



**HAL**  
open science

# Etude des transferts thermiques en régime d'ébullition stagnante par nucléation dans la paroi chauffante

Wladimir Bergez

► **To cite this version:**

Wladimir Bergez. Etude des transferts thermiques en régime d'ébullition stagnante par nucléation dans la paroi chauffante. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 1991. Français. NNT : . tel-00654358

**HAL Id: tel-00654358**

**<https://theses.hal.science/tel-00654358>**

Submitted on 21 Dec 2011

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

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

# THÈSE

présentée en vue de  
l'obtention du titre de

**DOCTEUR**

de

**L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

**SPECIALITE : MÉCANIQUE DES FLUIDES**

par

**Wladimir BERGEZ**

**ETUDE DES TRANSFERTS THERMIQUES EN REGIME  
D'EBULLITION STAGNANTE PAR NUCLEATION DANS LA  
PAROI CHAUFFANTE.**

Soutenue le 20 Décembre 1991 devant la Commission d'Examen :

<b>MM.</b>	<b>J.</b>	<b>FABRE</b>	<b>Président</b>
	<b>D.</b>	<b>GENTILE</b>	}
	<b>A.</b>	<b>GIOVANNINI</b>	
	<b>P.</b>	<b>HEBRARD</b>	
	<b>D.B.R.</b>	<b>KENNING</b>	
<b>Mme</b>	<b>M.</b>	<b>LALLEMAND</b>	
<b>M.</b>	<b>J.</b>	<b>LUNEAU</b>	<b>Examinateurs</b>

## ETUDE DES TRANSFERTS THERMIQUES EN REGIME D'EBULLITION STAGNANTE ET PAR NUCLEATION DANS LA PAROI CHAUFFANTE

*L'objectif de ce travail de thèse est de mettre en évidence le rôle du transfert thermique dans la paroi chauffante lors de l'ébullition d'un liquide stagnant à la saturation. Cet effet, habituellement négligé dans les modèles d'ébullition, peut expliquer certaines caractéristiques du cycle d'ébullition et de l'activité des sites de nucléation. Il a été montré que le cycle d'ébullition peut être décrit par deux phases : (1) lors de la croissance de la bulle, la température de la paroi diminue globalement par évaporation de la microcouche à la base de la bulle; (2) la surchauffe initiale est rétablie principalement par conduction radiale de la chaleur dans la paroi. On peut alors donner une explication de l'évolution de la température de la paroi mise en évidence expérimentalement à l'aide de cristaux liquides thermochromiques et de l'influence de l'angle de contact sur les échanges thermiques.*

**Mots-clés :** ébullition, transfert de chaleur, température de paroi, cristaux liquides, film liquide, évaporation, nucléation hétérogène.

## STUDY OF THE HEAT TRANSFER IN THE HEATING WALL DURING NUCLEATE POOL BOILING

*The subject of this thesis is to show the role of the heat transfer in the wall during saturated pool boiling. This effect, usually neglected in the modelisations of boiling, can explain some behaviours of the ebullition cycle and of the activity of nucleation sites. It has been found that the ebullition cycle can be described by two periods : (1) during bubble growth, the wall temperature decreases due to the evaporation of the microlayer at the base of the bubble; (2) initial superheat is reestablished mainly by radial heat conduction in the wall. It is then possible to account for the variations of the wall temperature displayed by liquid crystals put at the bottom of the heating surface, and of the influence of the contact angle on the heat transfer.*

**Keywords :** boiling, heat transfer, wall temperature, liquid crystals, liquid film, evaporation, heterogeneous nucleation.

Je suis très reconnaissant à M. Kenning, Docteur à l'Université d'Oxford (Grande-Bretagne), pour son accueil, son aide dans la réalisation de mon travail et les discussions enrichissantes que nous avons eues; par ailleurs, je tiens à souligner que je lui suis redevable des quelques résultats expérimentaux présentés dans la partie C qu'il avait obtenus avant mon arrivée à Oxford.

Je remercie Mme Lallemand, Professeur à l'Institut Nationale des Sciences Appliquées de Lyon, et M. Gentile, Directeur de recherche à Saint-Cyr-l'Ecole, d'avoir accepté d'être rapporteurs, et j'ai beaucoup apprécié leurs rapports détaillés et critiques.

Je remercie aussi M. Fabre, Directeur de Recherche à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, d'avoir accepté de présider au jury de thèse et j'ai été heureux du vif intérêt qu'il a montré pour ce travail, et M. Luneau, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, d'avoir accepté de participer au jury.

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etude et de Recherche de Toulouse et s'est terminé à l'Université d'Oxford. Je remercie le Directeur de l'ONERA/CERT, en la personne de M. Pellegrin, et le responsable du DERMES, en la personne de M. Hébrard, de m'avoir accueilli.

J'ai apprécié la liberté que m'a laissée M. Giovannini, Maître de Recherche au CERT, dans le déroulement de ce travail qui ne rejoint pas directement les préoccupations essentielles du laboratoire.

Je remercie le CERT/DERMES et le British Council qui ont assuré le financement de ces travaux.

## RESUME

De nombreux travaux ont été proposés pour expliquer les mécanismes de transfert de la chaleur en régime d'ébullition par nucléation. Toutefois, il apparaît que dans la majorité d'entre eux, la température de la paroi est considérée comme uniforme dans l'espace et constante dans le temps. Cette hypothèse qui paraît correcte pour un matériau conduisant très bien la chaleur, tel que le cuivre, peut très vite ne plus être applicable pour des matériaux moins bons conducteurs, tel que l'acier inoxydable, ou pour des parois minces qui sont utilisées dans certaines expériences.

En nous attachant au régime d'ébullition qui semble le mieux connu – régime des bulles isolées – nous nous sommes proposés d'éclaircir le rôle que peuvent avoir les transferts thermiques dans la paroi en considérant que la condition limite, habituellement prise à l'interface liquide-solide, est repoussée infiniment loin dans le solide (hypothèse d'une paroi sans effet d'épaisseur). Nous nous sommes alors intéressés aux échanges de la chaleur au voisinage d'un site de nucléation, qui, pendant le cycle d'ébullition, se font en deux étapes : (i) croissance de la bulle pendant laquelle l'évaporation de la microcouche à la base de la bulle crée un puits de chaleur et (ii) rétablissement de la température initiale avant l'apparition de la bulle suivante. La première étape a fait l'objet d'une modélisation simple mais rigoureuse, alors que la deuxième étape faisant appel à des conditions limites peu connues n'a pas été traitée finement. Les principaux résultats sont que les échanges thermiques pendant la croissance de la bulle, pour la paroi infiniment épaisse, dépendent des propriétés thermiques de la paroi et du liquide et que le temps d'attente avant qu'apparaisse une nouvelle bulle après le départ de la précédente, peut être proportionnel au rapport de l'aire projetée de la bulle au départ et de la diffusivité thermique du matériau.

Une confrontation du modèle avec l'expérience a été essayée à l'aide d'une technique de mesure de la température de la paroi par cristaux liquides. Même si la comparaison n'a pu être menée à bout, les données expérimentales ont pu mettre en évidence des comportements pouvant être déduits du modèle, et le modèle a permis d'estimer certaines limites propres à cette technique principalement liées au problème du temps de réponse de la paroi et des cristaux liquides.

## INTRODUCTION

La tradition est de dire que Nukiyama a été le premier à présenter des courbes d'ébullition <sup>(1)</sup> "complètes" – en fait, presque complètes, car il manquait toutefois le régime de transition (voir plus bas) – (figure 1). Ses résultats furent publiés dans un article japonais en 1934, traduit en anglais en 1966. Les connaissances sur l'ébullition dans le domaine des transferts thermiques étaient alors limitées aux résultats de Leidenfrost (milieu du XVIII<sup>ème</sup> siècle) sur les temps d'évaporation de gouttelettes déposées sur une surface de température supérieure à celle de saturation ( $T_{sat}$ ) en fonction de la température de cette surface, et à quelques données, établies en particulier par Jakob (quelques années plus tôt que Nukiyama), sur l'ébullition d'un liquide sur une plaque chauffante à des flux de chaleur modérés – les installations expérimentales d'alors ne permettant pas de monter à des grandes valeurs du flux de chaleur. Leidenfrost avait mis en évidence que pour des températures de surface ( $T_P$ ) dépassant de quelques degrés  $T_{sat}$ , les temps d'évaporation étaient très courts, alors que si l'écart de température  $\Delta T_P = T_P - T_{sat}$  devenait élevé, ils prenaient des valeurs bien plus grandes atteignant la minute; les expérimentateurs de ce début de siècle trouvèrent que l'échange thermique, lorsque le régime passait de la convection naturelle à l'ébullition, augmentait de manière très marquée, ce qu'ils attribuaient à l'effet d'agitation des bulles qui devait accroître les échanges convectifs sur la surface. Rétrospectivement, on peut dire que seuls les métallurgistes avaient, depuis le début du siècle, une connaissance, indirecte, des divers régimes d'ébullition à travers les courbes de vitesse de refroidissement d'un métal chaud plongé dans un liquide; toutefois leur champ d'investigation ne s'étendait pas au domaine des échanges de chaleur et leurs travaux

n'éveillèrent pas l'attention des thermiciens. Ainsi, Nukiyama apparaît être le premier expérimentateur en thermique à avoir montré qu'il existe une valeur limite maximale du flux de chaleur lorsqu'on augmente celui-ci, au delà de laquelle un film de vapeur s'établit sur la surface. Le principe de son expérience était de chauffer, par puissance électrique, un fil métallique (fait de nickel, de nickel-chrome ou de platine, et de section variable) plongé dans de l'eau à la saturation. Par ce moyen Nukiyama pouvait obtenir des valeurs du flux de chaleur dissipée dans le liquide suffisamment importantes pour que la température du fil avoisine la température de fusion du métal ou même la dépasse. A partir de ses mesures sur la puissance dissipée et la température du fil, il a pu tracer des courbes d'ébullition pour de grandes variations de la température de la paroi (jusqu'à 1200°C pour le fil de platine) et déterminer les mécanismes de base des transferts thermiques pour expliquer les comportements mis en évidence. Ses résultats montrèrent donc que l'accroissement du coefficient d'échange de la chaleur en ébullition par rapport à la convection naturelle, a une limite qui se traduit par une "crise" des transferts thermiques entraînant des sauts de la température du fil très élevés, cette température pouvant passer de quelques degrés au dessus de la température de saturation à des valeurs proches ou plus grandes que la température de fusion du matériau (auquel cas le fil fond, d'où le terme de "burnout" pour traduire ce phénomène). L'interprétation proposée par Nukiyama était la suivante : lorsque le flux de chaleur  $Q$  augmente, la production de vapeur fait de même, si bien que le contact solide-vapeur caractérisé par un échange thermique très pauvre devient de plus en plus fréquent; cela a pour effet de diminuer l'échange de chaleur; à une certaine valeur du flux  $Q$ , appelée flux critique, le solide est tout entier au contact de la vapeur, l'échange thermique devient quasi-nul, si bien que la température du solide augmente brusquement jusqu'à ce qu'un nouveau régime stable s'établisse, celui de l'ébullition par film – ce régime peut ne pas être atteint si la température correspondante dépasse celle de fusion du métal. Nukiyama a aussi mis en évidence l'existence d'un flux de chaleur minimum pour le régime d'ébullition par film. Sur la courbe de la figure 1, les régimes sont donc :

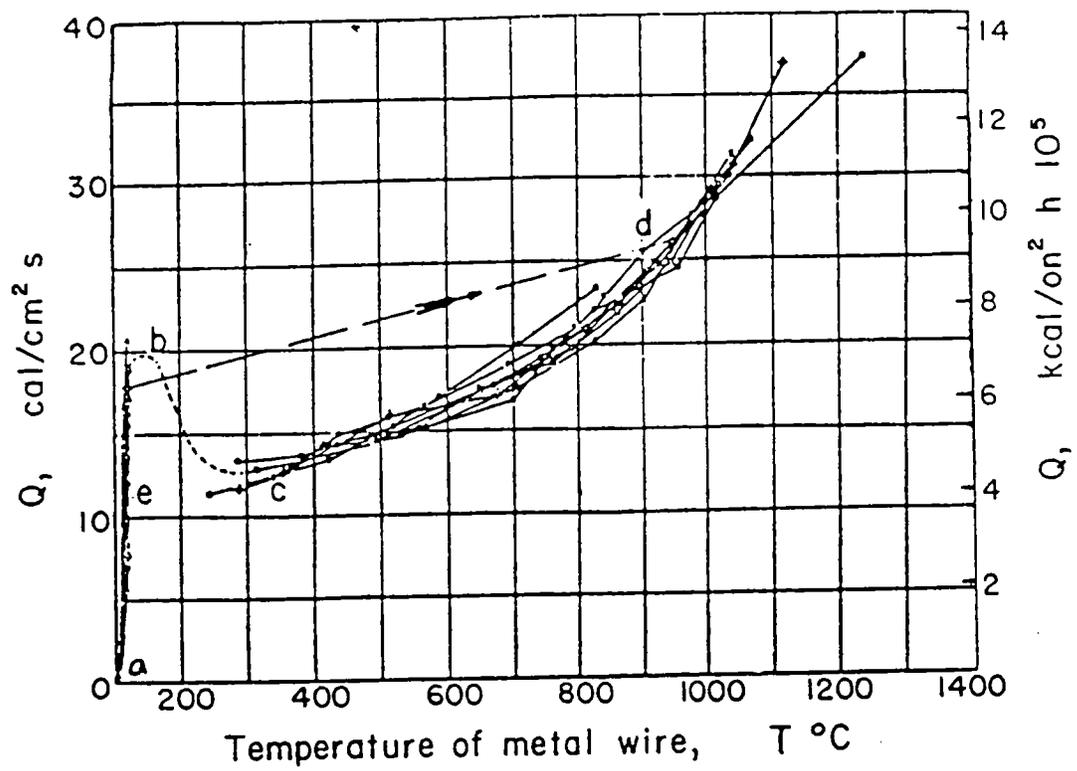


Figure 1: Courbe d'ébullition présentée par Nukiyama en 1934 pour un fil de platine de diamètre 0.14 mm.

(ab) ébullition par nucléation ou germination : la phase vapeur prend naissance sur la surface chauffante en des points distincts où apparaissent des embryons de vapeur (ou germes – appelés noyaux en anglais [ou “nuclei”] d’où le terme “nucleate boiling” traduit ici par ébullition par nucléation) qui croissent sous forme de bulles. En b, la valeur critique du flux de chaleur est atteinte.

(bc) régime transitoire : cette région ne pouvait être étudiée par Nukiyama car il est nécessaire de contrôler la température de la surface chauffante (alors que son montage ne permettait d’imposer que le flux de chaleur); ce régime est instable; on peut citer ici la description de Berenson (1962) pour le caractériser : “la chaleur est transmise à travers un film de vapeur à une vitesse qui n’est pas assez grande pour engendrer le débit de vapeur nécessaire à maintenir le film ; ainsi le film se brise. La chaleur est ensuite directement transmise au liquide au contact de la surface après disparition du film; il s’ensuit une production de vapeur si rapide que le liquide nécessaire au maintien du régime d’ébullition par nucléation ne peut atteindre la surface. Ainsi une couche de vapeur se forme à nouveau”. Visuellement on observe des embryons de couches de vapeur qui naissent, se brisent, et derrière lesquelles le liquide vient s’évaporer violemment sur la surface chauffante.

(cd) : ébullition par film : au delà du point c, correspondant au flux de chaleur minimum et appelé point de Leidenfrost, un film de vapeur couvre toute la surface. Les deux mécanismes de transfert sont alors la conduction de la chaleur à travers le film gazeux et le rayonnement de la paroi qui a une influence sur l’épaisseur du film, donc sur le mode de transfert par conduction.

Dans toute la suite de notre travail, nous ne nous intéresserons qu’aux régimes d’ébullition par nucléation. Les photographies des figures 2-a à 2-h obtenues à partir d’un montage expérimental présenté dans un rapport interne au CERT (Bergez, 1989), permettent de donner une idée du phénomène. Le tableau 1 récapitule les conditions relatives à chaque photographie; le liquide est de l’eau bouillant sur du cuivre ayant subi plusieurs cycles



a. photographie n°1



b. photographie n°2

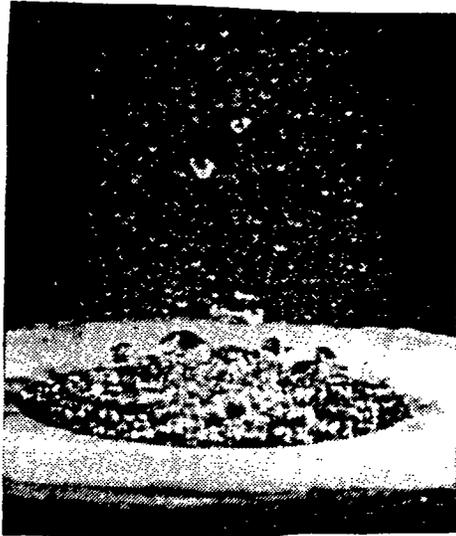


c. photographie n°3



d. photographie n°4

Figure 2: Photographies de l'ébullition de l'eau sur une plaque de cuivre horizontale.



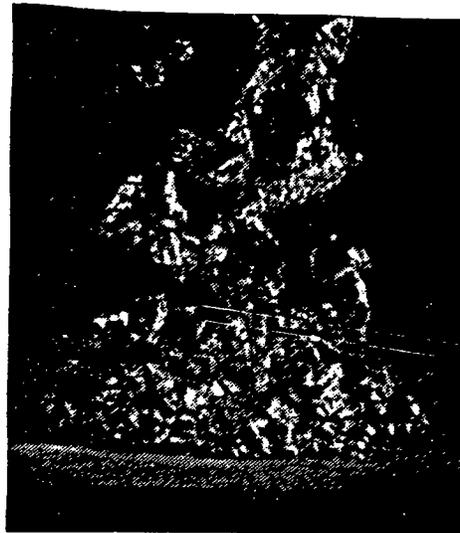
e. photographie n°5



f. photographie n°6



g. photographie n°7



h. photographie n°8

Figure 2: Photographies de l'ébullition de l'eau sur une plaque de cuivre horizontale.

photographie n°	$Q$ (kW/m <sup>2</sup> )	$T_P$ (°C)	$T_L$ (°C)
1	49	110.1	91.4
2	72	112	97.8
3	95	112.5	91.9
4	149	113.1	93.9
5	231	114.1	94.8
6	288	114.6	96.3
7,8	344	115.1	97.7

Tableau 1. Valeurs du flux de chaleur  $Q$ , des températures de la paroi  $T_P$  et du liquide  $T_L$  <sup>(2)</sup>, correspondant à chaque numéro de photographie.

d'ébullition et aucun traitement particulier de la surface.

La photographie n°1 correspond au début de l'ébullition. Il y a environ une dizaine de sites de nucléation sur la surface chauffante. La taille de la grosse bulle au centre est de l'ordre de 2.5 mm. Cole (1974) propose une revue assez complète du phénomène de nucléation. Grossièrement, on pourra dire qu'une cavité existant sur la surface et à laquelle on peut assimiler un rayon d'orifice  $r_c$ , peut générer une bulle et donc devenir un site actif de nucléation, lorsqu'un embryon de vapeur à son orifice, dont le rayon minimal est supposé égal à  $r_c$ , baigne dans un liquide de température supérieure à celle correspondant à son équilibre thermodynamique ( $T^*$ ) (figure 3). La température  $T^*$  peut être trouvée à partir de l'équilibre mécanique de l'interface liquide-vapeur et de la relation linéarisée de Clapeyron pour de faibles écarts de température et de pression. En notant  $\sigma$  la tension interfaciale liquide-vapeur (N/m),  $\rho_v$  la densité de la vapeur (kg/m<sup>3</sup>) et  $\mathcal{L}$  la chaleur latente d'évaporation (J/kg),  $T^*$  est obtenu par :

$$T^* = T_{sat} + \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v \mathcal{L} r_c}$$

On suppose que le profil de la couche limite thermique dans le liquide peut être pris

linéaire au voisinage de la paroi, et donc, la température du liquide à la distance  $y$  de la paroi est donnée par :

$$T(y) = T_P - Q \frac{y}{k_L}$$

où  $k_L$  est la conductivité thermique du liquide ( $W/m^{\circ}K$ ). La condition  $T(y = r_c) > T^*$  est alors communément utilisée pour décider si le site est actif ou non. On peut alors déduire une condition sur le flux de chaleur qui permet d'obtenir une valeur de début d'ébullition. Ce modèle a été initialement développé par Hsu (1962). Il donne de bons résultats à condition que les flux de chaleur dans le régime de convection soient suffisamment grands (cas de la convection forcée ou d'un liquide sous-refroidi), c'est à dire quand les rayons des cavités vérifiant le critère sont assez petits – en particulier le critère proposé doit être modifié pour les liquides métalliques ou pour l'ébullition d'un fluide au repos (Cole, 1974). On peut, d'autre part, signaler dès à présent, qu'il existe un phénomène d'hystérésis au début de l'ébullition, se traduisant par des changements de l'activité d'un site, différents selon qu'on augmente ou diminue le flux de chaleur; en particulier, lorsqu'on l'augmente, l'état initial des cavités, caractérisé par les états antérieurs, peut influencer grandement l'allure de la courbe d'ébullition aux faibles valeur du flux de chaleur (Leppert et Pitts, 1964).

La photographie n°2 est typique du régime dit des bulles isolées. La surface est couverte de sites actifs de nucléation. En chaque site, les bulles se forment et se détachent avec une certaine fréquence. Aux faibles flux de chaleur, la production de chaleur n'est pas assez importante pour rendre compte de l'augmentation de l'échange thermique en ébullition par rapport à la convection pure. Rallis et Jawurek (1964) ont étudié l'évolution de la quantité de chaleur transportée sous forme de chaleur latente par les bulles en fonction du flux de chaleur totale dissipé à la paroi ( $Q$ ) et ils ont montré que cette quantité n'est qu'une fraction de  $Q$  au début de l'ébullition. En fait, il est possible que les colonnes de bulles existant au-dessus de chaque site, délimitent des petites cellules convectives plus efficaces pour extraire la chaleur du solide que celles existant en convection naturelle, du fait de l'entraînement des bulles par un mécanisme de pompage (figure 4 – ce modèle a

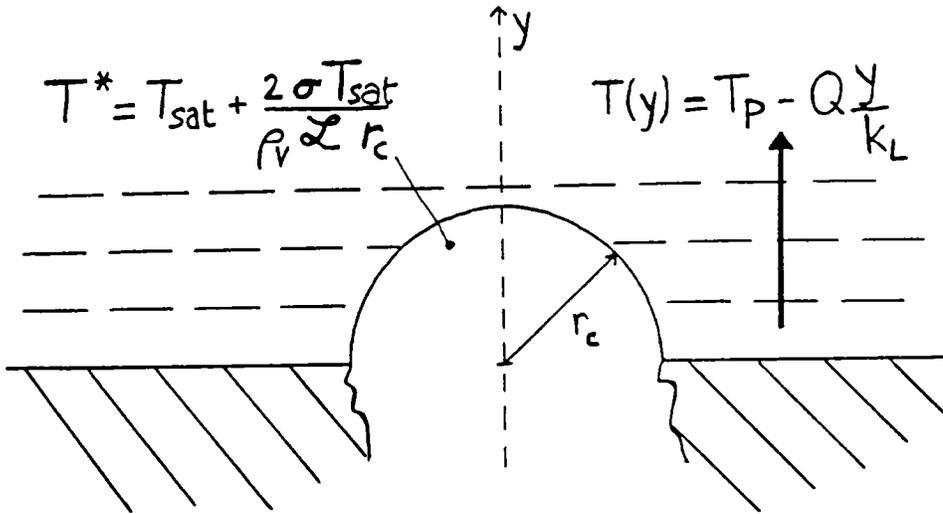


Figure 3: Embryon de vapeur à la température  $T^*$  débouchant d'une cavité dans la couche limite thermique du liquide.

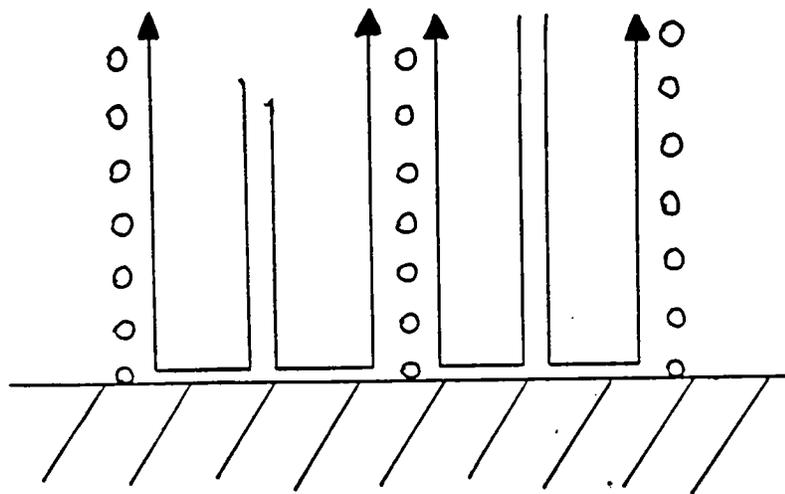


Figure 4: Géométrie idéalisée des cellules convectives limitées par les colonnes de bulles.

été proposé par Zuber [1963]).

La photographie n°3 montre le début du régime d'interférence : la fréquence d'ébullition devient assez grande pour que les bulles successives naissant en un même site s'agglomèrent pour former un jet de vapeur; les jets de sites voisins peuvent aussi interagir entre eux pour former des paquets de vapeur au dessus de la surface (on pourra se reporter au travail photographique de Gaertner (1965) pour une bonne description de l'évolution des structures diphasiques avec le flux de chaleur - voir figure 5). Sur notre photographie, on voit un paquet de vapeur au centre de la surface où le flux de chaleur et la température de la paroi sont plus élevés qu'à la périphérie. Pour un liquide légèrement sous-refroidi, lorsque l'ébullition devient de plus en plus vigoureuse, c'est-à-dire que la densité des sites actifs et la fréquence d'ébullition augmentent, le transfert de la chaleur latente devient le mécanisme dominant d'extraction de la chaleur. L'existence de brusques diminutions de la température de la paroi sous un site de nucléation, qui ne peuvent pas être expliquées par le mécanisme de remouillage de la paroi après le départ de la phase vapeur, a suggéré la présence d'un film de liquide qui s'évapore à la base des bulles ou des colonnes de vapeur, dont l'épaisseur est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  - d'où le terme de microcouche (Moore et Mesler, 1961). Des mesures optiques ont établi son existence (Sharp, 1964), et Cooper et Lloyd (1969) ont présenté la première théorie de formation de la microcouche. L'évaporation de la microcouche a une part active dans les transferts thermiques à la paroi pour l'ébullition d'un liquide à la saturation ou légèrement sous-refroidi. Judd et Hwang (1976) ont proposé une évaluation de cette contribution à l'aide d'un modèle de transfert thermique entre la paroi et le liquide en ébullition, établi à partir des mécanismes de base correspondant à la convection naturelle, la croissance de la bulle et le remouillage de la surface après le départ de la bulle. Dans ce modèle ils considèrent deux types de zones sur la surface chauffante : à chaque site actif, on peut affecter une zone ou aire d'influence où les transferts de chaleur sont contrôlés par la croissance de la bulle et le remouillage après son départ, le reste de la surface, où il n'y a pas de site, étant sujet à des échanges purement convectifs (voir figure 6). En pondérant les différentes contributions des trois

mécanismes de base par les aires relatives leur correspondant, ils obtiennent une relation entre  $Q$  et  $\Delta T_P$ . Leurs résultats montrent alors que la mécanisme de transfert de la chaleur latente (dont l'évaporation de la microcouche est un des principaux facteurs) a une part importante de l'ordre de 30% de l'échange total.

Si le degré de sous-refroidissement devient important (supérieur à 15°C), l'ébullition se caractérise alors par l'apparition et la disparition de bulles sur la surface. Dans ce cas, Bankoff (1960) a montré que les échanges thermiques par convection ont la part la plus importante; ils sont caractérisés par une turbulence du liquide accrue principalement par la croissance et la décroissance rapide des bulles, et, éventuellement, par un mouvement du liquide sous forme d'un microjet induit par un phénomène de thermocapillarité<sup>(3)</sup> dû aux variations de la température le long de l'interface liquide-vapeur depuis la base jusqu'au dôme de la bulle (Baranenko et coll., 1974). Plus récemment, les travaux de Plesset et Prosperetti (1978) et Del Valle et Kenning (1985) semblent mettre en évidence que le transport de la chaleur latente (par l'intermédiaire de l'évaporation d'une microcouche) n'a pas une participation active pour les liquides suffisamment sous-refroidis.

Sur les photographies n°4, 5 et 6, l'ébullition devient de plus en plus vigoureuse et d'apparence de moins en moins structurée. Lorsque le flux de chaleur est encore augmenté (photographies n° 7 et 8) les paquets de vapeur s'agglomèrent en une grosse masse au-dessus de la surface qui se brise dans des formes très variées. De telles photographies ne peuvent pas apporter d'information sur les structures existant, aux grandes valeurs du flux de chaleur, au contact direct de la surface chauffante. On pense qu'il existe toujours des jets de vapeur prenant naissance aux sites de nucléation et qui alimentent les masses de vapeur (Liaw et Dhir [1989] ont mesuré le taux de vide au voisinage de la paroi pour des conditions de flux critique et ont trouvé que celui-ci est plus petit que 1 – de l'ordre de 0.55 à 0.8 – ce qui signifie qu'il y a toujours du liquide au contact de la paroi); du liquide compris dans l'espace libre sous les masses fournit la quantité de vapeur nécessaire aux jets. Les mécanismes exacts restent toutefois relativement peu connus.

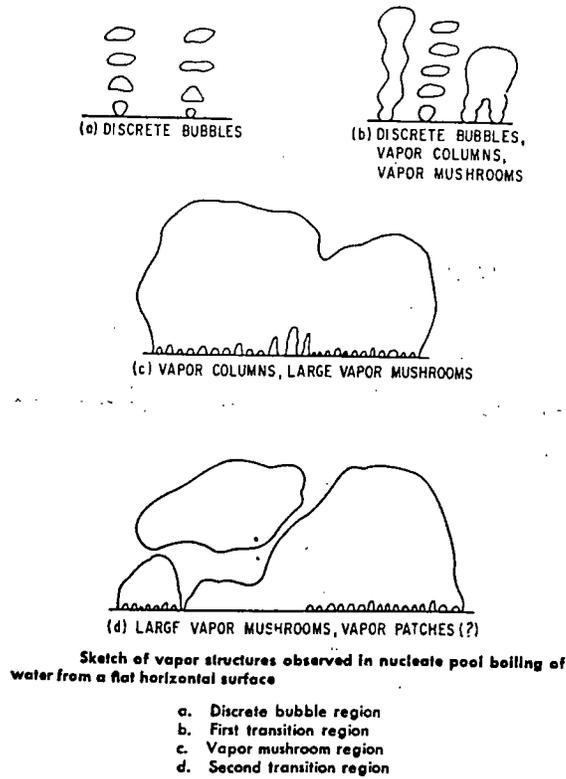


Figure 5: Schéma des structures de la vapeur pour de l'eau en ébullition sur une surface horizontale (Gaertner, 1965).

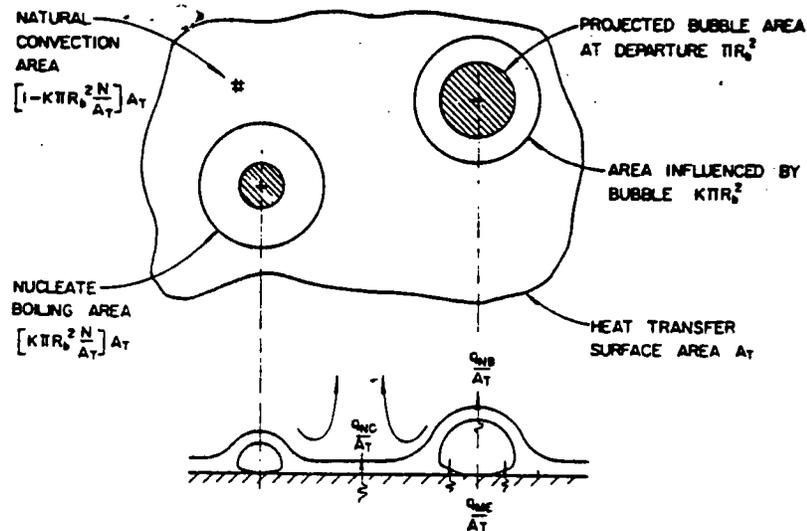


Figure 6: Partition de la surface chauffante en zones influencées ou non par un site de nucléation (Judd et Hwang, 1976).

Les échanges de chaleur en régime d'ébullition ont été étudiés de manière intensive en vue, principalement, d'applications au refroidissement des propulseurs de missiles ou des moteurs nucléaires, ainsi qu'aux évaporateurs utilisés dans l'industrie chimique. Les travaux ont été orientés très rapidement vers la compréhension des mécanismes d'échange de la chaleur et vers la conception de modèles simples menant à des lois semi-empiriques prédisant la relation entre le flux de chaleur et la température de la paroi. On peut dire que la plupart des mécanismes de base de l'ébullition d'un liquide au repos étaient connus à la fin des années soixante : convection accrue par le mouvement des bulles (Bankoff, 1960; Zuber, 1963), effet de trempe par remouillage de la surface asséchée après le départ d'une bulle (Forster et Greif, 1959), transport de la chaleur latente (Rallis et Jawurek, 1964), évaporation de la microcouche (Moore et Mesler, 1961; Cooper et Lloyd, 1969), critère de début d'ébullition (Hsu, 1962), flux critique (Zuber, 1958) – cette liste n'est, bien sûr, pas exhaustive.

Comme le note Kenning (1991), cette profusion de modèles et de corrélations qui décrivent bien les tendances générales apparaissant en ébullition, peut satisfaire les industriels, d'autant plus que des révisions ou une inspection plus approfondie des données sur le phénomène d'ébullition seraient nécessairement coûteuses. Toutefois, il existe un grand nombre de points qui restent encore mal résolus et qui bénéficient, à l'heure actuelle, d'une recherche plus ou moins intensive. Nous pouvons donner ici quelques unes des orientations qui intéressent le milieu scientifique et industriel, sans essayer de proposer un panorama complet. Tout d'abord, aux faibles flux de chaleur, le problème du phénomène d'hystérésis propre à la plupart des liquides réfrigérants bouillant sur des surfaces courantes, rend difficile l'application du régime d'ébullition au refroidissement des composants électroniques, du fait des grandes surchauffes apparaissant au début de l'ébullition; des travaux ont été menés dans le but de réduire cette surchauffe initiale (Bhavnani et coll., 1991; You et coll., 1991). En ce qui concerne la courbe d'ébullition en régime d'ébullition par nucléation, il existe un très grand nombre de données expérimentales qui sont très dispersées et un grand nombre de corrélations; il semble donc nécessaire de faire le point sur ce problème

de dispersion des résultats expérimentaux – et pour cela il semble capital pour toute nouvelle expérience, de définir de manière rigoureuse l'état de la surface et la géométrie des cellules qui caractérise les types de mouvements convectifs – et d'essayer de généraliser les corrélations en utilisant tout d'abord des propriétés physiques réduites (application plus aisée) et aussi en définissant des paramètres de surface significatifs et mesurables (Cooper, 1985). Pour le problème de la détermination du flux critique, la théorie hydrodynamique proposée par Zuber (1958) pour une surface d'étendue infinie, est sans cesse affinée pour tenir compte des différentes géométries convectives (Lienhard et Witte, 1985; Park et Bergles, 1988); toutefois, l'autre aspect du flux critique correspondant à des grandes variations de la température de la paroi sur les zones asséchées, dont la théorie hydrodynamique ne tient pas compte, est posé à nouveau (Unal et coll., 1991; Bergez et Giovannini, 1991).

Par ailleurs, les modélisations simples des transferts thermiques telles que celles de Judd et Hwang (1976) peuvent être remises en question du fait de l'activité très irrégulière des sites de nucléation (Judd, 1988) : il est nécessaire de définir plus rigoureusement ce que sont la densité de sites actifs et le temps d'attente entre l'apparition de deux bulles successives.

L'angle de contact apparaît aussi comme un paramètre fondamental qui peut avoir une influence importante, non seulement sur le début de l'ébullition (problème d'hystérésis), mais aussi sur toute la courbe d'ébullition, plus particulièrement dans le régime de transition (Wang et Dhir, 1991). Enfin, l'effet de la microgravité (Zell et coll., 1989) ou l'influence du degré de sous-refroidissement sur les paramètres de base de l'ébullition (Judd, 1989; Judd et coll., 1991) nécessitent toujours des études plus approfondies.

Dans le travail que nous présentons ici, nous nous attacherons aux problèmes des transferts thermiques dans la paroi chauffante. Cela nous conduira à proposer de nouveaux arguments sur le rôle des propriétés thermiques du matériau (par exemple, les résultats de Magrini et Nannei (1975) montrent une forte dépendance du coefficient d'échange

de chaleur avec la conductivité thermique de la paroi, alors que Cooper (1985), après une investigation sur un grand nombre de données expérimentales provenant de divers laboratoires, ne détecte pas d'influence franche), mais aussi nous pourrions essayer d'estimer dans quelles mesures il est correct de considérer que la température de la paroi est uniforme et constante comme cela était jusqu'à présent supposé dans les diverses modélisations des échanges thermiques.

Le point de départ de notre travail est de considérer que les transferts thermiques instationnaires dans la paroi sont les plus intenses au voisinage d'un site de nucléation du fait des changements consécutifs des conditions limites lors de la croissance de la bulle, de son détachement et du remouillage de la surface après son départ, et du fait de la grande quantité de chaleur nécessaire à l'évaporation d'une microcouche. Il nous a semblé que ce dernier mécanisme, jugé comme le principal responsable des grandes fluctuations de la température de la paroi, devait nécessiter le plus d'application dans la modélisation. Le modèle utilisé, quoique simple et déjà présenté antérieurement dans des termes fort proches, mais utilisé uniquement pour déterminer des vitesses de croissance des bulles (Van Ouwerkerk, 1971; Cooper et Merry, 1973), permet d'obtenir les quantités de chaleur dissipées pendant la croissance de la bulle et des cartes de la température de la paroi autour du site de nucléation.

Le plan de cette thèse sera alors le suivant : dans une première partie, nous introduirons la méthode de calcul de l'évaporation d'un film infini et mince sur une paroi chauffante. Dans une deuxième partie, ce calcul sera appliqué au modèle d'évaporation de la microcouche, et diverses propriétés de l'ébullition, relatives à la contribution de ces mécanismes dans les transferts de chaleur totaux, ou à l'activité des sites de nucléation, seront discutées. Enfin, dans la troisième et dernière partie, nous présenterons une méthode expérimentale consistant à utiliser des cristaux liquides pour déterminer les températures de la paroi.

PARTIE A

## Chapitre I : INTRODUCTION

Cette partie est en fait relativement marginale aux problèmes de l'ébullition. Son contenu servira toutefois de base à la modélisation de l'évaporation de la microcouche à la base d'une bulle croissant sur la paroi chauffante. Ce dernier phénomène est au moins bidimensionnel (si on néglige les effets convectifs), mais, comme nous le verrons, peut être ramené simplement à une superposition de cas monodimensionnels correspondants à l'évaporation d'un film liquide d'étendue infinie.

Pour garder la propriété de phénomène monodimensionnel, il est nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices menant à l'absence de toute instabilité particulière. Ainsi, nous ne présentons pas ici un modèle réaliste de l'évaporation d'un film infini mince, mais seulement un calcul ne considérant que les échanges de chaleur par conduction. Toutefois, même dans ce cas simple, la non-linéarité apparaissant du fait du mouvement de l'interface liquide-vapeur nécessite une certaine application dans la résolution. Enfin, on notera que nous étudions ici le cas d'une paroi "infiniment" épaisse, c'est-à-dire telle que les variations de température à la limite liquide-solide n'influent pas sur la température à la limite intérieure de la paroi où l'état reste constant dans le temps.



## Chapitre II : FORMULATION DU PROBLEME DE L'EVAPORATION D'UN FILM LIQUIDE INFINI D'EPAISSEUR CONSTANTE

(Mise en équations.) Le problème que l'on traite est le suivant : un film liquide très mince de taille infinie et d'épaisseur constante  $\delta_0$  (de l'ordre de  $10^{-6}$  m), au contact d'une paroi solide plane, s'évapore. La quantité de chaleur nécessaire à l'évaporation provient d'une part des enthalpies du liquide et du solide qui sont surchauffés (pour la pression considérée, les températures dans le liquide et le solide sont supérieures à la température de saturation  $T_{sat}$ ), et, d'autre part, d'un apport constant de chaleur dans le solide "loin" de la paroi caractérisé par un flux de chaleur constant  $Q_0$  ( $W/m^2$ ) à travers une section aussi éloignée que l'on veut de la paroi. On notera  $\vec{x}$  la direction perpendiculaire aux interfaces liquide-solide et liquide-vapeur. La figure 7 illustre la disposition considérée.

La principale hypothèse dans l'écriture de l'équation de la chaleur dans le liquide est de négliger les termes de convection. Cette hypothèse a pour fondement l'observation suivante : en traitant le cas idéal où il n'existe aucune perturbation à l'interface liquide-vapeur pouvant entraîner des modifications de sa courbure (on ne tient pas compte des problèmes d'instabilités d'un film qui s'évapore <sup>(4)</sup>), on peut dire qu'il n'y a aucun gradient de pression à l'interface liquide-vapeur, ce qui, en tenant compte de la condition d'adhérence à la paroi et de la très faible épaisseur du film, permet de considérer le liquide au repos <sup>(5)</sup>. Le fait que les mouvements convectifs sont négligés entraîne que le problème est mono-dimensionnel selon l'axe  $\vec{x}$ .

Par ailleurs, on suppose que toute la chaleur arrivant à l'interface liquide-vapeur sert uniquement à l'évaporation, c'est-à-dire que la phase vapeur reçoit une quantité de chaleur négligeable :

$$\left| k_L \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\delta_-} \right| \gg \left| k_V \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\delta_+} \right|$$

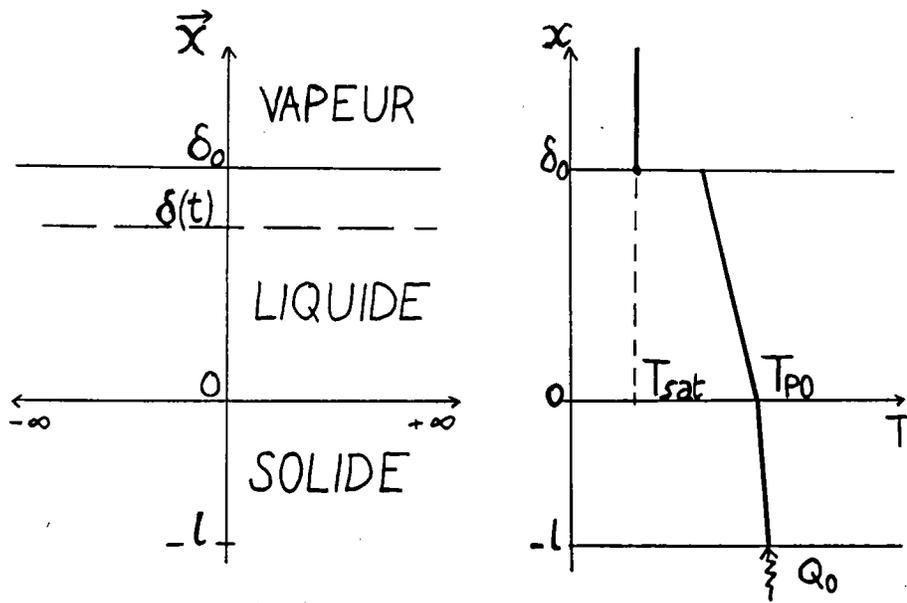


Figure 7: Evaporation du film infini d'épaisseur uniforme.

De ce fait, on ne tiendra pas compte de la conduction de la chaleur dans la phase gazeuse.

Enfin, on supposera toujours que le solide a des propriétés physiques indépendantes de la température et constantes dans l'espace.

Les équations de transport de la chaleur dans le liquide et dans le solide avec les conditions limites appropriées s'écrivent alors :

$$t = 0 \quad -l \leq x \leq 0 \quad -k_S \frac{\partial T}{\partial x} = Q_0 \quad (\text{A.II.1})$$

$$0 \leq x \leq \delta_0 \quad -k_L \frac{\partial T}{\partial x} = Q_0 \quad (\text{A.II.2})$$

$$t > 0 \quad -l < x < 0 \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{A.II.3})$$

$$0 < x < \delta(t) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_L \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{A.II.4})$$

$$x = -l \quad T(-l, t) = T(-l, t = 0) \quad (\text{A.II.5})$$

$$x = 0 \quad T_{0-} = T_{0+} \quad (\text{A.II.6})$$

$$k_S \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{0-} = k_L \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{0+} \quad (\text{A.II.7})$$

$$x = \delta(t) \quad T = T_{sat} \quad (\text{A.II.8})$$

ou

$$-k_L \frac{\partial T}{\partial x} = h_e (T - T_{sat}) \quad (\text{A.II.9})$$

(On trouvera des mises en équations à peu près semblables dans les travaux de Van Ouwkerk [1971] et de Cooper et Merry [1973]).

L'épaisseur du solide  $l$  est choisie de telle sorte que l'amplitude des variations de la température en  $x = -l$  dues à l'évaporation sont négligeables (en d'autres termes, la distance de pénétration au cours de l'évaporation est inférieure à  $l$ ); ainsi, les conditions de Dirichlet (température fixe) ou de Neumann (flux de chaleur fixe, égal à  $Q_0$ ) sont équivalentes pour toute la durée de l'évaporation.

Les deux conditions en  $x = 0$  traduisent la continuité de la température et la conservation du flux de chaleur sans résistance de contact à travers l'interface liquide-solide.

(Traitement de l'interface liquide-vapeur.) A l'interface liquide-vapeur, on a le choix entre deux types de condition limite : soit on considère que le liquide à l'interface est à la température de saturation, soit qu'il est surchauffé et on note alors  $h_e$  le coefficient d'évaporation.

Il reste à écrire l'équation du mouvement de l'interface. Elle est obtenue en imposant que toute la chaleur arrivant à l'interface est transformée en chaleur latente de changement de phase :

$$J\mathcal{L} = -\rho_L\dot{\delta}\mathcal{L} = -k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta} \quad (\text{A.II.10})$$

où  $J$  est le flux de masse du liquide évaporé ( $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ ).

Dans le cas où l'interface reste à la température de saturation (équation A.II.8), l'équation A.II.10 ferme le problème. On remarquera toutefois que l'équation A.II.8 n'est pas à proprement parlé une condition de Dirichlet et ne traduit pas non plus l'équilibre thermodynamique. En effet, les équations A.II.8 et A.II.10 sont équivalentes au système :

$$\left\{ \begin{array}{l} t = 0 \quad T = T_{sat} \quad (\text{A.II.11}) \\ t > 0 \quad \frac{dT}{dt} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta} \dot{\delta} + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{\delta} \\ \quad \quad \quad = \frac{k_L}{\rho_L \mathcal{L}} \left( \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta} \right)^2 + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{\delta} = 0 \quad (\text{A.II.12}) \\ \quad \quad \quad \dot{\delta} = \frac{k_L}{\rho_L \mathcal{L}} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta} \end{array} \right.$$

Cela indique qu'il y a deux conditions nécessaires pour que l'interface soit maintenue à  $T_{sat}$  : elle doit déjà être initialement à  $T_{sat}$ , et, au cours de l'évolution, il doit exister un équilibre entre la tendance à ce que la température de l'interface  $T(\delta)$  diminue, à cause

de l'extraction de la chaleur pour l'évaporation, et celle à ce que  $T(\delta)$  augmente du fait de l'avancement du front d'évaporation. En fait, on pourrait très bien remplacer dans le système  $T_{sat}$  par toute autre valeur de la température; ce qui nous fait choisir  $T_{sat}$  est l'hypothèse sous-jacente que la phase vapeur est à la saturation. L'équilibre A.II.12 est donc imposé par la continuité des températures à l'interface (dans ce cas il n'y a pas de résistance thermique) qui s'écrit  $T(\delta^-) = T(\delta^+)$  avec  $T(\delta^+) = T_{sat} \forall t \geq 0$ . Ainsi, la condition A.II.8 n'est pas tout à fait une condition de Dirichlet, car elle entraîne l'existence d'un gradient temporel  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{\delta}$ . Par ailleurs, l'existence de flux thermiques non négligeables fait que la transformation du système ne peut être réversible et par conséquent l'équation A.II.8 ne reflète qu'un quasi-équilibre.

Dans le cas où  $T(\delta) \neq T_{sat}$ , il reste à déterminer  $h_e$ , ce qui peut être réalisé grâce à la théorie cinétique (une analyse assez précise dont nous reprenons les grandes lignes se trouve dans l'ouvrage de Collier [1981]). Le flux de masse  $J$  traversant l'interface liquide-vapeur du liquide vers le gaz (la phase vapeur étant supposée à la saturation) est donné par :

$$J = \left( \frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left( \frac{P_L}{T_L^{1/2}} - \frac{P_V}{T_V^{1/2}} \right)$$

où  $M$  est la masse molaire du fluide,  $R$  est la constante universelle des gaz ( $R = 8.3145 \text{ J/mol K}$ ),  $T_V$  et  $P_V$  sont la température et la pression de la vapeur saturée et  $P_L$  est considéré comme la pression de saturation correspondant à la température du liquide  $T_L$  (ce qui permet d'avoir  $J = 0$  à l'équilibre thermostatique). Si on suppose que  $\Delta P$  ( $= P_L - P_V$ ) et  $\Delta T$  ( $= T_L - T_V = T_L - T_{sat}$ ) sont suffisamment petits, on peut linéariser la relation ci-dessus et obtenir :

$$J = \left( \frac{M}{2\pi R T_{sat}} \right)^{1/2} \left( \Delta P - \frac{P_V \Delta T}{2 T_{sat}} \right)$$

En utilisant la relation de Clapeyron approchée :

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} \simeq \frac{\rho_V L}{T_{sat}}$$

et en considérant que  $\frac{\Delta P}{\Delta T} \gg \frac{P_V}{2T_{sat}}$ , ce qui est généralement raisonnable (pour l'eau à

la pression atmosphérique  $\frac{\Delta P}{\Delta T} \approx 3000 \text{ J/m}^3\text{K}$  et  $\frac{P_V}{2T_{sat}} \simeq \frac{1}{2}\rho_V \frac{R}{M} \approx 200 \text{ J/m}^3\text{K}$ , on obtient :

$$J = \rho_V \mathcal{L} \left( \frac{M}{2\pi R T_{sat}^3} \right)^{1/2} (T_L - T_{sat})$$

L'expression initiale du flux de masse dérive déjà d'une approche simplifiée. L'expression ci-dessus doit en fait être corrigée; le moyen le plus simple est de la multiplier par un facteur de correction  $f_c$ ; pour l'eau, sa valeur est de l'ordre de .036 (Collier, 1981). L'expression finale de  $J$  s'écrit donc :

$$J = f_c \rho_V \mathcal{L} \left( \frac{M}{2\pi R T_{sat}^3} \right)^{1/2} (T(\delta) - T_{sat})$$

Des équations A.II.9, A.II.10 et de cette dernière, on tire :

$$h_e = f_c \rho_V \mathcal{L}^2 \left( \frac{M}{2\pi R T_{sat}^3} \right)^{1/2} \quad (\text{A.II.13})$$

(Forme adimensionnelle des équations.) On a donc maintenant posé toutes les équations du problème. Pour le résoudre, on va tout d'abord les rendre sans dimension pour réduire le nombre de paramètres. Les nouvelles variables sans dimension sont :

$$X = \frac{x}{\delta_0}$$

$$\Delta = \frac{\delta}{\delta_0}$$

$$L = \frac{l}{\delta_0}$$

$$\tau = \frac{\alpha_S t}{\delta_0^2}$$

$$\theta = \frac{T - T_{sat}}{T_{P0} - T_{sat}}$$

$T_{P0}$  étant la température initiale de la paroi. On introduit d'autre part les paramètres suivants :

$$\alpha = \frac{\alpha_L}{\alpha_S}$$

$$\kappa = \frac{k_L}{k_S}$$

$$Ja = \frac{c_L(T_{P0} - T_{sat})}{\mathcal{L}}$$

$$H = \frac{h_e \delta_0}{k_L}$$

$$\phi = \frac{Q_0 \delta_0}{k_L(T_{P0} - T_{sat})}$$

$Ja$  est un nombre de Jakob modifié, celui couramment utilisé sous ce nom étant  $\rho_L c_L (T_{P0} - T_{sat}) / \rho_V \mathcal{L}$ . Par extension, on considérera que le cas  $T(\delta) = T_{sat}$  correspond à  $H = \infty$ . Il existe une restriction sur  $Q_0$  et donc sur  $\phi$  : nous imposons que la température du liquide soit supérieure ou égale à celle de saturation; cela entraîne :  $0 \leq \phi \leq 1$ .  $Ja$  varie comme le rapport de l'enthalpie du liquide sur la chaleur latente d'évaporation; pour une même surchauffe, si  $\mathcal{L}$  augmente, l'évaporation sera ralentie, donc  $Ja$  est directement lié à la vitesse d'évaporation ( $Ja = 0$  correspond à un cas où il n'y a pas évaporation).  $H$  apparaît dans les équations comme un coefficient d'échange thermique à l'interface liquide-vapeur, et donc il influe sur l'intensité des transferts thermiques; ce n'est pas le rapport de quantités physiques comparables puisque  $h_e$  traduit une résistance aux transferts de masse et  $k_L/\delta_0$  est la résistance thermique par conduction du film de liquide; si  $H = 0$  (pas de transfert de masse, et donc pas d'évaporation), on obtient la condition limite adiabatique, et si  $H = \infty$  (pas de limitation au transfert de masse) il n'y a plus de restriction sur le flux de chaleur et la température a une valeur nulle.

