C.E.R.N. pour Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire  
*CFL* pour convection forcée dans la phase liquide  
dactyl. pour dactylographié  
D.A.P.N.I.A. pour département d'Astrophysique, de Physique des particules, de Physique nucléaire et de l'instrumentation associée  
Delphi pour détecteur de particules du C.E.R.N.  
*DEN* pour démarrage de l'ébullition nucléée  
*DESY* pour *Deutsches Elektronen Synchrotron*  
*EAI* pour écoulement annulaire intermittent  
*EASV* pour écoulement annulaire stratifié à vagues  
éd. pour édition  
*ED* pour écoulement dispersé  
*EF* pour ébullition en film  
*EG* pour écoulement de gaz échauffé  
*EN* pour ébullition nucléée  
*ENB* pour ébullition nucléée en bain  
*ENP* pour ébullition nucléée partielle  
*ENT* pour ébullition nucléée totalement développée  
*ESV* pour écoulement stratifié à vagues  
*et al.* pour *et alii*, et d'autres  
etc. pour *et cetera*, et tout le reste  
f. pour feuillet  
He pour hélium  
H. P. pour haute pression  
H<sub>2</sub>O pour eau

I.E.E.E. pour *Institute of Electrical and Electronics Engineers*  
k pour kilo  
LHe pour hélium liquide  
m pour milli  
M pour méga  
M. pour monsieur  
MM. pour messieurs  
M<sup>me</sup> pour madame  
M<sup>mes</sup> pour mesdames  
n° pour numéro  
n<sup>os</sup> pour numéros  
N<sub>2</sub> pour azote  
p pour pico  
p. pour page  
rév. pour révisé  
S.T.C.M. pour service technique de cryomagnétisme  
Th. pour thèse  
Th. doct. ing. pour thèse de docteur-ingénieur  
tore supra pour tore supraconducteur pour la fusion contrôlée  
μ pour micro  
2<sup>e</sup> pour deuxième  
2<sup>nd</sup> pour *second*, deuxième  
3<sup>rd</sup> pour *third*, troisième  
5<sup>th</sup> pour *fifth*, cinquième

## Liste des symboles et unités

### Liste des symboles

- $a$  pour constante de la fonction de distribution des vitesses, diffusivité thermique  
 $b$  pour constante de la fonction de distribution des vitesses, *nombre de Laplace*  
 $B$  pour *nombre de Biot*  
 $Bo^*$  pour nombre d'ébullition modifié  
 $c$  pour chaleur spécifique, constante de la *corrélation de Klimenko, Grigor'ev, Sudarchikov*, vitesse d'une molécule  
 $C$  pour capacité électrique, couple de démarrage, vitesse quadratique moyenne  
 $c_f$  pour coefficient de frottement  
 $c_F$  pour coefficient de fluide  
 $c'_F$  pour coefficient de fluide  
 $c_g$  pour coefficient de poussée  
 $c_p$  pour chaleur spécifique massique à pression constante  
 $c_s$  pour coefficient de tension superficielle  
 $c_{sf}$  pour constante de l'expression de  $q_{EN}$   
 $c_o$  pour constante de l'expression de  $q_{EN}$ , vitesse caractéristique moléculaire  
 $c_1, c_2$  pour coefficients caractéristiques du fluide et de l'écoulement dans la *corrélation de V. E. Keilin et al.*  
 $d$  pour diamètre, diamètre interne  
 $e$  pour épaisseur de paroi, longueur unitaire de conduit, tension d'alimentation du circuit électrique du capteur capacitif  
 $E$  pour éclairage, énergie  
 $e_1, e_2$  pour coefficients caractéristiques d'un écoulement  
 $f$  pour fonction de distribution des vitesses, force  
 $F$  pour énergie libre, force  
 $F_f$  pour force de frottement  
 $F_g$  pour force de poussée  
 $F_{hc}$  pour facteur de forme entre le hublot de visualisation et le circuit d'hélium éclairé  
 $Fr$  pour *nombre de Froude*  
 $F_s$  pour force de tension superficielle  
 $F_t$  pour force de transport  
 $F(\beta, \theta)$  pour facteur réducteur de la *théorie de Bankoff*  
 $g$  pour accélération gravitationnelle ( $g = 9,806\ 65\ \text{m.s}^{-2}$ ), glissement, glissement réel  
 $G$  pour grandeur physique  
 $g'$  pour glissement déduit de la visualisation  
 $g''$  pour glissement déduit du capteur capacitif annulaire  
 $\dot{G}$  pour vitesse massique  
 $h$  pour coefficient d'échange thermique, constante de la *distribution des vitesses de Maxwell*  
 $H$  pour enthalpie massique, hauteur, hauteur d'élévation  
 $h_{g_0}$  pour coefficient d'échange thermique par convection forcée dans le gaz seul  
 $h_{l_0}$  pour coefficient d'échange thermique par convection forcée dans le liquide seul  
 $h_{v_0}$  pour coefficient d'échange thermique par convection forcée dans la vapeur seule  
 $i$  pour courant à vide moyen, intensité de courant  
 $j$  pour densité de courant électrique, densité de flux massique de molécules, densité de flux net d'évaporation, vitesse superficielle  
 $j^+$  pour densité de flux massique d'évaporation