Les équations A.II.1-10 s'écrivent alors :

$$\tau = 0 \quad -L \leq X \leq 0 \quad \theta = 1 - \kappa \phi X \quad (\text{A.II.14})$$

$$0 \leq X \leq 1 \quad \theta = 1 - \phi X \quad (\text{A.II.15})$$

$$\tau > 0 \quad -L < X < 0 \quad \theta'_\tau = \theta''_{X^2} \quad (\text{A.II.16})$$

$$0 < X < \Delta(\tau) \quad \theta'_\tau = \alpha \theta''_{X^2} \quad (\text{A.II.17})$$

$$X = -L \quad \theta = 1 + \kappa\phi L \quad (\text{A.II.18})$$

$$X = 0 \quad \theta_{0-} = \theta_{0+} \quad (\text{A.II.19})$$

$$\theta'_X|_{0-} = \kappa\theta'_X|_{0+} \quad (\text{A.II.20})$$

$$X = \Delta(\tau) \quad \theta'_X = -H\theta \quad (\text{A.II.21})$$

$$\dot{\Delta} = \alpha Ja\theta'_X|_{\Delta} \quad (\text{A.II.22})$$

Dans le cas  $H = \infty$ , les équations A.II.21 et A.II.22 sont équivalentes à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau = 0 \quad \theta(\Delta) = 0 \quad (\text{A.II.23}) \\ \tau < 0 \quad \dot{\theta}(\Delta) = \alpha Ja(\theta'_X|_{\Delta})^2 + \theta'_\tau|_{\Delta} = 0 \quad (\text{A.II.24}) \\ \dot{\Delta} = \alpha Ja\theta'_X|_{\Delta} \end{array} \right.$$

Il n'existe une solution analytique au problème ainsi posé que dans le cas  $\kappa = \sqrt{\alpha}$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ . Dans les autres cas, un traitement numérique s'impose donc. Il peut alors être intéressant d'établir l'équation intégrale de l'énergie dans le liquide pour s'en servir comme d'un outil de contrôle des solutions numériques.

(Bilan d'énergie.) En intégrant l'équation A.II.16 sur tout le domaine liquide on obtient :

$$\int_0^{\Delta(\tau)} \frac{\partial\theta}{\partial\tau} dX = \alpha \left( \frac{\partial\theta}{\partial X} \Big|_{\Delta} - \frac{\partial\theta}{\partial X} \Big|_{0+} \right)$$

soit :

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^{\Delta(\tau)} \theta dX - \theta(\Delta)\dot{\Delta} = \frac{1}{Ja}\dot{\Delta} - \alpha \frac{\partial\theta}{\partial X} \Big|_{0+}$$

En introduisant  $H_L$  et  $H_S$  les enthalpies du liquide et du solide définies par :

$$H_L = \int_0^{\Delta(\tau)} \theta dX \quad \text{et} \quad H_S = \int_{-L}^0 \theta dX$$

on obtient le bilan instantané d'énergie :

$$\frac{dH_L}{d\tau} + \frac{dH_{LV}}{d\tau} = \frac{1}{Ja} \dot{\Delta} - \frac{\alpha}{\kappa} \frac{dH_S}{d\tau} + \alpha\phi \quad (\text{A.II.25})$$

où  $\frac{dH_{LV}}{d\tau} = -\theta(\Delta)\dot{\Delta}$ . On peut considérer le terme  $dH_{LV}$  comme l'enthalpie du volume élémentaire qui change de phase entre les instants  $\tau$  et  $\tau + d\tau$ . Ce terme est nul lorsque l'interface est maintenu à la saturation; sinon il est strictement positif.

L'intégration dans le temps depuis l'instant initial jusqu'à l'instant  $\tau$  du bilan instantané donne :

$$[\Delta H_L]_0^\tau + H_{LV}(\tau) = \frac{1}{Ja}(\Delta(\tau) - 1) - \frac{\alpha}{\kappa} [\Delta H_S]_0^\tau + \alpha\phi\tau \quad (\text{A.II.26})$$

Cette équation sera utilisée pour contrôler la solution numérique.

Lorsque l'évaporation est complète ( $\tau = \tau_{ev}$ ), l'équation A.II.26 s'écrit, sachant que  $[\Delta H_L]_0^{\tau_{ev}} = -1 + \phi$  et  $\Delta(\tau_{ev}) = 0$  :

$$-1 + \phi + H_{LV}(\tau_{ev}) = -\frac{1}{Ja} - \frac{\alpha}{\kappa} [\Delta H_S]_0^{\tau_{ev}} + \alpha\phi\tau_{ev}$$

Dans le cas  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ , il apparaît clairement que  $Ja = 1$  est une limite supérieure au-delà de laquelle il n'y a pas de solution physique : en effet, si  $Ja > 1$  on trouverait  $[\Delta H_S]_0^{\tau_{ev}} > 0$  ce qui n'a pas de sens. En d'autres termes, si  $Ja$  est supérieur de façon infinitésimale à 1, le liquide contient plus d'énergie qu'il ne lui en faut pour s'évaporer tout seul. On peut montrer de manière intuitive qu'un tel système est instable. Considérons le premier instant de l'évaporation : le film est réduit de  $d\Delta$ , ce qui entraîne une perte d'enthalpie minimale du film égale à  $d\Delta$  ( la partie du domaine définie par  $0 < X < 1 - d\Delta$  n'a pas eu de part signifiante à l'évaporation ); or la perte de chaleur par évaporation est égale à  $\frac{1}{Ja}d\Delta$ ; l'excès de chaleur dans le liquide qui s'est évaporé a été reçu - d'après le modèle - par le reste du film ( $0 < X < 1 - d\Delta$ ) dont la température va donc augmenter et cela de manière plus incisive au contact du front d'évaporation; à l'instant suivant, l'excès d'enthalpie sera encore plus grand et on conçoit qu'un tel processus puisse vite mener à des températures et des vitesses d'évaporation infinies. Ainsi, lorsque  $Ja$  tend vers 1, le

film tend à s'évaporer instantanément, ce qui permet de définir dans le cadre de ce modèle une surchauffe maximale de la paroi pour l'existence du film.

Il existe d'autres limites dans les problèmes diphasiques, en particulier la température de Leidenfrost, la température maximale de remouillage d'une paroi ou la température maximale d'équilibre métastable du liquide. Ces trois limites correspondent respectivement à la température minimale d'une paroi pour qu'elle puisse être en contact de manière stable avec un film de vapeur, à la température maximale d'une paroi en contact avec de la vapeur pour que du liquide puisse la remouiller et, enfin, à la température maximale que peut atteindre la phase liquide sans qu'il y ait une production de vapeur par nucléation homogène. Peut-on relier la limite correspondant à  $Ja = 1$  à l'une de ces températures ? Il nous semble que non. En fait, il apparaît que la limite  $Ja = 1$  n'a pas de réalité physique et semble plutôt être une conséquence de la modélisation utilisée dans cette étude : on présuppose l'existence d'un film liquide au contact d'une paroi surchauffée d'un côté, et de sa vapeur saturée de l'autre côté, et on suppose qu'il n'y a pas d'échange thermique du liquide dans la vapeur; ce qui nous permet de penser qu'une telle situation est réaliste sont les données sur l'ébullition par nucléation qui correspondent à des valeurs modérées du paramètre  $Ja$ . Il n'est donc pas dans notre propos d'intégrer dans ce modèle une prise en compte des phénomènes pouvant exister aux grandes valeurs de la température de la paroi. Il est toutefois nécessaire de bien souligner que la surchauffe  $\Delta T_{sat} = \frac{\mathcal{L}}{c_L}$  est bien supérieure aux valeurs trouvées en ébullition par nucléation (voir annexe 2).

Enfin, on remarquera que cette limite trouvée pour  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ , devient très difficile à déterminer dès que  $H \neq \infty$  et  $\phi \neq 0$ . On peut dire d'après l'équation A.II.26 que lorsque  $H < \infty$  et  $\phi = 0$ , la limite est supérieure à 1 ( puisque  $H_{LV}(\tau_{ev}) > 0$  ); par contre, si on prend  $H = \infty$  et  $\phi > 0$ , on ne peut rien conclure si ce n'est que la limite est certainement inférieure à  $\frac{1}{1-\phi}$  ( en effet si  $Ja > \frac{1}{1-\phi}$  on a  $-\frac{\alpha}{\kappa} [\Delta H_S]_0^{\tau_{ev}} + \alpha\phi\tau_{ev} < 0$ , soit  $[\Delta H_S]_0^{\tau_{ev}} > 0$  ). Si l'on prend  $H < \infty$  et  $\phi > 0$ , la situation devient encore plus complexe. Ces constatations semblent confirmer l'idée selon laquelle ces limites sur  $Ja$  ne sont qu'intrinsèques à la formulation du modèle.

### Chapitre III : SOLUTION ANALYTIQUE POUR LE PROBLEME DE L'ÉVAPO- RATION DU FILM LIQUIDE INFINI

Comme il a été dit dans le chapitre précédent, le problème de l'évaporation du film infini (équations A.II.14-22) admet une solution analytique dans le cas  $\kappa = \sqrt{\alpha}$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$  (mis à part les cas  $Ja = 0$  et  $H = 0$  où il n'y a pas évaporation). Van Ouwerkerk (1971) cite cette solution comme celle établie par Knuth (1959). En fait, on peut la déduire de la solution de Neumann (Carslaw et Jaeger, p. 283, 1959) en faisant un changement de variables adéquat, comme l'ont montré Cooper et Merry (1973). Le fait que la solution de Neumann (cas du changement de phase à l'extrémité d'un domaine semi-infini) puisse être utilisée, indique que le cas où les propriétés de la paroi vérifient  $\kappa = \sqrt{\alpha}$ , peut être ramené au cas sans présence de paroi, donc que la paroi, du point de vue du comportement thermique, n'existe pas fondamentalement.

La solution a la forme suivante <sup>(6)</sup> :

$$\Delta = 1 - 2C\sqrt{\alpha\tau}$$

$$-L < X < 0 \quad \theta(X, \tau) = 1 - \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{1 - \sqrt{\alpha}X}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right)}{\operatorname{erfc}C}$$

$$0 < X < \Delta \quad \theta(X, \tau) = 1 - \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{1 - X}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right)}{\operatorname{erfc}C}$$

avec  $C$  donné par :

$$Ce^{C^2} \operatorname{erfc}C = \sqrt{\pi} Ja$$

Le temps d'évaporation  $\tau_{ev}$  se déduit immédiatement :

$$\tau_{ev} = \frac{1}{4C^2\alpha}$$

On retrouve la limite  $Ja = 1$  pour la surchauffe initiale, car lorsque  $C$  tend vers l'infini,  $Ja$  tend vers 1 et  $\tau_{ev}$  tend vers 0.

## Chapitre IV : DISCRETISATION DES EQUATIONS DU PROBLEME DE L'ÉVAPO- RATION DU FILM LIQUIDE

Il n'existe pas de solution analytique aux équations de l'évaporation du film liquide dès que les valeurs des paramètres sont prises égales à celles intervenant couramment pour l'ébullition d'un liquide de faible conductivité comparativement à la paroi chauffante. Il est donc nécessaire de trouver une solution approchée, soit analytique, soit par traitement numérique. Pour cela, nous n'avons pas cherché une méthode "performante", et nous avons tout simplement intégré les équations selon le schéma classique des différences finies de type implicite, ce qui a conduit à des résultats satisfaisants. Toutefois, nous pouvons donner brièvement quelques références sur d'autres méthodes permettant de calculer un changement de phase et qui auraient pu éventuellement être étendues au problème présent, mais non pas, à priori, de manière immédiate.

Le problème dit de Stefan (conduction de la chaleur dans un milieu unidimensionnel avec fusion ou solidification) a été étudié de manière intensive. On trouvera dans l'ouvrage de Carslaw et Jaeger (pp. 282-296, 1959) les quelques solutions analytiques qui existent. Dans les cas où ces solutions ne s'appliquent pas, la méthode de l'enthalpie semble être la plus élégante pour résoudre ce problème. Elle consiste à considérer non plus la température comme inconnue mais l'enthalpie, la température devenant alors une fonction continue et monotone de l'enthalpie. Les équations peuvent alors être directement intégrées, soit par différences finies (Pham, 1987), soit par éléments finis (Cames-Pintaux et Nguyen-Lamba, 1986; Poirier et Salcudeau, 1988), ou bien elles peuvent être remaniées de façon à simplifier encore le problème après diverses transformations des variables avant d'être intégrées numériquement (Hunter et Kuttler, 1989; Civan et Sliepcevich, 1984). Dans le cas que nous étudions, cette méthode n'est pas applicable de manière évidente car, le

liquide étant surchauffé, la fonction  $T(H)$  (où  $T$  est la température et  $H$  l'enthalpie) n'est plus monotone et continue (pour une même température comprise entre la température de saturation et la température de la paroi, correspondent deux valeurs de l'enthalpie selon que la phase est liquide ou gazeuse – voir figure 8).

La méthode de l'intégrale de l'énergie (bien adaptée aux problèmes de conduction de la chaleur contenant certaines non-linéarités – comme la dépendance des propriétés physiques avec la température – et pour lesquels on peut définir une longueur de pénétration thermique) a aussi un certain succès pour traiter le problème de Stefan (Goodman, 1959). Toutefois, appliquée au problème de l'évaporation du film liquide tel que nous l'avons posé, cette méthode conduit à de grandes difficultés dues à la présence de la paroi.

Nous pouvons aussi signaler que des solutions approchées par développements asymptotiques ont été obtenues pour le problème de la solidification d'un liquide à température uniforme sur une paroi refroidie par convection (Huang et Shih, 1975; Soliman, 1981). La méthode consiste à immobiliser le front de solidification par la transformation de Landau (la variable d'espace est rapportée à l'abscisse du front de solidification) et à chercher la solution en série asymptotique selon le paramètre  $Ja$ . Soliman a étendu la solution au cas où l'on prend en compte le terme de convection dans le liquide au front de solidification dû à la différence de densité des deux phases. Les résultats sur la position du front de solidification semblent être en bon accord avec les solutions numériques.

Enfin, Cooper et Merry (1973) ont développé une solution analytique approchée de  $\delta(t)$  pour le même problème que le nôtre. Une telle relation peut être très intéressante pour évaluer le volume évaporé de la microcouche. Toutefois leur mode d'approche consistant à superposer certains cas limites ( $\alpha = \sqrt{\kappa}$  et  $Ja$  quelconque;  $H = \infty$  et  $Ja = 0$ ;  $\phi = 0$  et  $Ja = 0$ ) paraît difficilement applicable lorsqu'on veut étudier la température de paroi, en particulier parce qu'elle sera très influencée par l'avancement du front d'évaporation dans beaucoup de cas.

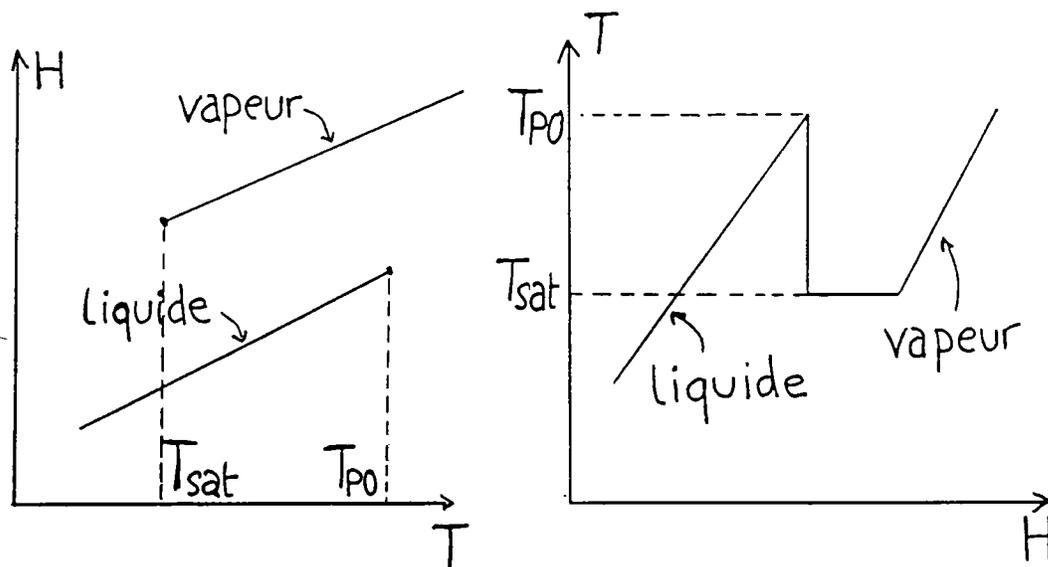


Figure 8: Relation entre la température et l'enthalpie dans le cas de l'évaporation d'un film de liquide surchauffé.

Ainsi, quoiqu'il existe déjà un nombre important de travaux sur les transferts de chaleur avec changement de phase, il est apparu que le plus efficace pour nous (notre but étant avant tout l'application à l'ébullition) est d'intégrer directement les équations par une méthode numérique. Les équations discrètes qui suivent sont classiques, mais elles permettent d'introduire certaines notations.

1) Discrétisation du temps : le pas de temps  $\Delta\tau$  est pris constant tout au long du calcul. Les indices se référant aux temps sont placés en haut et sont représentés par la lettre  $j$ .

2) Maillage dans le solide : on prend un maillage défini par la distance entre deux points de calcul notée  $\Delta X_S$ ; le nombre de points est noté  $N_S$ . Le seul problème sera de déterminer la profondeur du solide  $L$  de manière à ce que cette limite ne soit pas perturbée pendant toute l'évaporation. Comme il n'y a pas de moyen pour la déterminer à priori, il suffira de contrôler les températures des premiers points de calcul et s'assurer qu'elles ne varient pas de manière significative; si ce n'est pas le cas, il faudra augmenter  $L$  jusqu'à ce que cela soit vérifié.

3) Maillage dans le liquide : le domaine liquide étant variable dans le temps, deux possibilités de maillage sont utilisables entre autres : on peut considérer soit un maillage qui ne varie pas dans le temps (uniquement le nombre de points et la position du dernier varient), soit un maillage qui s'adapte à chaque pas de temps au domaine liquide avec un nombre de points constant. Ce second type a été choisi principalement parce que le fait d'avoir un nombre réduit de points à la fin de l'évaporation peut nuire à la précision du calcul. En effet, sachant que l'arrêt du calcul correspond à  $\Delta = 10^{-3}$  (à peu près la limite de validité de l'équation de Fourier [ $10^{-8}$ ,  $10^{-9}$ m]) soit un millièème de l'épaisseur initiale, on comprend qu'il est difficile de choisir l'option de garder un maillage constant au cours du calcul, tout en ayant suffisamment de points lorsque l'épaisseur relative  $\Delta$  devient inférieure à .01. Avec le type de maillage choisi, il y a toutefois un risque d'imprécision au moment où l'on recalcule le champ de température aux nouveaux points du domaine.

On notera  $\Delta X_L^j$  la distance entre deux points de calcul au  $j$ -ième pas de temps, et  $N_L$  le nombre de points dans le domaine liquide. Si  $\Delta^j$  est l'épaisseur du film au temps  $j\Delta\tau$ , on a :

$$\Delta X_L^{j=0} = \frac{1}{N_L} \quad \text{et} \quad \Delta X_L^j = \frac{\Delta^j}{N_L}$$

On notera aussi  $(X_i^j)_{i=N_S+1, N_S+N_L}$  les points de calcul dans le domaine liquide au temps  $j\Delta\tau$ .

4) Champ de températures : le champ de températures à l'instant  $j\Delta\tau$  est décrit par la suite  $(\theta(X_i^j, j\Delta\tau) = \theta_i^j)_{i=0, N_S+N_L}$  et on notera  $(\bar{\theta}_i^j)_{i=N_S+1, N_S+N_L}$  le champ de températures à l'instant  $j\Delta\tau$  aux points de calcul de l'instant  $(j-1)\Delta\tau$  :  $\bar{\theta}_i^j = \theta(X_i^{j-1}, j\Delta\tau)$ . Pour passer de  $\bar{\theta}_i^j$  à  $\theta_i^j$  il faudra recalculer le champ de températures sur le nouveau maillage.

5) Equations discrètes : le trait qu'il est important de souligner est que l'on prendra pour les termes implicites (temps  $(j+1)\Delta\tau$ ) le même maillage qu'au temps précédent (temps  $j\Delta\tau$ ). Cela revient, en quelque sorte, à découpler le problème de conduction de la chaleur de celui du déplacement du front d'évaporation. La démarche utilisée ici consiste à calculer le nouveau champ de températures aux anciens points résultant uniquement de la conduction de la chaleur, d'en déduire le flux de chaleur à l'interface liquide-vapeur et par suite la variation de l'épaisseur  $\Delta$ .

Les équations approchées du système A.II.16-22 s'écrivent pour  $j > 0$  :

$$i = 0 \quad \theta_0^{j+1} = \theta_0^j = 1 + \kappa\phi L$$

$$1 < i < N_S \quad \left[ -\frac{\Delta\tau}{\Delta X_S^2} \right] \theta_{i-1}^{j+1} + \left[ 1 + \frac{2\Delta\tau}{\Delta X_S^2} \right] \theta_i^{j+1} + \left[ -\frac{\Delta\tau}{\Delta X_S^2} \right] \theta_{i+1}^{j+1} = \theta_i^j$$

$$i = N_S \quad [-1] \theta_{N_S-1}^{j+1} + \left[ 1 + \kappa \frac{\Delta X_S}{\Delta X_L^j} + \frac{\Delta X_S}{2\Delta\tau} \left( \Delta X_S + \frac{\kappa}{\alpha} \Delta X_L^j \right) \right] \theta_{N_S}^{j+1}$$

$$\left[ -\kappa \frac{\Delta X_S}{\Delta X_L^j} \right] \bar{\theta}_{N_S+1}^{j+1} = \left[ \frac{\Delta X_S}{2\Delta\tau} \left( \Delta X_S + \frac{\kappa}{\alpha} \Delta X_L^j \right) \right] \theta_{N_S}^j$$

$$N_S < i < N_S + N_L \quad \left[ -\frac{\alpha\Delta\tau}{(\Delta X_L^j)^2} \right] \bar{\theta}_{i-1}^{j+1} + \left[ 1 + \frac{2\alpha\Delta\tau}{(\Delta X_L^j)^2} \right] \bar{\theta}_i^{j+1} + \left[ -\frac{\alpha\Delta\tau}{(\Delta X_L^j)^2} \right] \bar{\theta}_{i+1}^{j+1} = \theta_i^j$$

$$\begin{aligned}
i = N_S + N_L \quad H < \infty, \quad & \left[ -\frac{2\alpha\Delta\tau}{(\Delta X_L^j)^2} \right] \bar{\theta}_{N_S+N_L-1}^{j+1} \\
& + \left[ 1 + \frac{2\alpha\Delta\tau}{(\Delta X_L^j)^2} (1 + H\Delta X_L^j) \right] \bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} = \theta_{N_S+N_L}^j \\
H = \infty, \quad & \bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} = \theta_{N_S+N_L}^j = 0
\end{aligned}$$

En résolvant les  $N_S + N_L + 1$  équations ci-dessus, on obtient le champ de températures à l'instant suivant. L'inversion du système est faite directement par la méthode du pivot de Gauss (ou élimination gaussienne).

Pour obtenir la diminution de l'épaisseur du film ( $\Delta^{j+1} - \Delta^j$ ), il faut évaluer le flux de chaleur à l'interface liquide-vapeur, soit à l'abscisse  $X_{N_S+N_L}^j = \Delta^j$ . Si l'on ne garde que les termes du premier ordre en  $\Delta X_L^j$ , cela donne :

$$\Delta^{j+1} - \Delta^j = \frac{\alpha Ja \Delta\tau}{\Delta X_L^j} (\bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} - \bar{\theta}_{N_S+N_L-1}^{j+1})$$

On peut connaître les nouveaux points de calcul dans le liquide, et obtenir les températures correspondantes par développement de Taylor de  $\theta_i^{j+1} = (\theta(X_i^{j+1}, (j+1)\Delta\tau)$  par rapport au point  $X_i^j$ ; au premier ordre en  $|X_i^{j+1} - X_i^j|$ , cela donne :

$$\theta_i^{j+1} = \bar{\theta}_i^{j+1} + \theta'_{X_i}{}^{j+1} (X_i^{j+1} - X_i^j)$$

où  $\theta'_{X_i}{}^{j+1}$  est la dérivée première de la température  $\theta$  par rapport à  $X$  au point  $X_i^j$  et au temps  $(j+1)\Delta\tau$ ; on peut l'obtenir à partir des points  $X_{i-1}^j$  et  $X_{i+1}^j$  (par schéma dit des différences centrées), ce qui entraîne, sachant que  $X_i^j = (i - N_S)\Delta X_L^j$  :

$$\theta_i^{j+1} = \bar{\theta}_i^{j+1} - \frac{1}{2}(i - N_S)\left(1 - \frac{\Delta^{j+1}}{\Delta^j}\right)(\bar{\theta}_{i+1}^{j+1} - \bar{\theta}_{i-1}^{j+1})$$

La figure 9 illustre le calcul qui se résume en deux opérations : évaluation du gradient en  $X_i^j$  à partir de  $\bar{\theta}_{i-1}^{j+1}$  et  $\bar{\theta}_{i+1}^{j+1}$ , puis déduction de  $\theta_i^{j+1}$ .

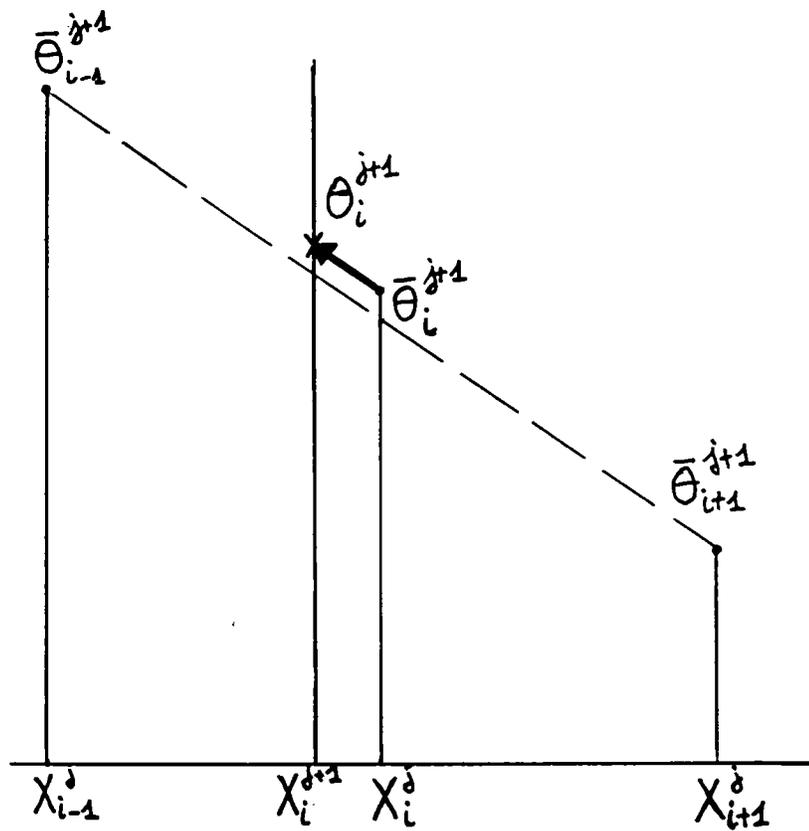


Figure 9: Passage du champ de température du temps  $j\Delta\tau$  au temps  $(j+1)\Delta\tau$ .

Si besoin est, il est possible aussi de calculer  $\Delta^{j+1}$  et le champ  $(\theta_i^j)_{i=N_S+1, N_S+N_L}$ , en prenant les termes d'ordre supérieurs. Au deuxième ordre en  $\Delta X_L^j$ , le flux de chaleur à l'interface liquide-vapeur est obtenu avec trois points  $(X_{N_S+N_L-2}^j, X_{N_S+N_L-1}^j$  et  $X_{N_S+N_L}^j)$ , et la formule qui en résulte pour  $\Delta^{j+1}$  s'écrit :

$$\Delta^{j+1} - \Delta^j = \frac{\alpha Ja \Delta \tau}{2 \Delta X_L^j} (3 \bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} - 4 \bar{\theta}_{N_S+N_L-1}^{j+1} + \bar{\theta}_{N_S+N_L-2}^{j+1})$$

De même pour calculer la température  $\theta_i^{j+1}$ , on peut la développer au deuxième ordre par rapport à  $|X_i^{j+1} - X_i^j|$  en évaluant la dérivée seconde en  $X_i^j$  à l'aide des points  $X_{i-1}^j$  et  $X_{i+1}^j$ , et cela mène à :

$$\theta_i^{j+1} = \bar{\theta}_i^{j+1} - \frac{1}{2}(i - N_S) \left(1 - \frac{\Delta^{j+1}}{\Delta^j}\right) (\bar{\theta}_{i+1}^{j+1} - \bar{\theta}_{i-1}^{j+1}) + \frac{1}{2}(i - N_S)^2 \left(1 - \frac{\Delta^{j+1}}{\Delta^j}\right)^2 (\bar{\theta}_{i+1}^{j+1} + \bar{\theta}_{i-1}^{j+1} - 2\bar{\theta}_i^{j+1})$$

On remarquera que cette manière de calculer le champ de températures dans le nouveau maillage peut devenir relativement imprécise si  $|\Delta^{j+1} - \Delta^j| > \Delta X_L^j$  (c'est-à-dire que la limite du nouveau domaine est située avant l'avant-dernier point du domaine à l'instant précédent), puisque les points au temps  $j\Delta\tau$  voisins du point  $X_i^{j+1}$  ne sont plus forcément  $X_i^j$ ,  $X_{i-1}^j$  et  $X_{i+1}^j$ . Cela peut devenir gênant aux grandes vitesses d'évaporation si  $N_L$  est trop grand relativement à  $\Delta\tau$ .

Pour finir avec l'établissement des équations discrètes, on donnera la transcription de l'équation A.II.24. La non-linéarité de cette équation rend difficile le traitement implicite. Pour évaluer le gradient de température en  $X = \Delta$ , on prendra la moyenne géométrique des gradients aux temps  $j\Delta\tau$  et  $(j+1)\Delta\tau$ , ce qui donne :

$$\frac{\bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} - \theta_{N_S+N_L}^j}{\Delta\tau} = -\alpha Ja \left( \frac{\bar{\theta}_{N_S+N_L-1}^{j+1} - \bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1}}{\Delta X_L^j} \right) \left( \frac{\theta_{N_S+N_L-1}^j - \theta_{N_S+N_L}^j}{\Delta X_L^j} \right)$$

Sachant que  $\theta_{N_S+N_L}^j$  est nul et en posant  $Q^j = \theta_{N_S+N_L-1}^j / \Delta X_L^j$ , on obtient :

$$\left[ \frac{\alpha Ja \Delta \tau}{\Delta X_L^j} Q^j \right] \bar{\theta}_{N_S+N_L-1}^{j+1} + \left[ 1 - \frac{\alpha Ja \Delta \tau}{\Delta X_L^j} Q^j \right] \bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} = 0$$

Cette équation peut être utilisée à la place de la condition de Dirichlet ( $\bar{\theta}_{N_S+N_L}^{j+1} = 0$ ).

## Chapitre V : COMPARAISON DE LA SOLUTION NUMERIQUE AVEC LA SOLUTION ANALYTIQUE

L'existence d'une solution analytique pour certains cas ( $\kappa = \sqrt{\alpha}$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ) va nous permettre de tester la solution numérique sur ces mêmes cas. Nous nous sommes restreints ici à étudier, pour une configuration des paramètres de discrétisation donnée ( $\Delta\tau = \tau_{ev}/25000$ ,  $N_S = 100$ ,  $N_L = 20$ ), la solution numérique selon que le passage du champ  $(\bar{\theta}_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  au champ  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  est calculé au premier ou au deuxième ordre en  $|X_i^{j+1} - X_i^j|$ , selon qu'on utilise au front d'évaporation une condition limite du type Dirichlet ou du type instationnaire (équation A.II.24) et aussi selon les valeurs de  $\alpha$  et de  $Ja$ . Les valeurs de  $Ja$  correspondant aux valeurs de  $C$  utilisées se trouvent dans le tableau A.V.1.

Dans un premier temps on remarquera que  $\alpha$  n'a pas d'influence sur la précision de la solution numérique, comme cela ressort du tableau A.V.2 où  $\tau_0$  est le rapport des temps d'évaporation obtenus numériquement et analytiquement ( $\tau_0 > 1$  indique que la valeur numérique de  $\tau_{ev}$  est supérieure à la valeur exacte – on voit donc qu'à  $10^{-5}$  le rapport  $\tau_0$  est indépendant de  $\alpha$ ).

En testant maintenant le modèle numérique en fonction des variations de  $C$ , en prenant pour le flux de chaleur au front d'évaporation l'équation du premier ordre en  $\Delta X_L^j$  et en calculant le champ  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  au premier ordre aussi, on constate que la solution

$C$	.01	.1	.5	1.
$Ja$	.0175	.159	.546	.758

Tableau A.V.1. Correspondance entre  $C$  et  $Ja$  ( $Ja = \frac{1}{\sqrt{\pi}} C e^{C^2} \operatorname{erfc} C$ ).

$\alpha$	.001	.01	.1	1.
$\tau_0$	1.00978	1.00978	1.00978	1.00978

Tableau A.V.2. Variation de l'erreur sur le temps d'évaporation en fonction de  $\alpha$  ( $C = 1.$ ).

$C$	.01	.1	.5	1.
$\tau_0$	.99614	1.00978	1.1634	1.57538

Tableau A.V.3. Erreur sur  $\tau_{ev}$  en fonction  $C$  ( $\alpha = 1.$ ) quand  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  et  $\theta'_X|_{\Delta}$  sont calculés au premier ordre.

est trop imprécise pour  $C > .1$  (voir tableau A.V.3).

Lorsqu'on augmente  $N_L$ , l'erreur sur  $\tau_{ev}$  diminue (voir tableau A.V.4); cela permet de penser que la cause de cette erreur se trouve dans l'imprécision du calcul de  $\theta_i^{j+1}$  à partir de  $\bar{\theta}_i^{j+1}$  pour les points du liquide. Il semble donc nécessaire d'utiliser un schéma au deuxième ordre en  $|X_i^{j+1} - X_i^j|$  pour ce calcul; pour rester cohérent, on prendra aussi un développement au deuxième ordre en  $\Delta X_L^j$  pour calculer le flux de chaleur au front d'évaporation.

On constate alors effectivement une nette amélioration des résultats numériques (voir tableau A.V.5); quoique le problème pour les valeurs élevées de  $C$  existe toujours, il est bien moins marqué pour des valeurs allant jusqu'à  $C = .5$  ( $Ja \sim .5$ ) si l'on prend suffisamment de points dans le domaine liquide. Ainsi, on se satisfera de ce schéma au

$\tau_0$	$N_L = 20$	$N_L = 60$	$N_L = 100$
$C = .5$	1.1634	1.06748	1.04372
$C = 1.$	1.57538	1.27054	1.1884

Tableau A.V.4. Influence de  $N_L$  sur l'erreur commise sur le temps d'évaporation ( $\alpha = 1.$ ).

$\tau_0$	$C = .01$	$C = .1$	$C = .5$	$C = 1.$
$N_L = 20$	.9952	.99664	1.032	1.17186
$N_L = 100$	.9952	.99574	1.0037	1.0356

Tableau A.V.5. Effet de  $C$  et  $N_L$  sur  $\tau_0$  quand  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  et  $\theta'_X|_\Delta$  sont calculés au second ordre.

second ordre pour l'application à l'ébullition.

On peut toutefois essayer de comprendre quels sont les problèmes lorsque  $C > .5$ . La très nette amélioration lorsqu'on utilise une équation du deuxième ordre pour calculer  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$ , peut faire penser qu'une cause de l'imprécision du calcul numérique peut être trouvée dans le passage de  $\bar{\theta}_i^{j+1}$  à  $\theta_i^{j+1}$ . La figure 10 illustre bien que le fait de changer de points de calcul crée une perte d'enthalpie que l'on notera  $E(\Delta H_L)_j^{j+1}$ , et qui vient s'ajouter à la diminution d'enthalpie par conduction de la chaleur sans mouvement de l'interface et que l'on notera  $(\Delta H_L^0)_j^{j+1}$ . Sans considérer les erreurs de discrétisation, on peut dire que, si le mouvement de l'interface était "parfaitement" traité ( $E(\Delta H_L) = 0$ ), le terme  $(\Delta H_L^0)_j^{j+1}$  devrait être égal à la variation exacte d'enthalpie entre les instants  $j\Delta\tau$  et  $(j+1)\Delta\tau$ .

La variation d'enthalpie du liquide donnée par le calcul numérique entre les instants  $j\Delta\tau$  et  $(j+1)\Delta\tau$ , notée  $(\Delta H_L)_j^{j+1}$ , s'écrit :

$$\begin{aligned}
(\Delta H_L)_j^{j+1} &= (\frac{1}{2}\theta_{N_S}^{j+1} + \sum \theta_i^{j+1})\Delta X_L^{j+1} - (\frac{1}{2}\theta_{N_S}^j + \sum \theta_i^j)\Delta X_L^j \\
&= \{(\frac{1}{2}\theta_{N_S}^{j+1} + \sum \theta_i^{j+1})\Delta X_L^{j+1} - (\frac{1}{2}\bar{\theta}_{N_S}^j + \sum \bar{\theta}_i^j)\Delta X_L^j\} \\
&\quad + \{[\frac{1}{2}\bar{\theta}_{N_S}^{j+1} + \sum \bar{\theta}_i^{j+1} - (\frac{1}{2}\theta_{N_S}^j + \sum \theta_i^j)]\Delta X_L^j\} \\
&= E(\Delta H_L)_j^{j+1} + (\Delta H_L^0)_j^{j+1}
\end{aligned}$$

Le membre de droite de la première ligne correspond à la différence des enthalpies du liquide entre les instants  $j\Delta\tau$  et  $(j+1)\Delta\tau$ ; le premier terme entre accolades sur la deuxième ligne correspond à  $E(\Delta H_L)_j^{j+1}$  et le deuxième terme à  $(\Delta H_L^0)_j^{j+1}$ .

La figure 11 montre qu'effectivement l'erreur commise lors du changement de maillage

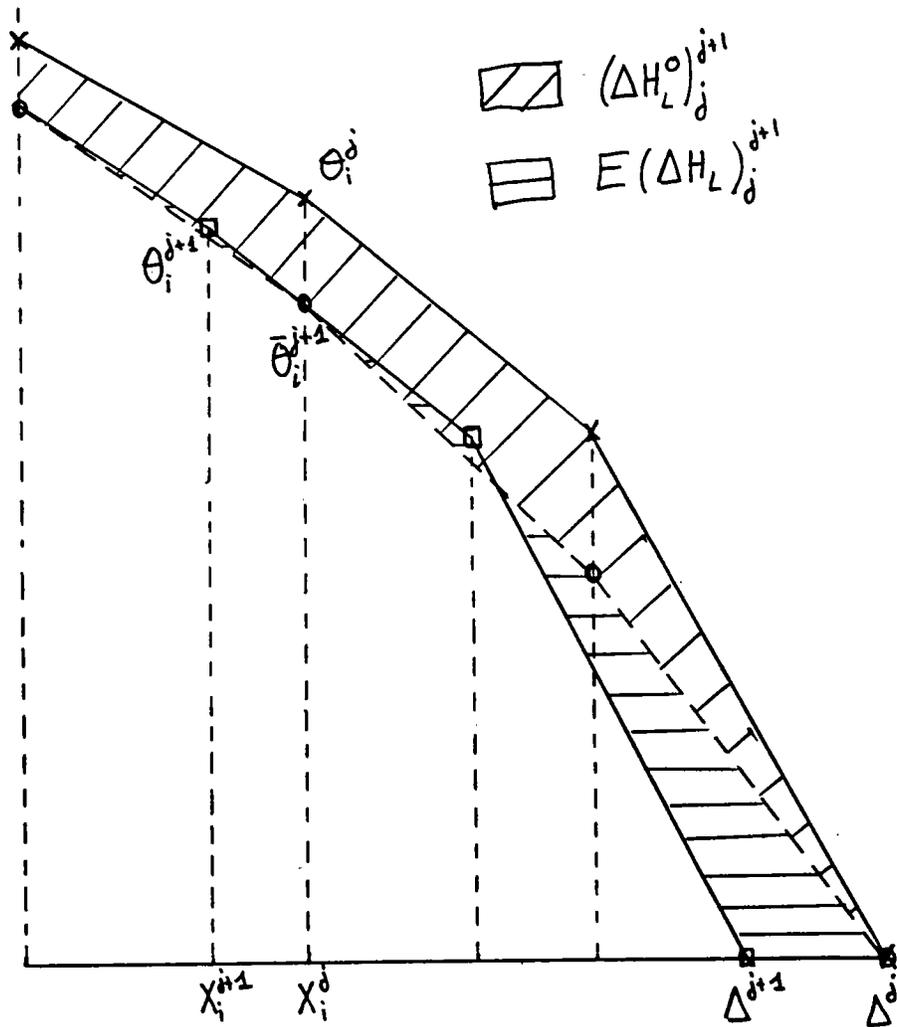


Figure 10: Représentation de  $E(\Delta H_L)_j^{j+1}$  et de  $(\Delta H_L^0)_j^{j+1}$  lors du passage du champ  $(\theta_i^j)_{N_S+1, N_S+N_L}$  au champ  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  par l'intermédiaire du champ  $(\bar{\theta}_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$ .

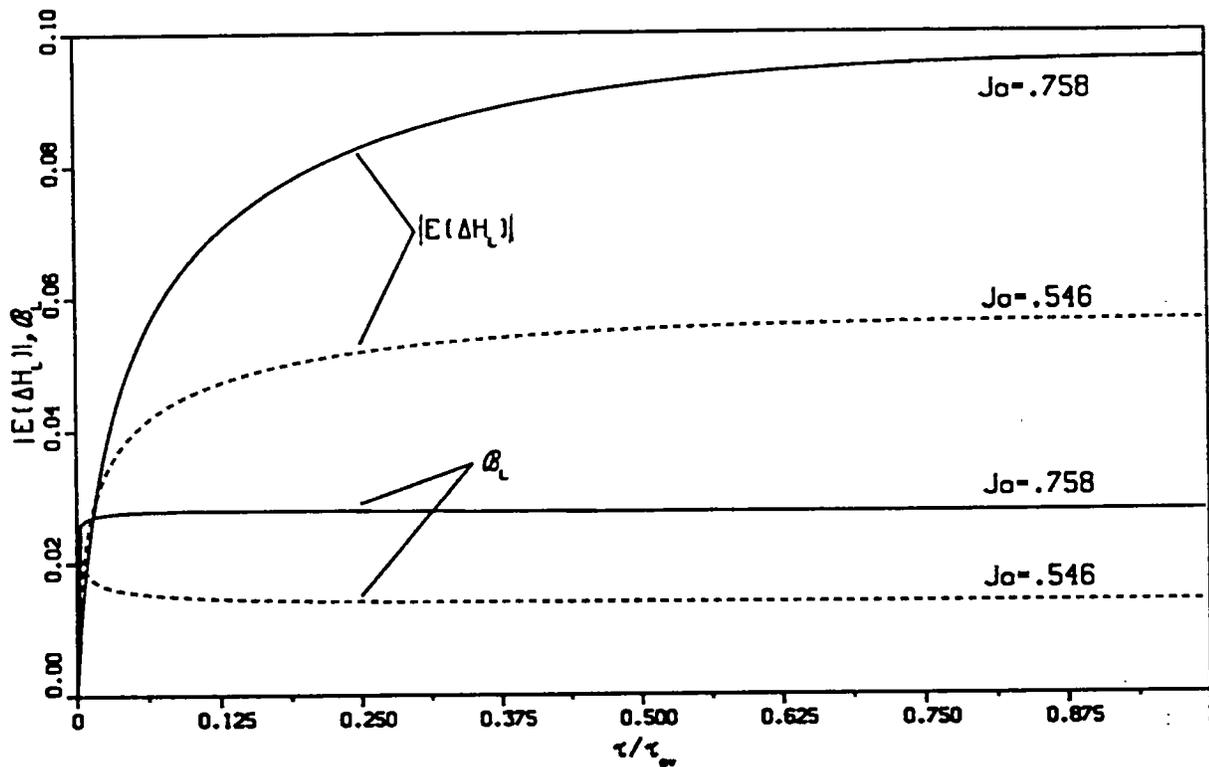


Figure 11: Erreur commise sur l'enthalpie lors du changement de maillage ( $|E(\Delta H_L)|$ ) et bilan d'énergie dans le liquide ( $B_L$ ) en fonction du temps pour deux valeurs de  $Ja$  ( $\alpha = 1.$ ,  $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ) [ $N_L = 20$ ].

augmente avec  $C$ , et prend, dans le cas du schéma du premier ordre, des valeurs trop grandes pour qu'on puisse l'accepter (on rappelle que la variation totale d'enthalpie est égale à 1). On peut comprendre cela ainsi : lorsque  $C$  augmente, les gradients thermiques à l'interface liquide-vapeur deviennent plus intenses et la perte d'enthalpie sur le domaine  $[X_{N_S+N_L-1}^j, \Delta^j]$  (qui est certainement la source principale d'erreur dans  $E(\Delta H_L)$ ) va croître.

Nous avons aussi porté sur la figure 11 le bilan d'énergie dans le liquide  $\mathcal{B}_L$  qui s'écrit :

$$\mathcal{B}_L = |\Delta H_L - \mathcal{Q}_{ev} + \mathcal{Q}_P|$$

avec  $\mathcal{Q}_{ev} = \frac{1 - \Delta}{Ja}$  et  $\mathcal{Q}_P = -\frac{\alpha}{\kappa}[\Delta H_S]_0^r$  (quantités de chaleur positives dissipées à l'interface liquide-vapeur et reçues de la paroi). On observe que les valeurs de  $\mathcal{B}_L$  sont moindres que celles de  $E(\Delta H_L)$ . Cela peut s'expliquer ainsi : au niveau du front d'évaporation, le déplacement du dernier point de calcul ( $X_{N_S+N_L}$ ) en le maintenant à la température nulle, va naturellement augmenter le flux de chaleur (le champ  $(\theta_i^{j+1})$  a un gradient plus grand à l'interface liquide-vapeur que le champ  $(\bar{\theta}_i^{j+1})$ ); cela va se traduire par une augmentation de  $\mathcal{Q}_{ev}$  et globalement  $\mathcal{B}_L$  va augmenter de manière moindre que  $E(\Delta H_L)$ .

Il reste toutefois la contradiction suivante : si  $|E(\Delta H_L)|$  croît avec  $C$  et va dans le sens d'une perte supplémentaire d'enthalpie, on doit trouver des temps d'évaporation plus petits que ceux donnés par la solution analytique. En fait, comme le montre l'égalité suivante :

$$\alpha Ja \int_0^{\tau_{ev}} \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{\Delta} d\tau = -1$$

(qui traduit simplement que pendant l'évaporation  $\Delta$  passe de 1 à 0), plus le nombre  $Ja$  approche de 1 (plus le temps d'évaporation diminue et tend vers 0), plus les valeurs du flux de chaleur en  $X = \Delta$  seront grandes. Pour que la solution numérique soit capable de suivre l'évolution exacte, il faudrait un nombre de points de calcul  $N_L$  dans le liquide de plus en plus grand; on atteint donc la limite d'utilisation de la méthode de résolution par différences finies.

$C$	.01	.1	.5	1.
$\tau_0$	.99514	.99654	1.03154	1.17106

Tableau A.V.6. Influence de  $C$  sur la solution numérique lorsqu'on utilise la condition limite instationnaire au front d'évaporation ( $\alpha = 1.$ ,  $N_L = 20$ ).

Pour finir, nous avons testé la condition limite instationnaire au front d'évaporation (équation A.II.24), avec un schéma du deuxième ordre pour le passage du champ  $(\bar{\theta}_i^{j+1})$  au champ  $(\theta_i^{j+1})$ , et un nombre de points dans le liquide égal à 20. Les résultats sont portés sur le tableau A.V.6. Les écarts avec le cas de la condition limite  $\theta_{N_S+N_L} = 0$  ne sont pas assez significatifs pour distinguer l'une de l'autre ces deux conditions limites.

En conclusion, on a vu que, tant que  $Ja < .5$  (ce qui est bien le cas en ébullition), les résultats du calcul numérique sont satisfaisants lorsqu'on utilise une approximation au deuxième ordre pour calculer le champ de températures aux nouveaux points du maillage entre deux instants successifs et si l'on prend assez de points dans le liquide quand le paramètre  $Ja$  est supérieur à .5.

## Chapitre VI : INFLUENCE DES PARAMETRES

Le problème de l'évaporation du film liquide tel que nous l'avons posé (équations A.II.14-22) comporte trop de paramètres pour qu'une étude systématique de leurs influences respectives sur la solution soit faite. Toutefois, il y a certaines tendances de base qu'il est bon de mettre en relief, ainsi que l'influence que peut avoir le mouvement du front d'évaporation sur les transferts thermiques selon sa vitesse d'avancement. Par ailleurs, lors de l'application du modèle au phénomène d'évaporation de la microcouche en ébullition par nucléation, il sera intéressant de faire certaines hypothèses, comme  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ , afin de déduire des solutions simples, ou bien il sera commode de prendre  $\alpha = \kappa$  pour toutes les combinaisons de liquide-solide lorsqu'on voudra mettre en évidence l'influence des propriétés thermiques. Dès à présent, on peut estimer l'effet de ces simplifications sur la solution théorique.

Nous considérerons que pour caractériser convenablement les effets des paramètres sur la solution, nous pouvons étudier les variations du temps d'évaporation complète du film  $\tau_{ev}$ , quoique, bien évidemment, les évolutions des variables, telles que la température de la paroi ou l'épaisseur de la microcouche, ne sont pas réductibles à cette seule grandeur comme il sera montré à la fin de ce chapitre.

$\Delta\tau_{ev}(H = 10)/\tau_{ev\infty}$	$Ja = .01$	$Ja = .1$	$Ja = .5$
$\alpha = \kappa = .05$	.0368	.1868	.643
$\alpha = \kappa = .01$	.1150	.2278	.6461
$\alpha = \kappa = .001$	.193	.2376	.6453

Tableau A.VI.1. Valeurs de  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev\infty}$  pour  $H = 10$  et diverses valeurs des autres paramètres ( $\phi = 0$ ).

(Influence de  $H$ .) La figure 12 illustre l'influence de  $H$  sur le temps d'évaporation pour deux valeurs de  $Ja$  (0.01 et 0.5) avec  $\alpha = \kappa = 0.05$  et  $\phi = 0$ . On a noté par  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev\infty}$  l'écart relatif du temps d'évaporation, pour  $H$  donné, par rapport au cas  $H = \infty$  :  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev\infty} = (\tau_{ev}(H) - \tau_{ev}(H = \infty)) / \tau_{ev}(H = \infty)$ . Le temps d'évaporation augmente lorsque  $H$  diminue, ce qui est la conséquence immédiate de la diminution des flux de chaleur. Par ailleurs, l'effet de l'augmentation de  $Ja$  est de diminuer l'écart relatif  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev\infty}$ . Le tableau A.VI.1 montre de façon plus complète l'influence de  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$  sur les variations de  $\tau_{ev}(H)$  (la valeur portée dans ce tableau est  $\Delta\tau_{ev}(H = 10)/\tau_{ev\infty}$ ).