$j$  pour densité de flux massique de condensation  
 $k$  pour *constante de Boltzmann* ( $k = 1,380\ 662 \cdot 10^{-23}$  J/K), rugosité de paroi  
 $K$  pour facteur de perturbations  
 $K_p$  pour constante de pression  
 $l$  pour épaisseur, longueur  
 $L$  pour chaleur latente de vaporisation, longueur  
 $l_{th}$  pour longueur d'atténuation thermique  
 $L_p$  pour libre parcours moyen  
 $m$  pour constante de l'expression de  $q_{EN}$ , masse, masse d'une molécule  
 $M$  pour masse molaire  
 $\dot{m}$  pour débit massique  
 $m(p^*)$  pour fonction de la *corrélacion de Steiner*  
 $n$  pour constante de l'expression de  $q_{EN}$ , densité de molécules  
 $N$  pour fréquence de rotation, nombre de molécules par unité de volume  
 $\vec{n}$  pour vecteur normal à une surface  
 $N_s$  pour vitesse spécifique  
 $N_t$  pour nombre de transition  
 $Nu$  pour *nombre de Nusselt*  
 $n(p^*)$  pour fonction de la *corrélacion de Steiner*  
 $p$  pour pression  
 $P$  pour puissance, puissance disponible, puissance volumique dissipée  
 $P_c$  pour puissance consommée  
 $Pr$  pour *nombre de Prandtl*  
 $q$  pour densité de flux de chaleur  
 $Q$  pour flux thermique, quantité de chaleur  
 $\dot{Q}$  pour débit volumique, flux thermique  
 $q_{cENB}$  pour densité de flux de chaleur caractéristique de l'ébullition nucléée en bain introduite dans la *corrélacion de Steiner*  
 $\dot{Q}_{ch}$  pour flux thermique de chauffage de l'écoulement  
 $\dot{Q}_e$  pour flux thermique de rayonnement de l'écran d'hélium  
 $\dot{Q}_h$  pour flux thermique de rayonnement du hublot de visualisation  
 $\dot{Q}_{l1}$  pour flux thermique sur la partie du circuit cryogénique à l'amont de l'échangeur  
 $\dot{Q}_{l2}$  pour flux thermique sur la partie du circuit cryogénique à l'aval de l'échangeur  
 $\dot{Q}_r$  pour flux thermique reçu par le réservoir de 150 litres  
 $r$  pour *constante massique des gaz parfaits*, rayon courant d'une bulle ou d'une gouttelette, rayon courant du tube  
 $R$  pour *constante molaire des gaz parfaits* ( $R = 8,314\ 41$  J.mol<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>), rayon de courbure, rayon interne, résistance thermique de contact  
 $r_c$  pour rayon à la base d'une cavité conique  
 $Re$  pour *nombre de Reynolds*  
 $Re_m$  pour *nombre de Reynolds de mélange*  
 $Re^*$  pour *nombre de Reynolds modifié*  
 $R_p$  pour rugosité de paroi  
 $r^*$  pour rayon critique  
 $s$  pour entropie massique, surface d'échange  
 $S$  pour surface  
 $S_b$  pour surface d'action de la force de frottement sur une bulle  
 $t$  pour temps  
 $T$  pour température, température moyenne  
 $t_{th}$  pour temps d'atténuation d'un phénomène thermique