Lorsqu'on considère le cas de la microcouche lors de l'ébullition d'un liquide,  $H$  varie avec le rayon ( $r$ ) de la périphérie de la base de la bulle ( $H = h_e \delta_0(r)/k_L$  - voir chapitre II), entre 0 (limite théorique quand  $r$  tend vers 0) jusqu'à une valeur maximale qui est fonction du rayon maximal de la base de la bulle. Les données sur  $h_e$  (équation A.II.13) sont rares et elles sont parfois sujet à discussion, si bien que, pour un fluide donné, la correspondance entre  $H$  et  $\delta_0$  est difficile à établir. Toutefois dans le cas de l'eau, à la pression atmosphérique, le facteur de correction  $f_c$  est connu et est voisin 0.036. De la formule A.II.13 on déduit donc que  $h_e \approx 8.9 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2\text{K}$ ; comme nous le verrons dans la partie suivante (chapitre B.II), l'épaisseur initiale de la microcouche est généralement de l'ordre de  $10^{-6}$  m sur la plus grande partie couverte par la bulle, si bien que l'on peut considérer que l'on a  $H \geq 10$ , sauf au centre de la bulle. Le tableau A.VI.1 montre donc que tant que  $Ja$  n'est pas trop grand, l'erreur que l'on pourra commettre en prenant  $H = \infty$  sera relativement faible et devrait se refléter par une surestimation légère lorsque la croissance de l'aire asséchée est avancée.

(Influence de  $\phi$ .) La figure 13 montre l'influence de  $\phi$  sur le temps d'évaporation pour deux valeurs de  $Ja$ , et avec  $\alpha = \kappa = 0.05$  et  $H = \infty$ . Cette fois, on définit  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev0}$  égal à  $(\tau_{ev}(\phi) - \tau_{ev}(\phi = 0)) / \tau_{ev}(\phi = 0)$ . On constate que, selon la valeur de  $Ja$ , on peut avoir une augmentation ou une diminution du temps d'évaporation. Le bilan d'énergie (équation A.II.26) montre que lorsqu'on augmente  $Ja$  avec  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $H$  et  $\phi$  fixés ( $H = \infty$ , donc  $H_{LV}(\tau_{ev}) = 0$ ), l'enthalpie du liquide devient la principale source de chaleur

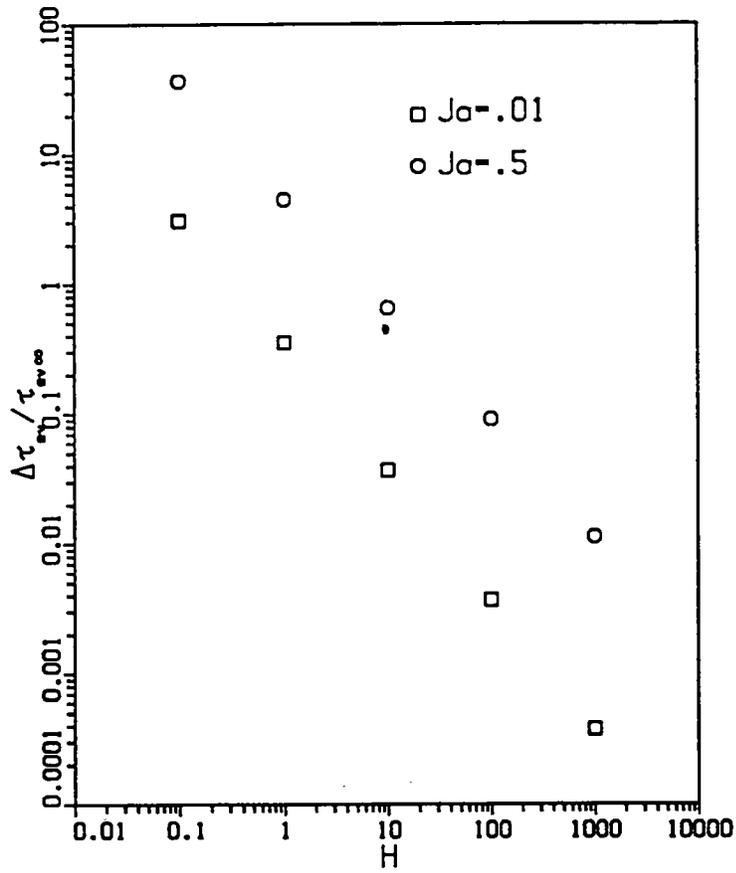


Figure 12: Influence du parametre  $H$  sur le temps d'évaporation ( $\alpha = \kappa = .05, \phi = 0$ ).

$\Delta\tau_{ev}(\phi = .1)/\tau_{ev0}$	$Ja = .01$	$Ja = .1$	$Ja = .5$
$\alpha = \kappa = .05$	-.399	-.058	.059
$\alpha = \kappa = .01$	-.126	-.0132	.0615
$\alpha = \kappa = .001$	-.021	.0021	.0636

Tableau A.VI.2. Valeurs de  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev0}$  pour  $\phi = .1$  et diverses valeurs des autres paramètres ( $H = \infty$ ).

pour l'évaporation. Par ailleurs une augmentation de  $\phi$  correspond à une diminution de l'enthalpie initiale du liquide ( $H_L(\tau = 0) = 1 - \phi/2$ ); on conçoit alors immédiatement qu'aux grandes valeurs de  $Ja$ ,  $\tau_{ev}$  augmente avec  $\phi$ ; par contre, aux faibles valeurs de  $Ja$ , l'enthalpie du solide contribue de manière importante à l'évaporation (le terme  $[\Delta H_S]_0^{\tau_{ev}}$  va contrebalancer le terme  $1/Ja$ ), et dans ce cas l'augmentation de  $\phi$  entraîne une augmentation de l'enthalpie initiale du solide et donc une diminution de  $\tau_{ev}$ .

Le tableau A.VI.2 donne les valeurs de  $\Delta\tau_{ev}/\tau_{ev0}$  pour  $\phi = 0.1$ , et d'autres valeurs de  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$ . On voit que, mis à part le cas  $\alpha = \kappa = 0.05$  et  $Ja = 0.01$  (qui correspondrait à de l'eau sur de l'acier inoxydable avec une surchauffe de la paroi de l'ordre de 5 K), tant que  $\phi$  est inférieur à 0.1 (valeurs qui correspondraient pour les mêmes conditions et avec  $\delta_0 = 1 \mu\text{m}$ , à un flux de chaleur de l'ordre de 350 kW/m<sup>2</sup>), on pourra confondre le résultat avec celui correspondant à  $\phi = 0$ ; toutefois, comme les valeurs numériques ci-dessus le montrent, l'incertitude découlant d'une telle approximation dans le cas de l'eau sur un matériau faiblement conducteur sera relativement élevée dans la majeure partie de la zone couverte par la vapeur ( $\phi$  augmente avec  $\delta_0$ ).

(Influence de  $\alpha$  et  $\kappa$ .) La figure 14 montre l'influence d'une variation  $\Delta\alpha$ , du paramètre  $\alpha$ , ou  $\Delta\kappa$ , du paramètre  $\kappa$ , autour des valeurs  $\alpha = \kappa = 0.01$ ,  $H = \infty$ ,  $\phi = 0$  et  $Ja = 0.1$ , 0.1 et 0.5;  $\Delta\alpha$  et  $\Delta\kappa$  sont pris chacun leur tour égaux à 0.005 et 0.01. On peut expliquer, de manière simplifiée, les comportements mis en évidence pour des augmentations de  $\alpha$  ou de  $\kappa$ .

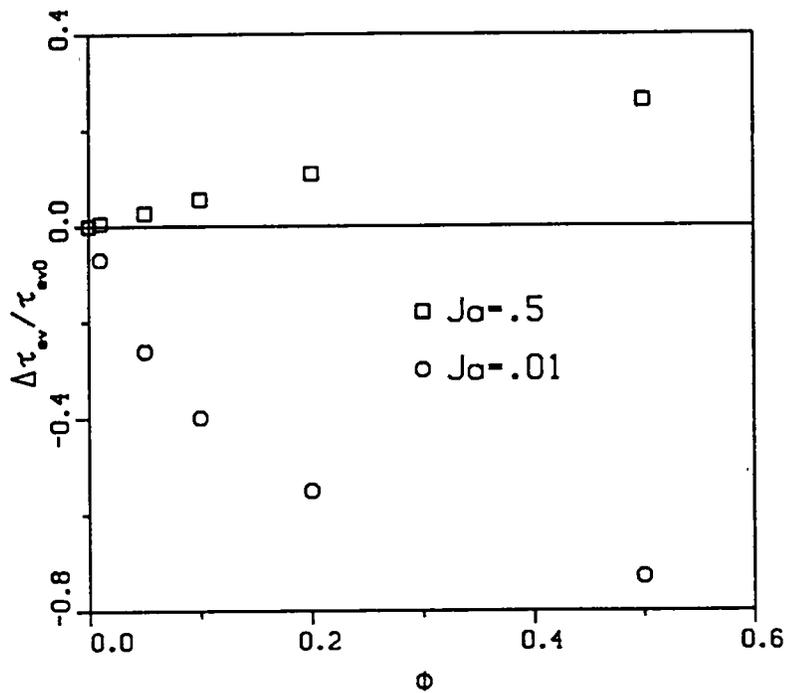


Figure 13: Influence du parametre  $\phi$  sur le temps d'évaporation ( $\alpha = \kappa = .05$ ,  $H = \infty$ ).

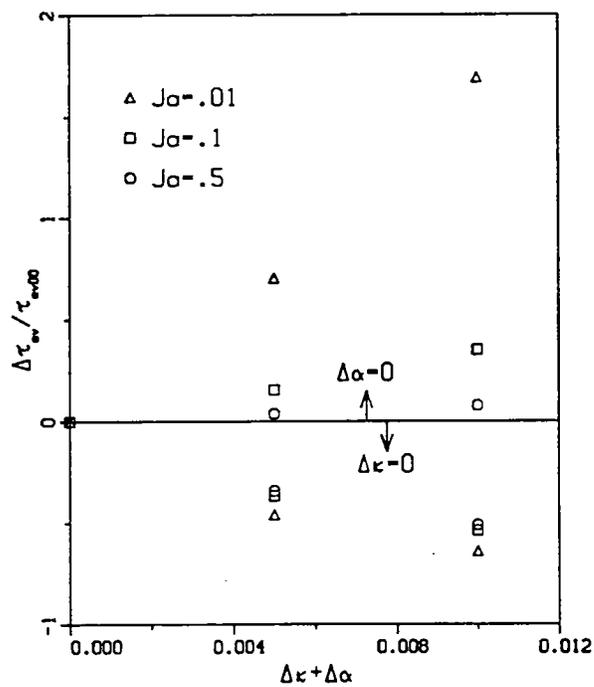


Figure 14: Influence d'une variation du parametre  $\alpha$  (partie inférieure) ou d'une variation de  $\kappa$  (partie supérieure) sur le temps d'évaporation ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ).

D'après les équations A.II.14 à A.II.22, il apparaît que la paramètre  $\alpha$  à deux rôles : celui de coefficient de diffusion dans le liquide (équation A.II.17) et celui de coefficient agissant directement sur la vitesse d'évaporation  $\dot{\Delta}$  (équation A.II.22). Si l'on prend maintenant l'équation instantanée de l'énergie (A.II.25) qui peut s'écrire (avec  $H = \infty$ ) :

$$\frac{1}{Ja} |\dot{\Delta}| = \left| \frac{dH_L}{d\tau} \right| + \frac{\alpha}{\kappa} \left| \frac{dH_S}{d\tau} \right| + \alpha\phi$$

il apparaît que le terme  $\dot{\Delta}$  va augmenter avec  $\alpha$  à travers les variations d'enthalpie du solide et à travers le terme  $\alpha\phi$  lorsque  $\phi$  est différent de 0; la conséquence directe est une diminution de  $\tau_{ev}$ , et cela d'autant plus que  $\phi$  est grand (ce qui peut expliquer en partie les tendances, dans le tableau A.VI.2, en fonction de  $\alpha$  et  $\kappa$ ).

Dans le cas d'une augmentation de  $\kappa$ , on constate que  $\tau_{ev}$  augmente, et cela de manière d'autant plus prononcée que  $Ja$  a une faible valeur. Le rôle de  $Ja$  est en fait le même que lorsque  $\phi$  variait. En effet,  $\kappa$  n'intervient dans les équations qu'à travers l'enthalpie initiale du solide et la conservation du flux à la paroi (équations A.II.14, A.II.18 et A.II.20); aux grandes valeurs de  $Ja$ , seule l'enthalpie du liquide contrôle l'évaporation, ainsi  $\kappa$  ne s'exprime pas; par contre, aux faibles valeurs de  $Ja$ , les transferts de chaleur dans le solide prennent un rôle important et  $\kappa$  devient un paramètre influent. Son influence peut alors être comprise en considérant les deux cas limites  $\kappa = 0$  et  $\kappa = \infty$ . Si  $\kappa = 0$ , on a nécessairement  $\theta'_X|_{0-} = 0$  (équation A.II.20); cela revient à imposer une température de paroi fixe et égale à 1 sans aucune restriction sur le flux de chaleur transmis au liquide, ce qui aura naturellement tendance à accélérer l'évaporation. Par contre si  $\kappa = \infty$  on a alors  $\theta'_X|_{0+} = 0$ ; la paroi est adiabatique ce qui va considérablement ralentir l'évaporation. Ainsi, on peut concevoir de manière intuitive l'influence d'une variation de  $\kappa$  sur le temps d'évaporation.

Le tableau A.VI.3 récapitule les valeurs de  $\tau_{ev}$  pour différentes valeurs de  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$  avec  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ .

(Influence de la vitesse d'évaporation.) Il est intéressant à ce niveau de noter que dans le cas de la solution analytique (chapitre III), les variations sont beaucoup moins com-

$\tau_{ev}$	$Ja = .01$	$Ja = .1$	$Ja = .5$
$\alpha = \kappa = .05$	8803	169.36	11.844
$\alpha = \kappa = .01$	13504	580.35	53.937
$\alpha = \kappa = .001$	69948	4858.6	513.9

Tableau A.VI.3. Valeurs de  $\tau_{ev}$  pour diverses valeurs des paramètres  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$  ( $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ).

plexes ( $d\tau_{ev}/\tau_{ev} = -d\alpha/\alpha - 2dC/C$ ). Une nouvelle fois, cela met en relief l'influence importante de la discontinuité au niveau de l'interface liquide-solide.

Enfin, on peut finir en montrant comment s'exprime la non linéarité due aux mouvements de l'interface liquide-vapeur, et qui fait qu'il est difficile d'obtenir l'évolution de la température de la paroi par une superposition de solutions simples semblable à celle établie par Cooper et Merry (1973) pour la variable  $\Delta$ . Pour cela on peut considérer les profils  $\theta_P(\tau)$  de la figure 15. On constate que selon la valeur de  $Ja$  la courbe  $\theta_P(\tau)$  présente des allures tout à fait différentes. Il est facile, en étudiant le cas où il existe une solution analytique, de s'assurer que cela ne vient pas d'un problème relatif à la résolution numérique lorsque la vitesse d'évaporation devient trop grande.

La solution analytique (chapitre III) donne pour  $X = 0$  :

$$\theta_P(\tau) = 1 - \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right)}{\operatorname{erfc}C}$$

Il peut être en fait plus commode d'étudier les variations temporelles de la température de la paroi qui s'écrivent

$$\frac{d\theta_P}{d\tau} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}\operatorname{erfc}C} \frac{\exp\left(-\frac{1}{4\alpha\tau}\right)}{4\sqrt{\alpha\tau^3}}$$

En introduisant la dérivée temporelle réduite  $\left|\frac{d\theta_P}{d\tau}\right|_0 = \frac{\sqrt{\pi}\operatorname{erfc}C}{4\alpha} \left|\frac{d\theta_P}{d\tau}\right|$ , cette expression peut être ramenée à :

$$\left|\frac{d\theta_P}{d\tau}\right|_0 = \frac{\exp\left(-\frac{1}{\tilde{\tau}}\right)}{\tilde{\tau}^{3/2}}$$

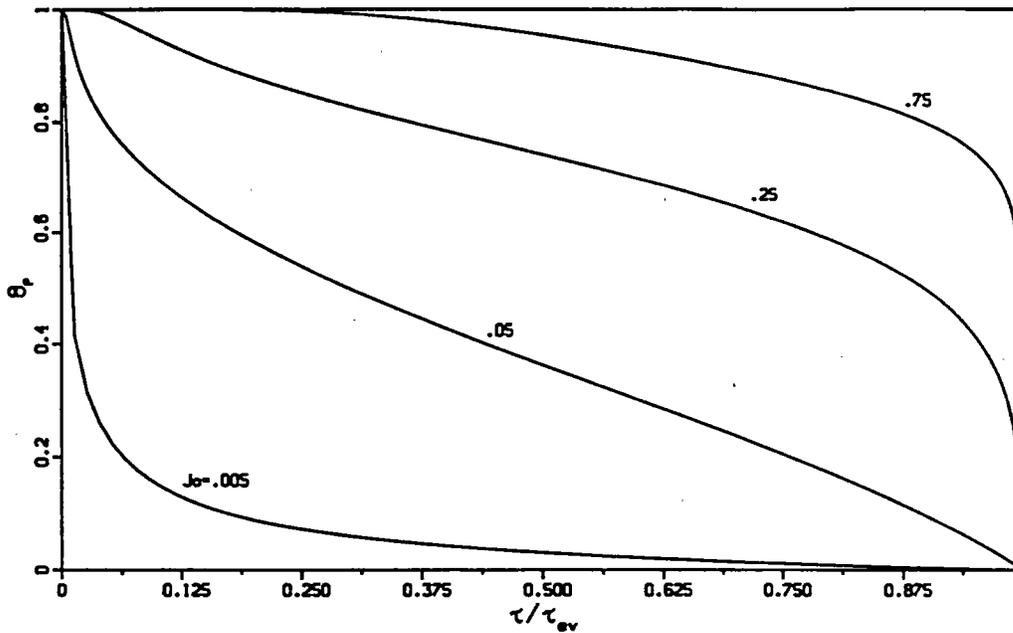


Figure 15: Evolution de la température de la paroi en fonction du temps pour diverses valeurs du paramètre  $Ja$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ).

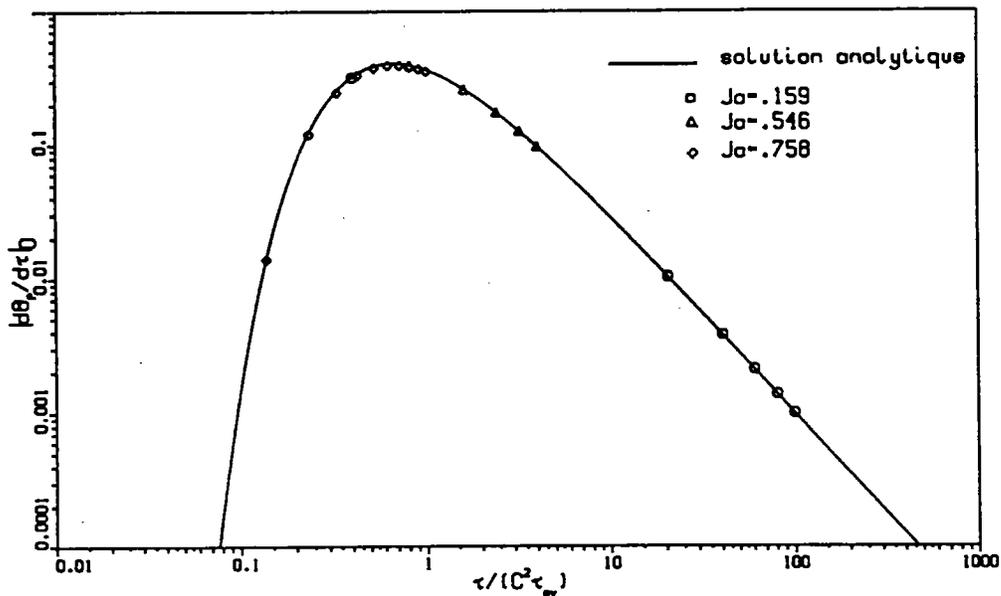


Figure 16: Variations de la température de la paroi en fonction du temps dans le cas  $\kappa = \sqrt{\alpha}$  ( $\alpha = 1.$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ); comparaison du résultat numérique et de la solution analytique.

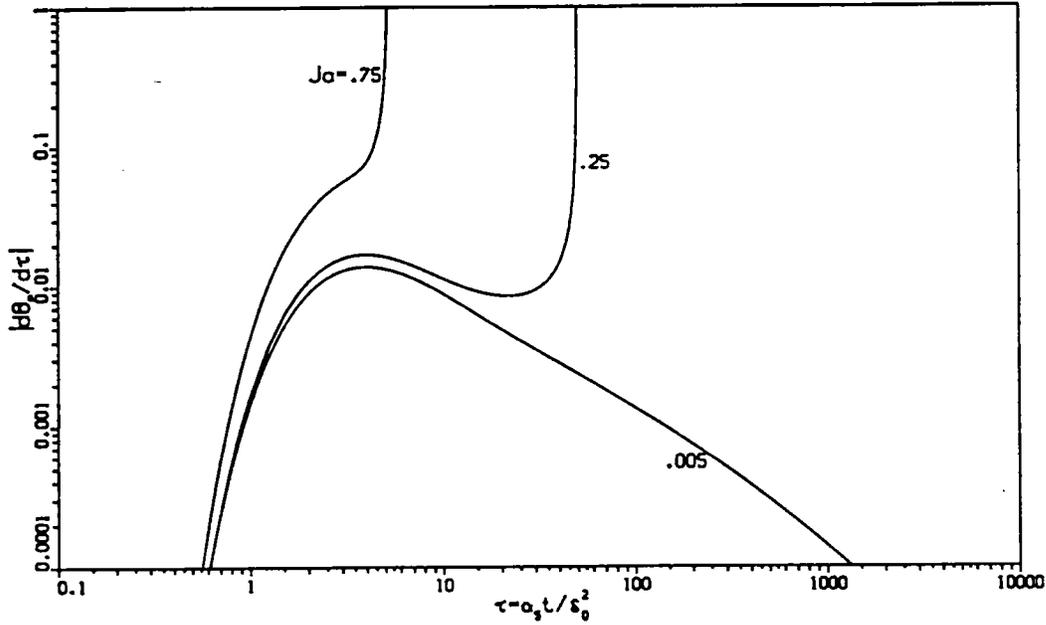


Figure 17: Variations de la température de la paroi en fonction du temps pour diverses valeurs du paramètre  $Ja$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ).

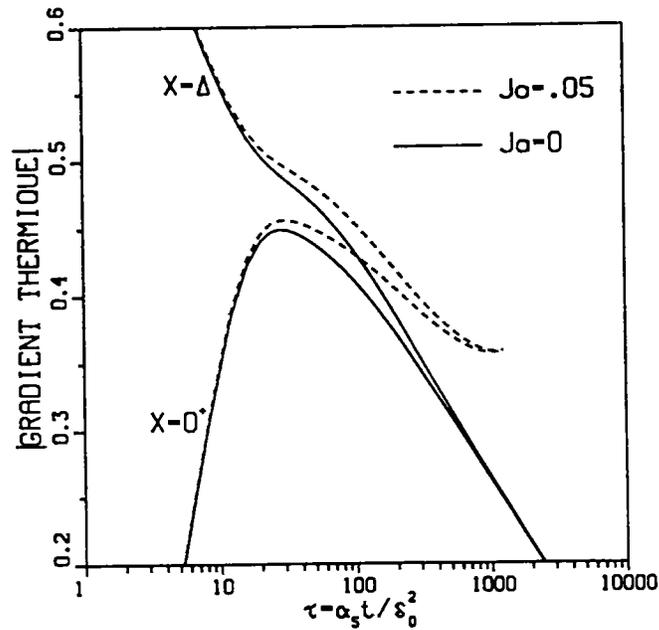


Figure 18: Evolutions des gradients thermiques en  $X = 0^+$  et  $X = \Delta$  dans les cas  $Ja = 0$  et  $Ja = .05$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = 1$ . et  $\phi = 0$ ).

où  $\tilde{\tau} = \tau/C^2\tau_{ev} = 4\alpha\tau$  (la formule ci-dessus est donc valable pour  $Ja = 0$ ). On voit donc que les variations de la température de la paroi peuvent être réduites à une grandeur invariante avec  $\alpha$  et  $Ja$ . La figure 16 montre que la solution numérique suit bien cette propriété.

Maintenant, si l'on regarde la figure 17 où l'on n'a plus  $\kappa = \sqrt{\alpha}$  (présence d'une paroi "réelle"), il apparaît que le comportement de la solution devient fortement lié à la vitesse d'évaporation. L'explication sommaire que nous pouvons donner est la suivante : dans le cas d'un problème de relaxation thermique simple (dissipation d'un excès de chaleur uniquement par conduction – par exemple  $Ja = 0$  ou  $\kappa = \sqrt{\alpha}$  dans la formulation présente), les gradients thermiques augmentent puis diminuent (voir figure 18). Le fait que le front d'évaporation se rapproche de la paroi va avoir tendance à "comprimer" la chaleur dans le liquide, si bien que les gradients vont décroître moins vite que dans le cas de la simple relaxation thermique (figure 18). Si la vitesse d'évaporation devient trop grande, la situation apparaît où les gradients thermiques vont croître à nouveau après une phase de décroissance (deux points d'inflexion dans la courbe  $\theta_P(\tau)$  – cas  $Ja = 0.25$  dans les figures 16 et 17) ou même ne feront que croître (pas de point d'inflexion sur la courbe  $\theta_P(\tau)$  – cas  $Ja = 0.75$  sur les figures 16 et 17).

## Chapitre VII : CONCLUSION

La résolution de l'évaporation d'un film liquide infini d'épaisseur uniforme a nécessité une méthode numérique. La méthode choisie (différences finies sous forme implicite avec un nombre de points de calcul constant dans le domaine liquide) permet d'obtenir des résultats satisfaisants lorsque la valeur de la surchauffe de la paroi est de l'ordre de celles rencontrées en ébullition dans le régime des bulles isolées. L'influence des propriétés thermiques de la paroi et du liquide a pu être mise en évidence, ainsi que le rôle de la surchauffe initiale de la paroi dans les transferts thermiques. Par ailleurs, il est difficile de trouver des approximations analytiques pour les variations des différentes variables du fait de l'influence complexe du déplacement de l'interface liquide-vapeur sur l'évolution de la température.

PARTIE B

## Chapitre I : INTRODUCTION

Nous avons établi un modèle simple de l'évaporation d'un film liquide infini sur une paroi chauffante. Nous allons maintenant l'appliquer au cas de l'évaporation de la microcouche existant à la base des bulles dans le régime de l'ébullition par nucléation. L'hypothèse fondamentale, outre de négliger les effets de la convection, sera de considérer que pour une bulle croissant "rapidement", la conduction radiale dans la paroi peut être négligée. Cela nous permettra de déduire des solutions simples à partir du modèle monodimensionnel développé dans la partie précédente.

En conservant l'idée que les échanges thermiques dans le régime des bulles isolées peuvent être modélisés en faisant une partition de la surface chauffante, et en considérant les diverses phases de l'ébullition en un site (Judd et Hwang, 1976)[voir introduction générale et figure 6], on peut alors essayer d'apporter un point de vue nouveau sur la question du rôle des échanges thermiques dans la paroi. Ce problème se ramène alors, en gardant la description classique, à l'étude de l'influence des propriétés thermiques de la paroi sur la croissance des bulles, sur les fréquences du cycle d'ébullition et sur les contributions des divers mécanismes d'échange de la chaleur au voisinage immédiat d'un site actif de nucléation.

## Chapitre II : LE MECANISME D'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE

(Les études expérimentales.) Avant que Moore et Mesler ne publient leur résultats (1961), les mécanismes reconnus d'échange de la chaleur en ébullition par nucléation sont l'agitation accrue du liquide au voisinage de la paroi, due aux mouvements des bulles, et l'effet de trempe lors du remouillage de la surface après le départ de la bulle, par du liquide plus froid que la paroi. Leurs travaux mirent alors en évidence, pour la première fois, l'existence de grandes fluctuations de la température de la paroi  $T_p$ . Dans leur expérience, ils utilisèrent un thermocouple, déjà conçu une dizaine d'années plus tôt, dont les résolutions spatiale et temporelle étaient très fines : la température mesurée correspondait à une intégration sur une aire de diamètre .005 in. (soit .127 mm), et le temps de réponse était de l'ordre de 1  $\mu$ s. Ce thermocouple était pressé sur une bandelette métallique servant de surface chauffante. Le liquide était de l'eau dégazée, bouillant aux conditions de saturation à la pression atmosphérique. Les variations de la f.e.m. étaient visualisées à l'aide d'un oscilloscope. Leurs mesures mettaient en évidence l'existence de sauts de température pouvant atteindre 30°F (un peu plus de 15°C) se faisant en moins de 1.5 ms, cela pour un flux de chaleur de l'ordre de 200 Btu/hr ft<sup>2</sup> (soit  $\approx$  600 kW/m<sup>2</sup>). Ces sauts brusques de la température ne pouvaient être expliqués ni par la présence de mouvements convectifs du liquide relativement intenses, ni par le mécanisme de remouillage de la paroi. La seule explication possible aux yeux des auteurs était l'existence d'une couche de liquide à la base de la phase vapeur s'évaporant très vite. En supposant que la chaleur extraite du solide pendant la chute de température (calculée par un modèle de conduction monodimensionnelle dans le solide) est égale à la chaleur latente de changement de phase de la couche, ils estimèrent que l'épaisseur de celle-ci devait être de l'ordre de 100  $\mu$ in (soit autour de 25  $\mu$ m), d'où l'introduction du terme "microcouche" (outre le fait que cette couche est si fine par rapport aux dimensions de la bulle qu'elle

n'avait jamais laissé de trace sur les études photographiques). Les mesures de Moore et Mesler ne donnaient donc pas une preuve directe de l'existence de la microcouche.

Les premières mises en évidence directes de ce mécanisme sont à mettre aux crédits de Sharp (1964) et Hospetti et Mesler (1965). Sharp utilisa un moyen optique dont le principe est le suivant : tout d'abord, afin d'avoir des bulles dont le sommet est plat, il confina le liquide au-dessus de la surface chauffante (faite de cuivre) par un hublot de verre parallèle à celle-ci; il éclaira ensuite la bulle par le haut avec une lumière monochromatique et cohérente, normale au hublot; la lumière rencontrait donc d'abord le sommet de la bulle, puis traversait la phase vapeur, se réfléchissait sur la surface chauffante et parcourait le chemin inverse. La présence d'une microcouche induit alors des variations du trajet optique produisant des franges d'interférence dont la disposition est directement liée au profil de la microcouche. Selon ses estimations, son épaisseur était de l'ordre de  $.5 \mu\text{m}$ , soit un ordre de grandeur de moins que les prévisions de Moore et Mesler. De leur côté, Hospetti et Mesler conclurent à l'existence d'un film liquide qui pouvait s'évaporer complètement, par l'étude des dépôts de substances, initialement en suspension dans le liquide, autour des sites de nucléation.

Jawurek (1969) fut le premier, à notre connaissance, à essayer de mesurer des profils de microcouche dans des conditions proches de celles existant en ébullition (en particulier, il soulignait que Sharp avait étudié un cas peu courant en confinant le liquide sur une hauteur très réduite). Il utilisa, comme Sharp, une méthode d'investigation par moyen optique, mais au lieu d'étudier la microcouche à travers la bulle, il l'étudia à travers la surface chauffante. Pour obtenir une surface transparente tout en produisant suffisamment de chaleur pour permettre la croissance des bulles, Jawurek conçut une surface faite d'un dépôt d'oxyde stannique ( $\text{SnO}_2$ ) en film très mince sur une plaque épaisse de verre servant de support; l'épaisseur du film était contrôlée et égale à une demi-longueur d'onde de la lumière incidente (la source lumineuse étant une lampe à arc de mercure de longueur d'onde égale à 434 nm). La surface était alors chauffée au moyen d'un courant électrique passant dans le film de  $\text{SnO}_2$ . L'auteur ne put employer que des liquides organiques car

l'eau en ébullition détruisait très vite le film de  $\text{SnO}_2$ . Ses résultats étaient en accord avec ceux de Sharp.

Le montage de Jawurek qui est apparu comme le plus adapté pour la mesure des profils de microcouche et qui fut repris par d'autres chercheurs plus tard (Voutnisos et Judd, 1975; Koffman et Plesset, 1983; Jawurek et coll., 1985), soulève toutefois la difficulté suivante : les franges d'interférence ne donnent une information sur le profil que si l'on suppose que l'épaisseur de la microcouche varie de façon monotone avec le rayon et qu'il n'y a pas de frange cachée vers le point de contact triple. Cela rend l'interprétation du réseau des franges très délicate. Par ailleurs, il est bon de noter que, la paroi étant en verre, si ses propriétés thermiques ont un rôle, la configuration étudiée par ces chercheurs peut donner lieu à des échanges thermiques particuliers; d'autre part, le fait de déposer un film sur la surface peut aussi produire des conditions de surface peu courantes dans les systèmes thermiques.

Cooper et Lloyd (1969) estimèrent l'épaisseur de la microcouche par des bilans thermiques à partir de mesures de la température de la paroi. Le principe de leur expérience était de chauffer par radiation une feuille de verre sur laquelle étaient positionnés des films thermométriques petits et fins (de surface égale à  $.075 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur égale à  $.5 \mu\text{m}$ ), et ayant de faibles constantes de temps (de l'ordre de  $.01 \mu\text{s}$ ), qui permettaient de mesurer les variations temporelles de la température  $T_p(t)$  de la feuille de verre. A partir des courbes  $T_p(t)$ , ils pouvaient estimer l'épaisseur de la microcouche par trois moyens : (i) par un modèle de conduction de la chaleur monodimensionnelle dans le solide, on peut remonter aux variations du flux de chaleur; en supposant que la microcouche s'évapore entièrement pendant le saut brusque de  $T_p$ , et que toute la chaleur transmise de la paroi au liquide (dont on néglige la surchauffe) sert uniquement au changement de phase, on obtient immédiatement le volume de liquide évaporé; (ii) si on néglige la capacité thermique de la microcouche, le profil de température dans la microcouche est linéaire, et ainsi, en équilibrant les flux de chaleur et de masse à l'interface liquide-vapeur, on obtient une équation différentielle sur l'épaisseur de la microcouche; la connaissance de  $T_p(t)$

permet alors d'intégrer cette équation et de remonter à l'épaisseur initiale (toujours en supposant que l'évaporation est complète à la fin du saut de température); (iii) enfin, il est aussi possible, en se donnant une épaisseur initiale, de calculer les variations de  $T_p$  en intégrant les équations de la chaleur dans le solide et le liquide, et d'itérer sur l'épaisseur initiale jusqu'à obtenir des courbes  $T_p(t)$  correspondant à celles mesurées. Ces trois méthodes menèrent à des résultats suffisamment proches les uns des autres pour apporter une nouvelle confirmation à la théorie de la microcouche. Par ailleurs, leurs estimations de l'épaisseur étaient plus proches des prévisions de Moore et Mesler que des mesures optiques de Sharp et de Jawurek, ce qui par conséquent reposait le problème de la détermination de l'épaisseur réelle de la microcouche.

Voutnisos et Judd (1975), à partir d'un montage voisin de celui de Jawurek, mesurèrent à nouveau des profils de microcouches. Toutefois, ils s'attachèrent à isoler aussi parfaitement que possible la fréquence de la source lumineuse afin de réaliser une meilleure définition des franges d'interférence. Ils obtinrent alors des résultats proches de ceux de Cooper et Lloyd. La figure 19 est extraite de leur article et présente les diverses estimations de l'épaisseur de la microcouche; dans leur expérience, sa valeur varie entre 1 et 10  $\mu\text{m}$ . Koffman et Plesset (1983) et Jawurek et coll. (1986) confirment ces résultats et il est maintenant admis que les mesures de Sharp (1964) et Jawurek (1969) contiennent des erreurs.

(Les modèles de formation de la microcouche.) Des modèles ont été proposés donnant une prédiction de l'épaisseur initiale de la microcouche en fonction du rayon  $\delta_0(r)$  (Cooper et Lloyd, 1969; Olander et Watts, 1969; Van Ouwerkerk, 1971). Ces modèles sont basés sur la résolution des équations de l'écoulement du liquide lors de la croissance d'une bulle avec les hypothèses de la couche limite, et en supposant de plus que le liquide dans la microcouche est au repos (ce qui paraît raisonnable si l'on considère que le film liquide est très mince, qu'il y a la condition d'adhérence à la paroi et si l'on suppose que l'interface liquide-vapeur est plan et ne génère donc pas de gradient de pression). L'épaisseur initiale  $\delta_0(r)$  est alors égale à l'épaisseur de déplacement de l'écoulement

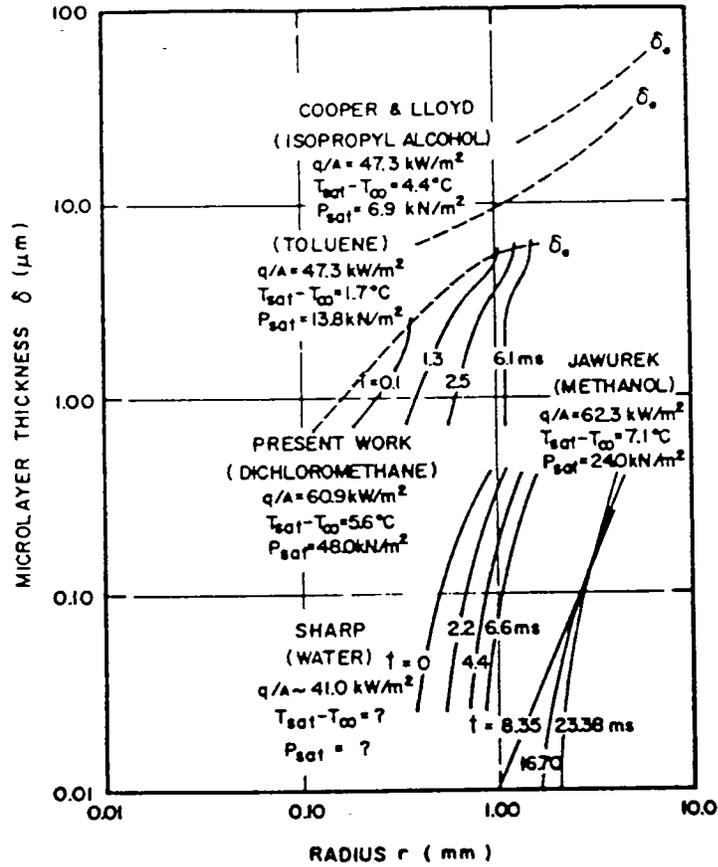


Figure 19: Différents résultats expérimentaux sur l'épaisseur de la microcouche (Voutnisos et Judd, 1975).

externe dû à la croissance de la bulle, et prise à l'extrémité de la microcouche (la bulle étant considérée hémisphérique, le rayon de la base est égale à son rayon et l'écoulement externe hors de la couche limite est aisément déduit en appliquant les hypothèses de fluide incompressible et non visqueux, et de symétrie sphérique). Cooper et Lloyd, et Olander et Watts, en ne considérant de plus que la composante radiale de la vitesse, simplifient encore le problème et le ramènent à la résolution d'une équation de diffusion. Leurs calculs, identiques dans le fond, mènent à une dépendance de l'épaisseur initiale de la microcouche avec le rayon de la bulle du type :

$$\delta_0(r) \sim \sqrt{\nu_L t_r} \quad (\text{B.II.1})$$

où  $\nu_L$  est la viscosité cinématique du liquide, et  $t_r$  est le temps que met la base de la bulle pour atteindre le rayon  $r$ . Cooper et Lloyd proposent la relation suivante :

$$\delta_0(r) = .8\sqrt{\nu_L t_r}$$

Cela donne dans le cas de la croissance isobare ( $R(t) = a\sqrt{t}$ ; voir annexe 1) :

$$\delta_0(r) = .8\frac{\sqrt{\nu_L}}{a}r \quad (\text{B.II.2})$$

Olander et Watts, de leur côté, gardent le résultat brut du calcul de l'épaisseur de déplacement :

$$\delta_0(r) = \frac{\sqrt{\pi\nu_L}}{4a}r$$

et remplacent le paramètre  $a$  par sa valeur prise dans la loi de croissance de Scriven (1959) :

$$\delta_0(r) = \frac{\pi}{4\sqrt{3}} \frac{\rho_V \mathcal{L}}{\rho_L c_L \Delta T_{sat}} \sqrt{\frac{\nu_L}{\alpha_L}} r \quad (\text{B.II.3})$$

Katto et coll. (1973) ont établi une corrélation à partir de mesures expérimentales de l'épaisseur de la microcouche :

$$\left. \frac{d\delta_0}{dr} \right|_{R(t)} = .65 \left( \frac{\mu \dot{R}}{\sigma} \right)^{1/6} / \sqrt{\frac{\dot{R}R}{\nu_L}}$$

où  $\dot{R}$  est la vitesse de croissance de la bulle. Cette relation donne donc la pente de la microcouche à son extrémité  $r = R(t)$ . On obtient alors aisément l'épaisseur  $\delta_0(R(t))$  par intégration :

$$\delta_0(R(t)) = \int_0^t \frac{d\delta_0}{dr} \Big|_R \dot{R} dt$$

Si l'on considère alors une loi de croissance  $R(t) = at^n$ , on aboutit à :

$$\delta_0(R(t)) = .65 \left( \frac{\mu}{\sigma} \right)^{1/6} \sqrt{\nu_L} n^{2/3} a^{1/6} \frac{6}{n+2} t^{n/6+1/3}$$

Il suffit d'éliminer  $t$  pour obtenir  $\delta_0(r)$  :

$$\delta_0(r) = .65 \left( \frac{\mu}{\sigma} \right)^{1/6} \sqrt{\nu_L} a^{1/3n} \frac{6n^{2/3}}{n+2} r^{1/6+1/3n}$$

Dans le cas de la croissance isobare ( $n = 1/2$ ), cela donne :

$$\delta_0(r) = .98 \left( \frac{\mu}{\sigma} \right)^{1/6} \sqrt{\nu_L} a^{2/3} r^{5/6} \quad (\text{B.II.4})$$

Enfin, on peut trouver de la part de Kotake (1970), sinon une prédiction de l'épaisseur de la microcouche, du moins une tentative d'estimation du profil en incluant dans ses équations le terme d'évaporation à l'interface. Son approche du phénomène est tout à fait comparable aux analyses des cas limites pour la croissance d'une bulle; il considère deux processus de formation du film liquide : le cas contrôlé par l'écoulement du liquide lors de la croissance de la bulle, où ne sont gardées que les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'évaporation, et le cas contrôlé thermiquement où l'équation de la chaleur prend la place de celle de la quantité de mouvement, les termes d'inertie devenant nuls. Dans le premier cas il retrouve le résultat de Cooper et Lloyd, et Olander et Watts :

$$\delta_0(r) \sim \sqrt{\nu_L t_r}$$

alors que dans le second cas, il obtient :

$$\delta_0 \sim \frac{\rho_V}{\rho_L} r$$

où  $\rho_V$  et  $\rho_L$  sont les masses volumiques respectives de la vapeur et du liquide.

(Évaporation d'un ménisque.) Il peut sembler que les modèles d'évaporation de la microcouche en ébullition par nucléation simplifient beaucoup la réalité : dans les modèles de formation de la microcouche (prédiction de l'épaisseur initiale  $\delta_0$ ), les transferts de chaleur et de masse sont négligés (voir ci-dessus), et pour les modèles d'évaporation de la microcouche, seule l'équation de l'énergie est prise en compte, le rôle des termes convectifs n'étant pas abordé.

Il existe des travaux sur l'évaporation d'un ménisque stationnaire qui peuvent apparaître comme une description plus réaliste des processus physiques – en particulier, les modèles incluent certains problèmes d'instabilités des films minces. Toutefois, il est difficile d'appliquer ces résultats au cas de l'ébullition, du fait que pour produire un ménisque stable, il est nécessaire de rester à des faibles valeurs du flux de chaleur et de la surchauffe de la paroi. Les travaux de Renk et Wayner (1979) et de Mirzamoghadam et Catton (1988), qui nous semblent être des bases sûres des connaissances acquises dans ce domaine, ne traitent que des flux de chaleur faibles (dans les travaux de Renk et Wayner, la valeur maximale du flux de chaleur atteinte étant de 1.36 W/m par longueur de ménisque) et les surchauffes de la paroi ne dépassent pas 1°K dans l'étude de Mirzamoghadam et Catton. Dans les deux études, dès que ces limites sont dépassées, des comportements instables apparaissent sous forme d'oscillations du ménisque.

Dans le cas du ménisque stationnaire, le profil de l'interface liquide-vapeur s'adapte au flux de chaleur de manière à produire le gradient de pression nécessaire à l'établissement d'un écoulement de liquide alimentant l'interface avec un débit suffisant pour équilibrer la quantité de masse évaporée (Renk et Wayner). Lorsque le flux de chaleur devient trop important, le ménisque se met à osciller. Mirzamoghadam et Catton (1986) ont montré que les effets thermocapillaires pouvaient engendrer de telles oscillations.

En simplifiant les choses, on peut dire que dans le cas du ménisque stationnaire, le liquide dans la microcouche ne peut être considéré au repos car son écoulement, engendré

par les gradients de pression le long de l'interface, sert précisément à maintenir le profil stationnaire (il est important de noter que les termes de convection n'apparaissent pas dans l'équation de la chaleur du fait des faibles valeurs du nombre de Rayleigh). Renk et Wayner ont ainsi déduit des débits d'alimentation du ménisque atteignant  $20 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$  par largeur de ménisque; si l'on se réfère aux mesures de Jawurek et coll. (1986), le volume évaporé instantané de la microcouche lors de l'ébullition saturée du méthanol à une pression de 58.5 kPa et pour une surchauffe de  $25.3^\circ\text{K}$ , est de l'ordre de  $750 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{s}$ , et en terme de débit d'alimentation par profondeur de la microcouche pour une bulle de 5 mm de rayon, on obtiendrait  $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . Il apparaît donc peu probable que le mouvement du liquide vers l'interface dû aux gradients de pression, joue un rôle identique dans le cas de l'évaporation de la microcouche en ébullition; le problème des instabilités propres aux films minces s'évaporant reste, malgré tout, entier dans le cas de l'ébullition.

### Chapitre III : MODELISATION DES ECHANGES DE CHALEUR DURANT L'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE

(Hypothèses du modèle.) Dans la première partie, nous avons traité le problème de l'évaporation d'un film infini d'épaisseur constante chauffé par une paroi. Il s'agit maintenant de préciser comment les résultats obtenus peuvent être étendus au cas de l'évaporation de la microcouche lors de la croissance d'une bulle. Si l'on suppose que la croissance de la bulle est axisymétrique, il n'apparaît qu'une dimension supplémentaire correspondant à la direction radiale; on notera donc  $\vec{r}$  ce nouvel axe,  $\vec{x}$  étant toujours normal à la paroi. La configuration étudiée est illustrée sur la figure 20. On considérera alors que, dans une section  $r = r_0$  donnée, les transferts de chaleur instationnaires liés à l'évaporation de la microcouche débiteront dès que la base de la bulle atteint ce rayon, et qu'ils se feront essentiellement selon la direction  $\vec{x}$ , donc que l'on pourra appliquer la solution monodimensionnelle avec l'épaisseur de film adéquate (la température de paroi sera prise initialement uniforme). Lorsque la section  $r = r_0$  est asséchée (la microcouche s'est évaporée complètement), le solide est en contact avec la phase vapeur et on considèrera qu'il n'y a pas d'échange thermique (condition adiabatique). On rappelle, par ailleurs, que l'on ne s'intéresse dans le cas présent qu'aux parois épaisses assimilables à un solide semi-infini.

L'existence d'une variation de la courbure de l'interface liquide-vapeur implique la présence de gradients de pression le long de cette interface, et donc de mouvements au sein du liquide. Dans les modèles de formation de la microcouche que nous avons présentés, l'interface était supposée plane. Nous avons aussi vu qu'il existe des modèles apparamment plus complets de l'évaporation d'un ménisque stationnaire selon lesquels le mouvement du liquide engendré par les forces capillaires équilibre le flux de masse évap-

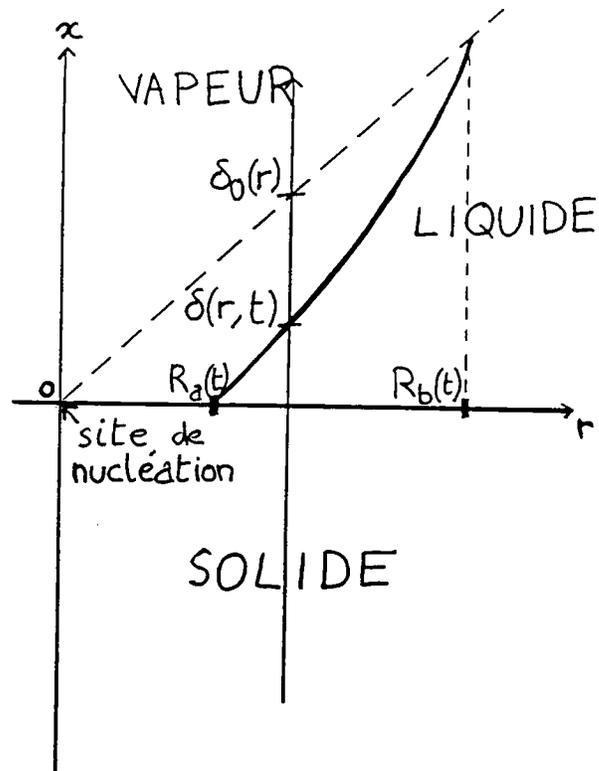


Figure 20: Schéma illustrant le phénomène d'évaporation de la microcouche.

oré; toutefois, il est apparu que dans le cas de l'ébullition où les flux de chaleur et les températures de la paroi sont grands, le rôle de tels mouvements du liquide peut perdre de l'importance du fait des débits élevés de masse évaporée. Par ailleurs, la faible épaisseur de la microcouche peut toujours nous permettre de négliger les termes convectifs dans l'équation de la chaleur.

Il existe un autre problème qui peut paraître plus complexe, relatif à la présence d'un point de contact triple liquide-vapeur-paroi. Les travaux de Mirzamoghadam et Catton (1988) ont montré l'importance de l'angle de contact (fonction de la surchauffe de la paroi) et des phénomènes thermocapillaires dans l'apparition d'instabilités sous forme d'oscillation du ménisque. De tels effets peuvent aussi se développer lors de l'évaporation de la microcouche à la base de la bulle. Si l'on considère de plus les forces moléculaires de rupture d'un film très mince (de l'ordre de 10 nm), il est possible de concevoir un assèchement non-contrôlé par les transferts thermiques le long de la microcouche (Tsung-Chang et Bankoff, 1990). Il n'existe, à notre connaissance, pas de données sur ce sujet et dans ce travail nous négligerons l'existence éventuelle de tels phénomènes, ce qui, malgré tout, ne nous empêchera pas de mettre en évidence certains comportements apparaissant en ébullition.

Il reste à présent à soulever une deuxième difficulté due à la présence d'une nouvelle dimension. L'hypothèse fondamentale sera de considérer que le champ de température  $T(x, r, t)$  est obtenu dans chaque section  $r = r_0$ , en estimant que l'évolution est la même que celle de la solution monodimensionnelle de l'évaporation du film infini en prenant comme épaisseur initiale  $\delta_0(r_0)$ , et dans laquelle le temps est retardé d'un intervalle égal au temps mis par le front de la base de la bulle pour atteindre le rayon  $r_0$  (apparition d'une microcouche en  $r = r_0$ ). Cette hypothèse équivaut à négliger le terme de conduction radiale dans l'équation de la chaleur. En notant  $\bar{T}$  la solution monodimensionnelle calculée à partir de la mise en équations du film infini, et en supposant qu'elle ne dépend pas de

$\delta_0$  ( $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ), cette hypothèse s'écrit :

$$T(x, r, t) = \bar{T}(x, t' = t - \left(\frac{r}{a}\right)^2)$$

où  $a$  est la constante de la vitesse de croissance de la base de la bulle définie par la loi :  $R_b(t) = a\sqrt{t}$ ,  $R_b$  étant le rayon de la base de la bulle. Cette loi rappelle la loi isobare de croissance des bulles (voir annexe 1); en effet, pour les bulles dont la forme est proche de celle d'une hémisphère (cas des pressions de l'ordre de ou inférieure à 1 atm), on peut considérer que la base croît à une vitesse légèrement inférieure à celle de la bulle et appliquer l'approximation par une loi en  $\sqrt{t}$ ; ceci n'est plus vrai lorsque la bulle tend vers une forme sphérique (cas des pressions supérieures à 1 atm) pour laquelle la base est très petite et croît très lentement – ce qui rend d'ailleurs la modélisation invalide.