$T'$  pour composante fluctuante de la température  
 $u$  pour première composante de la vitesse d'une molécule  
 $u_l$  pour vitesse relative des molécules de liquide rapportée à la vitesse caractéristique moléculaire  
 $u_v$  pour vitesse relative des molécules de vapeur rapportée à la vitesse caractéristique moléculaire  
 $u'$  pour composante fluctuante de la vitesse radiale  
 $v$  pour seconde composante de la vitesse d'une molécule, vitesse axiale, volume massique  
 $V$  pour composante moyenne de la vitesse axiale, tension d'équilibrage du pont de mesure capacitif, vitesse moyenne  
 $V_b$  pour vitesse moyenne d'une bulle  
 $\mathcal{V}_b$  pour volume courant d'une bulle  
 $V_{fb}$  pour vitesse moyenne axiale d'un fluide par rapport à une bulle  
 $v'$  pour composante fluctuante de la vitesse axiale  
 $w$  pour troisième composante de la vitesse d'une molécule  
 $W$  pour travail  
 $x$  pour abscisse, titre massique de vapeur, titre massique de vapeur «thermodynamique»  
 $x'$  pour titre massique de vapeur «réel»  
 $y$  pour distance à la paroi  
 $z$  pour cote axiale  
 $\alpha$  pour angle, coefficient de répartition des vitesses, taux volumique de vapeur, taux volumique de vapeur «thermodynamique»  
 $\alpha'$  pour taux volumique de vapeur «réel»  
 $\langle \alpha \rangle$  pour amplitude des fluctuations du taux volumique de vapeur  
 $\beta$  pour angle d'ouverture d'une cavité conique, titre volumique de vapeur  
 $\gamma$  pour rapport de la chaleur spécifique à pression constante à celle à volume constant  
 $\Gamma$  pour facteur qui résulte du mouvement net des molécules de liquide à une interface liquide-vapeur  
 $\delta$  pour épaisseur  
 $\Delta$  pour variation d'une grandeur  
 $\delta_f$  pour épaisseur de couche limite thermique, épaisseur de film liquide  
 $\Delta G$  pour enthalpie libre  
 $\Delta T$  pour surchauffe  
 $\varepsilon$  pour diffusivité moléculaire, permittivité électrique relative au vide  
 $\varepsilon_e$  pour émissivité thermique de l'écran d'hélium  
 $\varepsilon_h$  pour émissivité thermique du hublot de visualisation  
 $\varepsilon_m$  pour diffusivité moléculaire de quantité de mouvement  
 $\varepsilon_t$  pour diffusivité moléculaire de chaleur  
 $\theta$  pour angle de contact, cote angulaire du conduit, température transitoire  
 $\theta_m$  pour fraction de périmètre mouillé  
 $\lambda$  pour conductivité thermique  
 $\Lambda$  pour coefficient de frottement  
 $\mu$  pour viscosité dynamique  
 $\xi$  pour coefficient d'accommodation

$\rho$  pour masse volumique, résistivité électrique  
 $\sigma$  pour *constante de Stefan-Boltzmann* ( $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ ), tension superficielle  
 $\sigma_c$  pour coefficient de condensation  
 $\sigma_e$  pour coefficient d'évaporation  
 $\sigma_o$  pour coefficient d'accommodation  
 $\tau$  pour contrainte de frottement tangentielle ou tension tangentielle, temps de réponse thermique  
 $\tau_e$  pour taux d'entraînement du liquide dû à sa pulvérisation  
 $\tau_{go}$  pour taux de diffusion de micro-gouttes  
 $\tau_m$  pour taux temporel de mouillage  
 $\tau_p$  pour contrainte de frottement pariétal, taux d'entraînement du liquide dû à la contrainte de frottement pariétal  
 $\tau_{pf}$  pour contrainte due au poids «propre» d'un film liquide  
 $\varphi$  pour flux de conduction tangentielle dans la paroi d'un conduit  
 $\Phi$  pour flux thermique déposé par unité de longueur, potentiel thermodynamique  
 $\varphi(\theta)$  pour facteur réducteur de la *théorie de Bankoff*  
 $\omega$  pour pulsation électrique  
 $\approx$  pour environ égal à  
 $\ll$  pour très inférieur à

### *Exposants*

DB pour *corrélation de Dittus-Boelter*  
 $\bar{G}$  pour moyenne d'une grandeur  $G$   
 $G^+$  pour une grandeur  $G$  rendue sans dimension  
 o pour absence de chauffage, sous-refroidissement nul  
 \* pour critique (point)

### *Indices*

a pour axial  
 b pour brasure, bulle  
 c pour associé à la vitesse d'une molécule, cavité conique, chaud, conduction, critique (crise d'ébullition), cuivre  
 capa pour capacité électrique  
 CF pour convection forcée  
 ch pour chauffage  
 cn pour convection naturelle  
 co pour colle  
 cr pour critique (point)  
 cylindre pour cylindre  
 d pour décrochement  
 DEN pour démarrage de l'ébullition nucléée  
 dp pour deux phases  
 e pour écran d'hélium, entrée, établi, externe  
 éc pour écran  
 EN pour ébullition nucléée  
 ENB pour ébullition nucléée en bain