Le champ  $T$  est solution de l'équation de la chaleur à symétrie cylindrique :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha' \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right) \quad (\text{B.III.1})$$

et  $\bar{T}$  est solution de :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} = \alpha' \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} \quad (\text{B.III.2})$$

avec les conditions limites appropriées (voir chapitre A.II), et où  $\alpha'$  est égal à  $\alpha_S$  ou  $\alpha_L$ .

Sachant qu'on a les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} \\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) &= -\frac{4}{a^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} + \left( \frac{2r}{a^2} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial t'^2} \end{aligned}$$

il apparaît que  $\bar{T}$  est solution de l'équation (B.III.1) si :

$$\left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right| \ll \left| \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right| \quad (\text{B.III.3})$$

ou en remplaçant par  $\bar{T}$  :

$$\left| -\frac{4}{a^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} + \left( \frac{2r}{a^2} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial t'^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} \right|$$

ce qui donne en transformant une nouvelle fois à l'aide de l'équation B.III.2 :

$$\left| \frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} + \left( \frac{r}{a} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial t'^2} \right| \ll \frac{a^2}{4} \alpha' \left| \frac{\partial \bar{T}}{\partial t'} \right|$$

En adimensionnant de la même manière que pour le film infini ( $\tau = \frac{\alpha_S t'}{\delta_0^2}$ ,  $\theta = \frac{\bar{T} - T_{sat}}{T_{P0} - T_{sat}}$ ), on obtient la condition que doit vérifier la solution monodimensionnelle :

$$\forall \tau, \forall X, \quad \left| \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - \frac{\alpha_S}{a^2} \left( \frac{r}{\delta_0} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} \right| \ll \frac{a^2}{4} \alpha' \left| \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right| \quad (\text{B.III.4})$$

Si l'on veut traiter de la même façon le cas où la solution  $\theta(\tau, X)$  dépend de  $\delta_0$  à travers les paramètres  $H$  et  $\phi$ ,  $\delta_0$  étant aussi fonction du rayon  $r$ , on se heurte à la difficulté de devoir évaluer des dérivées de la forme  $\frac{\partial^n \theta}{\partial H^n}$  et  $\frac{\partial^n \theta}{\partial \phi^n}$ . Si les variations avec  $\phi$  peuvent être négligées (voir tableau A.VI.2), il n'en est pas de même pour  $H$ . En l'absence d'évaporation ( $Ja = 0$ ), on peut dire que grossièrement, pour les faibles valeurs de  $\tau$  on a  $\left| \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right| > \left| \frac{\partial \theta}{\partial H} \right|$ , et pour les grandes valeurs du temps l'inégalité contraire, la limite entre les deux domaines diminuant avec  $H$ , ce qui est peu satisfaisant <sup>(7)</sup>. Lors de l'évaporation de la microcouche, le paramètre  $H$  varie "théoriquement" entre 0 ( $\delta_0 = 0$ ,  $r = 0$ ) et une valeur supérieure  $H_m$  qui vérifie à priori  $H_m \gg 1$  (comme on l'a déjà noté à plusieurs reprises, les données sur le coefficient d'évaporation  $h_e$  dérivant de la théorie cinétique sont rares). Ainsi, la solution adimensionnelle  $\theta(\tau, X)$  va beaucoup varier – en particulier, le temps d'évaporation adimensionnel  $\tau_{ev}$  va varier entre l'infini et une valeur finie – surtout pour des valeurs de  $\delta_0$  faibles. Ceci entraîne qu'il est très vraisemblable que l'inégalité B.III.4 n'est pas applicable quand on choisit une condition limite avec flux d'évaporation pour les faibles valeurs du rayon correspondant à une région limitée autour du site de nucléation, et pour laquelle  $H < 1$ ; par conséquent, sachant que les tailles des embryons de vapeur sont voisines de celles des cavités, c'est-à-dire de l'ordre de  $10\mu\text{m}$  (Shoukri et Judd [1975] ont trouvé expérimentalement que les cavités plus grandes ne s'activent pas – pour les plus petites, l'équilibre thermodynamique ne peut être satisfait que pour des surchauffes très élevées comme le montre la relation de Laplace), il apparaît que la

description du début du processus de croissance de la bulle, régi par une loi isotherme, est difficile à obtenir avec la présente modélisation.

Si l'on revient maintenant à l'inégalité B.III.4, on se doute que le terme  $\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2}$  est négligeable par rapport à  $\frac{\partial \theta}{\partial \tau}$ , mis à part les premiers instants de l'évolution au début de l'évaporation et à la suite du contact solide-vapeur (cas de changement brusque des conditions limites <sup>(8)</sup>). Le critère d'application de la solution monodimensionnelle sera donc en fait (le liquide étant faiblement conducteur par rapport au solide dans cette étude) :

$$\frac{a^2}{\alpha_s} \gg 1 \quad (\text{B.III.5})$$

La diffusivité thermique pour les matériaux métalliques varie approximativement de  $4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  (acier inoxydable) jusqu'à  $100 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  (cuivre). On peut donc dire (cf annexes 1 et 2) que les matériaux bons conducteurs constituent une limite de validité de l'inégalité B.III.5. Dans le cas des fortes pressions où les vitesses de croissance des bulles diminuent, cette condition peut donc ne pas être vérifiée avec des matériaux qui conduisent bien la chaleur comme le cuivre ou même l'aluminium.

(Formules résultant de la modélisation.) Maintenant que le cadre de l'application du résultat monodimensionnel au cas de l'évaporation de la microcouche est défini, on peut expliciter la forme du résultat obtenu pour le cas bidimensionnel. Les quantités qui nous intéressent sont au nombre de trois : épaisseur de la microcouche  $\delta(r, t)$ , température de la paroi  $T_P(r, t)$  et flux de chaleur dissipé à la paroi  $Q_P(r, t)$ . A chacune de ses quantités prise pour une section donnée, correspond une solution monodimensionnelle qui est dans la suite surlignée (  $\bar{\delta}(t')$ ,  $\bar{T}_P(t')$  et  $\bar{Q}_P(t')$  ).

Si l'on considère que la microcouche a une épaisseur initiale constante  $\delta_0$  indépendante de  $r$ , on peut écrire :

$$f(r, t) = \bar{f}(t' = t - \left(\frac{r}{a}\right)^2) \quad (\text{B.III.6})$$

où  $f$  est une des trois quantités citées ci-dessus et  $\bar{f}$  celle correspondante pour le problème monodimensionnel. En prenant les quantités adimensionnées  $F$  et  $\bar{F}$  avec les mêmes

échelles que dans le cas du film infini (correspondant donc à  $\Delta, \theta_P$  et  $\dot{Q}_P$ , et à  $\bar{\Delta}, \bar{\theta}_P$  et  $\bar{Q}_P$ ), on obtient :

$$F(r, t) = \bar{F}\left(\frac{\alpha_S}{\delta_0^2}\left(t - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)\right)$$

En posant

$$\rho = \frac{\sqrt{\alpha_S} r}{a \delta_0}$$

on peut écrire la relation finale sous la forme :

$$F(\rho, t) = \bar{F}\left(\frac{\alpha_S t}{\delta_0^2} - \rho^2\right) \quad (\text{B.III.7})$$

Si, maintenant, on considère le cas où l'épaisseur initiale de la microcouche varie avec le rayon -  $\delta_0 = br$  - (Cooper et Lloyd, 1969; Olander et Watts, 1969; voir aussi le chapitre précédent), et où  $H$  est infini et  $\phi$  est nul, la relation B.III.6 est toujours valable, mais cette fois les quantités adimensionnées  $\Delta$  et  $\dot{Q}_P$  s'écrivent  $\frac{\delta(r, t)}{\delta_0(r)}$  et  $\frac{\delta_0(r)}{T_{P0} - T_{sat}} \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0-}$ . On peut alors écrire :

$$F(r, t) = \bar{F}\left(\frac{\alpha_S t}{b^2 r^2} - \frac{\alpha_S}{a^2 b^2}\right)$$

En remplaçant  $t$  par  $(R_b/a)^2$ , où  $R_b$  est le rayon de la base de la bulle au temps  $t$ , et en posant :

$$\rho = \frac{r}{R_b} = \frac{r}{a\sqrt{t}}$$

on obtient :

$$F(\rho) = \bar{F}\left(\frac{\alpha_S}{a^2 b^2}\left(\frac{1}{\rho^2} - 1\right)\right) \quad (\text{B.III.8})$$

Cette relation indique que les profils dans le plan  $(F, \rho)$  sont invariants avec le temps. On introduit alors un paramètre d'épaisseur de microcouche  $\gamma$  défini par :

$$\gamma = \frac{a^2 b^2}{\alpha_L} \quad (\text{B.III.9})$$

La relation B.III.8 devient :

$$F(\rho) = \bar{F}\left(\frac{1}{\alpha\gamma}\left(\frac{1}{\rho^2} - 1\right)\right) \quad (\text{B.III.10})$$

Dans le cas de la théorie de Cooper et Lloyd (1969) ou de Olander et Watts (1969), on tire directement d'après les équations B.II.2 et B.II.3 :

$$\gamma \sim Pr_L$$

ce qui montre que les profils dans le plan  $(F, \rho)$  sont indépendants de la vitesse de croissance de la bulle. On remarquera toutefois que le coefficient de proportionnalité varie beaucoup d'un calcul à l'autre, puisque il est égal à  $.8^2$  à partir de l'estimation de Cooper et Lloyd, et à  $\pi/16$  à partir de celle de Olander et Watts; on verra plus loin quelle peut être l'incidence d'une variation sur  $\gamma$  qui est, soulignons-le, le seul paramètre dans ce modèle qui peut être considéré comme indéterminé du fait du manque de données expérimentales.

Si l'on utilise une loi  $\delta_0(r)$  du type  $\delta_0 = br^q$  (cas de la corrélation de Katto et coll. [1973]), les profils ne sont plus indépendants du temps, et avec les mêmes notations que ci-dessus, on obtiendra :

$$F(\rho, t) = \bar{F}\left(\frac{R_b(t)^{2-2q} (1 - \rho^2)}{\alpha\gamma \rho^{2q}}\right) \quad (\text{B.III.11})$$

Il reste maintenant à traiter le cas où l'épaisseur initiale varie avec le rayon et  $H$  est fini où  $\phi$  est nul. Il semble qu'il n'existe plus alors de déduction simple des profils à partir de la solution monodimensionnelle. L'équation B.III.6 s'écrit dans ces conditions :

$$f(r, t) = \bar{f}(\delta_0(r), t - \left(\frac{r}{a}\right)^2)$$

ce qui montre que la solution monodimensionnelle pour une épaisseur  $\delta_0$  donnée ne peut être appliquée que dans la section correspondante  $r(\delta_0)$ . Cela rend donc le modèle moins avantageux que précédemment. Il faut alors se donner une suite  $(\delta_{0i})$  d'épaisseurs initiales; on obtient alors dans chaque section  $r_i(\delta_{0i})$  la solution pour l'évaporation de la microcouche par :

$$F(r_i, t) = \bar{F}\left(\delta_{0i}, \frac{\alpha S}{\delta_{0i}^2} \left(t - \left(\frac{r_i}{a}\right)^2\right)\right)$$

Si l'on choisit une loi  $\delta_0 = br$ , cela donne :

$$F(r_i, t) = \bar{F} \left( \delta_{0i}, \frac{\alpha st}{\delta_{0i}^2} - \frac{1}{\alpha \gamma} \right) \quad (\text{B.III.12})$$

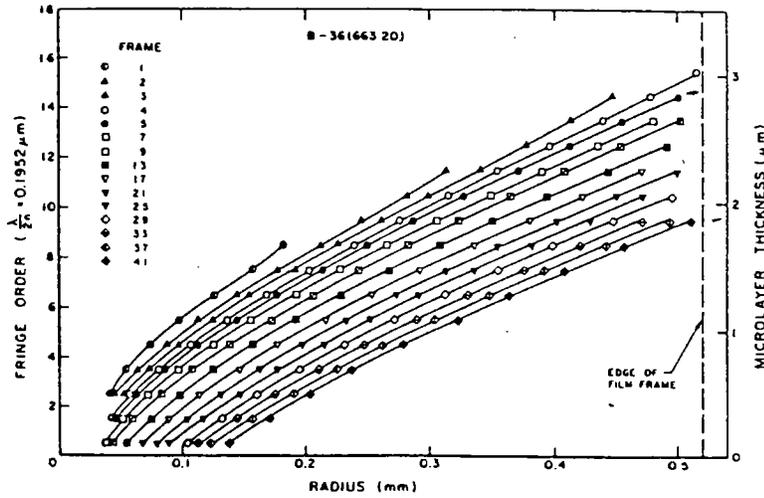
Compte-tenu de la lourdeur de la procédure pour obtenir des profils avec  $H < \infty$  ou  $\phi > 0$ , il sera intéressant de montrer une dernière fois et de manière plus directe, que l'erreur commise en prenant  $H = \infty$  et  $\phi = 0$  est relativement faible dans le cadre d'une étude purement théorique.

## Chapitre IV : PROFILS DE MICROCOUCHES ET ZONES ASSECHÉES

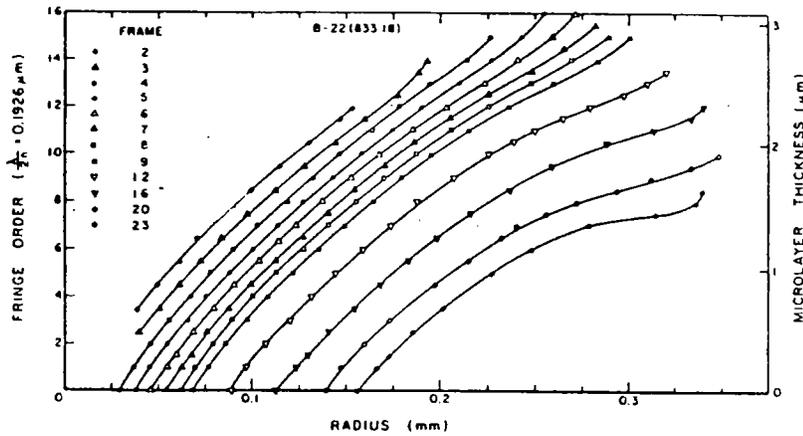
### Comparaison du modèle et des données de Koffman et Plesset

Nous avons présenté brièvement dans le chapitre II les divers travaux qui ont été faits sur la détermination expérimentale du profil de la microcouche en ébullition. Il apparaît alors intéressant de comparer les résultats de notre modèle avec ces données expérimentales. Toutefois, il faut noter que les études sur les profils de microcouche manquent, en général, de données sur la surchauffe de la paroi ou la vitesse de croissance des bulles (mise à part l'étude de Jawurek et coll. (1986), où les données manquantes sont relatives à l'épaisseur initiale de la microcouche); cela peut rendre la confrontation du modèle avec l'expérience délicate et il restera toujours une certaine incertitude principalement due au fait que l'on utilisera une plage relativement large de valeurs pour les paramètres manquants. Nous allons ainsi essayer de comparer le modèle avec les données de Koffman et Plesset (1983); nous avons choisi ces données parce qu'elles sont parmi les plus récentes et donc les auteurs ont pu tirer profit d'expériences antérieures pour prendre toutes les précautions dans l'application de la technique de mesure par interférométrie laser et pour interpréter les franges d'interférence.

Le montage de Koffman et Plesset est fort proche de celui de Jawurek (1969) dont nous avons discuté précédemment (chapitre II) : un film d'oxyde stannique est déposé sur du verre pyrex 7740 (d'épaisseur 3.2 mm) et le liquide bout au contact du film lorsqu'il est traversé par un courant électrique. La surface chauffante est éclairée à travers le verre par une source cohérente d'Argon (de longueur d'onde  $\lambda = 514.5$  nm), et la lumière réfléchie présente des franges d'interférence que l'on peut relier au profil de la microcouche. L'eau et l'éthanol sont les deux fluides étudiés; les auteurs ont présenté une série de profils pour chaque fluide correspondant, pour l'eau, à un flux de chaleur de  $204 \text{ kW/m}^2$  et un degré



a. eau (pression atmosphérique; flux de chaleur moyen de  $204 \text{ kW/m}^2$ ;  
 sous-refroidissement de  $21.7^\circ\text{C}$ )[15.25 images/ms]



b. éthanol (pression atmosphérique; flux de chaleur moyen de  $26.5 \text{ kW/m}^2$ ;  
 sous-refroidissement de  $5.7^\circ\text{C}$ )[13.99 images/ms]

Figure 21: Profils de microcouches mesurés par Koffman et Plesset (1983).

r (mm)	.1	.2	.3	.4
image 4	.85	1.47	2	2.51
image 25	.18	.82	1.33	1.79

a. eau

r (mm)	.1	.15	.2	.25
image 4	1.31	2	2.58	/
image 12	.28	1.05	1.66	2.14

b. éthanol

Tableau B.IV.1. Epaisseur de la microcouche  $\delta$  ( $\mu\text{m}$ ) pour divers rayons d'après les résultats de Koffman et Plesset (1983).

sous-refroidissement de  $21.7^\circ\text{C}$ , et pour l'éthanol, à  $26.5 \text{ kW/m}^2$  et  $5.7^\circ\text{C}$  (voir figure 21). Les franges d'interférence sont filmées par cinématographie rapide (vitesse maximale égale à 15000 images par seconde). Pour l'eau, nous utiliserons les images 4 et 25 (temps de croissance  $t$  compris entre .197 ms et .262 ms pour l'image 4, et de l'ordre de 1.6 ms pour l'image 25), et pour l'éthanol, les images 4 et 12 <sup>(9)</sup> ( $t$  compris entre .214 ms et .286 ms pour l'image 4, et de l'ordre de .75 ms pour l'image 12). Sur les tableaux B.IV.1.a-b sont portés les valeurs estimées de l'épaisseur de la microcouche d'après les courbes des auteurs.

Pour ce qui est des paramètres de calcul, Koffman et Plesset ne donnent pas les surchauffes de la paroi (intervenant dans  $Ja$  et  $\phi$ ); ils estiment que la constante  $(\gamma/Pr_L)^{1/2}$  est comprise entre .3 et .4; enfin, ils donnent les épaisseur initiales pour  $r = .25 \text{ mm}$  : pour l'eau,  $\delta_0 = 1.85 \mu\text{m}$ , et pour l'éthanol,  $\delta_0 = 3 \mu\text{m}$ ; cela permet d'évaluer (de manière peu précise) le paramètre  $b = \delta_0/r$  :  $b = .0074$  pour l'eau et  $b = .012$  pour l'éthanol <sup>(10)</sup>.

L'application du modèle nécessite quelques modifications dans les équations pour tenir compte de la présence d'un film sur la paroi solide produisant de la chaleur. Ce film étant très fin, nous allons pouvoir négliger sa capacité thermique, ce qui nous permettra d'établir la relation suivante à l'interface liquide-solide (le détail de l'établissement de cette formule se trouve dans l'annexe 4) :

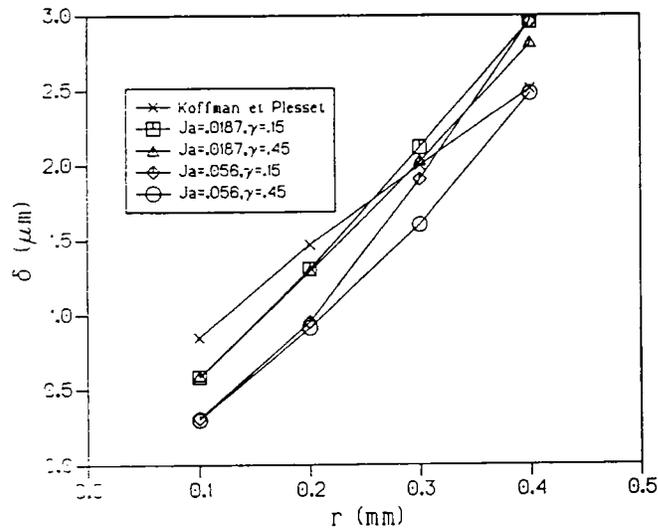
$$k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^-} = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^+} + Q_0$$

Les propriétés thermiques de la paroi sont celles du pyrex 7740 ( $k_S \simeq .01 \text{ W/cm}^\circ\text{K}$  et  $\alpha_S \simeq .005 \text{ cm}^2/\text{s}$  [d'après *Thermophysical Properties of Matter, the TPRC Data Series*, Y.S. Touloukian & C.Y. Ho, IFI/PLENUM, New York-Washington, 1970]), ce qui correspond à des propriétés peu courantes en ébullition. L'épaisseur du verre dans l'expérience de Koffman et Plesset étant égale à 3.2 mm, on peut supposer, du fait aussi de la faible conductivité thermique du verre, que la paroi est infiniment épaisse.

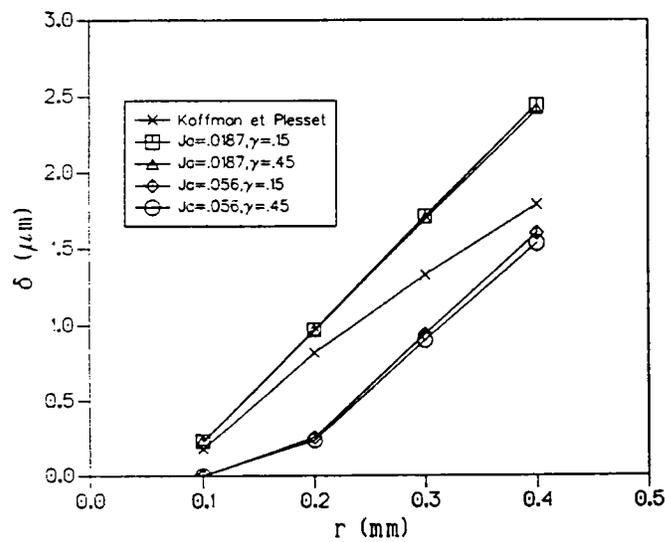
Les résultats du calcul numérique et les données de Koffman et Plesset sont présentés sur les figures 22 et 23. Pour l'eau,  $Ja = .0187$  correspond à  $\Delta T_{P0} = 10^\circ\text{C}$  et  $Ja = .056$  à  $\Delta T_{P0} = 30^\circ\text{C}$ , alors que pour l'éthanol,  $Ja = .014$  correspond à  $\Delta T_{P0} = 5^\circ\text{C}$  et  $Ja = .042$  à  $\Delta T_{P0} = 15^\circ\text{K}$ . Avant de tirer une conclusion, rappelons qu'il existe une imprécision sur le profil initial de la microcouche – en particulier, dans le cas de l'éthanol, si  $b = .012$ , on doit avoir  $\delta_0(r = .2 \text{ mm}) = 2.4 \mu\text{m}$ ; or sur l'image 4, il apparaît que  $\delta = 2.58 \mu\text{m}$  (voir tableau B.II.1.b); cela pourrait remettre en cause le modèle de formation de la microcouche basé sur l'analyse de la couche limite (notons à ce propos l'étude de Voutnisos et Judd [1975], qui, dans le cas d'un léger sous-refroidissement, ont calculé à partir de leurs données une loi  $\delta_0(r)$  présentant une déviation franche par rapport à la loi de Olander et Watts [1969]). Ainsi, nous pensons que, compte-tenu de cette imprécision, le comportement du modèle, comparé aux données, se révèle tout à fait satisfaisant. En effet, si pour l'éthanol, le modèle prédit des vitesses d'évaporation différentes (bien plus grandes au début et cela malgré les basses surchauffes utilisées), il semble que cela est bien dû à une mauvaise détermination de  $\delta_0(r)$ ; par contre, on trouve pour l'eau des vitesses d'évaporation du même ordre de grandeur pour le calcul et les données expérimentales. Cela semblerait bien confirmer, comme les auteurs le suggèrent, que les mouvements convectifs du liquide peuvent être négligés tout en gardant une bonne description du phénomène.

#### Aire de la zone asséchée.

La connaissance du rayon de la zone asséchée  $r_a$  peut apparaître comme un moyen commode d'évaluer la vitesse d'évaporation et le type de profil de la microcouche selon la

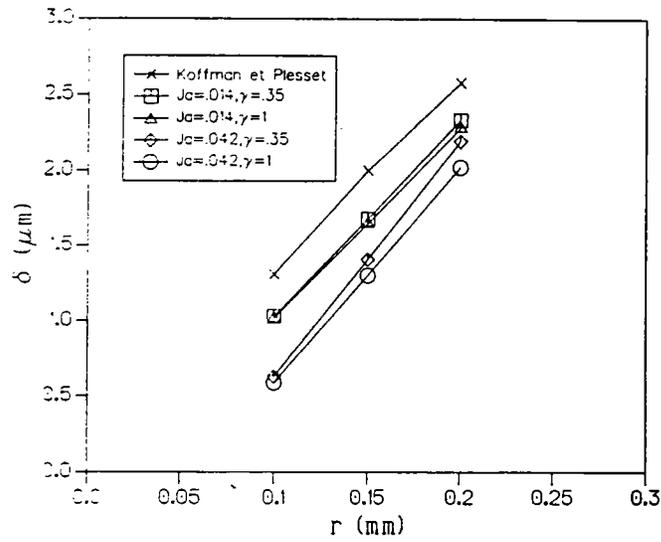


a.  $t \approx 0.2$  ms

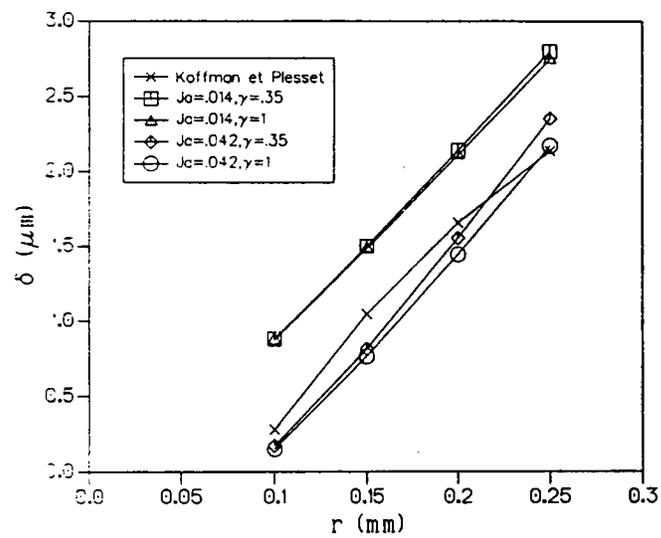


b.  $t \approx 1.6$  ms

Figure 22: Comparaison du modèle et des données de Koffman et Plesset (modèle calculé pour diverses valeurs de la surchauffe de la paroi et de l'épaisseur initiale de la microcouche – cas de l'eau.



a.  $t \approx 0.2$  ms



b.  $t \approx 0.75$  ms

Figure 23: Comparaison du modèle et des données de Koffman et Plesset (modèle calculé pour diverses valeurs de la surchauffe de la paroi et de l'épaisseur initiale de la microcouche – cas de l'éthanol.

nature du liquide ou de la paroi, ou selon les valeurs des autres paramètres. Par exemple, il ressort clairement des profils mesurés par Koffman et Plesset que l'eau a une zone asséchée relative ( $r_a/R_b$ ) plus petite que celle de l'éthanol, ce qui est principalement dû à la différence des chaleurs latentes d'évaporation des deux liquides. Toutefois, on peut se demander comment les propriétés de la paroi et du fluide peuvent jouer un rôle dans l'assèchement à la base de la bulle. Il ne semble pas exister de données expérimentales sur ce point, aussi nous essaierons juste de dégager les tendances générales prédites par le modèle. Par ailleurs, il sera intéressant de contrôler si le fait de négliger  $\phi$  et  $H$  (dans le cas de la paroi semi-infinie sans production de chaleur) n'a pas une conséquence importante sur les profils de microcouches et sur le mécanisme d'évaporation de la microcouche.

On peut, dans un premier temps, étudier le cas d'une microcouche d'épaisseur initiale  $\delta_0$  constante. On alors d'après la relation B.II.7,  $r_a(t)$  solution de :  $t - \left(\frac{r_a}{a}\right)^2 = \frac{\delta_0^2 \tau_{ev}}{\alpha_S}$ , où  $\tau_{ev}$  est la durée adimensionnée pour l'évaporation complète du film infini d'épaisseur initiale  $\delta_0$ . Cela donne (avec  $R_b = a\sqrt{t}$ ) :

$$\frac{r_a}{R_b} = \sqrt{1 - \frac{a^2 \delta_0^2 \tau_{ev}}{\alpha_S R_b^2}} = \sqrt{1 - \frac{a^2 \delta_0^2 \alpha \tau_{ev}}{\alpha_L R_b^2}}$$

ou encore, en posant  $t_{ev} = \delta_0^2 \tau_{ev} / \alpha_S$  :

$$\frac{r_a}{R_b}(t) = \sqrt{1 - \frac{t_{ev}}{t}}$$

Cette dernière relation montre que la microcouche peut quasiment disparaître si  $t_{ev}$  est faible comparativement à la durée de croissance de la bulle. Les deux premières égalités montrent que les propriétés thermiques de la paroi interviennent à travers le produit  $\alpha \tau_{ev}$  : comme le montre la figure 24, une augmentation de la conductivité thermique de la paroi résulte en une augmentation de l'aire asséchée qui est d'autant plus franche que le paramètre  $Ja$  est faible. Quant aux propriétés thermiques du liquide, elles agissent sur  $r_a/R_b$  à travers  $\tau_{ev}$  (fonction décroissante de  $\alpha$ ), et, par conséquent, une augmentation de  $k_L$  et  $\alpha_L$  résulte une nouvelle fois en une augmentation de  $r_a/R_b$ . Ces deux influences ne font que traduire le fait que plus le milieu est bon conducteur thermique, plus l'évaporation est rapide.

Dans le cas plus intéressant d'une loi  $\delta_0(r)$  linéaire (modèles de Cooper et Lloyd [1969] ou de Olander et Watts [1969]), le rayon de la zone asséchée est donné (d'après l'équation B.III.10) par :

$$\frac{r_a}{R_b} = \sqrt{\frac{1}{\alpha\gamma\tau_{ev} + 1}} \quad (\text{B.IV.1})$$

Dans ce cas, la zone asséchée est une fraction constante de la base de la bulle et  $r_a$  varie comme  $\sqrt{t}$ ; Van Ouwerkerk (1971) a trouvé dans ces expériences une dépendance identique de l'aire de la zone asséchée en fonction du temps; par contre, les résultats expérimentaux de Voutnisos et Judd (1975) mettent en évidence une augmentation de  $r_a/R_b$  pendant la croissance de la bulle, mais ceci peut être dû au fait que, très rapidement, le rayon de la base de la bulle  $R_b$  ne suit plus la loi asymptotique et croît plus lentement. La relation B.IV.1 montre que les paramètres  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$  influencent  $r_a/R_b$  à travers le produit  $\alpha\tau_{ev}$ . Cela entraîne donc qu'une augmentation de  $\alpha$  résulte toujours en une diminution de  $r_a/R_b$  (voir figure 24), qu'elle soit due à une diminution de  $\alpha_S$  ou à une augmentation de  $\alpha_L$ . Ce résultat est choquant, car si l'on augmente la conductivité thermique du liquide (pour une paroi de même matériau), le temps d'évaporation devient plus petit et, donc, la microcouche doit s'évaporer plus rapidement. En fait, nous avons fait une hypothèse implicite qui est de considérer que  $\gamma$  est constant (ce qui est raisonnable puisque  $\gamma \sim Pr_L$ ). Ainsi, la viscosité cinématique  $\nu_L$  variant comme  $\alpha_L$ , on arrive à la situation selon laquelle, lorsque  $\alpha_L$  augmente, l'épaisseur initiale aussi augmente ( $\delta_0 \sim \sqrt{\nu_L}$  - voir équation B.II.2), si bien que la diminution de l'aire asséchée résulte de cet effet.

Toutefois, il est aussi essentiel de noter que les valeurs de  $Ja$ , qui influencent beaucoup  $r_a/R_b$ , peuvent varier d'un fluide à un autre. Tenant compte de cela, nous présentons sur la figure 25 une estimation grossière de l'ordre de grandeur de la zone asséchée pour les trois groupes de fluide traités dans l'annexe 2, à savoir, l'eau, les réfrigérants et les liquides cryogéniques, quand le liquide bout sur un métal faiblement conducteur comme l'acier inoxydable. Ces trois groupes correspondent respectivement aux valeurs suivantes :  $\alpha = \kappa = .05, .01$  et  $.001$ , et  $Ja = .01, .05$  et  $.1$ . Il apparaît que l'eau est un liquide bien distinct et est caractérisée par de petites aires asséchées, ce qui est dû, non seulement, à une

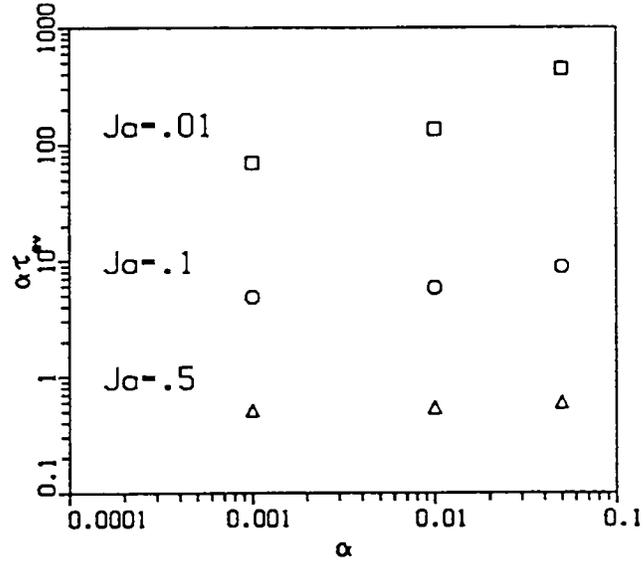


Figure 24: Données sur le produit  $\alpha\tau_{ev}$  ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$  et  $\kappa = \alpha$ ).

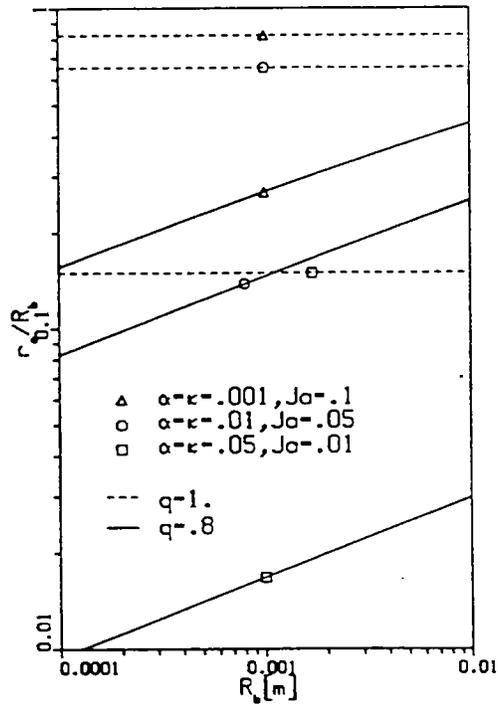


Figure 25: Rayon de l'aire asséchée en fonction du rayon de la bulle pour trois groupes idéalisés de liquides ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$  et  $\gamma = .1$ ).

diminution de  $Ja$ , mais peut-être aussi, dans une part certes moindre, à l'augmentation de l'épaisseur initiale de la microcouche (pour une vitesse de croissance donnée – soulignons que dans les données de Koffman et Plesset, il est net que la bulle de vapeur d'eau étudiée croît plus vite que celle d'éthanol) qui a un poids supérieur à l'augmentation de la vitesse de diffusion de la chaleur.

Sur cette dernière figure (25), nous avons aussi porté le cas où  $\delta_0 = br^q$  (cas de la corrélation de Katto et coll. [1973]). Le rayon de la zone asséchée est alors obtenu à partir de la relation B.III.12 et est solution de l'équation :

$$\frac{\alpha\gamma\tau_{ev}}{R_b^{2-2q}} \left(\frac{r_a}{R_b}\right)^{2q} + \left(\frac{r_a}{R_b}\right)^2 - 1 = 0$$

Enfin, nous avons étudié sur un cas ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$  et  $Ja = .028$  – ce qui peut être considéré comme le cas de l'eau en ébullition sur de l'acier inoxydable avec une surchauffe égale à  $15^\circ\text{K}$ ), l'influence des variations de  $\phi$  et  $H$ . Les figures 26 et 27 présentent ces résultats. La corrélation de Cooper et Lloyd est prise avec  $\gamma/Pr_L = .64$  (équation B.II.2), celle de Olander et Watts avec  $\gamma/Pr_L = \pi/16$  (équation B.II.3) et celle de Katto et coll. (équation B.II.4) avec  $q = 5/6$  et, puisque il est nécessaire de connaître la vitesse de croissance  $a$  ( $\gamma \sim a^{2/3}(\mu_L/\sigma)^{1/3}Pr_L$ ), avec  $a = .01 \text{ m/s}^{1/2}$  ( $\gamma = .013$ ). Il est clair que l'influence de  $H$  est bien négligeable dès qu'on s'intéresse à des temps de croissance élevés. En ce qui concerne l'influence de  $\phi$ , la valeur du flux de chaleur utilisée étant relativement grande ( $Q_0 = 300 \text{ kW/m}^2$ ), on peut dire que l'erreur sera acceptable pour des flux plus faibles correspondant au régime des bulles isolées. Il est bien entendu qu'à des flux de chaleur plus élevés, on quitte ce régime et il faudra tenir compte de  $Q_0$  si l'on calcule l'évaporation de la microcouche à la base des colonnes de vapeur.

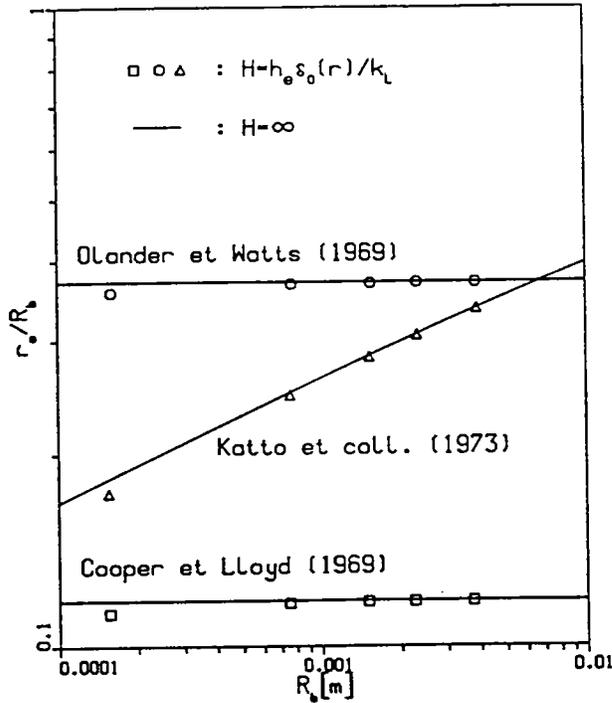


Figure 26: Influence du paramètre  $H$  sur l'aire asséchée ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $Ja = .028$ ,  $\phi = 0$ ).

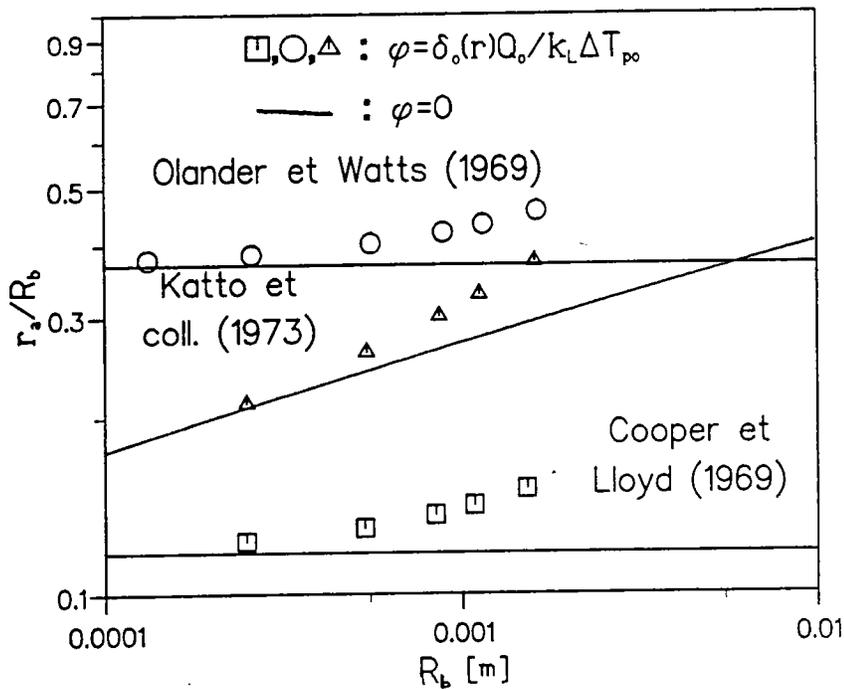


Figure 27: Influence du paramètre  $\phi$  sur l'aire asséchée ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $Ja = .028$ ,  $H = \infty$ ).

## Chapitre V : INFLUENCE DES PROPRIETES THERMIQUES DU SOLIDE SUR LA CROISSANCE DES BULLES

Lorsqu'une bulle croît sur la paroi en régime d'ébullition saturée (ou légèrement sous-refroidie), l'évaporation du liquide peut se faire soit à la base de la bulle à partir de la microcouche, soit sur le reste de la surface de la bulle que l'on peut appeler le dôme (voir figure 28). L'évaporation à travers le dôme peut être conçue comme le résultat d'une distorsion de la couche limite thermique lors de la croissance de la bulle, de telle manière que le dôme ou une partie du dôme baigne dans une couche de liquide surchauffé qui fournira l'énergie nécessaire au changement de phase (Van Stralen, 1966). Il est difficile de concevoir alors comment les propriétés de la paroi pourraient avoir une influence sur les transferts thermiques se produisant sur le dôme, du fait que l'épaisseur de liquide séparant le dôme et la paroi est bien plus grande que les échelles de diffusion pour la durée de la croissance de la bulle. Ainsi, si les propriétés de la paroi peuvent agir sur la croissance de la bulle, ce n'est qu'à travers leur influence sur l'évaporation à la base de la bulle. Les propriétés thermiques de la paroi n'auront donc une influence significative que si, déjà, le volume évaporé de la microcouche est une partie significative du volume évaporé total. Nous ne nous proposons pas dans cette étude de déterminer les contributions respectives du dôme et de la base pour la croissance de la bulle; en général, on peut considérer que la microcouche joue un rôle important tant que les pressions sont de l'ordre de une atmosphère ou plus basse <sup>(11)</sup>.

A partir du modèle d'évaporation de la microcouche, on peut estimer le volume évaporé à la base de la bulle que l'on note  $V$ . La variation instantanée  $\dot{V}$  de  $V$  est obtenue en intégrant sur toutes les sections la diminution instantanée de l'épaisseur de la micro-

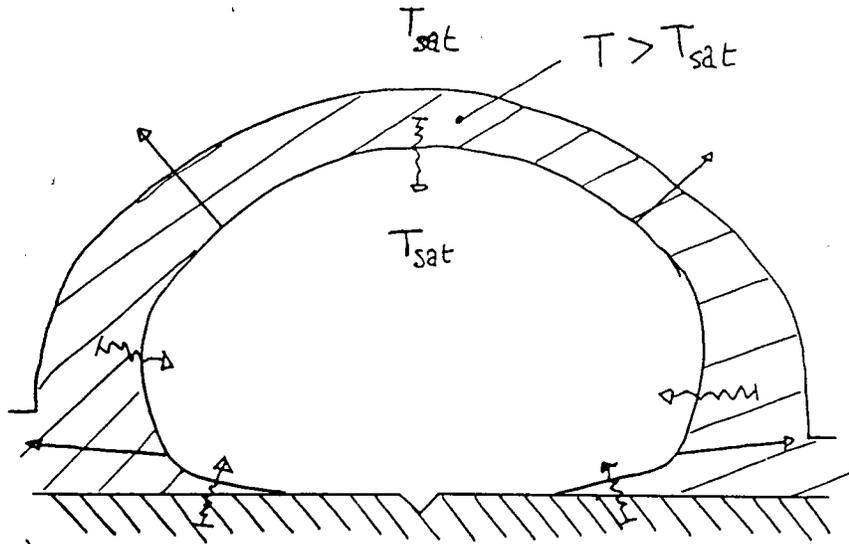


Figure 28: Echanges thermiques sur la surface de la bulle pendant sa croissance.

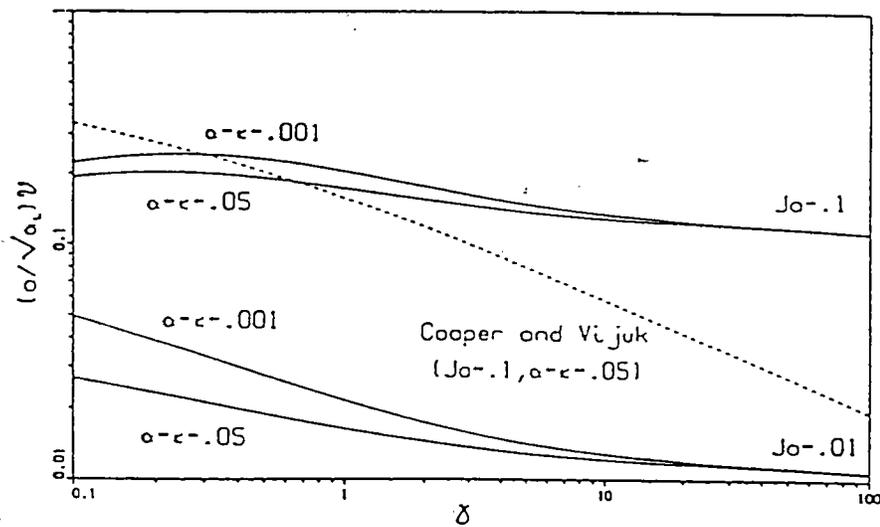


Figure 29: Influences de  $\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$  sur le volume évaporé de la microcouche ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ).

couche :

$$\dot{V} = -2\pi \int_0^{R_b(t)} \frac{\partial \delta}{\partial t} r dr$$

Cela donne sous forme adimensionnelle et en considérant le cas  $R_b = a\sqrt{t}$ ,  $\delta_0 = br$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$  :

$$\dot{V} = -2\pi \frac{\alpha_S}{b} R_b(t) \int_0^1 \frac{d\Delta}{d\tau} \left( \frac{1}{\alpha\gamma} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right) \right) d\rho$$

On peut alors rapporter  $\dot{V}$  à  $\dot{V}^*$ ; la variation instantanée du volume de liquide évaporé pour une bulle hémisphérique dont le rayon est égal à tout moment à  $R_b(t)$ ; on a donc :

$$\dot{V}^* = \pi \frac{\rho_V}{\rho_L} a^3 \sqrt{t}$$

En posant alors  $\mathcal{V} = \frac{\dot{V}}{\dot{V}^*}$ , on obtient :

$$\frac{a}{\alpha_L} \frac{\rho_V}{\rho_L} \mathcal{V} = -\frac{2}{\alpha\sqrt{\gamma}} \int_0^1 \frac{d\Delta}{d\tau} \left( \frac{1}{\alpha\gamma} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right) \right) d\rho$$

Le terme de droite n'étant alors fonction que de  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $Ja$  et  $\gamma$ , on peut mettre en évidence l'influence des propriétés thermiques du matériau sur le rapport  $\mathcal{V}$ , soit sur le volume évaporé de la microcouche.

On trouvera dans une précédente publication (Bergez et Giovannini, 1991) une discussion sur les variations de  $\mathcal{V}$  avec  $\gamma$  pour diverses valeurs de  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$ . Les résultats (figure 29) montrent que l'influence des propriétés thermiques de la paroi est relativement faible. Il apparaît en fait qu'elle peut éventuellement être significative aux faibles valeurs de  $Ja$  (cas de l'eau ou des réfrigérants très faiblement surchauffés), si  $\gamma$  est de l'ordre de 0.1; dans ce cas, en prenant du cuivre à la place d'acier inoxydable (facteur 20 sur  $\alpha$  et  $\kappa$ ) on devrait doubler la vitesse de croissance de la bulle (en la supposant contrôlée par l'évaporation de la microcouche); par contre si  $\gamma$  est supérieur à 1.0 une telle influence disparaît. Il est donc difficile d'affirmer, compte-tenu de plus du fait que l'évaporation peut se produire sur le dôme, qu'il peut exister une réelle dépendance de la vitesse de croissance avec les propriétés thermiques du matériau, même pour des faibles valeurs de  $Ja$ . Par ailleurs, il y a d'autres paramètres qui ont un rôle possible sur la vitesse de croissance des bulles et

qui sont aussi des propriétés du matériau difficilement isolables : par exemple l'état de la surface selon le traitement de finition ou le degré de mouillabilité peuvent agir sur les surchauffes d'activation des sites et, donc, sur le paramètre  $Ja$ . Tout semblerait confirmer qu'il est peu probable que des cas expérimentaux montrent des variations de la croissance des bulles avec la nature du matériau.

Parmi les études théoriques sur la croissance de la bulle incluant les propriétés thermiques de la paroi, on peut noter que Cooper et Vijuk (1970) trouvent une dépendance relative avec  $\alpha$  et  $\kappa$  indépendante du paramètre  $Ja$ , mais du même ordre de grandeur que dans le présent modèle, quoique leur étude ne prend pas en compte la capacité thermique de la microcouche <sup>(12)</sup>. Par contre, le modèle de Kotake (1970) selon lequel l'épaisseur initiale de la microcouche est proportionnelle à  $\rho_V/\rho_L$ , mène à une expression de  $\mathcal{V}$  indépendante de  $\gamma$  et proportionnelle à  $\frac{\sqrt{\alpha}}{\kappa}$  <sup>(13)</sup>, ce qui entraîne une très forte dépendance avec les propriétés thermiques du matériau (un facteur de l'ordre de 5 entre l'acier inoxydable et le cuivre). Enfin, plus récemment, Fyodorov et Klimenko (1989), en modélisant la croissance de la bulle par une succession d'états stationnaires, ont trouvé une faible dépendance avec  $\kappa$  pour les faibles nombre de Jakob ( $Ja^* = \frac{\rho_L}{\rho_V} Ja$ ) et qui devient inexistante dès que  $Ja^* > 10$ .

## Chapitre VI : CONTRIBUTION DU MECANISME D'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE AU TRANSFERT DE CHALEUR DANS LA ZONE D'INFLUENCE D'UN SITE DE NUCLEATION

(Aire d'influence d'un site.) Lors de l'évaporation de la microcouche des échanges de chaleur intenses apparaissent entre la paroi et le fluide, mais ils ne durent qu'un court instant (de l'ordre d'une dizaine de millisecondes). De ce fait, pendant la durée d'un cycle d'ébullition (temps compris entre deux apparitions successives d'une bulle), d'autres mécanismes produisant des flux de chaleur instantanés moins élevés mais se déroulant sur un intervalle de temps plus long, peuvent avoir des contributions équivalentes, ou plus importantes, pour le transfert de chaleur total. Nous nous proposons ici, à l'aide du modèle développé précédemment, d'évaluer le rôle du mécanisme d'évaporation de la microcouche dans le transfert de chaleur totale autour d'un site de nucléation. L'aire étudiée sera prise égale à l'aire maximale de la surface projetée de la bulle, que l'on pourra confondre avec l'aire maximale de la base de la bulle (ce qui est acceptable tant que les bulles gardent une forme oblongue, c'est-à-dire aux pressions qui ne sont pas trop élevées). Il existe en fait de nombreuses discussions sur l'aire d'influence d'un site. Han et Griffith (1965) l'assimilèrent dans le cas du mécanisme de remouillage de la paroi, à la zone perturbée hydrodynamiquement lors du départ de la bulle, qu'ils trouvèrent correspondre à un diamètre double de celui de la bulle au détachement. Judd et Hwang (1976), en incluant dans leur modèle de transfert de chaleur l'évaporation de la microcouche, durent prendre une aire d'influence plus petite pour ne pas prédire des flux de chaleur supérieurs à ceux mesurés; leurs données expérimentales étaient bien approchées en prenant un rapport 1.8 entre l'aire d'influence et celle de la bulle projetée à son détachement. Par contre Kenning et Del Valle (1981), en considérant l'activité des sites de nucléation et en particulier leur interaction pour de faibles distances, furent incités à juger que, pour les degrés de sous-

refroidissement importants, il est fort probable que l'aire d'influence soit de l'ordre de celle proposée par Han et Griffith, tandis qu'à la saturation il n'y a aucune évidence de cela. Plus récemment, Lee et Nydhal (1989) ont modélisé le cycle de la bulle sur une paroi en résolvant numériquement les équations de la mécanique des fluides et de l'énergie dans le liquide; selon leur calcul, la couche limite hydrodynamique est perturbée sur une aire plus large que la surface projetée de la bulle, tandis que la couche limite thermique est perturbée uniquement au voisinage de l'axe de symétrie de la bulle passant par le centre de nucléation. Enfin, en utilisant la technique expérimentale développée par Kenning (1991) (voir partie C), on peut mettre en évidence que la température de la paroi ne varie que sur l'aire directement recouverte par la bulle, ce qui semble indiquer que, pour les transferts thermiques de la paroi dans le liquide, l'aire d'influence d'un site actif de nucléation est limitée à l'aire projetée de la bulle au départ. L'intérêt de connaître l'aire d'influence est bien entendu lié à la prédiction du transfert de chaleur sur toute la surface. Cette prédiction nécessite en outre la connaissance de la répartition des sites de nucléation – ce que nous n'avons pas étudié. Nous nous contenterons dans cette étude d'estimer la participation de l'évaporation de la microcouche dans les transferts thermiques produits autour d'un site.

(Evaporation de la microcouche et transport de la chaleur latente.) Dans cet ordre d'idée, il peut être intéressant de noter que le mécanisme d'évaporation de la microcouche représente une partie seulement du mécanisme plus général dit de transport de la chaleur latente introduit par Rallis et Jawurek (1964)[voir introduction générale]. Comme le montrent leurs mesures, ce mécanisme devient prédominant quand le flux de chaleur augmente. Toutefois, selon le niveau du flux de chaleur, la génération de vapeur sur la surface est contrôlée par différents types de transferts : de manière schématique, dans le régime des bulles isolées, la phase vapeur est produite sous forme de bulles, alors que dans le régime d'interférence, elle est produite sous forme de colonnes de vapeur alimentant des paquets de vapeur. Nous pouvons trouver parmi les publications dans le domaine de l'ébullition quelques données sur le rôle de la microcouche dans le mécanisme plus général de transport

de la chaleur latente.

Dans le régime des bulles isolées, le rôle de la microcouche est relié à la part du volume évaporé provenant de la microcouche (l'évaporation pouvant aussi se produire sur le dôme de la bulle – voir chapitre précédent). Aux pressions plus basses ou égales à une atmosphère, des travaux ont montré que la microcouche apporte une part de vapeur importante (Cooper et Lloyd, 1969; Van Ouwerkerk, 1971; Jawurek et coll., 1986). Cela peut s'expliquer par les grandes tailles des bulles par rapport à l'épaisseur de la couche thermique surchauffée, et aussi parce que, les forces d'inerties contrôlant la croissance, les bulles vont avoir une forme proche de l'hémisphère ce qui entraîne que la microcouche existe sur une aire étendue. Par contre, aux grandes pressions, malgré l'absence à notre connaissance de travaux expérimentaux, il semble que du fait de la petite taille des bulles et de leur forme proche de la sphère due à l'action des forces de tension, le mécanisme d'évaporation de la microcouche ne s'établit que sur une petite aire et devient, par conséquent, négligeable relativement à sa part dans le mécanisme de transport de la chaleur latente. Aux flux de chaleur élevés, certains travaux théoriques (Chyu, 1987; Chappidi et coll., 1991) semblent apporter des preuves sur l'existence d'une microcouche à la base des colonnes de vapeur dont l'évaporation est la principale source de production de vapeur.

Il apparaît donc que le mécanisme d'évaporation de la microcouche, s'il ne peut être simplement confondu avec le mécanisme de transport de la chaleur latente (ce que Voutnisos et Judd [1975] supposaient implicitement), a, dans un grand nombre de cas, un rôle important. On peut ici donner une évaluation rapide de sa part dans le transport de la chaleur latente pour l'ébullition saturée dans le régime des bulles isolées. Cette part est tout simplement égale au rapport du volume évaporé provenant de la microcouche sur le volume de la bulle; dans le cas d'une bulle hémisphérique ce rapport est égal à  $\mathcal{V}$  (voir chapitre précédent); si la bulle n'est pas hémisphérique, il suffit de multiplier  $\mathcal{V}$  par le rapport du volume de l'hémisphère de rayon égal au rayon de la base de la bulle, et du volume de la bulle, ce qui entraîne une légère correction pour les bulles de forme oblongue, et une contribution tendant vers zéro quand la bulle tend vers une forme sphérique (no-

tons que dans ce dernier cas la vitesse de croissance de la base de la bulle est trop faible pour appliquer le modèle présent).

(Evaporation de la microcouche et effet de trempe.) Une estimation du rapport  $E$  des quantités de chaleur dissipée par un effet de trempe de la paroi lors du départ de la bulle et par l'évaporation de la microcouche, a été présentée dans une précédente publication (Bergez et Giovannini, 1991). L'effet de trempe étant modélisé par la mise en contact subite de la paroi surchauffée avec du liquide à la saturation, le rapport  $E$  est donné par :

$$E = \int_0^{t_a} \pi R_{b_{max}}^2 k_L \frac{\Delta T_P}{\sqrt{\pi \alpha_L t}} dt / \int_0^{t_c} \int_0^{R_b(t)} -2\pi r k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0-} dr dt$$

où  $t_a$  est le temps d'attente pour l'apparition d'une nouvelle bulle au même site après le départ de la bulle, et  $t_c$  est la durée de la phase de croissance. Les résultats sont reproduits sur la figure 30, où  $t^*$  correspond au rapport  $(t_a + t_c)/t_c$ . Les courbes montrent que la quantité  $E$  est sensible aux propriétés thermiques du matériau : lorsque le matériau est bon conducteur, la chaleur dissipée pendant l'évaporation de la microcouche augmente, alors que le mécanisme de trempe devient peu performant. On peut noter que si l'on veut étendre ces résultats au cas d'un liquide sous-refroidi, il suffit de rajouter à la surchauffe de la paroi  $\Delta T_P = T_P - T_{sat}$  le degré de sous-refroidissement  $\Delta T_\infty = T_{sat} - T_\infty$  ( $T_\infty$  étant la température du liquide loin de la paroi), ce qui entraîne que le rapport  $E$  augmentera comme  $1 + \Delta T_\infty / \Delta T_P$ ; cela montre d'une manière simplifiée que le rôle du mécanisme d'évaporation de la microcouche peut éventuellement perdre de l'importance pour l'ébullition sous-refroidie, ce qui a déjà été avancé par plusieurs chercheurs, en particulier Del Valle et Kenning (1985) et Plesset et Prosperetti (1978).

(Transfert thermique pendant le cycle d'ébullition et activité du site.) Ces résultats ont toutefois le défaut de simplifier de manière extrême le mécanisme de remouillage; de plus, ils ne donnent pas une estimation directe de la part du mécanisme d'évaporation de la microcouche dans les échanges de chaleur. Il est en fait possible de rapporter directement la part de chaleur dissipée pendant l'évaporation de la microcouche à celle dissipée pendant une période complète du cycle d'ébullition et correspondant à un flux de chaleur

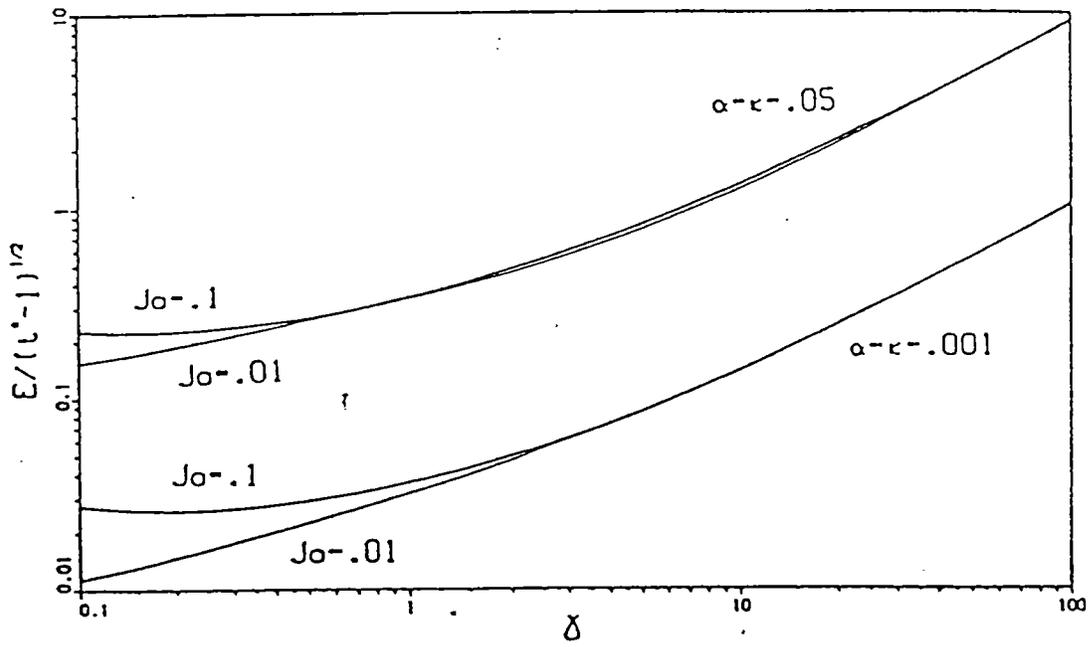


Figure 30: Comparaison des quantités de chaleur dissipée par les mécanismes d'effet de trempe et d'évaporation de la microcouche ( $H = \infty, \phi = 0$ ).

moyen  $\tilde{Q}$ . L'énergie dissipée pendant l'évaporation de la microcouche,  $E_{ev}$ , est donnée par :

$$E_{ev} = \int_0^{t_c} \left( \int_0^{R_b(t)} -2\pi r k_S \frac{\partial T}{\partial x}(x = 0^-) dr \right) dt$$

En transformant en variables sans dimension et avec  $H = \infty$ ,  $\phi = 0$  et  $\delta_0(r) = br$ , on obtient :

$$E_{ev} = \int_0^{t_c} \left( \int_0^{R_b(t)} -\frac{2\pi k_S \Delta T_{P0}}{b} \frac{\partial \theta}{\partial X}(0^-, \frac{\alpha_S t}{\delta_0^2}(t - (\frac{r}{a})^2)) dr \right) dt$$

En introduisant le changement de variable  $\rho = \frac{r}{R_b}$ , cette relation devient :

$$E_{ev} = \int_0^1 -\frac{2\pi k_S \Delta T_{P0}}{b} \frac{\partial \theta}{\partial X}(0^-, \frac{1}{\alpha\gamma}(\frac{1}{\rho^2} - 1)) d\rho \int_0^{t_c} R_b(t) dt$$

(On remarque que, grâce à la propriété d'invariance avec le temps des profils dans la direction radiale, l'intégrale double a pu être simplifiée en produit de deux intégrales simples.) En prenant une loi  $R_b(t) = a\sqrt{t}$  et en introduisant  $R_{b_{max}} = R_b(t_c)$ , on arrive à :

$$E_{ev} = -\frac{4\pi k_S R_{b_{max}} t_c \Delta T_{P0}}{3b} \int_0^1 \frac{\partial \theta}{\partial X}(0^-, \frac{1}{\alpha\gamma}(\frac{1}{\rho^2} - 1)) d\rho$$

L'énergie totale dissipée pendant un cycle d'ébullition est égale à  $(t_a + t_c)\pi R_{b_{max}}^2 \tilde{Q}$ . En définissant  $\mathcal{E}$ ,  $t^*$  et  $\psi$  par :

$$\mathcal{E} = \frac{E_{ev}}{(t_a + t_c)\pi R_{b_{max}}^2 \tilde{Q}}, \quad t^* = \frac{t_a + t_c}{t_c} \quad \text{et} \quad \psi = \frac{\tilde{Q} \delta_0(R_{b_{max}})}{k_L \Delta T_{P0}}$$

on obtient :

$$t^* \psi \mathcal{E} = -\frac{1}{\kappa} \int_0^1 \frac{\partial \theta}{\partial X}(0^-, \frac{1}{\alpha\gamma}(\frac{1}{\rho^2} - 1)) d\rho$$

Pour calculer l'intégrale ci-dessus, il est en fait plus commode de changer à nouveau de variable et d'utiliser  $\tau = \frac{1}{\alpha\gamma}(\frac{1}{\rho^2} - 1)$ , ce qui donne :

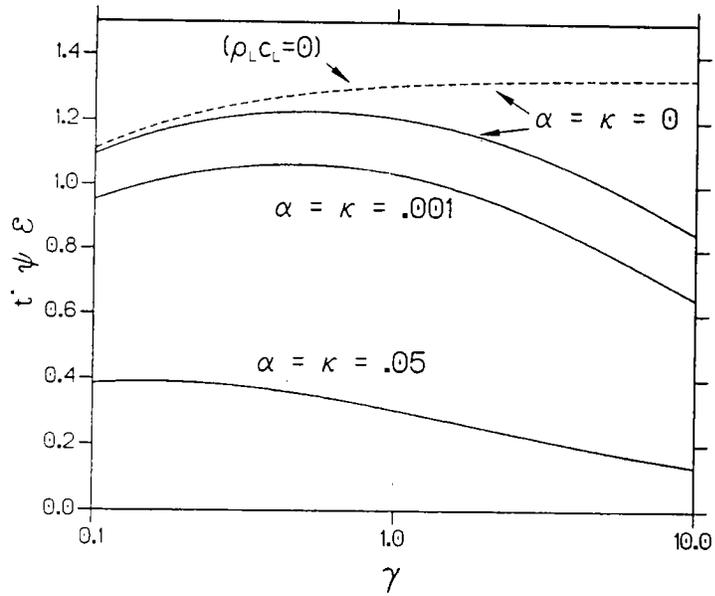
$$t^* \psi \mathcal{E} = -\frac{2}{3} \frac{\alpha\gamma}{\kappa} \int_0^{\tau_{ev}} (1 + \alpha\gamma\tau)^{-3/2} \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{0^-} d\tau \quad (\text{B.VI.1})$$

Le gradient de température pour  $X = 0^-$  peut être calculé numériquement au cours de la résolution de l'évaporation du film infini, et l'intégrale est estimée par la règle de Simpson.

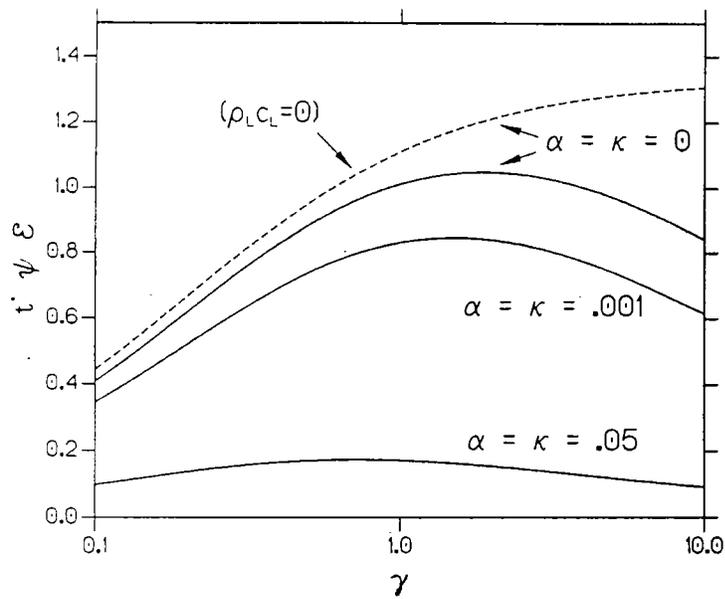
Les figures 31.a-b montrent les variations de  $t^*\psi\mathcal{E}$  en fonction de  $\gamma$  pour diverses valeurs de  $\alpha$ ,  $\kappa$  et  $Ja$ . Les cas  $\alpha = \kappa = 0$  (solide infiniment conducteur) et  $\rho_L c_L = 0$  (capacité thermique de la microcouche négligée) sont traités dans l'annexe 5. Les tendances générales qui apparaissent sur ces figures peuvent être expliquées assez simplement. La forme des courbes  $t^*\psi\mathcal{E}$  en fonction de  $\gamma$  (présence d'un maximum) est principalement due aux variations de l'épaisseur de la microcouche avec  $\gamma$  ( $\delta_0 \sim \sqrt{\gamma}$ ) : si la microcouche devient "trop épaisse", son enthalpie va augmenter suffisamment pour contrôler l'évaporation avec une participation du solide qui va décroître (ce qui explique aussi l'influence décroissante de  $Ja$ ); par contre, lorsque la microcouche est fine et devient de plus en plus fine, les échanges thermiques, quoique très intenses, vont se développer sur des intervalles de temps de plus en plus courts (augmentation de l'aire asséchée), et, par conséquent, l'énergie dissipée pendant l'évaporation de la microcouche va diminuer. L'influence des paramètres  $\alpha$  et  $\kappa$  semble, aussi, claire : l'évaporation de la microcouche nécessite une contribution de l'enthalpie du solide et plus le solide est bon conducteur, plus il fournira (par conduction) une quantité de chaleur importante au liquide.

Les courbes présentées ci-dessus montrent donc bien l'influence des propriétés thermiques de la paroi (considérée ici comme infiniment épaisse) sur les transferts de chaleur par évaporation de la microcouche pendant la phase de croissance de la bulle. Il apparaît, en particulier, que l'on risque de commettre une erreur non-négligeable si l'on confond un matériau de faible conductivité thermique avec le solide de conductivité infinie ( $\alpha = \kappa = 0$ ), en surestimant la part de chaleur transmise par la paroi. Par contre, il semble que l'on puisse négliger la capacité thermique de la microcouche si  $\gamma < 1$ .

Pour interpréter plus clairement ces courbes, il est nécessaire d'estimer le produit  $t^*\psi$  (en particulier, on ne peut pas obtenir une valeur de  $\mathcal{E}$  supérieure à 1). Le paramètre  $t^*$  varie principalement avec le flux de chaleur et tend vers 1 lorsque la fréquence d'ébullition devient si élevée que les bulles successives vont s'agglomérer en une colonne de vapeur. Toutefois, aux flux de chaleur qui correspondent au régime des bulles isolées, ce paramètre peut varier beaucoup selon le fluide, l'angle de contact, l'état de surface ou d'autres pro-



a.  $Ja = .01$



b.  $Ja = .1$

Figure 31: Influence des propriétés thermiques et du paramètre  $\gamma$  sur la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche au transfert thermique total ( $H = \infty, \phi = 0$ ).

priétés, ou même d'un site à l'autre (voir le chapitre suivant). Les propriétés thermiques du matériau peuvent avoir un rôle fondamental comme il sera discuté dans le chapitre suivant. Pour un site d'activité régulière, ce paramètre peut varier entre 10 et 100, bien qu'il puisse être voisin de 1, même à des flux de chaleur modérés.

Le paramètre  $\psi$  pourrait être relié au rapport des épaisseurs de la microcouche au rayon maximal de la base de la bulle et de la couche limite thermique sur la paroi  $\delta_{th}$  ( $\delta_{th} = k_L \Delta T_{P0} / \tilde{Q}$ ), si  $\tilde{Q}$  et  $\Delta T_{P0}$  avait une réalité physique quant à l'établissement d'une couche thermique (en effet,  $\tilde{Q}$  est une valeur moyenne sur tout le cycle, intégrant donc diverses phases correspondant à des transferts thermiques différents, alors que  $\Delta T_{P0}$  peut être considéré comme la surchauffe de nucléation du site correspondant au début de la phase de croissance). Il est à ce niveau important de noter que, de manière stricte,  $\tilde{Q}$  diffère aussi du flux de chaleur  $Q$  que l'on porte habituellement sur la courbe d'ébullition, puisque ce dernier comprend aussi les transferts thermiques par convection sur les zones non influencées par un site; seul aux grandes valeurs de  $Q$ , comme les résultats de Rallis et Jawurek (1965) semblent l'avoir montré, les échanges convectifs deviennent négligeables et l'on peut alors confondre  $\tilde{Q}$  et  $Q$ . Par ailleurs, le paramètre  $\psi$  inclue une influence de l'épaisseur initiale de la microcouche qui, si l'on considère  $\gamma$  constant, est relative à la vitesse de croissance de la bulle (voir équation B.II.1 qui peut s'écrire  $\delta_0 = \sqrt{\alpha_L \gamma} r/a$ ).

Il pourra paraître gênant d'étudier la contribution de l'évaporation de la microcouche à travers le produit  $t^* \psi \mathcal{E}$ . Toutefois, il nous semble qu'il n'est pas possible de pouvoir prétendre isoler une grandeur physique des autres sans risquer de créer une situation qui n'est plus réaliste. Ainsi, hormi le cas où les données nécessaires pour calculer l'énergie dissipée pendant l'évaporation de la microcouche sont connues ( $\Delta T_{P0}$ ,  $\gamma$ ,  $a$ ,  $R_{b,max}$ ), l'évaluation de  $\mathcal{E}$  nécessiterait, en addition, la modélisation du cycle complet (pour la détermination de  $t^*$  et  $\psi$ ).

Pour donner toutefois un exemple concret, on peut considérer deux sites d'activités différentes : pour un même flux de chaleur (prenons  $\tilde{Q} = Q = 50 \text{ kW/m}^2$ ), l'un des deux

sites produit des petites bulles d'un rayon de l'ordre de 1 mm, et l'autre des grosses bulles d'un rayon de l'ordre de 2 mm; si l'on se réfère alors aux temps d'attente mesurés sur le montage expérimental décrit dans la partie C, et utilisés dans le chapitre suivant, il apparaît que pour de l'eau bouillant sur de l'acier inoxydable ( $\alpha$  et  $\kappa$  proches de .05), les temps d'attente sont de l'ordre de 100 ms pour le premier type de site, et de l'ordre de 500 ms pour le deuxième. Si l'on utilise alors une vitesse de croissance de l'ordre de  $.03 \text{ m/s}^{1/2}$  pour les deux bulles (ordre de grandeur que nous avons mesuré – voir partie C), et une surchauffe de la paroi de l'ordre de  $20^\circ\text{C}$  (que l'on a aussi trouvé dans le cas d'un faible angle de contact du liquide sur la paroi), on trouve comme contributions respectives pour les deux sites : si  $\gamma$  est égale à .1,  $\mathcal{E}$  de l'ordre de 1 , pour le premier site, et de l'ordre de de .4 pour le second, et si  $\gamma$  est égale à 1, de l'ordre de .25 pour le premier et .1 pour le second. Cela montre tout d'abord l'influence de l'épaisseur de la microcouche, mais aussi que, si les conditions de surface font que les sites génèrent des petites bulles et sont nombreux – cas d'un angle de contact élevé – la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche peut devenir si importante (proche de 1 – ce qui est peu réaliste) que l'échange de chaleur va s'adapter en produisant des surchauffes de paroi moindres : ainsi, dans le cas d'une paroi faiblement mouillée, les températures paraîtront relativement basses et uniforme du fait de la grande quantité de sites actifs, alors que pour une surface bien mouillée, des baisses de température locales apparaîtront de manière intermittente, mais, la contribution  $\mathcal{E}$  étant relativement faible, la température restera globalement élevée et contrôlée principalement par les échanges convectifs.

## Chapitre VII : TEMPERATURE DE LA PAROI ET ACTIVITES DES SITES

(La fréquence d'ébullition.) Il peut sembler surprenant que depuis les mesures de Moore et Mesler (1964), mettant en évidence l'existence de grandes variations temporelles de la température de la paroi en un point donné, on trouve si peu d'études tendant à mieux cerner cette grandeur. Comme le signalent Raad et Myers (1971) et Kenning (1991), cette non-uniformité de la température de la paroi peut mener à la question du fondement de toute mesure d'échange de chaleur en ébullition; mais, sans aller jusqu'à cette conclusion, on peut déjà se demander si ces variations ont un rôle négligeable dans les divers mécanismes de l'ébullition (auquel cas, tous les modèles supposant une température de la paroi uniforme décriraient bien la réalité), ou s'il est nécessaire d'en tenir compte pour expliquer certains phénomènes. Nous avons déjà vu, en particulier, que l'hypothèse d'une paroi infiniment conductrice par rapport au liquide peut mener à une surestimation non-négligeable de la chaleur dissipée lors de la croissance de la bulle. Maintenant, nous allons nous intéresser au problème de l'activité des sites (particulièrement à celui qui touche le temps d'attente entre le départ d'une bulle et le début de la croissance de la bulle suivante, et qui est une grandeur essentielle dans le phénomène d'ébullition en régime des bulles isolées) et de son lien possible avec les variations de la température de la paroi. Mais nous allons tout d'abord présenter succinctement ce qui a été, jusqu'à maintenant, considéré comme les principaux facteurs agissant sur le temps d'attente.

La première caractérisation des variations de la température de la paroi a donc été due à Moore et Mesler (1964) qui mesurèrent des chutes régulières de la température qu'ils assimilèrent au résultat de l'évaporation de la microcouche à la base de la bulle (voir chapitre II). Cooper et Lloyd (1969) donnèrent une description plus détaillée des variations de la température de la paroi en un point de la surface chauffante couvert

périodiquement par une bulle, et introduisirent les quatre étapes du cycle d'ébullition <sup>(14)</sup>. Il apparaît sur leurs courbes qu'à la fin de la phase de croissance, la température de la paroi a presque retrouvé sa valeur initiale – ce qui semble être dû au temps de croissance élevé (près de 50 ms) – ce qui implique que le réchauffement de la paroi dans la zone asséchée s'établit sur une longue durée; ainsi les auteurs interprètent la quatrième étape comme celle correspondant au rétablissement de la couche limite thermique dans le liquide, contrôlée aussi par l'apport de chaleur dans la paroi.

Le premier modèle basé sur cette hypothèse (le temps d'attente est déterminé par le rétablissement de la couche thermique) est celui de Hsu et Graham (1961). Ce modèle a aussi permis à Hsu (1962) de donner un critère de début d'ébullition (voir introduction). Il requiert en fait la connaissance du rayon de la cavité (qui définit dans ce modèle la surchauffe d'activation du site), mais aussi celle de l'épaisseur de la couche limite turbulente en régime d'ébullition qui reste une grandeur difficile à connaître. Il est par ailleurs intéressant de noter que dans la discussion suivant l'article de Hsu (1962), l'intervention de N. Zuber pose déjà le problème des variations locales du flux de chaleur et de la température de la paroi que Moore et Mesler venaient de mettre en évidence, et qui peuvent rendre la détermination du temps d'attente moins aisée.

Il existe de nombreuses variations sur ce modèle pour tenir compte du mouvement de l'interface de l'embryon de vapeur dans la cavité pendant la période de condensation devant suivre le détachement de la bulle. Cole (1974) donne une revue complète des travaux faits dans le cas de la cavité cylindrique.

Par la suite, des études plus récentes mirent en évidence une certaine irrégularité dans l'activité des sites, se caractérisant par des temps d'attente différents de ceux prédits, et de plus inconstants dans le temps (Sultan et Judd, 1983; Calka et Judd, 1985; Sgheiza et Myers, 1985). Sultan et Judd (1983) trouvèrent qu'un site pouvait produire une bulle avec une période d'attente plus petite que sa valeur moyenne, si un autre site assez proche venait d'en produire une (le temps d'attente diminue pour l'apparition de cette bulle).

Leur explication reposait sur des considérations sur les transferts thermiques dans la paroi : ils supposèrent que lors de la croissance de la bulle il existe un anneau surchauffé à l'extrémité de la base de la bulle qui est propagé par diffusion thermique après le départ de la bulle au sein d'une région toutefois refroidie par l'extraction de la chaleur pendant la croissance de la bulle; cela peut entraîner qu'un site va s'activer au passage de cette anneau alors qu'il serait resté naturellement inactif pour un certain temps encore. Comme le soulignent Pasamehmetoglu et Nelson (1991), un tel mécanisme est peu probable et nécessiterait une grande amplitude de l'onde.

En fait, il semblerait que l'activité d'un site soit déterminée par des phénomènes plus compliqués : comme le montrent les résultats de Calka et Judd (1985) et Sgheiza et Myers (1985), il faut considérer l'existence de sites dont l'activité est régulière et d'autres dont l'activité est intermittente. Myers (1985) a postulé pour expliquer l'activité intermittente de certains sites, l'existence de micro-bulles qui, du fait de leurs petites tailles, peuvent être portées par des micro-courant vers la surface de chauffe et, ainsi, un mécanisme d'encemensement pourrait permettre d'activer certains sites qui sont naturellement incapable de garder de la vapeur piégée. Les résultats de Calka et Judd montrent, par contre, que les sites d'activité intermittente sont la plupart du temps dans le voisinage immédiat d'un site régulier qui produit des bulles qui les couvrent en croissant; ainsi, si la microcouche s'évapore au-dessus de l'un d'eux, cela peut le remplir de vapeur et suffire à initier une nucléation. Mais une propriété étonnante de leurs résultats est que si la distance de séparation est comprise entre deux seuils, l'activité des sites va être délayée dans le temps. Ce comportement reste encore peu compris malgré les tentatives de Judd (1988). Ce qu'il faut en retenir est que la distance de séparation des sites entre eux est aussi un paramètre influant sur le temps d'attente.

Récemment, Pasamehmetoglu et Nelson (1991) ont proposé un modèle de conduction tridimensionnelle dans la paroi en présence d'ébullition. Ce modèle consiste à utiliser une méthode par volumes finis pour résoudre l'équation de la chaleur dans le solide; la surface est découpée en éléments qui sont de la taille de l'aire d'influence d'un site; cela entraîne

par exemple qu'un volume élémentaire contenant un site de nucléation aura une condition limite moyenne et une température moyenne. Les conditions limites à l'interface liquide-solide sont déterminées par des corrélations classiques utilisées en ébullition. A partir de ce modèle, les auteurs ont essayé de déduire l'activité des sites (tous pris identiques) selon la manière dont il sont distribués sur la surface. Quoique le modèle soit une simplification de la réalité, leur calcul mène à des comportements non-linéaires de l'activité des sites dès que leur distribution n'est plus uniforme, et les temps d'attente peuvent varier jusqu'à 55 % .

Un autre caractère des sites de nucléation, qui peut influencer leur activité, est qu'ils peuvent présenter au moins deux températures caractéristiques, comme l'a proposé Kenning (1990) : une température d'activation  $T_a$  correspondant à la vérification des conditions thermodynamiques pour l'équilibre d'un embryon de vapeur, et une température de désactivation  $T_c$  correspondant à la condensation de l'embryon de vapeur jusqu'à une région de la cavité où la croissance ne reprendra que si la température d'activation est atteinte à nouveau (c'est, par exemple, le cas de la cavité réentrante qui présente un minimum pour le rayon de l'interface liquide-vapeur en fonction de son avancement, à une position située dans la cavité). Kenning introduit de plus  $\phi$  la quantité de chaleur moyenne que dissipe un tel site par unité de temps, et il remarque qu'il n'est pas nécessaire que  $\phi$  soit égal à l'apport de la chaleur de la paroi. Cela mène, dans le cas très simple d'un site isolé, à une modulation de son activité et à une désactivation possible après une longue période. Si de plus, on tient compte de la présence de sites voisins de caractéristiques différentes, on peut arriver à des comportements cahotiques; en particulier, lorsque le flux de chaleur est augmenté, il peut très bien arriver que l'apparition d'un site perturbe l'activité d'un autre qui était déjà actif, et, éventuellement, le désactive. Le modèle  $T_a/\phi/T_c$  de Kenning, basé sur la conduction thermique dans la paroi, peut donc mener très vite à des comportements non-linéaires, rendant la prédiction du cycle d'ébullition, par des analyses linéaires, illusoire.

Sans traiter de l'influence des paramètres tels que la pression ou le degré de sous-

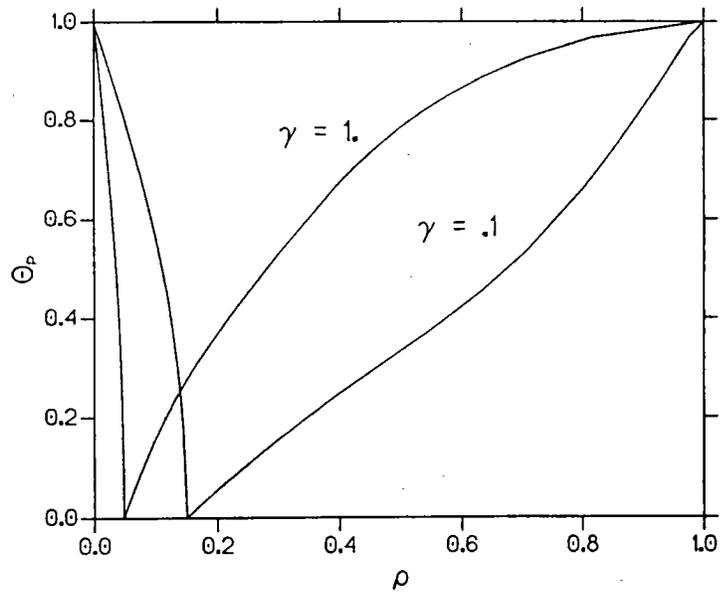
refroidissement, on peut donc conclure que, jusqu'à présent, il a été mis en évidence que le temps d'attente (qui est en fait une donnée capitale du cycle d'ébullition) varie de manière significative avec la "surchauffe" de la paroi (la grandeur "moyenne" que l'on porte sur la courbe d'ébullition), selon le rayon de la cavité, selon la distance qui la sépare des sites voisins, et probablement selon sa propriété  $T_a/\phi/T_c$ . Nous allons montrer maintenant comment nous avons trouvé une nouvelle influence possible des propriétés thermiques du matériau à travers la vitesse de rétablissement de la chaleur extraite pendant la croissance de la bulle.

(Variations de la température de la paroi pendant l'évaporation de la microcouche.) A partir du modèle d'évaporation du film infini, on peut obtenir les variations de la température de paroi  $\theta_P$  par l'équation B.II.10 qui s'écrit pour cette grandeur :

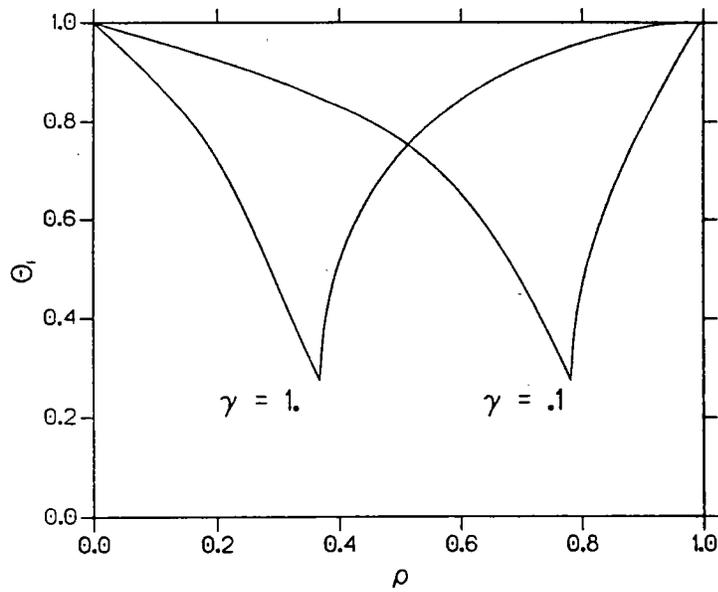
$$\theta_P(\rho) = \bar{\theta}_P \left( \frac{1}{\alpha\gamma} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right) \right) \quad \text{avec } \rho = \frac{r}{R_b}$$

Nous avons portés sur les figures 32.a-d, les distributions de températures pour  $\alpha = \kappa = .05$  et  $.001$ ,  $Ja = .01$  et  $.1$  et  $\gamma = .1$  et  $1$  ( $\phi = 0$  et  $H = \infty$ ). Les rôles de ces trois paramètres peuvent être interprétés de la manière suivante : lorsque  $\alpha$  et  $\kappa$  sont faibles, la distance de pénétration augmente et les variations de la température de la paroi diminuent, sauf quand l'assèchement total du film approche, où la condition limite à l'interface liquide-vapeur va porter la température de la paroi à la valeur  $T_{sat}$ ; de ce fait, il apparaît une brusque chute de la température au voisinage de la limite de la zone asséchée. Le paramètre  $Ja$  influe directement sur l'enthalpie du liquide, et, plus  $Ja$  sera grand, moins le solide participera à l'évaporation et sa température sera, de nouveau, contrôlée en fin d'évaporation par la condition limite à l'interface liquide-vapeur (voir chapitre A.VI). Enfin, le paramètre  $\gamma$  influe directement sur l'épaisseur de la microcouche et plus elle est faible, plus les variations de la température de la paroi vont être rapides.

Les seuls résultats théoriques disponibles, à notre connaissance, sur les variations spatiales et temporelles de la température de la paroi durant la croissance d'une bulle, sont ceux de Beer et coll. (1977). Toutefois, dans leur modèle ils utilisèrent comme

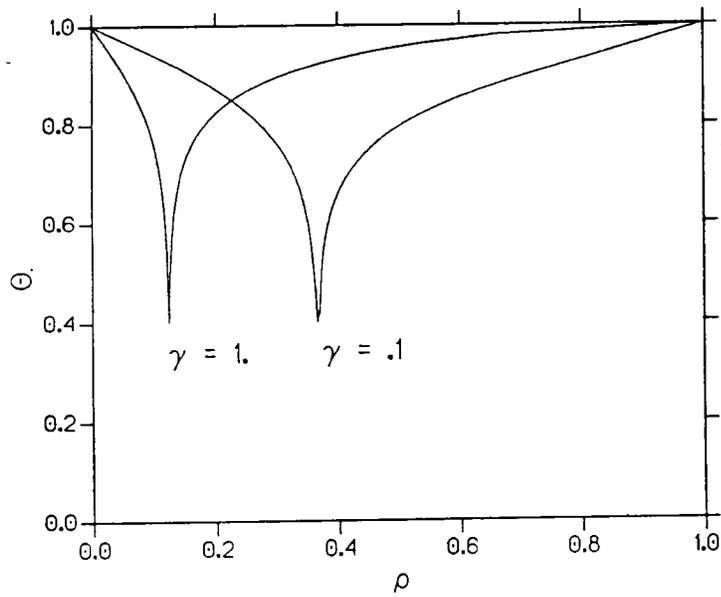


a.  $\alpha = \kappa = .05, Ja = .01.$

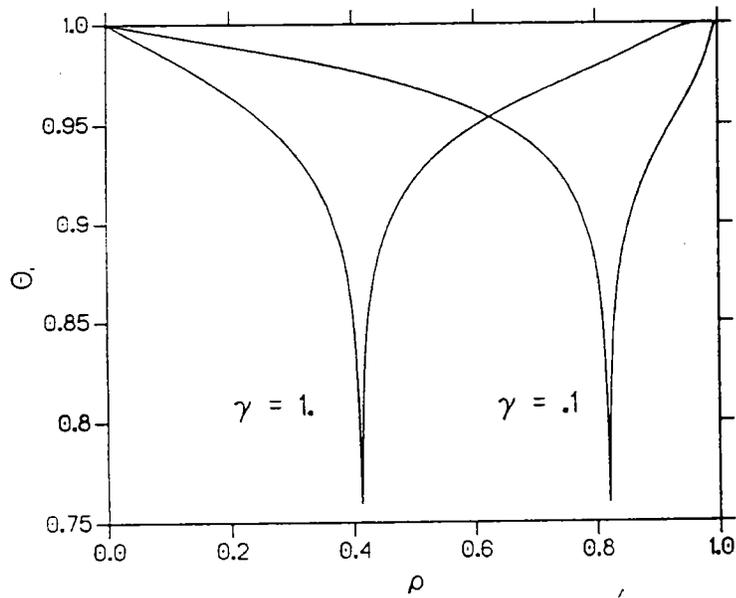


b.  $\alpha = \kappa = .05, Ja = .1.$

Figure 32: Profils de la température de la paroi pendant la croissance de la bulle ( $H = \infty, \phi = 0$ ).



c.  $\alpha = \kappa = .001, Ja = .01.$



d.  $\alpha = \kappa = .001, Ja = .1.$

Figure 32: Profils de la température de la paroi pendant la croissance de la bulle ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ).

condition limite à la base de la bulle, un flux de chaleur uniforme (mais variant dans le temps) exactement égal à la quantité instantanée de chaleur nécessaire à la croissance de la bulle. Cette condition limite les empêchait de tenir compte de l'existence d'une zone asséchée où les transferts thermiques sont quasi nuls. Par ailleurs, il apparaît dans leurs résultats numériques que la région où la température de la paroi varie dépasse largement la surface projetée de la bulle, ce qui tendrait à infirmer l'hypothèse fondamentale de notre calcul consistant à négliger la conduction radiale. Toutefois, il est clair que du fait de l'utilisation d'un flux moyen sous la bulle alors qu'il varie grandement entre la zone asséchée et la zone mouillée par la microcouche, il est probable que les échanges de chaleur selon la direction  $\vec{x}$  sont sous-estimés. Cette idée est confirmée par les travaux de Roberts (1984), qui montrent que le calcul de l'évaporation de la microcouche en ne tenant compte que de la conduction de la chaleur perpendiculairement à la paroi permet de bien décrire les variations de la température de la paroi en un point couvert par la microcouche.

(Réchauffement de la paroi et temps d'attente.) L'intérêt de calculer la température de la paroi pendant la croissance de la bulle, est d'essayer d'estimer à partir de là si ses variations dans l'espace peuvent avoir une incidence sur le temps d'attente avant la croissance de la bulle suivante. Nous allons en fait essayer d'estimer l'échelle de temps d'attente relative au rétablissement de la température de la paroi à sa valeur initiale (que l'on supposera être la température minimale de nucléation pour le flux donné) par conduction radiale de la chaleur. On peut en effet considérer qu'il existe trois échelles de temps pour  $t_a$  liées à des transferts thermiques différents : le rétablissement de la couche limite thermique dans le liquide; la production de chaleur dans la paroi – s'il y en a; et la conduction thermique dans le solide avec un apport de chaleur loin de la paroi. La première échelle de temps a été étudiée extensivement mais, soit en négligeant la conduction dans la paroi, soit en lui donnant un rôle très simplifié (voir la revue de Cole [1974]). La deuxième échelle peut être sentie comme relativement grande, car même si les échanges thermiques sont d'intensité plus faible après le départ de la bulle, ils restent assez élevés pour qu'une grande part de la chaleur produite soit dissipée dans le fluide plutôt que de

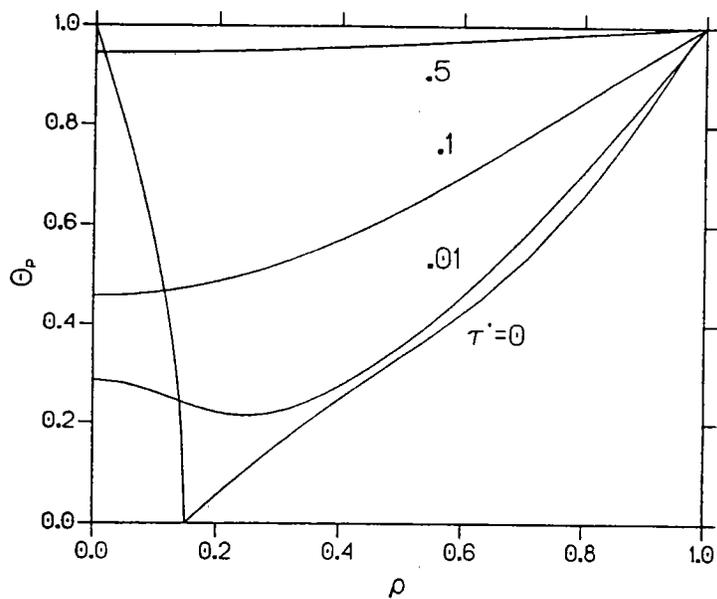
servir au rétablissement de la température (voir chapitre C.IV). Enfin, la troisième échelle est déterminée par l'apport de chaleur depuis les régions plus chaudes environnant le site d'où vient de se détacher une bulle, et, éventuellement, aux flux de chaleur suffisamment élevés, par l'apport de chaleur constant à la limite interne de la paroi. Le problème pour calculer un tel temps est de connaître quelles sont les conditions limites à l'interface avec le liquide dans le domaine bidimensionnel entourant le site. Il nous semble pour le moment, et dans le cadre de ce travail, un peu ambitieux de s'attaquer à une modélisation des transferts thermiques pendant la période d'attente. Ainsi, comme il a été fait dans un article précédent (Bergez et Giovannini, 1991), nous allons estimer de manière très grossière, quel sera l'effet de la conduction radiale en supposant que la région où il y a le plus de chaleur disponible rapidement est le voisinage latéral du site, donc en négligeant les échanges de chaleur dans la direction  $\vec{x}$ . Cela permet d'appliquer très simplement une solution analytique au problème du rétablissement de la température initiale. Sous forme adimensionnelle, si l'on note par  $\theta_0(\rho)$  (avec  $\rho = r/R_{bmax}$ ) la distribution de température au départ de la bulle, on obtient d'après Carslaw et Jaeger (§7.6, pp. 198-201; 1959) l'évolution du champ de température  $\theta(\rho, \tau^*)$  (avec  $\tau^* = \alpha_S t / R_{bmax}^2$ ) :

$$\theta(\rho, \tau^*) = 1 - 2 \sum_1^{\infty} e^{-\beta_n^2 \tau^*} \frac{J_0(\beta_n \rho)}{J_1(\beta_n)^2} \int_0^1 \rho' \theta_0(\rho') J_0(\beta_n \rho') d\rho'$$

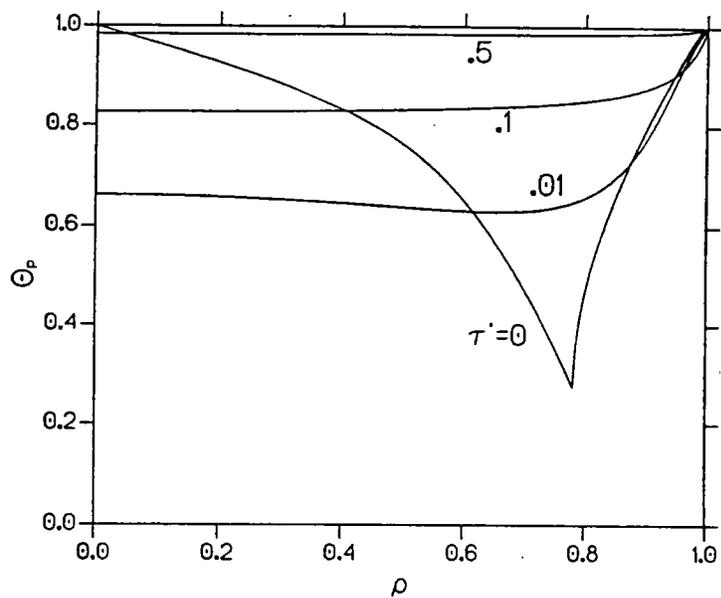
où  $J_0$  et  $J_1$  sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1, et  $(\beta_n)_{n=1, \infty}$  est la suite des racines de l'équation  $J_0(\beta_n) = 0$ .

Les figures 33.a-d montrent pour  $\alpha = .001$  et  $.05$ ,  $Ja = .01$  et  $.1$  et  $\gamma = .1$ , l'évolution de la température dans ce cas extrêmement simplifié. La conclusion est que lorsque le temps adimensionné  $\tau^*$  atteint une valeur de l'ordre de  $.5$ , la température initiale du site est pratiquement à nouveau atteinte. Ainsi, nous pouvons donner une estimation de l'échelle de temps d'attente associée au mécanisme de rétablissement de la température de la paroi par conduction radiale, qui peut être (sans vouloir présenter cela comme un résultat achevé) :

$$t_a \sim \frac{R_{bmax}^2}{\alpha_S} \quad (\text{B.VII.1})$$

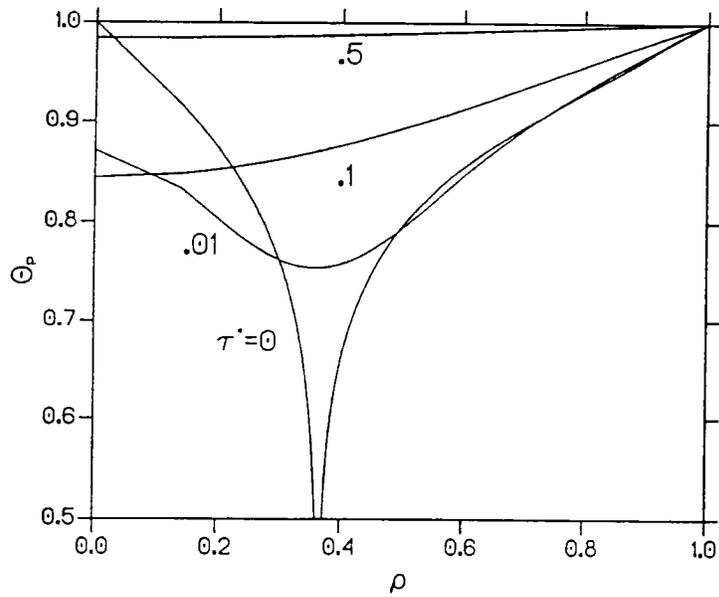


a.  $\alpha = \kappa = .05, Ja = .01.$

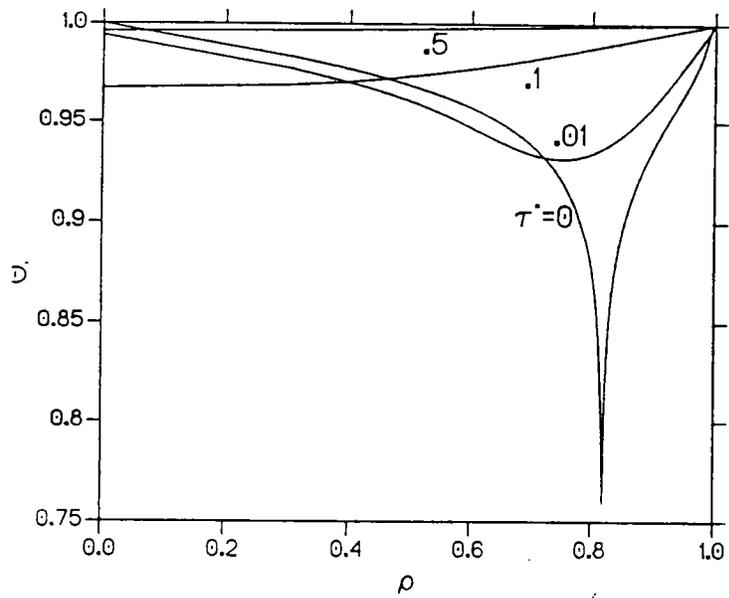


b.  $\alpha = \kappa = .05, Ja = .1.$

Figure 33: Profils de la température de la paroi pendant le réchauffement de la paroi après le départ de la bulle ( $\gamma = .1$ )[ $H = \infty, \phi = 0$ ].



c.  $\alpha = \kappa = .001, Ja = .01.$



d.  $\alpha = \kappa = .001, Ja = .1.$

Figure 33: Profils de la température de la paroi pendant le réchauffement de la paroi après le départ de la bulle ( $\gamma = .1$ ) [ $H = \infty, \phi = 0$ ].

Le coefficient de proportionalité peut être estimé de l'ordre de .5. Il est important de noter qu'une telle relation n'est jamais apparue dans une publication internationale de notre connaissance, et, de plus, son éventuelle existence n'ayant pas été pressentie, il n'existe pas de résultat expérimental disponible pouvant la corroborer ou la mettre en défaut.

Afin de confronter cette relation avec la réalité, nous avons analysé les enregistrements vidéo obtenus sur le montage expérimental de Kenning (1991), et qui sera présenté dans la partie suivante. Deux enregistrements relatifs à des conditions d'ébullition différentes ont été choisis : dans un premier cas la paroi est en laiton et a une épaisseur de .075 mm, le flux de chaleur étant de 70 kW/m<sup>2</sup>; dans l'autre cas, la paroi est en acier inoxydable d'épaisseur .125 mm, et le flux de chaleur est de 50 kW/m<sup>2</sup>. Dans les deux cas, le liquide est de l'eau déminéralisée. Les deux matériaux sont en fait obtenus par laminage et aucun traitement de finition de la surface n'a été opéré. Toutefois, afin d'obtenir une situation privilégiée où l'interaction entre les sites est faible, les deux surfaces ont été nettoyées, avant les tests, avec un agent vendu par la société Decon, et qui permet d'obtenir une situation où l'eau mouille très bien la paroi. Cela se traduit lors de l'ébullition par une faible densité de sites actifs à un instant donné. Pour chacune des surfaces, trois sites différents et ayant une activité régulière (c'est-à-dire, étant actifs sur un grand nombre de cycles) ont été choisis, chacun d'entre eux produisant des bulles au départ de tailles différentes.