ENT pour ébullition nucléée totalement développée  
 ét pour établissement du régime thermique  
 f pour fil, film, fluide, froid, frottement  
 film pour film  
 g pour gaz, gaz incondensable  
 h pour homogène, hublot, humide, hydraulique  
 i pour acier inoxydable, initial, interface, interne  
 init pour initial  
 l pour ligne de transfert, liquide  
 l<sub>1</sub> pour ligne expérimentale à l'amont de l'échangeur  
 l<sub>2</sub> pour ligne expérimentale à l'aval de l'échangeur  
 m pour mélange, mouillage  
 max pour maximal  
 mes pour mesure  
 min pour minimal  
 mur pour mur  
 p pour pariétal, pression  
 r pour radial, rayonnement, référence, relatif, réservoir, résiduel  
 s pour sonde, sortie, support de thermomètre, tension superficielle  
 sat pour saturation  
 sref pour sous-refroidissement  
 t pour transitoire  
 th pour thermique  
 tr pour tranquillisation  
 v pour vapeur  
 z pour grandeur considérée à la cote axiale z  
 α pour associé au taux volumique de vapeur  
 o pour référence, total,  $\alpha = 0$   
 1 pour  $\alpha = 1$   
 \* pour modifié  
 ∞ pour «au loin», surface plane à la saturation

## Liste des unités de mesure

A pour Ampère  
 atm pour atmosphère (1 atm = 1,013 3 bar = 1,013 3.10<sup>5</sup> N/m<sup>2</sup>)  
 bar pour bar (1 bar = 10<sup>5</sup> N/m<sup>2</sup>)  
 °C pour degré Celsius  
 F pour farad  
 ft pour *foot*, pied (1 ft = 3,048 0.10<sup>-1</sup> m)  
 h pour heure  
 Hz pour Hertz  
 J pour Joule  
 K pour Kelvin  
 kg pour kilogramme  
 l pour litre  
 m pour mètre  
 min pour minute  
 mol pour mole  
 N pour Newton  
 poise pour poise (1 poise = 1 g.cm<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> = 10<sup>-1</sup> N.s.m<sup>-2</sup>)  
 s pour seconde



t pour tour  
V pour Volt  
W pour Watt  
 $\Omega$  pour Ohm

## Liste des symboles d'identification des instruments de mesure

Exemple du plan de l'annexe E : PDT44 pour transmetteur de pression différentielle située dans la région 4 du plan et en 4<sup>e</sup> position dans cette région

### *Première lettre*

E pour *electrical*, électrique  
F pour *flow rate*, flux d'écoulement ou débit  
H pour *hand*, actionnement manuel  
L pour *level*, niveau  
P pour *pressure*, pression  
T pour *temperature*, température  
X pour chauffage, groupe de pompage, non classé  
Y pour non classé, réchauffeur

### *Seconde ou troisième lettre*

B pour méthode de mesure quelconque, non classé  
C pour *control*, contrôle  
D pour *differential*, différentiel  
I pour *indication*, indication  
S pour *switch*, sélection automatique  
T pour *transmitter*, transmetteur  
V pour *valve*, vanne  
X pour non classé

### *Troisième ou quatrième lettre*

nombre d'ordre de repérage





Résumé : L'hélium est un bon fluide calorporteur. L'étude des échanges thermiques dans l'hélium diphasique est très intéressante. Pour chaque configuration de l'écoulement, c'est-à-dire pour chaque répartition spatiale et temporelle des deux phases, on étudie le coefficient d'échange thermique. On met au point une méthode de mesure ponctuelle de la température, afin d'étudier les processus d'échange thermique avec chacune des phases. On quantifie le coefficient de transfert thermique moyen pour chaque configuration d'écoulement. On constate l'efficacité de l'échange. Toutefois, on met en évidence un déficit brutal de l'échange thermique (crise d'ébullition) lorsqu'un film gazeux se forme en paroi. La détermination de cette crise pour chaque écoulement est essentielle à la prévision du risque de mauvais refroidissement dans les circuits de réfrigération.

*Abstract : Helium is a good heat-carrier fluid. The study of thermic exchanges in two-phase helium is very interesting. For each flow pattern, that is to say for each spatial and temporal distribution of both phases, we study the coefficient of heat transfer. We settle a method to measure punctually the temperature, so as to study the processes of thermic exchange with each phase. We quantify the average coefficient of thermic exchange for each flow pattern. We can notice that the exchange is very efficient. Nevertheless, we point up a sudden deficit of thermic exchange (ebullition crisis) when there is a formation of a gaseous film on the wall. It is essential to determine this crisis for every flow so as to avoid any risk of drop in the temperature into the cooling circuits.*

Mots-clés : hélium, écoulement diphasique, transfert thermique

*Key words : helium, two-phase flow, heat transfer*