L'estimation de  $R_{b_{max}}$  étant assez embarrassante, nous avons utilisé le rayon de la bulle au départ  $R_d$ , ce qui nous fait commettre, compte-tenu de la forme des bulles, une erreur ne dépassant pas 20 à 30 %, ce qui ne nous dérange pas si nous voulons mettre en évidence la tendance de la relation B.VII.1. D'autre part, la cadence de prises d'images étant de 200 images par seconde, il est bien évident qu'il existe une grande incertitude dans la détermination des temps d'attente inférieures à 10 ms.

La figure 34 montre de manière frappante que pour ces expériences le temps d'attente est bien une fonction du rayon de la bulle au départ et des propriétés thermiques du

matériau, et suit étonnement bien une loi du type de la relation B.VII.1. Ce qui peut surprendre encore plus est que le coefficient .5 semble bien corrélérer ces résultats; nous ne nous risquons pas à conclure que cela montre que seule la conduction radiale a un rôle important. En fait, la modélisation n'est pas du tout assez précise pour donner une signification sûre à cette tendance. Ce que l'on peut proposer est une description simple, comme ce qui suit.

Lors de la croissance de la bulle, aux faibles flux de chaleur correspondant au régime des bulles isolées, le site de nucléation peut être considéré comme un puits de chaleur qui est d'autant plus intense que la bulle croît plus rapidement et jusqu'à des tailles plus grosses, et aussi que la température de la paroi est initialement élevée. Ainsi, lorsque la surface est bien mouillée par le liquide, la nucléation requérant des températures élevées (Cole, 1974), il est possible que cette fonction de puits de chaleur contrôle la période d'attente plutôt que le rétablissement de la couche thermique dans le liquide. Une surface bien mouillée exhibera donc des bulles généralement grosses (parce que la croissance sera plus rapide et une plus grande quantité de chaleur sera disponible) et de faibles fréquences, ce qui a pour conséquence de donner une carte de température très irrégulière (apparences intermittentes de taches refroidies sur un fond de surchauffe élevée). Par contre, si la surface est faiblement mouillée, il est probable que les températures d'activation sont moindres, ce qui entraînera des bulles croissant plus lentement et des puits de chaleur moins prononcés, soit une fréquence plus grande.

Ces arguments peuvent sembler contredire l'idée commune selon laquelle le temps d'attente diminue quand la température de la paroi augmente (par exemple lorsqu'on suit la courbe d'ébullition et que l'on passe du régime des bulles isolées au régime d'interférence). A nos yeux, ils prouvent en fait que le rôle de l'angle de contact en ébullition est certainement primordial, parce qu'il contrôle le phénomène de nucléation auquel est lié, comme on vient de le voir, le caractère même de l'ébullition. En conclusion, il nous paraît peu probable qu'une surchauffe de paroi puisse être insérée aisément dans une loi prédisant le cycle d'ébullition et donc les transferts thermiques, ceci pour deux raisons principales :

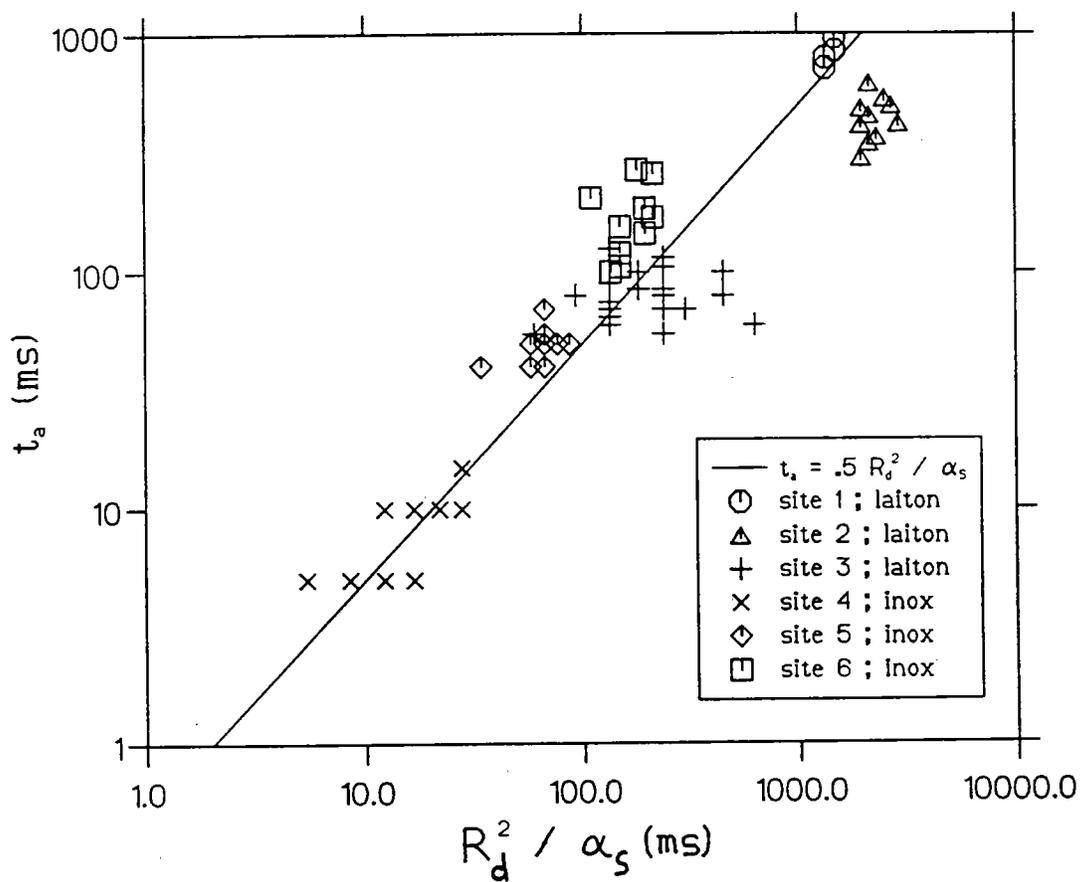


Figure 34: Influence du rapport  $R_d^2/\alpha_s$  sur le temps d'attente  $t_a$ .

tout d'abord, il n'existe pas à proprement parlé une température de la paroi; mais aussi, la température de la paroi apparaît comme étant autant, ou plus, une variable qu'un paramètre (ce qui peut aussi être dit du flux). Ceci ne fait que poser une nouvelle fois toute la complexité des mécanismes d'ébullition pour l'établissement d'un régime des transferts thermiques lorsque des conditions limites (loin de la paroi) sont imposées.

## Chapitre VIII : CONCLUSION

Le point de départ de la discussion qui a fait l'objet de ce chapitre était d'apporter des éléments de réponse à la question : est-ce que les transferts thermiques dans la paroi (et donc les propriétés thermiques de la paroi) ont un rôle dans les échanges de chaleur en ébullition dans le régime des bulles isolées pour un liquide à la saturation ou légèrement sous-refroidi? Si l'on s'en tient alors à la partition classique de la surface en régions où les échanges sont dominés par la convection naturelle (probablement accrue par le mouvement des bulles) et en régions sous l'influence des sites actifs de nucléation, il est clair que les propriétés thermiques ne joueront un rôle que dans ces dernières régions. C'est pourquoi nous nous sommes arrêtés à l'étude des échanges de chaleur autour d'un site de nucléation, laissant de côté le problème de la détermination de la densité des sites actifs. Comme nous l'avons déjà vu dans la partie précédente, l'évaporation d'un film liquide mince sur une paroi "infiniment" épaisse est dépendante des propriétés thermiques du liquide et de la paroi. De même l'évaporation de la microcouche donne un rôle important aux transferts thermiques dans le solide. Toutefois, l'absence d'influence marquée des propriétés de la paroi dans la croissance d'une bulle, fait penser que la participation de l'évaporation sur le dôme de la bulle est au moins du même ordre de grandeur que celle de la base. Ainsi, il nous a semblé qu'il est incorrect de confondre ce qu'on appelle le mécanisme de transport de la chaleur latente avec celui de l'évaporation de la microcouche, et que ce dernier doit nécessairement avoir une part moins importante que celle qui lui a été donnée dans les travaux où cette confusion avait été faite. Par la suite, nous avons étudié le flux de chaleur dissipée à l'interface liquide-solide pendant la phase de croissance de la bulle (donc directement lié à l'évaporation de la microcouche). Il est alors apparu que la contribution de l'échange de chaleur pendant cette phase où les propriétés thermiques du matériau jouent un rôle essentiel, est fortement dépendante du temps

d'attente qui sépare l'apparition de deux bulles successives, et est en fait inversement proportionnel au rapport des temps d'attente et de croissance. De plus, pour un même temps d'attente, le mécanisme d'évaporation de la microcouche aura une contribution d'autant plus importante que la paroi conduit mieux la chaleur. Enfin nous nous sommes attachés à l'étude du temps d'attente, toujours en essayant d'estimer le rôle des propriétés de la paroi. La modélisation de cette période nous ayant paru complexe, nous avons considéré un cas grossièrement simplifié où uniquement la conduction radiale est prise en compte. Cela nous a permis d'établir une relation sur le temps d'attente qui l'assimile à une échelle de diffusion thermique dans la paroi. Une telle relation n'a pas eu, à notre connaissance, de précédent dans l'ensemble des travaux sur l'ébullition. Des données expérimentales que nous avons obtenues à partir d'enregistrements vidéo pour une surface bien mouillée (peu d'interaction entre les sites) montrent de manière frappante que cette échelle peut contrôler le temps d'attente. Le caractère important de la relation établie est que le temps d'attente est inversement proportionnel à la diffusivité thermique de la paroi. Ainsi, si l'on revient au problème de la contribution du mécanisme de l'évaporation de la microcouche, il apparaît, si l'on prend cette dernière relation établie sur le temps d'attente, que l'effet des propriétés thermiques du matériau est théoriquement élevée. Toutefois, il est possible que cet effet ne s'exprime pas aussi nettement : dans le cas d'une paroi bien mouillée, la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche est faible du fait des grands temps d'attente, et les échanges de chaleur sont plutôt régis par la convection; dans le cas d'une surface peu mouillée, si l'on pense à la grande sensibilité de la surchauffe de la paroi à la densité de sites actifs et au grand nombre de sites activables, il est probable que les échanges de chaleur, à un flux donné, seront plutôt contrôlés par l'effet d'adaptation entre le nombre de sites actifs et la température de la paroi, plutôt que par l'équilibre entre la surchauffe, le temps d'attente et la part de l'énergie dissipée par évaporation de la microcouche.

PARTIE C

## Chapitre I : INTRODUCTION

La courte étude expérimentale, par laquelle le travail de cette thèse s'est terminé, s'est déroulée à l'Université d'Oxford, dans le laboratoire du Dr. Kenning qui développe une technique de mesure des températures de parois minces au moyen de cristaux liquides. A l'heure actuelle, le manque de moyens pour traiter l'information (obtenue sous forme d'enregistrements par vidéo rapide couleur) fait que la confrontation avec l'expérience du modèle théorique étudié dans les deux premières parties s'est avérée difficile. Toutefois, une analyse principalement qualitative a pu être développée, qui peut donner quelques idées sur les mécanismes du transfert thermique en un site actif de nucléation, et, éventuellement, qui peut servir de base à des études à venir plus poussées.

## Chapitre II : LE MONTAGE EXPERIMENTAL

D.B.R. Kenning, Docteur à l'Université d'Oxford, a conçu un appareil expérimental permettant par l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques (voir annexe 3) de visualiser les variations spatiales et temporelles de la température sur le dessous d'une paroi chauffante mince sur laquelle bout un liquide. Ce montage a déjà été succinctement présenté dans un rapport (Kenning, 1991) et nous en donnons ici une description plus détaillée (voir figure 35).

La paroi chauffante est une section rectangulaire découpée dans une feuille d'acier inoxydable d'épaisseur égale à .125 mm (commercialisée par Goodfellow). A chaque extrémité de cette section, une électrode de cuivre est soudée. La paroi est donc chauffée par effet Joule lorsqu'on y fait circuler un courant électrique. La section de la paroi étant de l'ordre de  $40 \times 30 \text{ mm}^2$ , pour obtenir des flux de chaleur de l'ordre de  $100 \text{ kW/m}^2$ , un générateur est utilisé pour alimenter le circuit qui peut supporter des courants pouvant atteindre 500 A (pour la surface utilisée, les intensités maximales sont de l'ordre de 150 A). Un joint de silicone est appliqué sur le contour du dessous de la paroi, et le tout est cimenté sur une plaque d'aluminium présentant une fenêtre ouverte de l'ordre de  $30 \times 20 \text{ mm}^2$  et donnant un accès direct au dessous de la paroi chauffante. A ce stade, on pulvérise la paroi, à travers cette fenêtre, avec une peinture émaillée noire mate qui servira de fond lorsque les cristaux liquides prendront des couleurs. Pour ne pas les contaminer (les cristaux liquides utilisés ici ne sont pas encapsulés, pour la simple raison qu'à l'heure actuelle, le procédé d'encapsulation nécessite une fluidité importante des cristaux liquides à la température ambiante, propriété que n'ont pas ceux qui ont une température d'apparition de la phase nématique rotatoire et une température de changement de phase à l'état liquide élevées), il est nécessaire d'évaporer les solvants contenus dans la peinture, et pour cela, le montage

est placé pendant soixante-douze heures dans un four à une température de 120°C.

Les cristaux liquides utilisés ont été fournis par le Dr. H.J. Coles, de l'Université de Manchester, qui a conçu un mélange de composés cholestériques ayant un domaine de thermochromicité final compris entre 104 et 132°C; nous avons toutefois remarqué qu'avec le vieillissement, ce domaine se rétrécit, et, pour les données utilisées dans cette étude, il est de l'ordre de 104 à 126°C. Les cristaux liquides sont déposés au pinceau sur la surface peinte, et comme à la température ambiante ils sont peu fluides, cette opération est plus aisée en chauffant la paroi aux alentours de 80 – 90°C.

Puis, une feuille de film polyester d'épaisseur .023 mm (commercialisée par Goodfellow), est posée sur les cristaux liquides et appliquée doucement de manière à obtenir un bon contact avec les cristaux liquides (absence de bulles d'air et d'endroits ayant un excédent de matière). L'avantage d'utiliser un film plastique est tout d'abord de mettre les cristaux liquides dans un état plan (axes des hélices parallèles) en exerçant de légères contraintes tangentielles, et aussi de les protéger un peu de la contamination. Par ailleurs, en opérant délicatement, on peut aussi arriver à contrôler de manière satisfaisante l'épaisseur de la couche cristalline. Il est certes difficile de mesurer cette épaisseur sur chaque échantillon expérimental; toutefois, on peut l'estimer sur des échantillons tests (une simple section de feuille métallique couverte par le même procédé d'une couche de cristaux liquides) en pesant l'échantillon avec et sans les cristaux liquides; on trouve ainsi des épaisseurs équivalentes variant de 10 à 15  $\mu\text{m}$ . La difficulté est, bien sûr, d'avoir un critère pour s'assurer que, sur le montage expérimental, c'est bien une épaisseur de cet ordre qui a été déposée; cela ne peut être estimé que qualitativement d'après le comportement optique des cristaux liquides, et en particulier la brillance ou la clarté des couleurs qu'ils offrent aux yeux. Enfin, il est aussi primordial d'utiliser un film plastique qui n'affecte pas la polarisation de la lumière, ceci du fait de la sensibilité de la phase nématique rotatoire aux lumières polarisées circulairement.

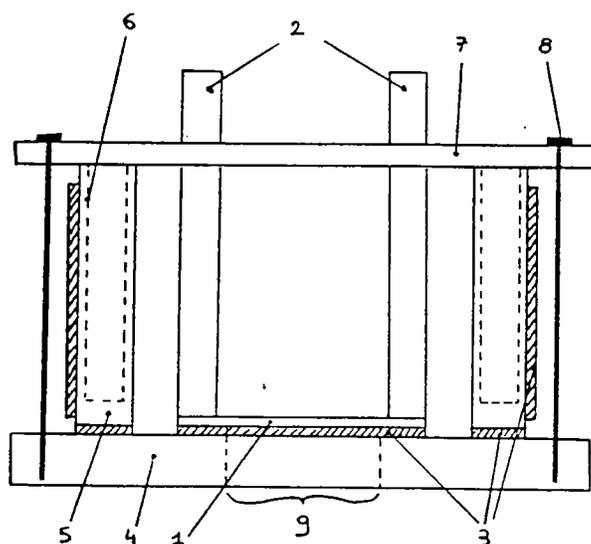
Lorsque cette partie du montage est achevée, les parois verticales de la cuvette (46 ×

103 × 100 mm<sup>3</sup>) sont placées sur la plaque d'aluminium. Les deux parois dans le sens de la largeur sont en aluminium et sont isolées thermiquement du côté extérieur avec du silicone. Ces deux parois ont un logement pour des cartouches chauffantes pouvant dissiper 150 W. Les deux autres parois sont en verre. Un joint de silicone est collé à la base de ces parois; au montage elles sont pressées sur la plaque d'aluminium à l'aide d'un couvercle ouvert et serré par des écrous. La figure 35 donne une représentation schématique du montage complet.

Afin de pouvoir relier les variations de la température de la paroi avec le phénomène d'ébullition du côté fluide, il est nécessaire d'avoir une prise de vue simultanée des deux faces de la paroi. Le montage optique illustré par la figure 36 permet cela. Avec ce montage, la lumière parcourt deux trajets différents et la moitié supérieure de la cellule de la caméra vidéo est impressionnée par l'image de l'ébullition sur la paroi, alors que la partie inférieure est impressionnée par l'image des cristaux liquides. L'angle d'incidence de la lumière sur les cristaux liquides est légèrement dévié par rapport à la verticale (environ 7°).

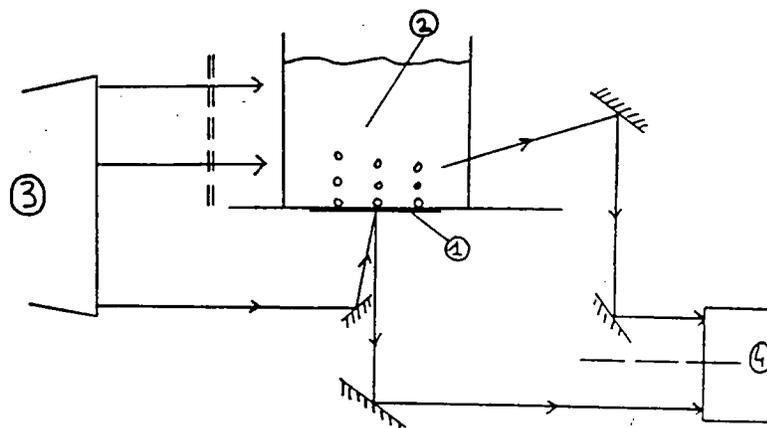
Tout le problème relatif à l'utilisation des cristaux liquides est de déterminer les isocouleurs et de les convertir en isothermes. A l'heure actuelle, ni le CERT, ni l'Université d'Oxford, ne possèdent un outil informatique développé permettant de traiter des images couleurs. Dans ce travail, il manque infailliblement une pièce capitale pour mesurer des températures au moyen de cristaux liquides. Nous nous sommes donc contenté de mener une étude expérimentale "qualitative" qui, même si elle manque de rigueur par défaut de matériel, permet déjà de mettre en évidence certaines questions quant à ce moyen de mesure.

La méthodologie employée dans cette étude a donc été la suivante : une première prise de vue est obtenue avec une caméra vidéo couleur à 200 images par seconde (NAC 200). Puis des photographies sont prises de l'écran en position "arrêt sur image", et ces photographies servent alors pour déterminer approximativement les champs de température



(1 - paroi chauffante; 2 - électrodes en cuivre; 3 - joints silicone; 4 - plaque en aluminium; 5 - paroi latérale en aluminium; 6 - trou pour cartouches chauffantes; 7 - couvercle en aluminium; 8 - vis de serrage; 9 - fenêtre)

Figure 35: Représentation schématique de l'appareil expérimental.



(1 - cristaux liquides; 2 - liquide en ébullition; 3 - source de lumière; 4 - camera)

Figure 36: Représentation schématique des différents trajets optiques.

correspondants, par exemple, à la coissance d'une bulle. Il faut bien noter le caractère approximatif de l'évaluation, qui découle de deux points : si les cristaux liquides offrent une résolution spatiale très fine – à priori sans limites à l'échelle macroscopique quand ils ne sont pas encapsulés et de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$  pour les cristaux liquides encapsulés (taille des micro-capsules) – le champ de l'image correspondant à la surface entière, la résolution est alors de l'ordre de 0.1 mm par pixel pour la digitalisation, mais peut-être sensiblement plus médiocre sur les photographies du fait que l'écran peut avoir tendance à disperser la lumière; par ailleurs, le passage des couleurs aux températures peut être délicat à l'oeil car il n'est pas aisé pour le cerveau de distinguer des variations de teintes faibles qui peuvent correspondre à des variations de températures de l'ordre de quelques degrés. Il est aussi important de noter qu'avec une telle procédure, il est indispensable d'obtenir sur le même négatif la séquence à étudier et les images de la calibration en température pour s'assurer une comparaison à peu près acceptable (en fait "à peu près" parce que lors de l'impression courante sur papier, le programme de tirage peut varier selon les couleurs dominantes de la photographie et donner des couleurs ou des teintes sur papier différentes pour une même couleur initiale sur le sujet : du blanc entourant un carré bleu peut apparaître bleuté, et du blanc entourant un carré rouge peut apparaître rosé).

Le point suivant, capital dans la thermographie par cristaux liquides, est de disposer d'un étalonnage sûr pour la conversion des couleurs en température. Le moyen le plus simple est de disposer les cristaux liquides sur un bloc de matériau conduisant bien la chaleur et chauffé par conduction, et de photographier la couleur tout en mesurant la température avec un thermocouple au voisinage de la surface, dans le bloc. Il est toutefois préférable d'opérer un étalonnage sur le montage expérimental lui-même, du fait de la grande sensibilité des cristaux liquides à l'environnement optique. Le problème alors, lorsque l'on utilise le montage expérimental est d'arriver à obtenir une température de la surface aussi uniforme que possible pour pouvoir relier de manière sûre la température mesurée par un thermocouple à la couleur du cristal correspondant. Dans les séquences qui

ont été étudiées ici, la calibration a été obtenue en soufflant un air chaud sur une plaque d'aluminium posée sur la paroi d'acier inoxydable (servant de surface de chauffe lors des expériences); la température est alors mesurée avec un thermocouple positionné près de l'interface aluminium-inox. L'utilisation d'une plaque intermédiaire de conductivité thermique élevée sert à uniformiser le champ de température sur la paroi. Toutefois, il reste encore une variation spatiale non négligeable certainement due aux pertes par conduction dans les deux électrodes. Un autre essai peu concluant a été fait en remplissant la cuvette d'une huile silicone bouillant à grande température et en l'agitant avec une hélice afin d'uniformiser la température dans le bain; les champs de couleurs obtenus ainsi sont encore moins réguliers que dans le cas précédent; de plus, cette technique a le grand désavantage d'être destructrice, car il n'est plus possible d'utiliser le montage une nouvelle fois pour faire bouillir de l'eau. Le prochain essai, qui n'est pas encore tout à fait au point, consistera simplement à chauffer la paroi par courant électrique, en isolant toutes les surfaces de montage et en le cloisonnant dans une boîte où l'air sera agité vigoureusement par une hélice; on peut espérer obtenir des variations de la température de la paroi plus faibles que dans les essais précédents.

Avec les cristaux liquides utilisés, il a été possible de discerner à l'oeil des variations de la teinte correspondant à des écarts de température de l'ordre de 2°C (voir aussi le rapport de Kenning [1991]). On trouvera sur la figure 38 (chapitre suivant) un exemple d'étalonnage.

### Chapitre III : RESULTATS EXPERIMENTAUX

Il est possible de modifier l'angle de contact de l'eau sur la surface en acier inoxydable en nettoyant cette dernière avec des agents différents. En utilisant un produit spécial commercialisé par la marque Decon (nous ne connaissons pas sa formule chimique), en brossant la surface mouillée par ce produit avec un petit écouvillon pendant une quinzaine de minutes, on peut arriver à obtenir une surface très mouillable (angle de contact très faible). L'estimation des angles de contact n'a pas été faite, mais on peut dire qu'il passe, pour la surface brute, de l'ordre de 60 degrés à moins de 10 degrés lorsqu'on lui fait subir ce traitement.

Il est clair d'après les photographies (figure 37) prises pour trois flux de chaleur, que l'angle de contact joue un rôle décisif dans le caractère de l'ébullition, ce qui a déjà été mentionné dans la partie précédente (chapitre VII). On peut expliquer ces différents types d'ébullition par les arguments suivants.

Lorsque l'angle de contact est faible, la surchauffe de nucléation peut être relativement élevée. Dans le cas de la surface utilisée qui est laminée, ceci est plus net car il semblerait que les cavités sont très petites, donc qu'il faille des surchauffes d'autant plus élevées pour le début de la nucléation (de l'ordre de 18-20°C). Quoiqu'aucun compte n'ait été fait, on peut considérer que le nombre de sites actifs diminue avec l'angle de contact (ce que montrent les résultats récents de Wang et Dhir [1991]). Ainsi, lorsqu'un site est actif, il y a une grande quantité de chaleur disponible dans la paroi pour la croissance de la bulle qui, de ce fait, peut atteindre des rayons élevés avec une grande vitesse de croissance. Cela explique, d'après le modèle développé dans les deux parties précédentes, la présence de grandes variations de la température pendant la phase de croissance de la bulle sur une région dont le diamètre est de l'ordre de celui de la bulle au détachement. Il faut

alors un long temps d'attente avant l'apparition de la bulle suivante; à la fin de cette période la température de la paroi a retrouvé sa valeur initiale. Dans ces conditions, la paroi apparaît très surchauffée avec des aires refroidies de manière intermittente ou avec une faible fréquence. On notera, toutefois, qu'il existe tout de même des sites produisant de petites bulles à une grande fréquence; on peut imaginer divers scénarios pour rendre compte de ce fait, tel que l'existence d'un équilibre local, en un site, entre la chaleur extraite pendant la croissance de la bulle à une température (qui peut être inférieure aux températures environnantes) et l'apport de chaleur dans le solide et depuis les régions avoisinantes; mais nous pouvons souligner que nous n'avons jamais essayé, dans ce travail, de prédire les tailles des bulles au détachement; il nous semble d'ailleurs que la dispersion existante sur cette grandeur, pour des conditions données d'ébullition, rend difficile la conception d'une loi la prédisant tout en rendant compte de cette dispersion.

Lorsque l'angle de contact est élevé (cas normal de l'eau sur une surface métallique), le grand nombre de sites actifs, à un instant donné, rend difficile l'interprétation des images. Il apparaît toutefois que la température moyenne de la paroi est relativement basse, ce qui peut entraîner une croissance plus lente des bulles et des tailles de détachement plus petites avec des temps d'attente plus courts. Pour penser que la croissance peut être plus lente, il faut concevoir que la vitesse de croissance dépend de la surchauffe de la paroi et du liquide dans la couche limite thermique; le rôle de la production de la chaleur ne devenant important que pour des parois très minces, pour lesquelles les tailles des bulles diminuent. Le grand nombre de bulles à un instant donné et la propriété des sites à avoir une fréquence d'ébullition élevée résultent du fait que la nucléation commence à des surchauffes faibles quand l'angle de contact est grand (même pour une surface laminée), et par la suite, l'effet de refroidissement de toute la paroi par le transfert de la chaleur latente est efficace et le coefficient d'échange de chaleur est plus élevé que pour une surface bien mouillée (voir chapitre B.VI). On peut noter, toutefois, que l'enregistrement vidéo, visionné à la cadence réelle, présente un effet de clignotements sous forme de petite taches de faibles intensités, correspondant à des températures plus basses que la température moyenne,

qui apparaissent et disparaissent à des fréquences élevées pour l'oeil, et sont difficiles à découvrir sur une image figée. Par ailleurs, il semble qu'il existe aussi des "vagues" convectives qui passent sur la surface chauffante et la refroidissent provisoirement.

La technique de mesure par cristaux liquides peut paraître intéressante pour dégager les mécanismes d'échange de la chaleur pendant la croissance d'une bulle lorsqu'on est dans la situation privilégiée où l'angle de contact est petit; dans ces conditions, les bulles croissent sans interaction apparente, tant au niveau des échanges conductifs dans la paroi, que des mouvements convectifs dans le liquide, dus, par exemple, aux croissances simultanées d'autres bulles dans le voisinage immédiat du site étudié. En visionnant des séries d'enregistrements vidéo, nous avons pu dégager certaines séquences de la croissance d'une bulle, pour lesquelles les conditions initiales correspondent à une température de paroi à peu près uniforme et la croissance se déroule sans aucune perturbation provenant des sites voisins.

Les photographies (figure 38) présentées sont un exemple d'une telle situation. Nous avons joint à ces photographies un échantillon de la calibration sous forme de correspondance couleur-température. Nous pouvons tout de suite dire que le traitement de ces photographies, pour en extraire des données quantitatives, s'est révélé illusoire à nos yeux (voir chapitre précédent). Nous n'avons pu qu'obtenir un ordre de grandeur de la température de la paroi au centre de la zone refroidie et dans l'anneau extérieur. Malgré cette difficulté à obtenir des données expérimentales en vue d'une comparaison avec le modèle d'évaporation de la microcouche, on peut tirer des photographies des constatations qui peuvent être intéressantes.

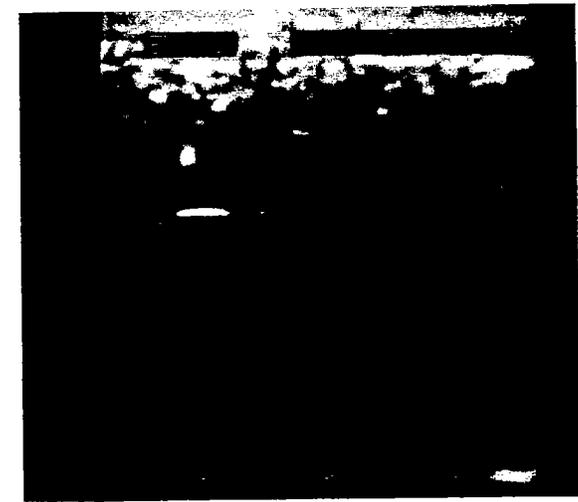
Tout d'abord, il est clair que la croissance d'une bulle s'accompagne d'un refroidissement de la paroi comme l'avait déjà trouvé Raad et Myers (1971). A la cadence de 200 images par seconde, une bulle (du type de celle présentée ici) croît et se détache en quatre ou cinq images; le refroidissement ne devient apparent que sur la deuxième image; il y a naturellement un retard entre les variations de la température des cristaux liquides et de

la température à l'interface liquide-vapeur du à la diffusion thermique dans la paroi; nous verrons dans le chapitre suivant comment ce retard peut limiter l'utilisation des cristaux liquides pour déterminer certains mécanismes de base des transferts thermiques.

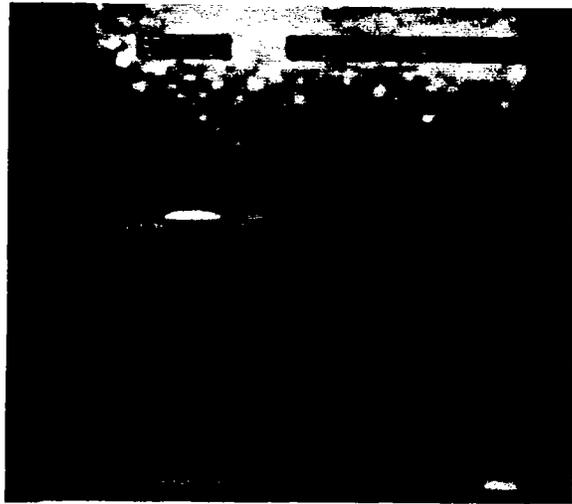
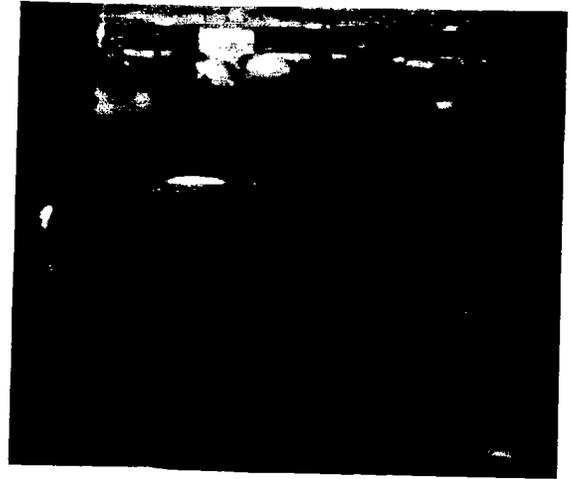
Un point essentiel est que la variation de la température prend place sur une aire qui coïncide avec l'aire maximale de la base de la bulle. Cela peut confirmer que lorsqu'une bulle croît, l'influence résultante sur les transferts thermiques ne s'étend que sur une zone directement sous la bulle. Il apparaît donc qu'il est certainement nécessaire de bien distinguer la perturbation hydrodynamique qui peut s'étendre sur une aire bien plus large que la surface projetée de la bulle (et par là, avoir un effet hydrodynamique sur la nucléation d'un site voisin) et qui semble ne pas avoir un grand rôle dans les échanges thermiques (si elle occasionne des variations de transferts thermiques, ils sont certainement peu intenses pour ne laisser aucune trace sur les cristaux liquides), et la perturbation du champ de température qui ne s'étend pas au delà de la bulle. Ainsi il est peu probable que la modification des températures de la paroi lors de la croissance de la bulle joue un rôle dans la nucléation d'un site voisin mais situé au delà de la surface projetée de la bulle, et il apparaît que les modèles d'échange thermiques (tel que celui de Judd et Hwang [1976]) qui donne aux mécanismes d'évaporation de la microcouche et de remouillage de la paroi, une aire d'influence de l'ordre de deux fois l'aire projetée de la bulle, surestiment grandement la contribution de ces deux mécanismes. Cette constatation expérimentale confirme le choix fait dans le chapitre B.VI de ne considérer que la zone directement sous la bulle pour étudier la participation des échanges thermiques liés à la présence d'un site de nucléation.

Par ailleurs, on notera la présence d'une zone plus chaude au centre de la région refroidie. Ce fait est tout à fait en accord avec l'existence d'une microcouche qui s'évapore complètement au centre de la base de la bulle, ce qui entraîne la situation d'un faible échange thermique et donc d'une augmentation des températures. D'autre part, cette zone surchauffée est toujours présente au départ de la bulle, ce qui peut aussi confirmer que les échanges conductifs radiaux jouent un rôle négligeables dans les transferts thermiques.

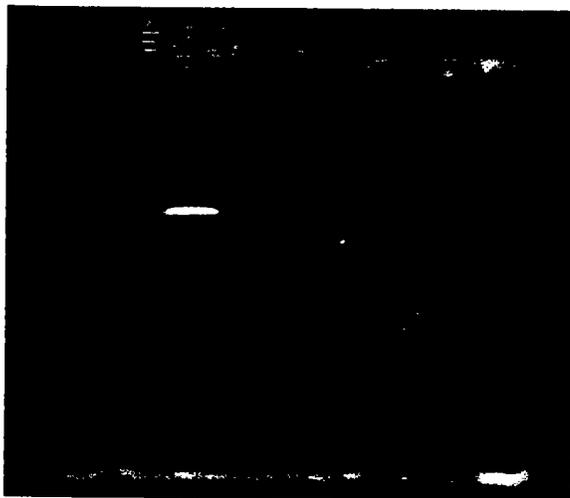
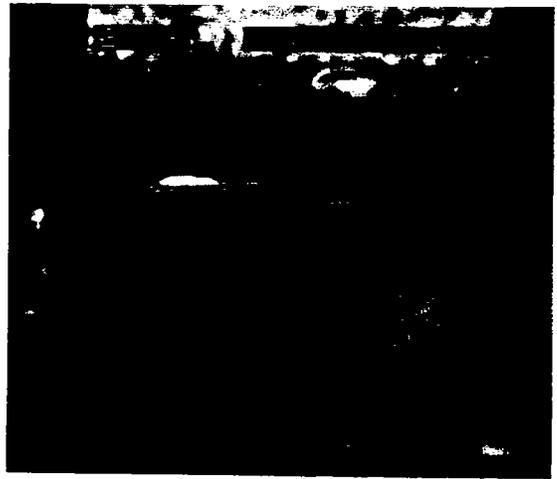
Si, maintenant, on s'intéresse à la vitesse de croissance de la bulle, on constate que la cadence de 200 images par seconde, qui convient pour l'étude des cristaux liquides (c'est ce qui apparaît sur l'enregistrement vidéo, mais nous n'avons pas fait d'étude fréquentielle de la réponse des cristaux liquides) laisse relativement peu d'information sur les étapes de la croissance de la bulle. Toutefois on peut distinguer trois principales étapes : tout d'abord, la bulle croît très vite jusqu'à un rayon proche de celui qu'elle a au détachement et pendant cette période le rayon de la base croît aussi, mais à une vitesse légèrement inférieure (les forces de tension ont tendance à dévier la forme de la bulle de celle d'une hémisphère); la fin de cette première étape peut être (artificiellement) marquée par l'instant où la base atteint un rayon maximum, ce qui correspond à la deuxième image. Dans la deuxième étape le rayon de la bulle et son volume croissent de moins en moins et l'aire de la base de la bulle diminue (image 3 et 4); la troisième étape consiste alors au détachement de la bulle dont le volume semble rester constant (pas de condensation apparente); cette dernière étape est en fait difficile à distinguer de l'étape précédente – elle peut être considérée comme un ralentissement de la diminution de l'aire de la base à cause, peut-être, des forces de gravité, qui entraînent la bulle hors de la surface, et des forces de contact à l'interface triple qui retiennent la bulle à la surface. Nous nous intéresserons dans le chapitre suivant à essayer de mettre en relief les divers mécanismes d'échange de chaleur correspondant à ces étapes et à estimer comment la technique des cristaux liquides peut être une aide dans cette détermination. Enfin, nous noterons que la supposition implicite faite dans la partie B, qui était de confondre les moments où le rayon de la base de la bulle atteint sa valeur maximale et où la bulle se détache, était une simplification extrême de ce qui se passe dans la réalité.



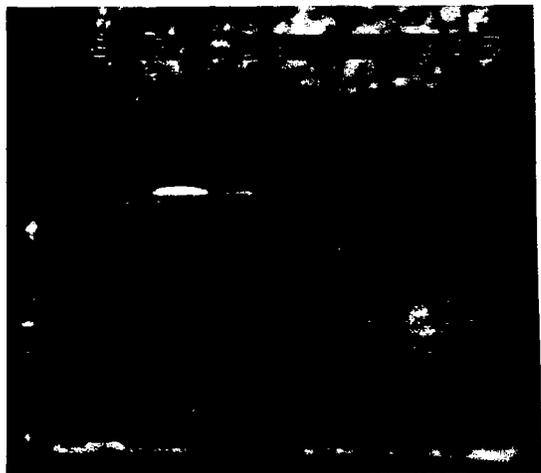
$Q = 50 \text{ kW/m}^2$



$Q = 75 \text{ kW/m}^2$



$Q = 100 \text{ kW/m}^2$

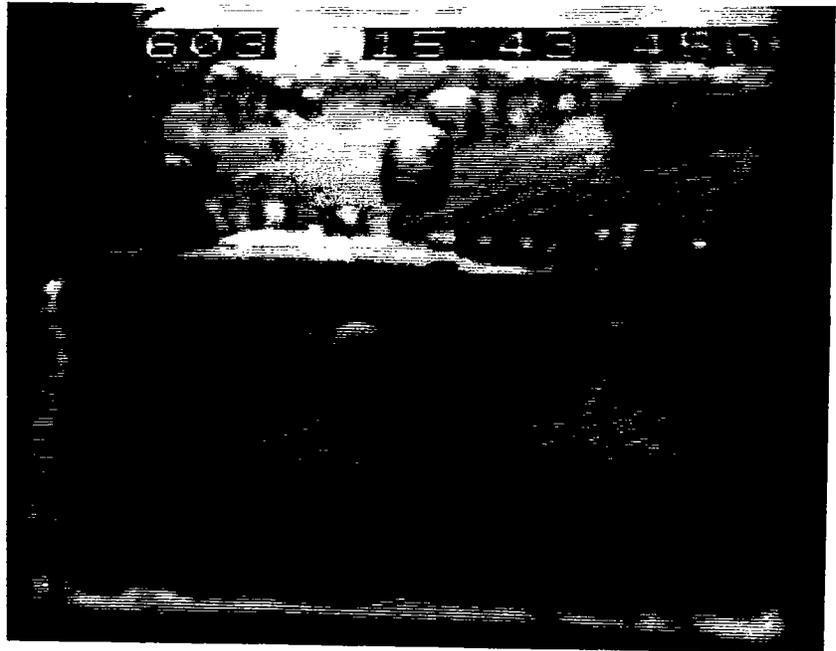


(a)

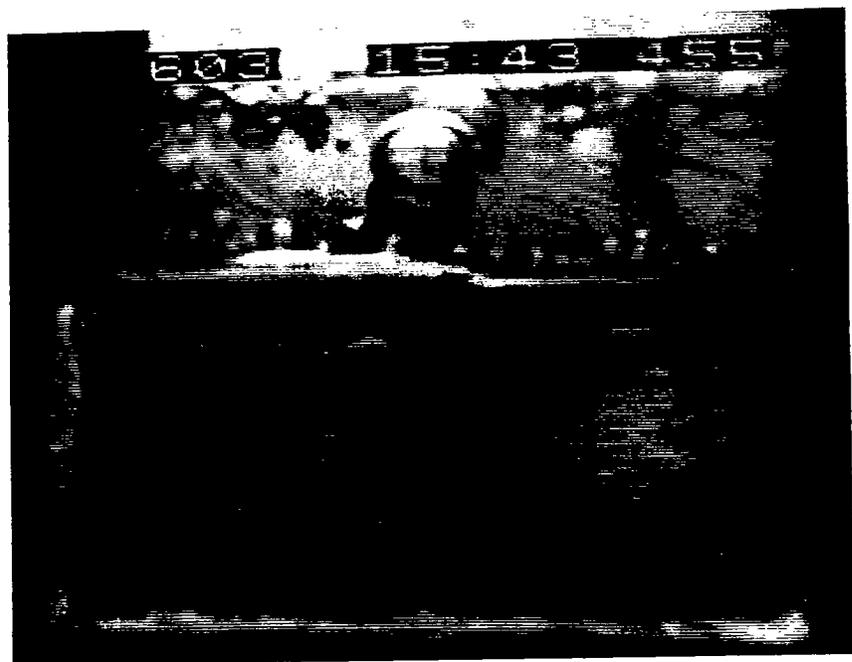
(b)

Figure 37: Influence du degré de mouillabilité de la surface sur le champ de température de la paroi (a : angle de contact élevé; b : angle de contact faible)

	102 °C
	104 °C
	106 °C
	108 °C
	110 °C
	112 °C
	114 °C
	116 °C
	118 °C
	120 °C
	122 °C



a. Image 1

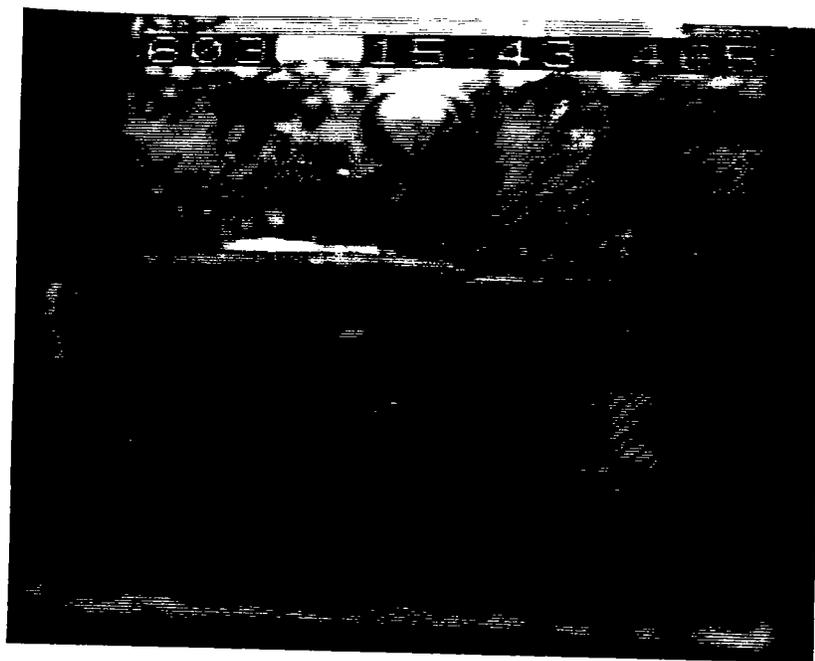


b. Image 2

Figure 38: Photographies d'une séquence d'images sur la croissance d'une bulle ( $Q = 50 \text{ kW/m}^2$ ) et étalonnage en température. (Intervalle de temps entre chaque image :  $\Delta t = 5 \text{ ms.}$ )



c. Image 3

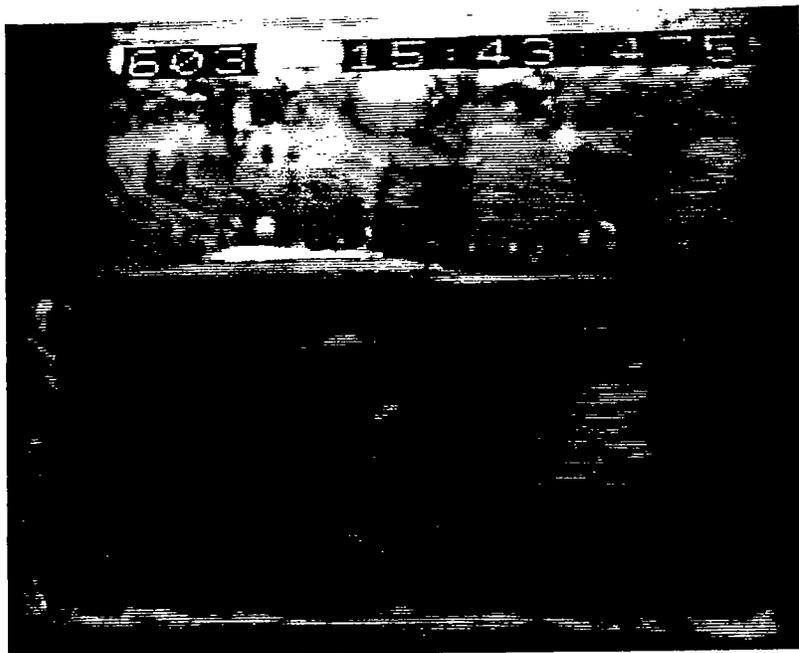


d. Image 4

Figure 38: Photographies d'une séquence d'images sur la croissance d'une bulle ( $Q = 50 \text{ kW/m}^2$ )[suite].

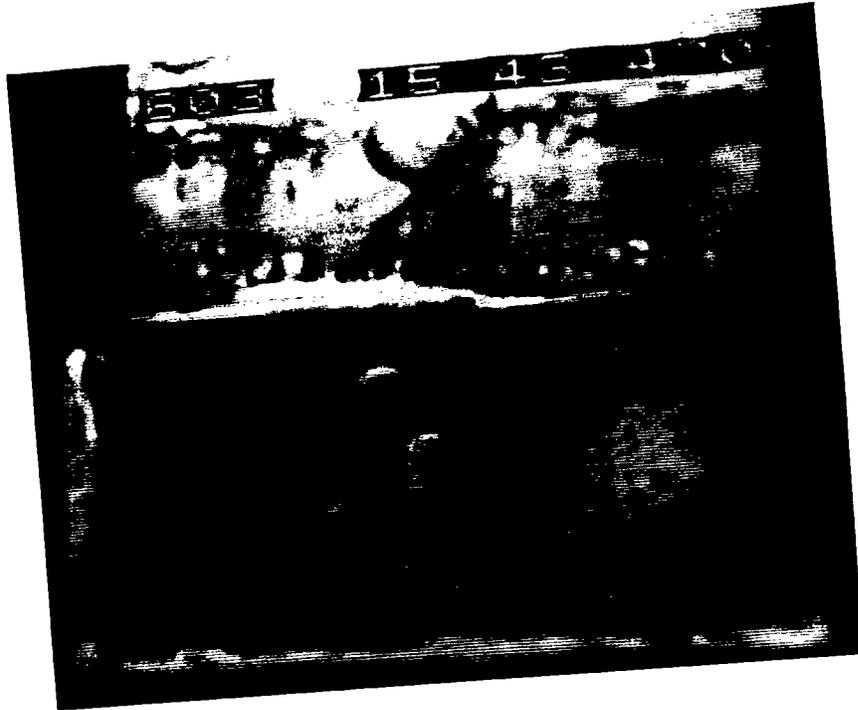


e. Image 5

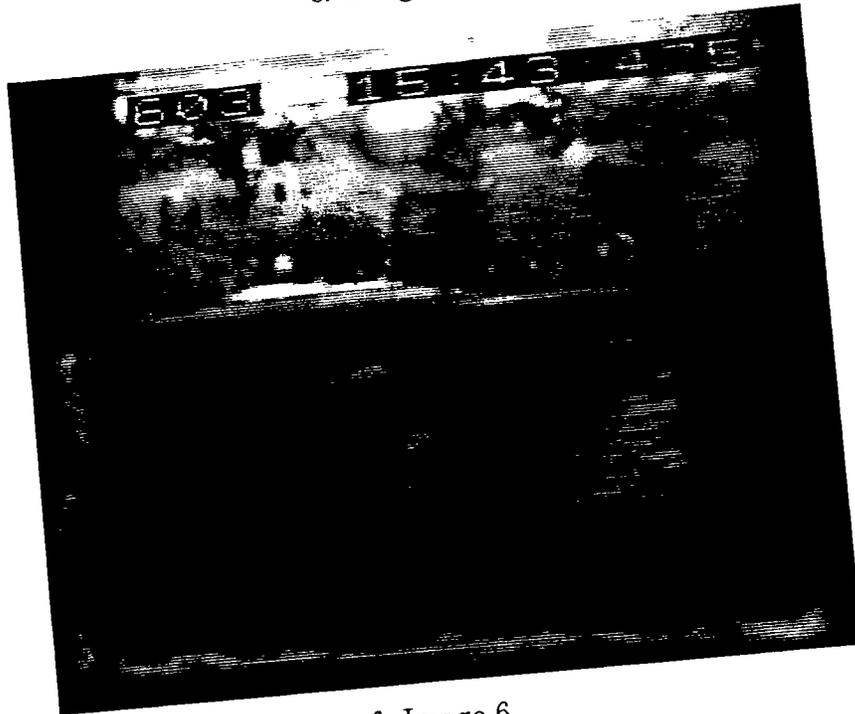


f. Image 6

Figure 38: Photographies d'une séquence d'images sur la croissance d'une bulle ( $Q = 50 \text{ kW/m}^2$ )[fin].



e. Image 5



f. Image 6

Figure 38: Photographies d'une séquence d'images sur la croissance d'une bulle ( $Q = 50 \text{ kW/m}^2$ )[fin].

Chapitre IV : LES CRISTAUX LIQUIDES COMME MOYEN D'INVESTIGATION  
DES MECANISMES DE BASE DES TRANSFERTS THERMIQUES SUR L'AIRE  
D'INFLUENCE D'UN SITE DE NUCLEATION

(Les quatre phases du cycle d'ébullition.) Comme nous venons de le voir, le cycle d'ébullition en un site de nucléation, pour de l'eau bouillant à la pression atmosphérique et à une température voisine de la saturation, peut être décomposé en quatre étapes : (i) croissance de la bulle et de sa base où la microcouche se forme et s'évapore; (ii) la bulle croît toujours, mais la base après avoir atteint un rayon maximal décroît et on peut supposer qu'il y a toujours évaporation de la microcouche là où il n'y a pas remouillage et là où elle ne s'est pas complètement asséchée; (iii) la bulle se détache et, à sa base, se forme un cou qui se brise; (iv) le site est complètement couvert par le liquide jusqu'à la prochaine apparition d'une bulle. Les cristaux liquides donnent une information sur la température au dos de la surface de chauffe, donc cette information comporte un retard, par rapport au comportement de la température à l'interface liquide-solide, dû à la diffusion dans la paroi. On peut alors se demander quelle est la possibilité en utilisant les cristaux liquides de mettre en évidence l'intensité des transferts de chaleur pendant ces quatre phases.

Dans ce but, on s'est donné une bulle type (celle présentée sur les photographies de la figure 38) croissant sur la surface et satisfaisant à des conditions initiales de température uniforme. Les caractéristiques de cette bulle sont obtenues de manière approchée : le temps de début de croissance et la vitesse de croissance sont déduits des deux points suivants du film ( $t=15$  mn 43.450 s,  $R_{b0}=1.7$  mm) et ( $t + \Delta t=15$  mn 43.455 s,  $R_{b1}=2.6$  mm), par les relations  $t_0 = \Delta t R_{b0}^2 / (R_{b1}^2 - R_{b0}^2)$  et  $a = R_{b0} / \sqrt{t_0}$ . Cela donne pour la bulle choisie  $t_0=3.7$  ms et  $a = 0.028$  m/s<sup>1/2</sup>. Nous rappelons que les conditions d'ébullition

correspondantes sont les suivantes : flux de chaleur égale à 50 kW/m<sup>2</sup> et température de l'eau de l'ordre de 98°C.

On peut tout de suite remarquer que la troisième phase, qui se caractérise par une grande déformation de la bulle sous l'action des forces de tension et de gravité, est difficile à définir dans le temps (déterminer les temps initiaux et finaux) – ceci, du fait, en partie, de la faible cadence d'images (200 par seconde), mais certainement aussi parce qu'il n'existe pas de point précis dans le temps où ces déformations commencent (le rétrécissement de la base est lié aussi à l'action des forces de tension). Cette étape est aussi difficile à modéliser du fait de la complexité des mouvements convectifs. Ainsi, nous ne distinguerons pas cette phase, bien qu'elle fasse appel, sur des instants très brefs, à des échanges convectifs particuliers.

Avant de tenter toute comparaison avec l'expérience, il est utile d'évaluer ce que l'on attend exactement de l'expérience. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser le modèle théorique et d'étudier déjà si, avec des conditions initiales données, il décrit un phénomène mesurable (du fait de l'épaisseur de la paroi, on ne peut connaître que des variations de température amoindries et retardées).

(Phase de croissance de la base de la bulle.) A ce stade, on ne peut plus directement appliquer l'hypothèse de la paroi d'épaisseur infinie. Quelques modifications sont nécessaires du fait de la faible épaisseur de la paroi, mais aussi à cause de la présence d'un terme de production de chaleur dans le solide. Si, dans un premier temps, on néglige la présence des cristaux liquides et du film polyester, l'équation A.II.3 est modifiée en :

$$-l < x < 0 \quad \rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P \quad (\text{C.IV.1})$$

où  $P$  est le terme de production de chaleur dans le solide (W/m<sup>3</sup>). En adimensionnant toujours de la même manière, cela donne :

$$-L < X < 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \Pi$$

avec  $\Pi = \frac{\delta_0^2 P}{k_S \Delta T_{P0}}$ . La condition limite en  $x = -l$ , devient maintenant :

$$x = -l \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

Ainsi en intégrant C.IV.1 de  $-l$  à  $0$  et en posant  $Q_0$ , le flux de chaleur transmis de la paroi au liquide ( $Q_0 = lP$ ), on a  $\Pi = \frac{\delta_0^2 Q_0}{lk_S \Delta T_{P0}}$ .

Par ailleurs on peut considérer que la condition initiale correspond à un régime "stationnaire" d'échange de chaleur par convection entre le solide et le liquide (invariance des couleurs sur plusieurs images précédant la nucléation). En prenant donc l'équation C.IV.1 sans terme instationnaire et les conditions limites dans le solide, on obtient, après intégration, la distribution initiale :

$$-l < x < 0 \quad T(t = 0, x) = -\frac{P}{2k_S} x^2 - \frac{lP}{k_S} x + T_{P0} \quad (\text{C.IV.2})$$

ce qui donne, sous forme adimensionnée :

$$-L < X < 0 \quad \theta(\tau = 0, X) = \Pi \left( -\frac{X^2}{2} - LX \right) + 1$$

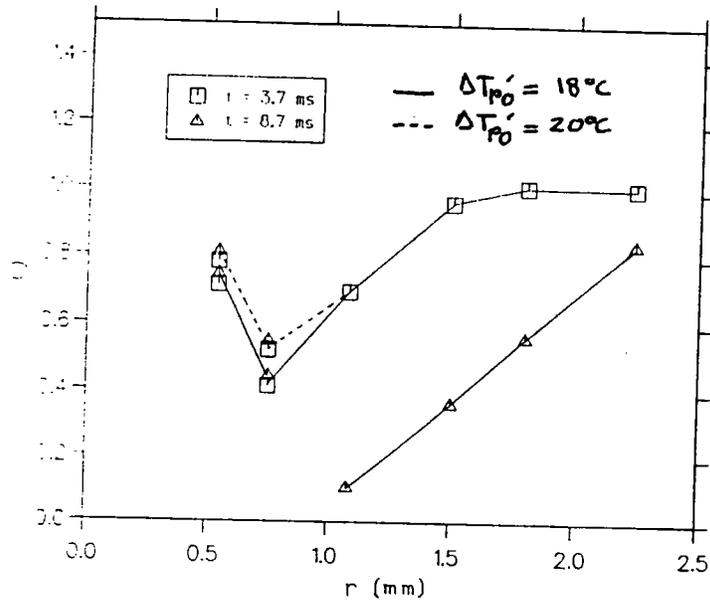
Du côté liquide, on suppose toujours que la couche limite thermique (d'épaisseur de l'ordre de  $k_L \Delta T_{P0} / Q_0$ ) est toujours bien plus épaisse que la microcouche, et donc le profil est approché par une droite :

$$0 < X < 1 \quad \theta(\tau = 0, X) = 1 - \frac{\Pi L}{\kappa} X$$

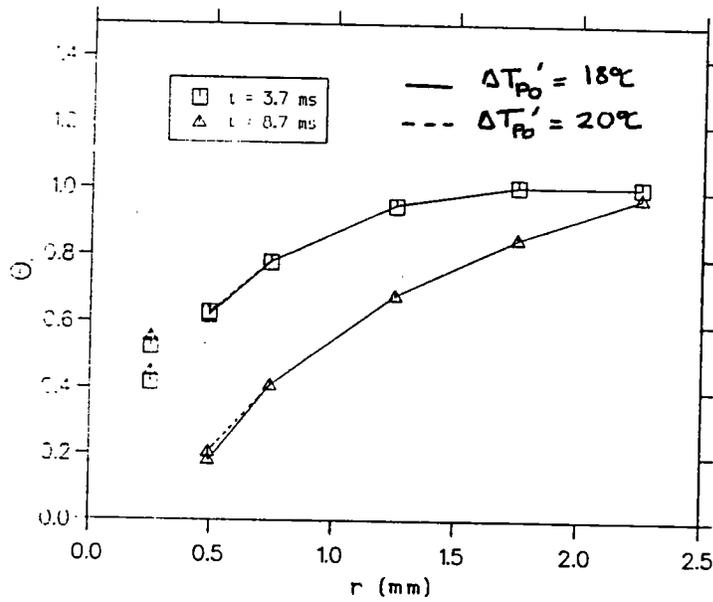
On peut remarquer, en reprenant la notation du chapitre A.II que  $\phi = \Pi L$ .

Le problème qui reste à résoudre est de savoir quelle est la surchauffe initiale de la paroi,  $\Delta T_{P0}$ , c'est-à-dire quelle est la valeur de  $Ja$ . En fait, les cristaux liquides nous donnent une information sur la surchauffe au revers de la paroi,  $\Delta T'_{P0}$ . On peut directement relier  $\Delta T_{P0}$  à  $\Delta T'_{P0}$  en inversant l'équation C.IV.2 prise pour  $x = -l$ , ce qui donne :

$$\Delta T_{P0} = \Delta T'_{P0} - \frac{lQ_0}{2k_S}$$



a.  $\gamma = .1$



b.  $\gamma = 1$ .

Figure 39: Profils théoriques de température autour du site pendant la phase de croissance de la base de la bulle (conduction de la chaleur prise en compte seulement dans la paroi métallique; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).

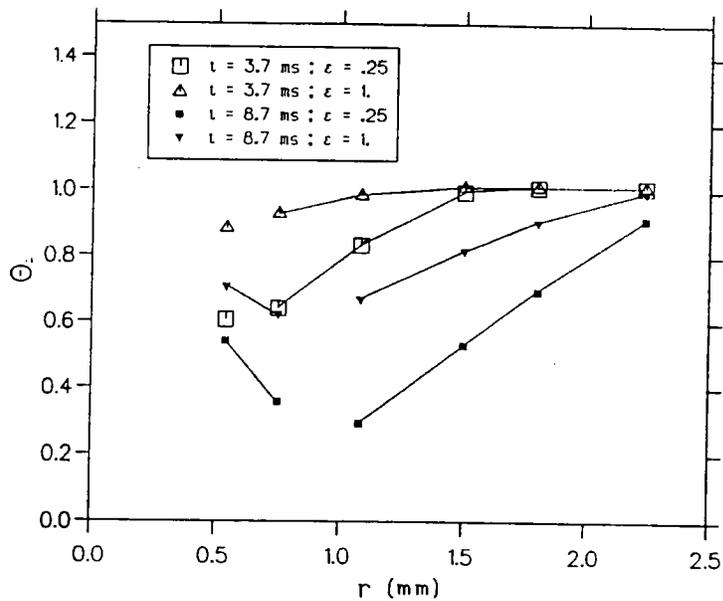
Si l'on résout alors le système d'équations correspondant et qu'on applique la solution au cas de l'évaporation de la microcouche (équation B.III.12), on obtient, pour la phase de croissance de la base de la bulle test, les profils de la figure 39. Il faut interpréter les brisures des courbes comme les marques de la présence, entre les deux points non-reliés, de la limite de la zone asséchée – et ceci sera de même dans les figures qui suivront.

La première conclusion est que, indépendamment de l'épaisseur initiale de la microcouche, les variations de température obtenues sont bien plus grandes que celles exhibées par les cristaux liquides. Le modèle donne donc une évaluation de la chaleur dissipée par le solide trop importante. Si l'on tient compte de la présence du film polyester et des cristaux liquides, cela apportera un complément d'enthalpie qui pourra corriger la perte globale de chaleur dans le solide, tout en fournissant la chaleur nécessaire à l'évaporation de la microcouche. Par ailleurs, il est utile de remarquer que la surchauffe initiale n'a pas une influence significative, et donc, par la suite, on la négligera.

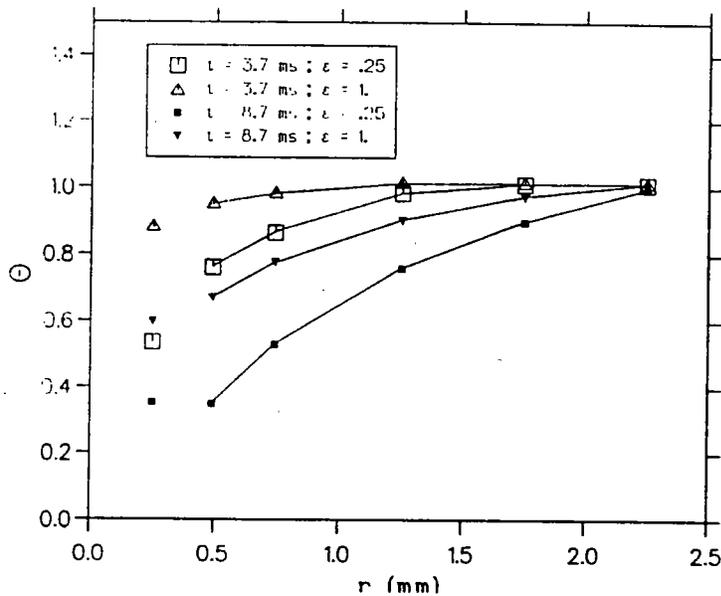
Si, donc, on tient compte des cristaux liquides et du film polyester, il faut inclure l'équation de la chaleur dans cette tranche supplémentaire (on considèrera que les deux éléments ont les mêmes propriétés thermiques). On introduit alors les distances réduites  $\lambda$  et  $\epsilon$  qui sont respectivement l'épaisseur du film polyester rapportée à celle de la paroi et l'épaisseur des cristaux liquides rapportée à celle du film polyester. Si  $\lambda$  est connu (pour la paroi d'épaisseur 0.125 mm,  $\lambda = 0.124$ ),  $\epsilon$  reste malgré tout indéterminé, et en le faisant varier de 0.25 (épaisseur des cristaux liquides de l'ordre de 6  $\mu\text{m}$ ) à 1 (épaisseur de l'ordre de 23  $\mu\text{m}$ ) on obtiendra des limites larges pour ce paramètre. Les conditions initiales sont les mêmes dans la paroi et le liquide, alors que dans le film polyester et les cristaux liquides, la température est constante et sous forme adimensionnée, la condition limite est :

$$-L(1 + \lambda(1 + \epsilon)) < X < -L, \quad \theta = 1 + \frac{\Pi L^2}{2}$$

Le manque de données sur les propriétés physiques des cristaux liquides pose quelques problèmes. Toutefois on trouvera dans la thèse de Bonnet (1989) une estimation de ces propriétés que l'on gardera ici; la diffusivité et la conductivité thermiques sont  $\alpha_{CL} =$



a.  $\gamma = .1$



b.  $\gamma = 1$ .

Figure 40: Profils théoriques de température autour du site pendant la phase de croissance de la base de la bulle (prise en compte de la conduction de la chaleur dans les cristaux liquides; effet du paramètre  $\epsilon$ ; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).

$10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $k_{CL} = 0.2 \text{ W}/\text{m}^\circ\text{K}$ . On introduit  $\alpha_1$  et  $\kappa_1$  les rapports des diffusivités et des conductivités thermiques entre les cristaux liquides et la paroi en acier inoxydable ( $\alpha_1 = 0.025$  et  $\kappa_1 = 0.013$ ).

Les figures 40.a-b illustrent les résultats pour deux valeurs de  $\gamma$  et  $\epsilon$ . On constate que, cette fois, les variations de température que montrent les cristaux liquides, se trouvent dans le domaine prédit par la théorie lorsque  $\epsilon$  varie de 0.25 à 1. Il est donc nécessaire de considérer aussi dans le problème de conduction de la chaleur la présence d'une tranche supplémentaire de matériau sur la paroi.

Une caractéristique des couleurs exhibées par les cristaux liquides lors de la croissance de la bulle, est que le refroidissement semble apparaître avec un certain retard. D'autre part, il est peu probable que la microcouche soit totalement évaporée lorsque la base de la bulle atteint sa taille maximale. Pour évaluer la contribution complète de de l'évaporation de la microcouche, il faut donc poursuivre le calcul dans le domaine de temps correspondant au rétrécissement de la base et à l'apparition franche d'un refroidissement de la paroi. Ce prolongement de calcul nécessite la modélisation des échanges de chaleur lors du remouillage <sup>(15)</sup>. Cette modélisation étant difficile si on la veut précise et détaillée, on choisit de décrire ce stade des échanges simplement à l'aide d'un coefficient de transfert de chaleur par remouillage  $h_r$ , que nous prendrons constant dans l'espace et le temps. En fait, l'intérêt principal sera d'étudier si la mesure de température à l'aide des cristaux liquides pourra nous permettre d'estimer l'ordre de grandeur de ce coefficient. On peut toutefois donner une valeur limite à ce coefficient, si l'on considère que l'échange de chaleur est le plus intense dans le cas d'un remouillage équivalent à un effet de trempe (le liquide à la saturation vient mouiller subitement la paroi surchauffée). Dans ce cas, on peut considérer que le flux de chaleur dissipé est de l'ordre de  $k_L \Delta T_{P0} / \sqrt{\pi \alpha_L t}$ , ce qui donne comme valeur moyenne sur un intervalle de temps  $\Delta t$  :  $2k_L \Delta T_{P0} / \sqrt{\pi \alpha_L \Delta t}$ , soit un coefficient de transfert de chaleur de l'ordre de :  $2k_L / \sqrt{\pi \alpha_L \Delta t}$ ; en prenant  $\Delta t$  de l'ordre de 10 ms, et dans le cas de l'eau, cela donne une limite de l'ordre de 20 kW/m<sup>2</sup>°K.

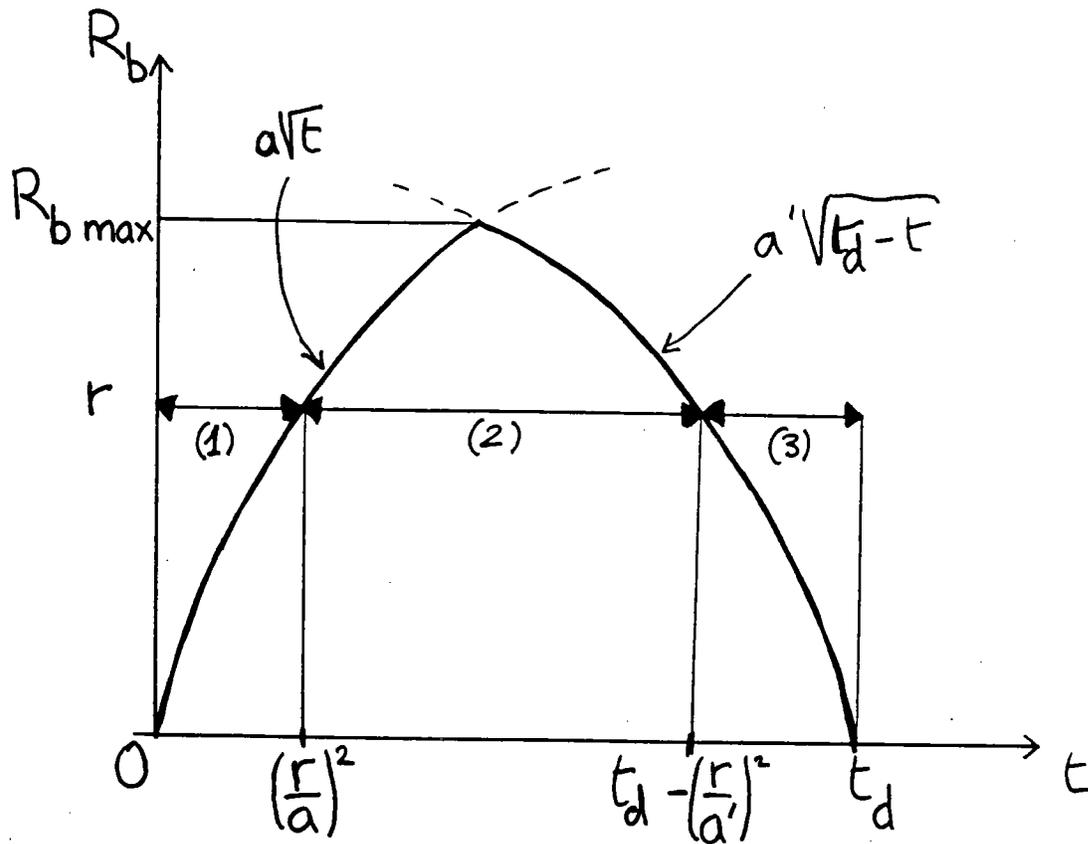


Figure 41: Type de l'évolution de la courbe  $R_b(t)$  et les trois phases de l'échange de la chaleur dans une section  $r$  : (1) échanges convectifs stationnaires; (2) évaporation de la microcouche; (3) remouillage et destruction de la microcouche.

image	1	2	3	4	5
$t$ (ms)	3.7	8.7	13.7	18.7	23.7
$R_b$ (mm)	1.7	2.6	2	1.4	détachement

Tableau C.IV.1. Valeurs du rayon de la base de la bulle des photographies de la figure 38 en fonction du temps écoulé depuis le début de la croissance.

(Croissance complète de la bulle.) Pour intégrer la phase de remouillage dans la croissance de la bulle, l'hypothèse fondamentale est de supposer que le rétrécissement de la base de la bulle suit encore une loi en  $\sqrt{t}$ . Les seuls résultats expérimentaux sur cette phase sont, à notre connaissance les mesure de Roberts (1984) qui montrent bien que la courbe  $R_b(t)$  est en forme de cloche. Nous l'approcherons donc par deux segments de courbes  $R_b = a\sqrt{t}$  et  $R_b = a'\sqrt{t_d - t}$  (où  $t_d$  est le temps où la bulle quitte la paroi). Le tableau C.IV.1 donne les cinq points estimés de cette courbe. La valeur résultante de  $a$  est égale à  $.02 \text{ m/s}^{1/2}$ .

Si l'on considère donc un rayon  $r$  qui est inférieur à  $R_{b_{max}}$ , il existe, comme la figure 41 l'illustre, au moins trois types de transferts thermiques : pour  $0 < t < (r/a)^2$ , les échanges restent stationnaires de type convectif; pour  $(r/a)^2 < t < t_d - (r/a')^2$ , l'évaporation de la microcouche prend place et peut se compléter si pour cette section le temps d'assèchement du film infini  $t_{ev}$  est tel que  $t_{ev} < t_d - ((r/a')^2 + (r/a)^2)$ ; enfin pour  $t_d - (r/a')^2 < t < t_d$ , le remouillage contrôle les échanges de chaleur à travers le coefficient  $h_r$ .

Dans le cas du remouillage, la condition limite à l'interface liquide-vapeur devient :

$$-k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_0 = h_r(T - T_\infty)$$

On introduit ici  $T_\infty$ , la température du liquide loin de la paroi (hors de la couche limite thermique), car c'est cette température qui contrôle les échanges thermiques convectifs, ou conductifs, de la paroi au liquide. En fait, nous avons constaté que pour les faibles valeurs du sous-refroidissement, cette distinction n'est pas nécessaire.

Le problème de la conduction de la chaleur dans les deux tranches (cristaux liquides plus film polyester, et paroi métallique) admet une solution analytique par développement en série de fonctions orthogonales (voir annexe 6); toutefois le calcul de la solution analytique peut se révéler plus imprécis que celui obtenu par résolution numérique par différences finies, car il nécessite l'évaluation d'intégrales avec un nombre réduits de points et de séries dont le comportement, pour certaines d'entre elles, est peu clair à nos yeux. Tout cela nous fait donc choisir de poursuivre le calcul lors de la phase du remouillage par différences finies. Les profils seront alors obtenus à partir de la relation B.III.12.

Les résultats sont présentés sur les figures 42.a-d pour diverses valeurs des paramètres inconnus  $\epsilon$ ,  $\gamma$  et  $h_r$ . Parmi ces trois paramètres, seul  $\epsilon$  est lié à la technique de mesure par cristaux liquides; il est clair que, ce paramètre étant relativement difficile à contrôler dans le cas des cristaux liquides non encapsulés, la mesure apparaît délicate du fait de la sensibilité de la réponse à l'épaisseur des cristaux. Dans le cas présent, cette épaisseur a deux effets : tout d'abord, elle participe, dans une certaine mesure, au retard et à l'amortissement des variations de températures (phénomène de diffusion du signal à l'interface liquide-solide à travers la paroi et les cristaux); mais aussi, la capacité thermique des cristaux liquides (ainsi que celle du film polyester) apparaît être une source de chaleur pour la croissance de la bulle; donc, les cristaux liquides jouent aussi un rôle dans les transferts thermiques, ce pourquoi une variation de leur épaisseur a une influence nette sur les variations de leur température.

Les deux autres paramètres,  $\gamma$  et  $h_r$ , sont tous deux liés à deux mécanismes d'échange de la chaleur : évaporation de la microcouche, pour le premier, remouillage de la paroi, pour le second. Le paramètre  $\gamma$  (nous rapelons qu'il est une constante de l'épaisseur initiale de la microcouche [voir équation B.III.9]) influe directement sur l'aire de la zone asséchée (voir partie B, chapitre IV), et par là sur la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche aux transferts thermiques. Pour situer les choses, nous rappelons aussi que pour l'eau, d'après la formule de Cooper et LLOYD (1969) [équation B.II.2] on a  $\gamma = 1.13$ , alors que d'après la formule de Olanders et Watts (1969) [équation B.II.3] on a  $\gamma = 0.23$ .

$T_P$	$t = 13.7 \text{ ms}$	$t = 18.7 \text{ ms}$	$t = 23.7 \text{ ms}$
centre	114 – 116°C	114°C	112°C
anneau	112 – 114°C	110 – 113°C	110°C

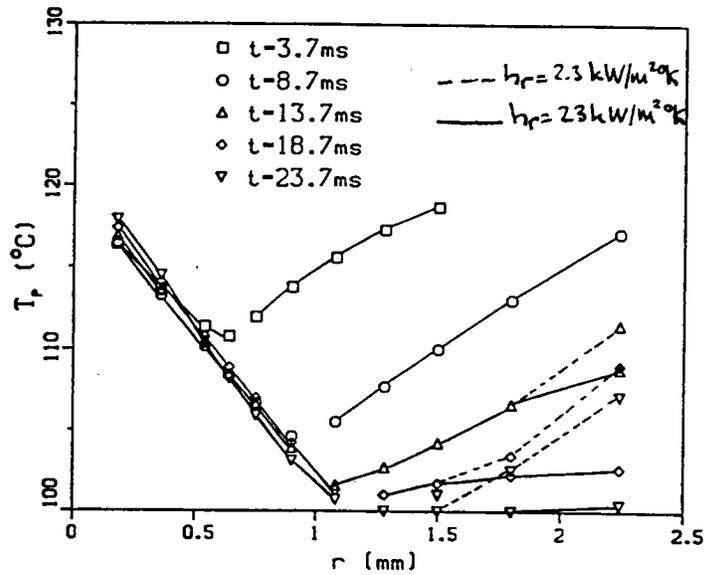
Tableau C.IV.2. Ordre de grandeur de la température des cristaux liquides sous la zone couverte par la bulle.

Le second paramètre,  $h_r$ , a une influence moins nette, puisque, si on le fait varier d'un facteur 10, seules les températures à la périphérie de la zone refroidie changent de manière appréciable. Il apparaît donc, d'après le modèle que, l'évaporation de la microcouche qui dure un temps plus long, cache les effets du remouillage.

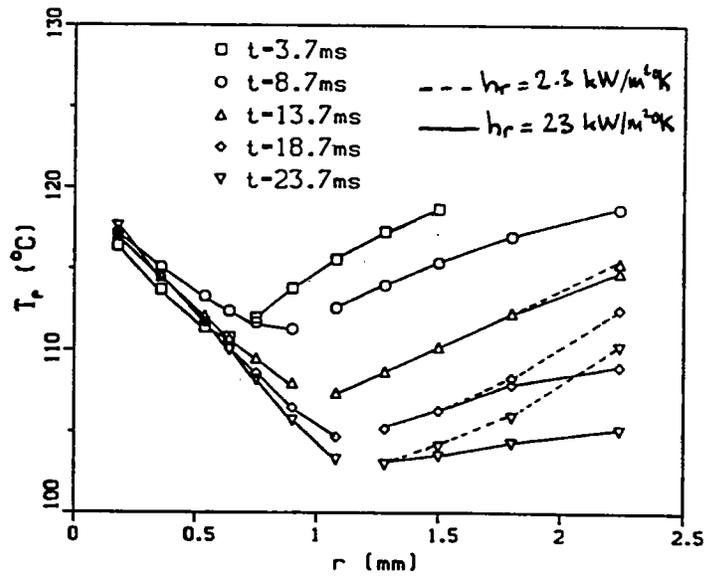
Tout ce qui précède est ce que la théorie prévoit. Qu'en est-il de la comparaison avec les données expérimentales. Comme nous l'avons déjà dit dans le chapitre précédent, il nous semble assez ambitieux d'établir une comparaison rigoureuse avec les moyens expérimentaux dont nous disposons. Toutefois une étude qualitative peut mettre en relief les points qui suivent.

A défaut de mettre des points expérimentaux sur les figures 42.a-d, nous avons porté sur le tableau C.IV.2, des estimations grossières de la température de la paroi d'après les photographies et la calibration en température de la figure 38. Pour cela nous avons défini – ce qui semble raisonnable – deux régions de la zones refroidies : le centre chaud ( $0 < r < 0.5 \text{ mm}$ ) et l'anneau froid l'entourant ( $0.5 < r < 2.2 \text{ mm}$ ).

Les deux premiers instants n'ont pas été mis sur le tableau, car, même pour  $t = 8.7 \text{ ms}$ , la baisse de la température ne fait pas sortir les cristaux liquides du vert, et elle est donc délicate à évaluer. Si l'on se réfère maintenant aux figures 42.a-d, on peut dire que, dans le cas d'une microcouche initialement épaisse ( $\gamma = 1$ ) et si les cristaux liquides sont aussi relativement épais, le retard dans les variations de la température existe aussi dans le modèle (figure 42.d); en usant de ce critère pour sélectionner le cas  $\epsilon = 1$  et  $\gamma = 1$ , on constate que les valeurs du tableau sont à peu près respectées dans l'anneau

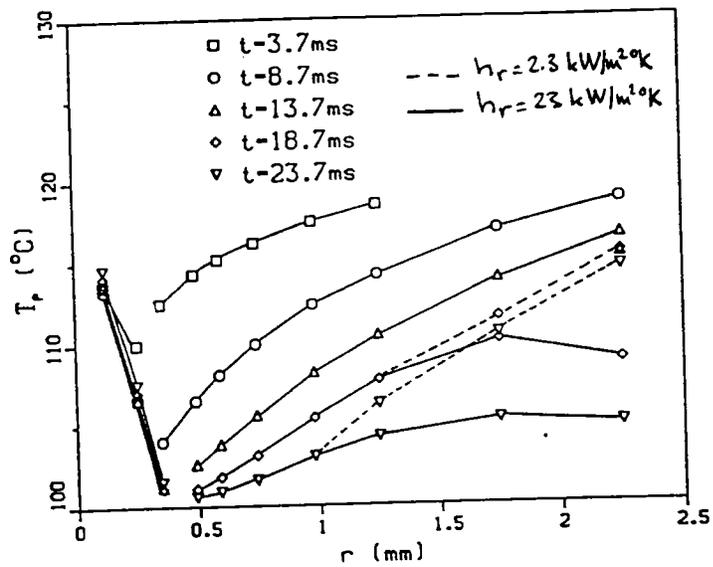


a.  $\epsilon = .25, \gamma = .1$

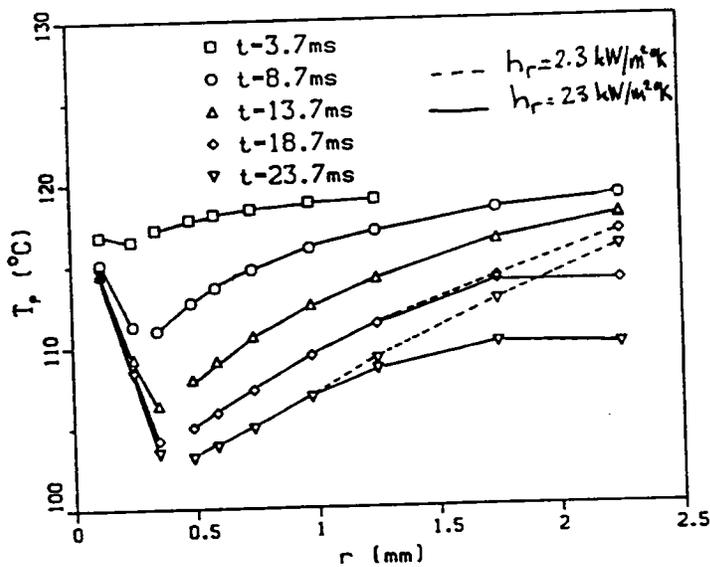


b.  $\epsilon = 1., \gamma = .1$

Figure 42: Profils théoriques de température autour du site pendant les phases de croissance et de décroissance de la base de la bulle (effet du paramètre  $\epsilon$ ; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).



c.  $\epsilon = .25, \gamma = 1.$



d.  $\epsilon = 1., \gamma = 1.$

Figure 42: Profils théoriques de température autour du site pendant les phases de croissance et de décroissance de la base de la bulle (effet du paramètre  $\epsilon$ ; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).

(grossièrement diminution de 2°C entre chaque image), alors que pour la région centrale, le modèle semble prédire, contrairement aux évaluations expérimentales, que la température varie peu et qu'il existe un anneau étroit l'encerclant et dont la température tend vers des valeurs plus basses que 105°C, ce qui n'apparaît pas sur les photographies. Ces deux derniers points montrent que pour une évolution précise de la température de la paroi, il faut tenir compte de la conduction radiale.

(Phase de réchauffement.) Enfin, nous pouvons finir cette étude des mécanismes de base par la phase de réchauffement de la paroi. L'équation régissant ce réchauffement, en considérant le milieu mince, s'écrit :

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_P}{\partial t} = -\frac{h}{e}(T_P - T_\infty) + P + k_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_P}{\partial r} \right) \quad (\text{C.IV.3})$$

On peut alors considérer les deux hypothèses extrêmes : soit la conduction radiale n'a pas le temps de s'établir et le terme de production de chaleur gouverne le réchauffement –  $|P - \frac{h}{e}(T_P - T_\infty)| \gg \left| k_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_P}{\partial r} \right) \right|$ , soit il y a un équilibre entre la chaleur dissipée et celle produite –  $P \approx \frac{h}{e}(T_P - T_\infty)$ .

Dans le premier cas, l'équation C.IV.3 s'écrit :

$$\rho_s c_s \frac{dT_P}{dt} = -\frac{h}{e}(T_P - T_\infty) + P$$

En considérant que le coefficient  $h$  est constant et donné par l'échange de chaleur stationnaire en fin de réchauffement –  $h/e = P/\Delta T_{P0}$  (où  $\Delta T_{P0}$  est la surchauffe de nucléation que l'on suppose être atteinte à nouveau en fin de réchauffement) – on obtient en intégrant cette équation et en mettant le résultat sous forme adimensionnée (avec  $\theta_0$  la surchauffe initiale, et donc minimale, de la zone refroidie,  $\Psi = Pe^2/k_s \Delta T_{P0}$  et  $\tau = \alpha_s t/e^2$ ) :

$$\theta = 1 + (\theta_0 - 1)\exp(-\Psi\tau) \quad (\text{C.IV.4})$$

Dans le deuxième cas, l'équation C.IV.3 s'écrit :

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_P}{\partial t} = k_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_P}{\partial r} \right)$$

temps (s)	18.715	18.730	18.755	18.785	18.845
$T_P$ (°C)	107	111	112-113	114	116

Tableau C.IV.3. Températures estimées de la zone refroidie sur les photographies de la figure 43.

Si l'on note  $R$  le rayon de la zone refroidie, les conditions initiales peuvent être approchées par une distribution de température en escalier (sous forme adimensionnée, pour  $0 < r < R$ ,  $\theta = \theta_0$  et pour  $r > R$ ,  $\theta = 1$ ). L'équation peut être intégrée sous forme d'une série de fonction de Bessel comme dans le chapitre B.VII. En notant toujours  $\beta_n$  les racines de l'équation  $J_0(\beta_n) = 0$ , la solution peut s'écrire :

$$\theta = 1 - 2\theta_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-\beta_n^2(e/R)^2\tau)}{J_1(\beta_n)^2} \int_0^1 \rho J_0(\beta_n \rho) d\rho \quad (\text{C.IV.5})$$

Nous avons pu alors évaluer expérimentalement, à l'aide des cristaux liquides, la température de la zone refroidie pendant son réchauffement. Les photographies de la figure 43 correspondent aux instants choisis pour les points de mesure de la température qui sont portés sur le tableau C.IV.3. Au-delà de la dernière image choisie, les cristaux liquides pénètrent dans le vert, et il devient difficile d'évaluer la température qui peut varier de manière significative pour des changements de teintes peu perceptibles à l'oeil. Nous avons alors porté sur la figure 44 les courbes correspondant aux équations C.IV.4 et C.IV.5 (cette dernière équation est délicate à décrire pendant les premiers instants car il faut un nombre élevé de termes pour approcher la série), ainsi que les points expérimentaux (la surchauffe  $\Delta T_{P0}$  a été prise égale à 20°C, la surchauffe initiale  $\theta_0$  est égale à .35, le rayon de la zone refroidie est égale à 1.8 mm, et la production de chaleur  $P$  est égale à  $4 \cdot 10^8$  W/m<sup>3</sup>). Il apparaît une nouvelle fois que le mécanisme de réchauffement de la paroi par conduction radiale est celui qui régit la température du site et, par conséquent, la période d'attente (voir chapitre B.VII), et on peut penser que la production de chaleur équilibre les échanges thermiques par convection avec le liquide.

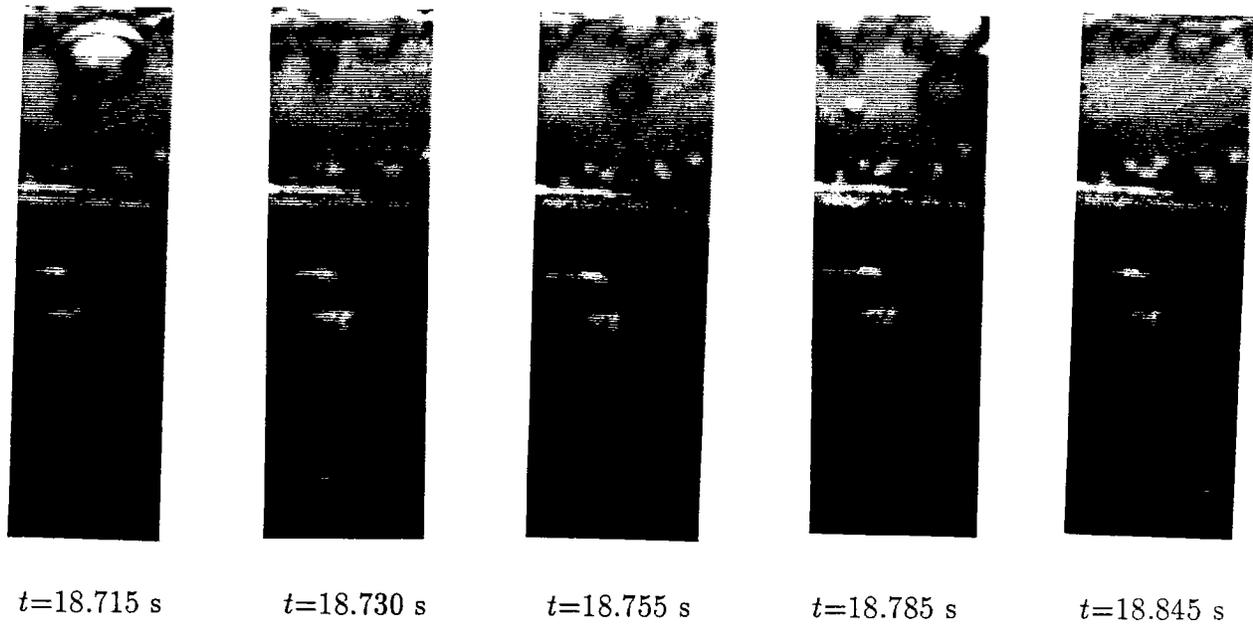


Figure 43: Phase de réchauffement d'un site après le départ de la bulle.

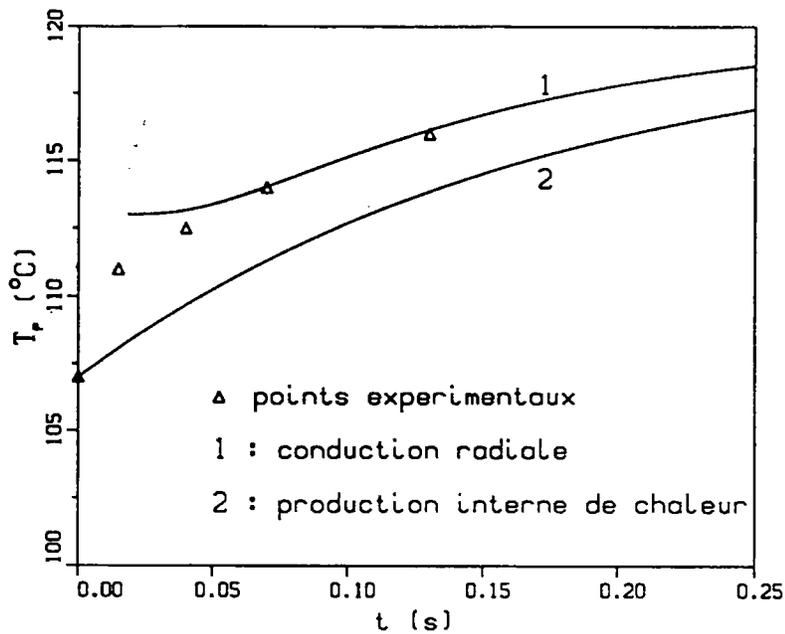


Figure 44: Comparaison des réchauffements par production interne de chaleur (équation C.IV.4) et par conduction radiale (équation C.IV.5) avec les données expérimentales du tableau C.IV.3.

## Chapitre V : CONCLUSION

L'utilisation des cristaux liquides est apparue comme une aide appréciable pour l'étude des transferts thermiques en régime d'ébullition, quoique l'obtention de données quantitatives précises s'est avérée délicate. Il est fort probable qu'un net avantage résultera du développement d'une analyse informatique des images vidéo couleur. De nombreuses études sur la conversion d'une image couleur des cristaux liquides en carte de températures par digitalisation, ont déjà paru dans les publications scientifiques. Il semble que la méthode la plus efficace est de décomposer le rayon de lumière (monochromatique) dans le système de coordonnées HSI (Hue Saturation Intensity, ou teinte saturation intensité) [Hollingsworth et coll., 1990; Dabiri et Gharib, 1991] : la composante H est directement liée à la longueur d'onde; la composante S mesure la quantité de lumière blanche contenue dans le rayon; et la composante I est clairement égale à l'intensité lumineuse. L'avantage de ce système est qu'il n'est nécessaire, à priori, d'étudier qu'une coordonnée pour obtenir la température (puisque'elle n'est liée qu'à la longueur d'onde [voir annexe 3]), alors que dans le système RGB (rouge vert bleu), il est nécessaire de traiter de front les trois composantes (ce qui prend au moins trois fois plus de temps). Akino et coll. (1989) proposent une alternative consistant à étudier directement les variations de l'intensité lumineuse avec la longueur d'onde en utilisant des filtres optiques appropriés.

Malgré tout, il nous semble que la méthode de mesure des températures de la paroi par cristaux liquides présente quelques limitations dans l'application faite ici. Tout d'abord, ce n'est pas une mesure directe de la température de l'interface liquide-solide (dans le cas de l'ébullition – pour les écoulements monophasiques, ce problème n'apparaît pas), et il faut donc tenir compte de la diffusion de la chaleur dans la paroi et les cristaux liquides eux-mêmes, ce qui révèle la sensibilité de la mesure à l'épaisseur du dépôt de cristaux. D'autre part, il est apparu que, s'il est possible d'obtenir une très grande

variété de domaines de thermochromicité, il est toutefois nécessaire de bien prévoir l'ordre de grandeur des températures à mesurer, ce qui n'est pas, en fait, du tout évident dans le cas de l'ébullition sans contrôle de la pression; ce point est d'autant plus problématique, que les cristaux liquides présentant un large domaine de thermochromicité (plus de 15°C) possèdent souvent une grande plage de température où la longueur d'onde varie peu (en règle générale, quand on s'approche de la transition vers la phase liquide isotrope) <sup>(16)</sup>; ainsi, le résultat est toujours plus ou moins imprévisible, ce qui est ennuyeux compte-tenu du prix du matériau. Le problème de la calibration est du même ordre. Si les cristaux liquides sont "sans limite" pour la résolution spatiale, il semble bien que la précision de la conversion couleur-température reste délicate : il nous semble que les ordres de précision avancés (0.2°C pour Akino et coll., 1989; 0.64°C pour Hollingsworth et coll., 1990; 0.12°C pour Dabiri et Gharibi, 1991) concernent des cristaux liquides ayant un faible domaine de thermochromicité (de l'ordre de 5°C) et, donc, dont la pente de la courbe reliant la longueur d'onde avec la température est élevée; il est peu probable, à notre avis, de retrouver ces valeurs d'incertitudes pour des composés ayant, pour la même variation de la longueur d'onde, une variation de température élevée (de l'ordre de 15°C ou plus). Il faut aussi tenir compte de la grande sensibilité à l'angle de la lumière incidente et réfléchie, qui rend nécessaire d'opérer la calibration sur le montage expérimentale servant aux tests, et rend, aussi, impossible d'utiliser cette technique sur des corps à trois dimensions (dans ce cas, seuls des cristaux liquides ayant une bande de thermochromicité très étroite peuvent être utilisés pour déterminer une isotherme). On peut enfin rappeler que pour les cristaux liquides non-encapsulés (qui sont les seuls disponibles à température élevée), il existe un problème de contamination et de vieillissement.

Le grand avantage que présente cette technique de mesure par rapport à la thermographie infrarouge, outre le problème inexistant de transmission et de radiation des milieux intermédiaires entre la surface étudiée et la caméra, est la possibilité de suivre, avec des images en deux dimensions, des phénomènes rapides tout en gardant une bonne résolution spatiale.

## CONCLUSION

Nous avons essayé tout au long de cette étude, d'apporter une contribution sur le problème, souvent négligé, du rôle des transferts thermiques dans la paroi en régime d'ébullition; en particulier peut-on considérer la paroi comme infiniment conductrice, ou doit-on tenir compte d'une résistance thermique due à la diffusion de la chaleur dans la paroi ? Nous avons en fait restreint notre étude au cas du régime des bulles isolées. Il nous est alors apparu que le mécanisme d'évaporation de la microcouche est le plus susceptible de mettre à contribution les transferts thermiques dans la paroi. Pour le calcul de l'évaporation de la microcouche, nous avons négligé la présence des mouvements convectifs (ce qui est une hypothèse relativement classique) et nous avons supposé que le terme de conduction radiale dans l'équation de la chaleur peut être négligé aussi, si la vitesse de croissance de la bulle est suffisamment élevée comparativement à la diffusivité thermique dans la paroi (Van Ouwerkerk avait déjà avancé cette hypothèse en 1971). Les données existantes sur les vitesses de croissance des bulles à une pression voisine de la pression atmosphérique vérifient cette hypothèse. Cette hypothèse permet alors de déduire simplement des solutions à partir du cas de l'évaporation d'un film liquide d'étendue infinie et d'épaisseur uniforme. Nous avons alors comparé les profils de la microcouche déduits du modèle avec les données expérimentales de Koffman et Plesset (1983); compte tenu d'une certaine imprécision dans ces données, la comparaison s'est révélée satisfaisante. A partir de là, nous nous sommes proposé d'évaluer le rôle des propriétés thermiques de la paroi dans trois des points de base pour toute modélisation des échanges de chaleur dans le régime des bulles isolées : (i) la participation de l'évaporation de la microcouche

au transport de la chaleur latente (liée à la croissance de la bulle), (ii) le calcul du flux de chaleur dissipé pendant la croissance de la bulle, et (iii) la détermination du temps d'attente.

Il est alors apparu que les propriétés de la paroi, aux flux de chaleur correspondant aux bulles isolées, n'ont certainement pas beaucoup d'effet sur la vitesse de croissance des bulles, du fait que le dôme participe aussi à l'évaporation. Par contre, nous avons constaté que les flux de chaleur dissipée dans le liquide pendant l'évaporation de la microcouche, sont influencés par les propriétés thermiques de la paroi et que l'hypothèse consistant à prendre une paroi infiniment conductrice, entraîne une surestimation de la part des échanges de chaleur par ce mécanisme. Ces résultats semblent alors être accentués par une autre constatation originale concernant les temps d'attente entre deux bulles successives, qui est un paramètre fondamental pour le calcul de la contribution de la microcouche; nous avons trouvé que cette grandeur est fortement influencée par la conductivité du matériau, puisqu'elle lui est inversement proportionnelle. Il apparaît donc que la conductivité thermique peut influencer grandement la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche lorsque les temps d'attente sont courts (en règle général, c'est le cas des liquides ayant un grand angle de contact). Toutefois, l'effet réel sur l'échange de chaleur globale reste relativement incompris.

Par la suite, nous avons pu bénéficier d'une technique expérimentale pour estimer la température de la paroi à l'aide de cristaux liquides thermochromiques. Ces expériences ont tout d'abord permis de mettre en évidence l'influence de l'angle de contact sur les températures de paroi, qui peut être expliquée à partir du modèle développé précédemment et en postulant l'existence d'une température d'activation pour un site donné. Par ailleurs, il est apparu, que dans le cas des faibles valeurs de l'angle de contact, la notion de température de paroi et de coefficient d'échange de chaleur peut paraître illusoire du fait des grandes variations de ces grandeurs sur toute la surface de chauffe. Enfin, nous avons pu mettre en évidence les différentes phases de la croissance d'une bulle; malheureusement, les moyens dont nous disposions ont rendu difficile la comparaison entre le modèle

et l'expérience.

Les points qui nous semblent intéressants pour une suite éventuelle, sont les suivants :

- (i) au niveau de la modélisation essayer d'étendre le calcul au cas des grands flux de chaleur proches de la valeur critique (voir Bergez et Giovannini [1991]) – toutefois, il peut être difficile d'obtenir des conclusions positives du fait du manque de données sur les structures de la phase vapeur à ces flux;
- (ii) obtenir plus de données sur les temps d'attente pour divers matériaux et diverses conditions d'ébullition;
- (iii) étudier l'influence des propriétés du matériau sur les échanges de chaleur à l'aide des cristaux liquides (le problème est de ne pas prendre une paroi trop mince – au quel cas, seule la capacité thermique de la paroi joue un rôle – mais aussi, de ne pas la prendre trop épaisse pour que le moyen de mesure soit approprié);
- (iv) enfin, pour cela, il semble impératif de développer une chaîne de traitement d'images couleurs par moyen informatique, et de mieux contrôler l'état de la surface cristalline.

ANNEXES

## Annexe 1 : GENERALITES SUR LA CROISSANCE DES BULLES

Nous allons présenter tout d'abord les mécanismes de base régissant la croissance d'une bulle de vapeur en ébullition et les deux régimes asymptotiques pour la loi de croissance qui sont décrits par des relations simples obtenues à partir des équations du mouvement et de l'énergie dans le liquide avec des hypothèses convenables (croissance isotherme et isobare), puis certaines données sur les vitesses de croissance.

### Description de la croissance d'une bulle

On peut dire que grossièrement il y a deux phases dans la croissance d'une bulle. Aux instants initiaux, l'embryon de vapeur croît très vite et la croissance est dite isotherme ou contrôlée par les forces d'inertie dans le liquide : le qualificatif isotherme est employé parce qu'on considère que la vapeur est sensiblement à la même température que le liquide surchauffé et une infime différence  $T_L - T_V$  ( $T_V$  et  $T_L$  étant les températures de la vapeur et du liquide) suffit pour conduire la chaleur nécessaire à l'évaporation; on dit que les forces d'inertie contrôlent cette croissance parce qu'elles régulent l'expansion de la bulle due à un excès de pression dans la vapeur. Ce mécanisme de croissance ne peut se prolonger car le liquide est refroidi au voisinage de la bulle. Le transfert de chaleur pour l'évaporation va donc freiner de manière significative la croissance de la bulle, et dans le deuxième cas extrême, ce sera la diffusion de la chaleur qui sera le mécanisme régulateur. Ce stade de la croissance est qualifié d'isobare parce que la pression de la vapeur  $P_V$  est confondue avec  $P_\infty$  (pression ambiante) et il suffit d'une très légère différence  $P_V - P_\infty$  pour déplacer le liquide. Rohsenow (1973) cite des travaux selon lesquels, pour de l'eau, si la pression du liquide est supérieure à 0.4 bar, l'étape de la croissance isotherme est si courte relativement à la croissance complète qu'on peut la négliger. On peut résumer

les hypothèses faites sur la phase vapeur dans les deux cas de croissance de la manière suivante (Mikic et coll., 1970) : si l'on note  $P(T_\infty)$  la pression de saturation correspondant à  $T_\infty$  (température du liquide surchauffé), on a les deux inégalités :

$$P_\infty \leq P_V \leq P(T_\infty)$$

$$T_{sat} \leq T_V \leq T_\infty$$

La croissance isotherme correspond alors à  $P_V = P(T_\infty)$  et  $T_V = T_\infty$ , et la croissance isobare à  $P_V = P_\infty$  et  $T_V = T_{sat}$ . La transition entre les deux régimes ( $P_V$  et  $T_V$  prenant des valeurs intermédiaires) n'a pas été étudiée extensivement.

Enfin, du fait de la présence de la paroi, il existe une déviation en fin de croissance par rapport à la loi isobare, principalement due aux déformations de la bulle par les forces de tension de surface et de gravité qui entraînent une diminution du contact avec le solide et, par conséquent, aussi de l'apport de chaleur.

Croissance isotherme. Ce régime de croissance décrit les premières étapes à partir de l'apparition d'un embryon de vapeur. Le rayon d'équilibre  $R^*$  de cet embryon est donné par la relation de Laplace (où  $\sigma$  est la tension de surface pour l'interface liquide-vapeur) :

$$P_V - P_\infty = \frac{2\sigma}{R^*}$$

L'énergie libre  $\Delta G$  d'une bulle de rayon  $R$  s'écrit :

$$\Delta G(R) = -\frac{4}{3}\pi R^3(P_V - P_\infty) + 4\pi R^2\sigma$$

soit :

$$\Delta G(R) = -4\pi\sigma\left(\frac{2}{3}\frac{R^3}{R^*} - R^2\right)$$

Cette relation montre que l'embryon est dans un équilibre instable ( $\Delta G(R)$  a un maximum pour  $R = R^*$ ). Ainsi, il suffit que  $P_V$  soit plus grand, de façon infinitésimale, que  $P_\infty + \frac{2\sigma}{R^*}$  (ce qui peut correspondre à une surchauffe du liquide suffisamment élevée) ou que le rayon de l'embryon  $R$  soit légèrement supérieur à  $R^*$  pour qu'il croisse spontanément. L'excès

de pression  $P_V - (P_\infty + \frac{2\sigma}{R})$  va être responsable de la croissance de l'embryon et l'inertie du liquide va la contrôler; l'évolution est alors régie par l'équation de Rayleigh :

$$\rho_L(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2) = P_V - P_\infty - \frac{2\sigma}{R}$$

Elle est obtenue simplement en intégrant les équations de continuité et de quantité de mouvement dans le liquide, en le supposant infini, uniformément surchauffé, non-visqueux et incompressible. On peut trouver, par exemple, l'établissement de cette équation dans l'ouvrage de Léontiev (1985, pp. 442-451). En remarquant que  $R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{2}(R^2\dot{R})^{-1} \frac{d}{dt}(R^3\dot{R}^2)$ , on peut intégrer cette équation de  $R^*$  à  $R$ , ce qui donne, en supposant que  $R \gg R^*$  (ce qui implique  $P_V - P_\infty \gg 2\sigma/R$ ) :

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_V - P_\infty}{\rho_L}}$$

La croissance isotherme est donc caractérisée par une loi du type  $R \sim t$ .

Croissance isobare. Dans ce régime, l'équation de quantité de mouvement n'a plus de rôle; l'équation de l'énergie va gouverner l'évolution de la bulle. Une mise en équation détaillée peut être trouvée dans un article de Scriven (1959), où sont exposées toutes les hypothèses nécessaires pour mener à l'équation simplifiée de l'énergie dans le liquide :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_L \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial T}{\partial r})$$

avec les conditions limites :

$$T(r, t = 0) = T(r = \infty, t) = T_\infty$$

$$T(r = R, t) = T_{sat}$$

$$k_L \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_R = \rho_V \mathcal{L} \dot{R}$$

La vitesse radiale  $u$  est donnée par l'équation de continuité et l'équilibre des transferts de masse à l'interface liquide-vapeur :  $u = \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \dot{R} \left( \frac{R}{r} \right)^2$ .

Ce système admet une solution de la forme :

$$R = a\sqrt{t}$$

La difficulté vient du fait que la constante  $a$  est donnée par une équation n'ayant pas de solution analytique. Des expressions approchées ont été développées, comme celle de Plesset et Zwick (1954) :

$$R = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\rho_L c_L (T_\infty - T_{sat})}{\rho_V \mathcal{L}} \sqrt{\alpha_L t}$$

Ce modèle de croissance correspond au cas d'une bulle au milieu d'une masse de liquide infinie et de température uniforme. D'autres modèles ont été proposés, qui prennent en compte la présence d'une paroi ou d'un gradient de température dans le liquide (en général pour le cas d'un léger sous-refroidissement). Par exemple, Mikic et coll. (1970) obtiennent une correction due à la présence de la paroi en calculant l'énergie cinétique totale du liquide environnant une bulle croissant au contact d'une paroi; la paroi n'a donc, dans ce cas, qu'un rôle relatif au mouvement du fluide. Les modèles prenant en compte l'évaporation de la microcouche donnent à la paroi un rôle direct dans les échanges de chaleur contrôlant la croissance de la bulle (Cooper et Vijuk, 1970; Van Ouwerkerk, 1971); dans ces travaux, une loi du type  $R \sim t^{1/n}$  est prise à priori et la modélisation des transferts thermiques permet de déterminer  $n$  et la constante de croissance. Van Stralen et coll. (1975) ont intégré dans leur modèle l'évaporation de la microcouche et l'évaporation sur le dôme de la bulle par relaxation thermique de la couche de liquide surchauffé poussée lors de l'expansion de la phase vapeur; leur modèle mène à une loi sensiblement différente de la loi asymptotique  $R \sim \sqrt{t}$ .

Déviations en fin de croissance. Il existe en fait peu d'études, à notre connaissance, qui évoquent une déviation de l'évolution  $R(t)$  par rapport à la loi isobare en fin de croissance. Les données de Cooper (1969) et Hatton et coll. (1970) montrent clairement cette tendance. Cooper propose la raison suivante pour ce phénomène : au début de la croissance, les forces d'inertie dans le liquide ( $\rho_L(R\ddot{R} + \dot{R}^2)$ ) sont dominantes, ce qui donne à la bulle une forme proche de l'hémisphère; au cours de la croissance, l'intensité relative des forces de tension de surface ( $2\sigma/R$ ) par rapport aux forces d'inertie (qui décroissent

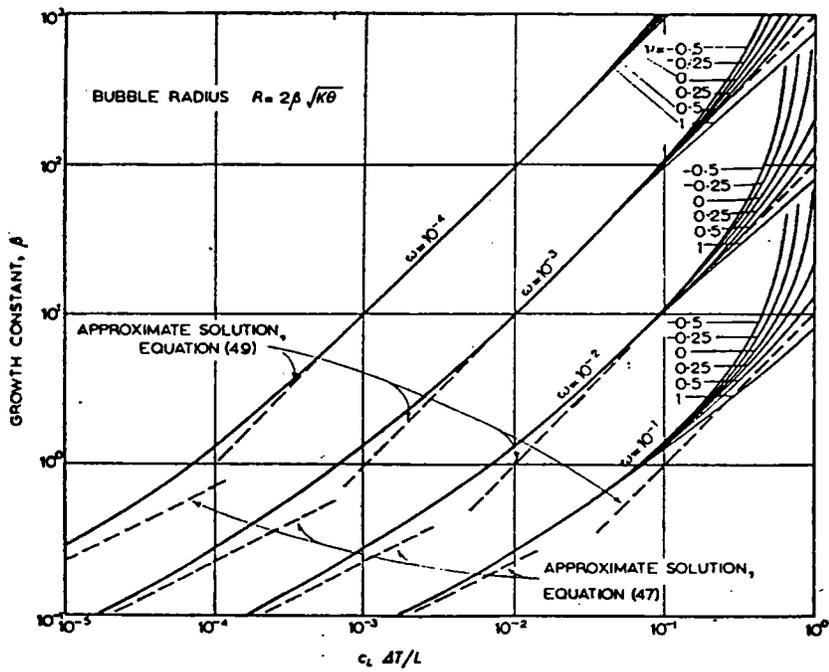
plus rapidement) augmente, et ainsi elles peuvent jouer un rôle : ces forces vont avoir tendance à rendre la forme de la bulle plus sphérique; par conséquent, l'évaporation de la microcouche, que Cooper estime être le mécanisme essentiel de la croissance de la bulle, va devenir moins efficace (la microcouche s'épaissit), et la vitesse de croissance va diminuer. Il est intéressant de noter que cette déviation est sensible si la pression n'est pas faible; aux faibles pressions (en-dessous de 1 atm), le nombre de Jakob est grand, ce qui entraîne une augmentation de l'intensité des forces d'inertie, alors que les forces de tension de surface varient peu avec à la pression; ainsi, aux faibles pressions, les forces d'inertie vont dominer celles de tension de surface pendant une plus longue partie de la croissance et éventuellement pendant toute la croissance.

#### Données sur les vitesses de croissance

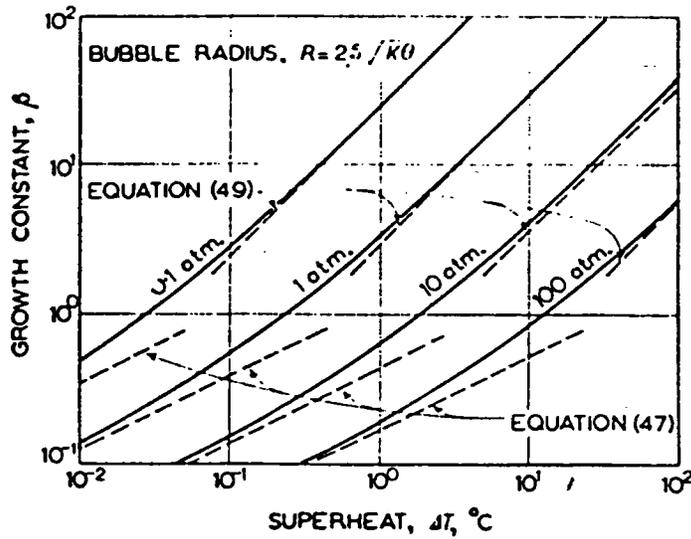
Le nombre de données est trop grand pour qu'on puisse en faire un traitement exhaustif ici; nous présentons donc quelques unes d'entre elles dont nous disposons et qui nous paraissent significatives pour appuyer notre travail.

#### Scriven (1959)

Son étude théorique de la croissance d'une bulle dans un liquide infini et de surchauffe uniforme lui a permis d'évaluer la constante de vitesse de croissance  $\beta$  définie par  $R = 2\beta\sqrt{\alpha_L t}$ . Nous présentons ici deux abaques extraits de son article (figure 45). Il apparaît que pour l'eau à 1 atm et pour une surchauffe de 5°K, le produit  $2\beta\sqrt{\alpha_L}$  est de l'ordre de .01 m/s<sup>1/2</sup>. On peut admettre que, pour l'eau, tant que la pression n'est pas trop élevée (en ébullition nucléée, les surchauffes diminuent quand la pression augmente),  $\beta$  est supérieur à 1, qui est la limite extrême pour pouvoir vérifier l'hypothèse (inégalité B.III.5) de la bulle croissant rapidement (elle n'est plus valable pour un métal comme le cuivre). L'autre abaque montre que pour les autres fluides, si  $Ja > 10^{-3}$  (ce qui est toujours le cas) et si la pression n'est toujours pas trop élevée, on peut considérer que les prévisions



a. cas d'un liquide pur quelconque



b. cas de l'eau

Figure 45: Données théoriques de Scriven (1959) sur la vitesse de croissance des bulles.

de Scriven donnent des vitesses de croissance assez grandes pour que l'hypothèse B.III.5 soit vérifiée.

Sernas et Hooper (1969)

Leur étude expérimentale par cinématographie rapide leur a permis d'établir pour de l'eau saturée à la pression atmosphérique que  $R/\sqrt{t}$  est constant tant que  $t < 500 \mu s$  et est égal à  $1.81 \text{ in/s}^{1/2}$ , soit  $.05 \text{ m/s}^{1/2}$ .

Cooper (1969)

On peut trouver dans son article un diagramme contenant des constantes de croissance pour divers liquides organiques. La pression n'est pas donnée et on peut seulement penser qu'elle est inférieure à 1 atm. Encore une fois, les vitesses trouvées sont supérieures à  $.01 \text{ m/s}^{1/2}$ .

Hatton et coll. (1970)

Pour le début de la croissance, ils ont mesuré des vitesses de l'ordre de  $.05 \text{ m/s}^{1/2}$  pour l'eau en ébullition saturée à la pression atmosphérique, et  $.04 \text{ m/s}^{1/2}$  pour l'éthanol (quoique la déviation de la loi isobare est très marquée dès le début de la croissance pour ce liquide).

liquide	n-heptane	n-heptane	n-heptane	n-heptane	benzène
pression (kPa)	16.6	16.6	24.6	24.6	30
$\Delta T_P$ (°K)	18	19	18	16	26
$R/\sqrt{2\nu_L t}$	82	67	62	52	73

Tableau 1. Données de Van Ouwkerk (1971) sur la vitesse de croissance des bulles pour diverses conditions.

### Van Ouwerkerk (1971)

Le tableau 1 est un extrait des résultats de mesures expérimentales faites à des pressions de l'ordre du quart de la pression atmosphérique. Les vitesses de croissance trouvées sont une nouvelle fois élevées (plus grandes que  $.01 \text{ m/s}^{1/2}$ ). Par exemple, pour le benzène, on obtient  $R/\sqrt{t} = .06 \text{ m/s}^{1/2}$ .

On peut donc conclure que les résultats présentés ci-dessus sont cohérents entre eux et semblent bien justifier l'hypothèse fondamentale de la modélisation de l'évaporation de la microcouche (inégalité B.III.5). Toutefois, il faut noter que nous n'avons pas de données lorsque la pression dépasse 1 atm; la croissance devient alors plus lente et les tailles des bulles sont plus petites; de plus, les effets importants de la tension de surface rendent les bulles sphériques.

Annexe 2 : DOMAINE DE VARIATIONS DES PARAMETRES INTERVENANT  
DANS LE MODELE D'EVAPORATION DU FILM LIQUIDE

Dans toute l'étude, nous n'avons traité que les cas des liquides non métalliques bouillant sur des surfaces métalliques. Sans avoir tenté d'accomplir une étude complète des propriétés physiques de ces corps – en tenant compte, par exemple, des variations avec la pression et la température – nous avons pu faire ressortir les principaux ordres de grandeur des paramètres intervenant dans le modèle :  $\alpha$  le rapport des diffusivités thermiques du liquide  $\alpha_L$  et du solide  $\alpha_S$ ,  $\kappa$  le rapport des conductivités thermiques du liquide  $k_L$  et du solide  $k_S$ ,  $Ja = c_L \Delta T_{P0} / \mathcal{L}$  où  $c_L$  est la chaleur spécifique du liquide et  $\mathcal{L}$  sa chaleur latente d'évaporation,  $H = h_e \delta_0 / k_L$  où  $h_e$  est le coefficient d'évaporation et  $\phi = Q_0 \delta_0 / k_L \Delta T_{P0}$ . Les propriétés présentées ci-dessous sont extraites des ouvrages suivants : *Handbook of Thermodynamics Table and Charts*, K. Raznjevic, Mc. Graw Hill Book Company, Hemisphere Publishing Corporation, 1976; *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, R.C. Weast et M.J. Astle, CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1980; *Thermophysical Properties of Matter, the TPRC Data Series*, Y.S. Touloukian et C.Y. Ho, IFI/PLENUM, New-York - Washington, 1970.

Le tableau 1 présente les valeurs de la conductivité et de la diffusivité thermiques de quelques métaux. Comme le montre ce tableau l'approximation classique  $\rho_S c_S$  constant,

	acier inox	acier Cr	acier C	Pt	Cr	Al	Au	Cu	Ag
$k_S$ (W/m°K)	15	40-45	40-60	72	91	240	311	393	425
$\alpha_S$ (m <sup>2</sup> /s) × 10 <sup>4</sup>	.04	.11	.13	.25	.26	.9	1.23	1.1	1.7
$\rho_S c_S$ (J/m <sup>3</sup> °K) × 10 <sup>-4</sup>	375	363	384	288	350	250	252	357	250

Tableau 1. Données sur les métaux.

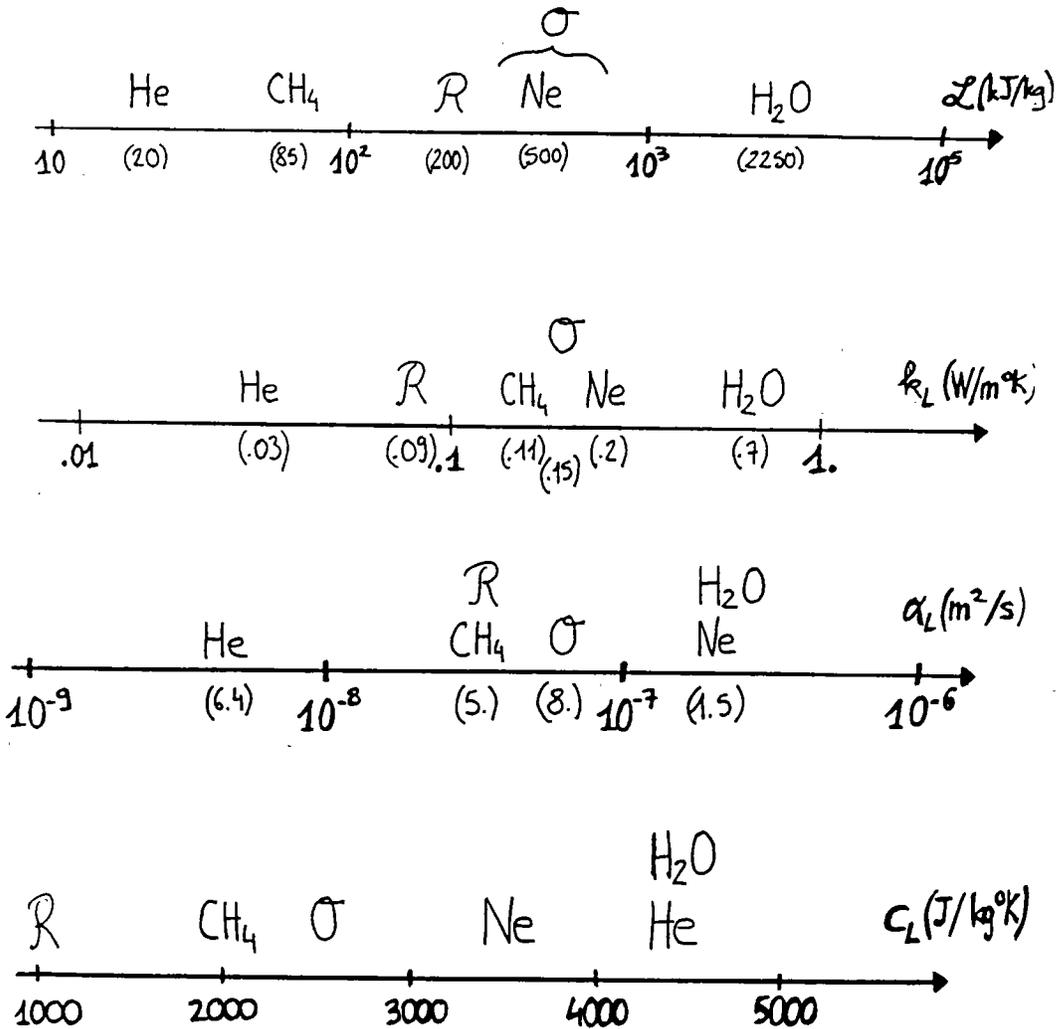


Figure 46: Quelques propriétés thermiques pour quelques fluides (O : organiques; R : réfrigérants).

	H <sub>2</sub> O	Réfrigérants	He	CH <sub>4</sub>	Ne	Organiques
$c_L/\mathcal{L} (^{\circ}\text{K}) \times 10^3$	2	5	200	25	7	3-6

Tableau 2. Données relatives au calcul du paramètre  $Ja$ .

est correcte avec une erreur relative de 30%. On considèrera donc par la suite que  $\alpha_S$  et  $k_S$  varient de la même façon.

Pour ce qui est du liquide, nous pouvons distinguer quatre grands groupes : l'eau, les réfrigérants, les cryogéniques et les organiques. Pour les réfrigérants, on peut considérer que les propriétés varient peu, mis à part la masse molaire; pour les cryogéniques, il existe une grande dispersion sur toutes les propriétés, si bien que nous n'en retiendrons ici que quelques uns dont les données physiques ont été facilement disponibles (hélium, néon et méthane); pour les organiques, nous n'avons considéré que quelques molécules légères (éthane, propane, benzène, méthanol et éthanol). Les ordres de grandeur des quatre principales propriétés nous intéressant ( $\alpha_L$ ,  $\kappa_L$ ,  $c_L$  et  $\mathcal{L}$ ) sont données sur la figure 46.

On peut maintenant donner des ordres de grandeur des paramètres  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $Ja$ ,  $H$  et  $\phi$ .

En supposant aussi que  $\alpha_L$  et  $k_L$  varient de la même façon, on obtient  $\alpha = \kappa$ ; cette valeur est maximum pour le groupement eau-acier inoxydable ( $\alpha = \kappa = .05$ ) et minimum pour le groupement hélium-cuivre ( $\alpha = \kappa = 10^{-4}$ ).

Pour le paramètre  $Ja$ , nous présentons dans le tableau 2 le rapport  $c_L/\mathcal{L}$ . Il apparaît que les surchauffes pour atteindre  $Ja = 1$  sont bien supérieures à celles trouvées en ébullition (sachant que l'hélium bout avec de faibles surchauffes); on peut dire que pour l'eau, ce paramètre varie entre 0.01 et 0.05, et qu'il est maximum pour certains liquides cryogéniques (de l'ordre de 0.5).

Enfin le paramètre  $\phi$  est proportionnel à  $1/k_L$ . Mais comme le montre la théorie de la formation de la microcouche (vois chapitre B.II), l'épaisseur initiale  $\delta_0$  est proportionnelle à  $\sqrt{\alpha_L Pr_L}$  (où  $Pr_L$  est le nombre de Prandtl du liquide); ainsi si l'on considère que  $Pr_L$

varie peu pour le liquide on peut dire que  $\phi \sim \sqrt{\alpha_L}/k_L$ , où encore  $\phi$  varie comme  $1/\sqrt{\alpha_L}$  pour un coefficient d'échange de chaleur constant. Ainsi, la variation de  $\phi$  serait dans un facteur moindre que 5 entre l'eau et l'hélium, si le rapport  $Q_0/\Delta T_{P_0}$  est du même ordre de grandeur. Pour l'eau, dans le régime des bulles isolées, et pour une microcouche d'épaisseur  $10 \mu\text{m}$ ,  $\phi$  est plus petit que 0.1, et à des flux de l'ordre de  $100 \text{ kW/m}^2$ , plus faible que 0.05.

### Annexe 3 : NOTE SUR LES CRISTAUX LIQUIDES THERMOCHROMIQUES<sup>(17)</sup>

Les cristaux liquides appartiennent à une phase qui se situe entre la phase liquide isotrope et la phase solide cristalline, si bien qu'ils peuvent avoir des propriétés propres à ces deux phases telles que s'écouler comme un liquide ou être biréfringent comme certains cristaux. Cette phase intermédiaire, qui est en fait une phase liquide cristalline, est appelée en termes plus justes mésophase ou phase mésomorphe (voir figure 47). Par rapport aux solides cristallins, les cristaux liquides sont caractérisés par la conservation d'un ordre dans l'orientation des molécules, alors que l'ordre pour les centres de gravité des molécules est inexistant ou réduit. On distingue deux catégories : les cristaux liquides thermotropes et les cristaux liquides lyotropes. Les premiers ont un comportement mésomorphique à l'état de substance pure dans un certain domaine de température, alors que les seconds ont ce comportement en solution et le domaine de température correspondant dépend de la concentration du solvant. Parmi les cristaux liquides thermotropes, on peut encore distinguer deux types de mésophase appelées nématique et smectique. Ces deux phases se distinguent par un certain ordre dans la position des centres de gravité des molécules qui existe pour les cristaux liquides smectiques (les centres de gravité sont en moyenne sur des plans équidistants) et qui est absent pour les cristaux liquides nématiques (voir figure 47).

Ainsi un composé présentant une phase mésomorphe (appelé composé mésogène), lorsqu'il est chauffé à la température de fusion passe dans une, ou une succession de phases liquides cristallines, puis, à la température de transparence, passe dans la phase liquide isotrope. La fluidité de la phase nématique est souvent plus grande que celle de la phase smectique. Le passage d'une phase à l'autre, lorsqu'on augmente la température, se caractérise par une perte d'ordre dans la structure du composé. L'état le plus ordonné

est la phase cristalline solide où il existe un ordre pour la position des centres de gravité et un ordre pour l'orientation des molécules. Celle qui suit est la phase smectique où les molécules gardent une orientation privilégiée mais perdent un ordre au moins, quant à la position de leur centre de gravité (il existe des phases smectiques plus ordonnées que d'autres). Puis dans la phase nématique l'ordre de la position des centres de gravité est totalement perdu et seul reste l'ordre de l'orientation des molécules. Enfin, dans la phase liquide tout ordre est perdu (état isotrope). Un composé mésogène peut donc subir plusieurs transitions depuis l'état solide vers l'état liquide, qui respecteront toujours cette perte croissante d'ordre.

Voisins des cristaux liquides nématiques, il existe un type de phase qui est qualifié de mésophase nématique rotatoire (chiral nématique). Un cristal nématique rotatoire apparaît toujours avant la phase liquide isotrope dans l'échelle des températures; de plus il n'existe pas de transition entre la phase nématique et la phase nématique rotatoire si bien que ce sont deux classes distinctes (qui peuvent, toutefois, avoir des phases smectiques identiques). Dans cette phase, il existe une structure hélicoïdale définie par un empilement de plans de molécules dont le vecteur directeur tourne d'un plan sur l'autre (chaque plan étant dans un état nématique)[voir figure 47]. L'hélice ainsi obtenue a un pas pouvant varier de 200 nm à l'infini. Ces cristaux liquides sont qualifiés de cholestériques car beaucoup de dérivés du cholestérol appartiennent à cette classe.

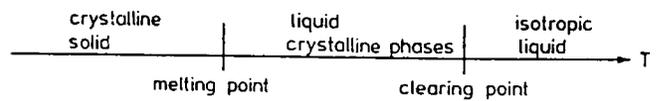
Les cristaux liquides utilisés en thermographie sont de cette dernière espèce. Lorsque leur texture est dite plane (les hélices ont toutes leurs directions parallèles – ce qui peut être obtenu en confinant le matériau entre deux parois et en imposant une contrainte tangentielle sur une des faces), ils présentent des propriétés optiques assez remarquables dont les deux principales, pour l'application en thermographie, sont une sensibilité à la polarisation de la lumière et la possibilité de diffracter la lumière selon la loi de Bragg.

La loi de Bragg indique que pour une lumière parallèle monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , la diffraction au travers d'une séquence de plans espacés d'une distance  $d$  et

appartenant à un treillis cristallin, résulte en un maximum de l'intensité si les rayons incidents et diffractés sont symétriquement inclinés par rapport au plan avec un angle  $\theta_0$  donné par :  $2d \sin \theta_0 = k\lambda$  où  $k$  est le numéro d'ordre d'interférence. Il n'y a donc une simulation de réflexion que pour des valeurs de  $\theta$  appartenant à une bande étroite autour de  $\theta_0$  (définition d'après D. Rogers dans *Encyclopaedic Dictionary of Physics*, J. Theulis, Pergamon Press, 1961). Dans le cas des cristaux liquides cholestériques, si une lumière blanche parallèle éclaire la phase cristalline avec un angle d'incidence égal à  $90^\circ$ , seul sera réfléchi (en fait diffracté) la lumière de longueur d'onde  $\lambda$ , vérifiant (si on ne tient pas compte des ordres d'interférence au delà du premier) :  $\frac{\lambda}{n} = 2 \times \frac{p}{2} = p$ , où  $p$  est le pas de l'hélice et  $n$  est l'index de réfraction pour une lumière incidente perpendiculaire à la surface. Il est nécessaire d'utiliser le demi-pas de l'hélice dans la loi de Bragg car le signe du vecteur directeur de l'orientation des molécules n'a pas d'influence; d'autre part, il faut utiliser aussi la longueur d'onde dans le médium cristallin qui est donnée par  $\lambda/n$ . Cette relation montre donc, que pour un cristal liquide opérant dans le spectre du visible, sa couleur changera si le pas de son hélice change. Pour un composé pur, le pas varie peu avec la température si ce n'est au voisinage de la transition dans la phase smectique, où la dépendance avec la température est très prononcée. Ainsi, en mélangeant plusieurs composés, on peut arriver à obtenir un cristal liquide qui donnera une réponse en température dans une plage voulue.

La seconde propriété importante pour l'utilisation des cristaux liquides cholestériques est qu'ils polarisent la lumière. Les hélices d'un cristal liquide peuvent être soit orientées dans le sens des aiguilles d'une montre soit dans le sens contraire. Ainsi, si l'on considère une lumière incidente perpendiculaire à la surface (toujours décomposable en la superposition de deux lumières polarisées circulairement), sa composante circulaire tournant dans le même sens que les hélices du cristal liquide sera entièrement réfléchi avec une inversion du vecteur tournant (donc le sens de polarisation est inchangé, contrairement au cas d'un miroir par exemple), alors que l'autre composante sera entièrement transmise (voir figure 47).

La phase liquide cristalline sur l'échelle des températures



Phases nématique (a) et smectique (b)

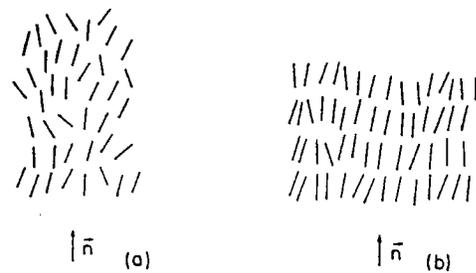
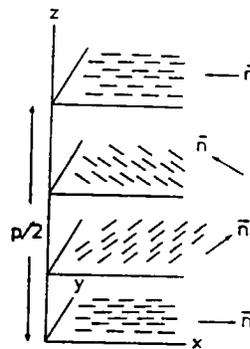


Image schématique de la phase nématique rotatoire



Transmission et réflexion d'une lumière parallèle à l'axe de l'hélice d'un cristal liquide nématique rotatoire

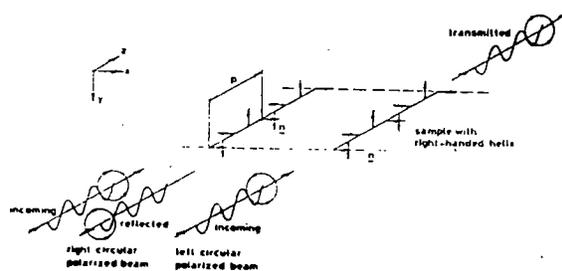


Figure 47: Quelques propriétés des cristaux liquides (extrait du livre de Vertogen et De Jeu [1988]).

En conclusion les cristaux liquides utilisés en thermographie appartiennent donc à une classe particulière de la phase liquide cristalline, et possède de part leur structure hélicoïdale la propriété optique de réfléchir une longueur d'onde qui dépend de l'orientation de la lumière incidente et de l'angle de vue, mais aussi du pas de l'hélice. En mélangeant judicieusement divers cristaux liquides, il est possible de faire varier les pas des hélices et de créer une dépendance prononcée avec la température sur un domaine désiré.

Annexe 4 : MISE EN EQUATIONS POUR LA COMPARAISON AVEC LES DON-  
NEES DE KOFFMAN ET PLESSET SUR LES PROFILS DE MICROCUCHE

La comparaison du modèle avec les résultats de Koffman et Plesset (1983) sur les profils de microcouche, nécessite une modification des équations pour tenir compte du fait que le matériau solide est maintenant constitué d'un support de verre sur lequel est déposé un film très fin d'oxyde stannique (dont l'épaisseur est de l'ordre d'une demi-longueur d'onde de la lumière incidente) qui sert de source de chaleur (terme de production par unité de volume noté  $P$ ) mais dont on va pouvoir négliger la capacité thermique. L'équation de la chaleur pour le film, compris entre les abscisses  $x = -\epsilon$  et  $x = \epsilon$ , et les conditions limites s'écrivent (les indices  $F$ ,  $S$  et  $L$  correspondant respectivement au film de  $\text{SnO}_2$ , à la paroi de verre et au liquide) :

$$\rho_F c_F \frac{\partial T}{\partial t} = k_F \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P \quad (i)$$

$$k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{-\epsilon^-} = k_F \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{-\epsilon^+} \quad (ii)$$

$$k_F \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\epsilon^-} = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\epsilon^+} \quad (iii)$$

Si l'on intègre (i) entre  $-\epsilon$  et  $+\epsilon$ , on obtient en tenant compte de (ii) et (iii) :

$$k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{-\epsilon} + \rho_F c_F \frac{d}{dt} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} T dx = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\epsilon} + 2\epsilon P$$

Le dernier terme du second membre de cette équation ( $2\epsilon P$ ) est en fait égal au flux de chaleur  $Q_0$  produit électriquement et mesuré par Koffman et Plesset. Il est donc égal à  $200 \text{ kW/m}^2$  pour l'eau et à  $26.5 \text{ kW/m}^2$  pour l'éthanol. On peut considérer qu'une valeur moyenne de la température du film a un sens et la variation de l'enthalpie du film est alors égal à  $2\epsilon \rho_F c_F \frac{dT}{dt}$ ;  $2\epsilon$  étant de l'ordre de  $.5 \mu\text{m}$  et les variations de la température de

la paroi étant limitées par la surchauffe initiale ( $T_{P0} > T_P > T_{sat}$ ), il est raisonnable de supposer que :

$$Q_0 \gg 2\epsilon\rho_F c_F \frac{dT}{dt}$$

Ainsi, par rapport au système d'équations A.II.1-10 établi pour l'évaporation du film infini, seules changent les équations A.II.1, A.II.2 et A.II.7, qui deviennent :

$$t = 0 \quad x < 0 \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$0 < x < \delta_0 \quad k_L \frac{\partial T}{\partial x} = Q_0$$

$$t > 0 \quad x = 0 \quad k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^-} = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^+} + Q_0$$

Cette dernière équation s'écrit sous forme adimensionnelle :

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{0^-} = \kappa \left( \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{0^+} + \phi \right)$$

L'équation correspondante du problème discret devient alors :

$$\begin{aligned} & \left( 1 + \frac{\Delta X_S^2}{2\Delta\tau} + \kappa \frac{\Delta X_S}{\Delta X_L} + \frac{\kappa \Delta X_S \Delta X_L}{\alpha 2\Delta\tau} \right) \theta_{NS}^{j+1} - \theta_{NS-1}^{j+1} - \kappa \frac{\Delta X_S}{\Delta X_L} \theta_{NS+1}^{j+1} \\ & = \left( \frac{\Delta X_S^2}{2\Delta\tau} + \frac{\kappa \Delta X_S \Delta X_L}{\alpha 2\Delta\tau} \right) \theta_{NS}^j + \kappa \phi \Delta X_S \end{aligned}$$

On notera que dans le cas présent le paramètre  $\phi$  ne pourra pas être négligé, car il a un rôle essentiel dans la conservation de l'énergie. Il faudra donc utiliser l'équation B.III.12 pour déduire l'évaporation de la microcouche à divers rayons pour des instants différents.

Annexe 5 : EVAPORATION D'UN FILM LIQUIDE AU CONTACT D'UNE PAROI INFINIMENT EPAISSE ET DE CONDUCTIVITE THERMIQUE INFINIE

Dans le système d'équations A.II.1-10, lorsque la paroi est de conductivité infinie ( $k_S$  et  $\alpha_S$  tendent vers l'infini), des simplifications apparaissent. En effet, si l'on intègre l'équation A.II.3 sur tout le domaine solide, on obtient à l'aide de l'équation A.II.7 :

$$\int_{-\infty}^0 \rho_S c_S \frac{\partial T}{\partial t} dx = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^+} - k_S \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{-\infty}$$

Soit, du fait qu'il n'y a pas d'apport de chaleur à l'infini, et en modifiant l'intégrale :

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^0 \rho_S c_S T dx = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^+}$$

ce qui représente donc le bilan thermique dans le solide. Par ailleurs, l'équation A.II.3 implique nécessairement que  $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$ , soit  $\frac{\partial T}{\partial x}$  est constant sur tout le domaine et est nul aussi pour satisfaire l'absence de flux de chaleur à l'infini; ainsi, on peut considérer que la température du solide est constante, ce qui entraîne :

$$\frac{dT}{dt} \int_{-\infty}^0 \rho_S c_S dx = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{0^+}$$

Cela montre que nécessairement  $\frac{dT}{dt}$  est nul. Dans le cas d'une paroi infiniment épaisse, la température de cette paroi est constante dans l'espace et dans le temps si sa conductivité thermique est infinie. Par conséquent, les équations A.II.1-10 deviennent pour  $0 < x < \delta(t)$  :

$$t = 0 \quad -k_L \frac{\partial T}{\partial x} = Q_0$$

$$T(x = 0) = T_{P0}$$

$$t > 0 \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_L \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

$$T(x = 0) = T_{P0}$$

$$k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta} = -h_{ev}(T(x = \delta) - T_{sat})$$

$$\rho_L \mathcal{L} \dot{\delta} = k_L \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\delta}$$

Il apparaît clairement que dans ce cas il n'y a plus de restriction sur la quantité de chaleur disponible dans le solide, ce qui doit naturellement se traduire par une diminution du temps d'évaporation.

Le système d'équations ci-dessus ne peut toutefois pas être intégré analytiquement et la même méthode que pour le cas du solide de conductivité finie est utilisée (différences finies avec un nombre constant de points de calcul dans le liquide).

Si on néglige de plus la capacité thermique de la microcouche, on obtient nécessairement à tout instant une distribution linéaire de la température dans le liquide; ainsi, la variation de l'épaisseur de la microcouche est à présent donnée par :

$$\rho_L \mathcal{L} \frac{d\delta}{dt} = k_L \frac{T_{P0} - T_{sat}}{\delta}$$

ce qui s'intègre en :

$$\delta^2(t) = \delta_0^2 \left( 1 - 2 \frac{c_L \Delta T_{P0}}{\mathcal{L}} \frac{\alpha_L t}{\delta_0^2} \right)$$

En posant  $\Delta = \frac{\delta}{\delta_0}$ ,  $\tau = \frac{\alpha_L t}{\delta_0^2}$  et  $Ja = \frac{c_L \Delta T_{P0}}{\mathcal{L}}$ , on obtient :

$$\Delta = \sqrt{1 - 2Ja\tau}$$

On peut alors déduire, sous forme analytique, la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche au transfert de chaleur total ( $\mathcal{E}$ ). L'équation B.VI.1 donnant  $t^* \psi \mathcal{E}$  s'écrit, sachant que  $\left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{0^-} = -\frac{1}{\Delta}$ , et en posant  $\tau_{ev} = \frac{1}{2Ja}$  (le temps que met le film pour s'évaporer complètement) :

$$t^* \psi \mathcal{E} = \frac{2}{3} \gamma \int_0^{\tau_{ev}} (1 + \gamma\tau)^{-3/2} (1 - 2Ja\tau)^{-1/2} d\tau$$

On peut trouver dans le guide de Bronstein et Semendayev (*A Guide Book to Mathematics*, Verlag Harri Deutsch, Zürich, 1973, p 423 – formule 148), le résultat des intégrales de ce type, et on obtient ici :

$$t^* \psi \mathcal{E} = \frac{4\gamma}{3(\gamma + 2Ja)}$$

Annexe 6 : CALCUL ANALYTIQUE DE LA PHASE DE REMOUILLEMENT LORS DE LA DECROISSANCE DU RAYON DE LA BASE D'UNE BULLE

Si l'on caractérise la phase de remouillage par un coefficient de transfert de la chaleur  $h_r$  entre la paroi et le liquide, il est possible d'obtenir une solution analytique par la méthode du développement en séries de fonctions orthogonales.

En utilisant l'indice 1 pour la paroi métallique et l'indice 2 pour les cristaux liquides, en choisissant maintenant pour origine des abscisses la frontière entre la paroi et les cristaux liquides et en prenant comme échelle des longueurs l'épaisseur de la paroi (on définit alors par  $\Lambda$  l'épaisseur des cristaux liquides et du film polyester rapportée à cette échelle), les équations à résoudre peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \tau = 0 & & \theta_i(X) = \theta_i^0(X) & \quad i = 1, 2 \\
 \tau > 0 & \quad 0 < X < 1 & \theta_{1\tau}' = \theta_{1X^2}'' + \Pi \\
 & \quad -\Lambda < X < 0 & \theta_{2\tau}' = \alpha_1 \theta_{2X^2}'' \\
 & \quad X = -\Lambda & \theta_{2X}' = 0 \\
 & \quad X = 0 & \theta_1 = \theta_2 \quad \kappa_1 \theta_{2X}' = \theta_{1X}' \\
 & \quad X = 1 & \theta_{1X}' = -H\theta_1
 \end{aligned}$$

$\theta_i^0$  est la distribution de température initiale donnée par le calcul de l'évaporation de la microcouche et  $H$  est défini par  $H = h_r e / k_S$  où  $e$  est l'épaisseur de la paroi ( $\alpha_1$  et  $\kappa_1$  sont toujours les rapports des diffusivités et des conductivités thermiques des cristaux liquides et de la paroi). Ce système est résolu par la même méthode que celle proposée par Oziçik (chapitre 8, pp. 294-334, 1980) pour les milieux composites à une dimension. La solution s'écrit :

$$\theta_1(X, \tau) = \int_{-\Lambda}^0 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \frac{\kappa_1}{\alpha_1} \frac{1}{N_n} \psi_{1n}(X) \psi_{2n}(X') \right) \theta_2^0(X') dX'$$

$$\begin{aligned}
& + \int_0^1 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \frac{1}{N_n} \psi_{1n}(X) \psi_{1n}(X') \right) \theta_1^0(X') dX' \\
& + \int_0^\tau d\tau' \int_0^1 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 (\tau - \tau')) \frac{1}{N_n} \psi_{1n}(X) \psi_{1n}(X') \right) \Pi dX' \\
\theta_2(X, \tau) = & \int_{-\Lambda}^0 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \frac{\kappa_1}{\alpha_1} \frac{1}{N_n} \psi_{2n}(X) \psi_{2n}(X') \right) \theta_2^0(X') dX' \\
& + \int_0^1 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \frac{1}{N_n} \psi_{2n}(X) \psi_{1n}(X') \right) \theta_1^0(X') dX' \\
& \int_0^\tau d\tau' \int_0^1 \left( \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 (\tau - \tau')) \frac{1}{N_n} \psi_{2n}(X) \psi_{2n}(X') \right) \Pi dX'
\end{aligned}$$

Les fonctions  $\psi_{1n}$  et  $\psi_{2n}$  sont définies par :

$$\begin{aligned}
\psi_{1n}(X) &= \sin \beta_n X + B_{1n} \cos \beta_n X \\
\psi_{2n}(X) &= A_{2n} \sin \frac{\beta_n X}{\sqrt{\alpha_1}} + B_{1n} \cos \frac{\beta_n X}{\sqrt{\alpha_1}}
\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
A_{2n} &= \frac{\sqrt{\alpha_1}}{\kappa_1} \\
B_{1n} &= \frac{\sqrt{\alpha_1}}{\kappa_1} \cotg \frac{\beta_n \Lambda}{\sqrt{\alpha_1}} \\
B_{2n} &= \frac{\sqrt{\alpha_1}}{\kappa_1} \cotg \frac{\beta_n \Lambda}{\sqrt{\alpha_1}}
\end{aligned}$$

Les facteurs de normalisation  $N_n$  sont définis par :

$$N_n = \frac{\kappa_1}{\alpha_1} \int_{-\Lambda}^0 \psi_{2n}^2(X) dX + \int_0^1 \psi_{1n}^2(X) dX$$

Enfin, les coefficients ( $\beta_n$ ) sont les racines de l'équation :

$$\frac{\kappa_1}{\sqrt{\alpha_1}} \sin \frac{\beta_n \Lambda}{\sqrt{\alpha_1}} (\beta_n \cos \beta_n + H \sin \beta_n) - \cos \frac{\beta_n \Lambda}{\sqrt{\alpha_1}} (H \cos \beta_n - \beta_n \sin \beta_n) = 0$$

## NOTES

1. La courbe d'ébullition consiste à porter les variations du flux de chaleur transmis du solide au liquide  $Q$  en fonction de la surchauffe de la paroi  $\Delta T_P$ , qui est la différence des températures de surface  $T_P$  et de saturation  $T_{sat}$ .

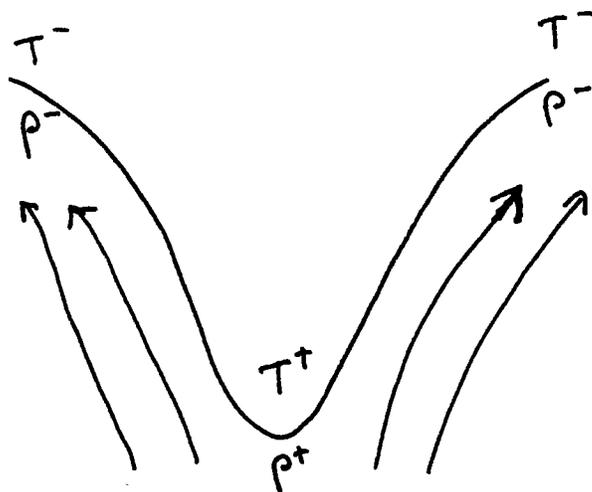
2. On définit par  $T_L$  la température du liquide "loin" de la paroi (en fait hors de la couche limite thermique). Si cette température est inférieure à celle de saturation – cas le plus général dans les systèmes de refroidissement – on dit que le liquide est sous-refroidi et on appelle degré de sous-refroidissement la différence  $T_{sat} - T_L$ .

3. Lorsque le long de l'interface entre le liquide et la vapeur, il existe un gradient de température, parce que la tension de surface varie avec la température, il va apparaître aussi un gradient de la tension de surface, qui va donc induire un gradient de pression et donc un mouvement du liquide. Ce phénomène reposant sur l'existence de forces thermocapillaires est appelé aussi effet de Marangoni.

4. Il existe principalement trois types d'instabilités pour un film liquide qui s'évapore :

— instabilité de Marangoni due aux forces thermocapillaires : si l'on suppose que l'interface liquide-vapeur, initialement plan et à une température constante, subit localement une augmentation de sa température, il va s'en suivre l'apparition d'un gradient de la tension de surface le long de l'interface qui va induire un gradient de pression, le point surchauffé ayant une pression plus élevée qu'aux points plus froids. Par conséquent, l'interface va se déformer et il va apparaître un puits plus chaud où la pression du liquide est supérieure à celle sous la crête (voir schéma), ce qui est une situation instable : les mouvements convectifs vont avoir tendance à amener le liquide aux crêtes aux dépens du puits qui, étant moins alimenté, va grandir et atteindre des régions plus chaudes, d'où une augmentation de cet effet. Goussis et Kelly (1990) ont montré que les forces de gravité ont un effet stabilisateur et que si les forces thermocapillaires sont trop grandes le film est instable quelque soit son épaisseur.

— instabilité due aux forces de poussée sur le liquide ("vapeur recoil") : le changement de densité



Instabilité de Marangoni ( $T^+ > T^-$ ,  $P^+ > P^-$ ).

du fluide à la traversée de l'interface liquide-vapeur engendre une force de poussée de la vapeur sur le liquide qui croît quand la vitesse d'évaporation augmente et quand la pression diminue. Ainsi, s'il existe à l'interface une variation de température, cela va se traduire localement par une augmentation du flux d'évaporation, soit de la force de poussée de la phase vapeur. Un puits va apparaître de la même manière que dans le cas des forces thermocapillaires (voir schéma), donc l'interface va devenir instable. L'effet va s'amplifier par lui-même du fait du mouvement de la vapeur dans le puits qui va entraîner par contrainte de cisaillement le liquide et ainsi accentuer l'approfondissement du puits (Palmer et Maheshri, 1981). Cette instabilité est surtout importante aux faibles pressions.

Par rapport à l'instabilité de Marangoni, celle-ci se différencie en particulier par les deux points suivants (Palmer 1976) : tout d'abord, lorsque la viscosité de la vapeur augmente, la contrainte tangentielle à l'interface résultant du mouvement de la vapeur va augmenter et donc l'entraînement du liquide sera plus efficace et l'instabilité plus prononcée, alors que dans le cas des forces thermocapillaires, c'est la contrainte de cisaillement résultant du gradient de la tension de surface qui met en mouvement les deux phases, donc les vitesses seront plus grandes si la viscosité de la vapeur diminue. D'autre part, l'augmentation locale de la vitesse d'évaporation implique une augmentation de l'effet de refroidissement de l'interface; donc dans le cas de l'instabilité due à la force de poussée de la vapeur, une tendance va exister à rendre uniformes les températures, ce qui entrave l'efficacité de l'instabilité de Marangoni.

On notera que Prosperetti et Plesset (1984) proposent que le facteur rendant la présence de puits et de crêtes instable, est la déformation de la couche limite dans le liquide : elle est étirée aux crêtes et comprimée au puits, et par suite, les flux de masse à travers l'interface sont plus intenses au puits et donc il en sera de même pour le taux d'évaporation. L'instabilité peut alors se développer sans variations de température.

— instabilité due aux forces de Van der Waals : ce sont des forces intermoléculaires à large portée qui peuvent s'exprimer lorsque le film a une épaisseur inférieure à  $0.1 \mu\text{m}$  et que le liquide n'est pas ionique, en modifiant les variables thermodynamiques intensives du liquide par rapport au cas d'un film épais;

cette modification se traduit par l'existence d'une pression de séparation ("disjoining pressure") qui est égale à l'excès de pression dans un film mince par rapport à un film épais; dans le cas des forces de Van der Waals, cette pression est négative, et donc l'épaisseur du film diminue spontanément (la distance de séparation entre les deux interfaces du film diminue – d'où le terme de pression de séparation) (Burelbach et coll., 1988; Bankoff, 1990).

5. Coulson et Richardson (pp. 220-221, 1965) proposent une loi  $Nu(Ra)$  pour une couche de liquide comprise entre deux surface planes espacées d'une distance  $x$  et dont les températures diffèrent de  $\Delta T$ ;  $Nu$  est le nombre de Nusselt, pouvant être défini comme le rapport du flux de chaleur réel traversant le liquide et de ce même flux de chaleur s'il n'y avait que des échanges par conduction pure, et  $Ra$  est le nombre de Rayleigh donné par la formule  $g\beta\Delta T x^3 / \alpha_L \nu_L$  (où  $\beta$  est le coefficient d'expansion volumique,  $\alpha_L$  la diffusivité thermique et  $\nu_L$  la viscosité cinématique du liquide). Leur courbe montre que tant que  $Ra < 10^3$ ,  $Nu = 1$ , soit les échanges conductifs sont prépondérants. Pour de l'eau avec  $\Delta T = 10^\circ K$  cela donne une limite pour  $x$  égale à  $8.8 \cdot 10^{-4}$  m. Cette valeur est bien supérieure à celle correspondant aux épaisseurs des microcouches.

6. On note  $\text{erfc}$  la fonction définie par :

$$\text{erfc}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$$

7. On peut considérer que le comportement peut être décrit de manière correcte par le cas du solide semi-infini initialement à une température constante et subissant un refroidissement par échange convectif à son extrémité (Carslaw et Jaeger, pp. 70-73). Dans ce cas, si l'on considère le problème suivant :

$$\begin{aligned} \tau = 0 \quad \theta &= 1 \\ \tau > 0 \quad \theta'_\tau &= \theta''_{X^2} \\ X = 0 \quad \theta'_X &= -H\theta \end{aligned}$$

la solution s'écrit :

$$\theta = \text{erf} \frac{X}{2\sqrt{\tau}} + \exp(-HX + H^2\tau) \text{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\tau}} - H\sqrt{\tau} \right)$$

Si l'on se restreint à étudier le comportement pour  $X = 0$  ( $\theta = \theta_S$ ) où les variations sont les plus importantes on a :

$$\begin{aligned} \theta_{S\tau}' &= H^2 \left( \exp(H^2\tau) \text{erfc}(-H\sqrt{\tau}) + \frac{1}{H\sqrt{\pi\tau}} \right) \\ \theta_{SH}' &= -2H\tau \left( \exp(H^2\tau) \text{erfc}(-H\sqrt{\tau}) + \frac{1}{H\sqrt{\pi\tau}} \right) \end{aligned}$$

ce qui montre que  $\theta_{S\tau}' = -\frac{H}{2\tau}\theta_{SH}'$ . On en déduit les inégalités suivantes :

$$\begin{aligned}\tau &\ll \frac{H}{2} & |\theta_{S\tau}'| &\gg |\theta_{SH}'| \\ \tau &\gg \frac{H}{2} & |\theta_{S\tau}'| &\ll |\theta_{SH}'|\end{aligned}$$

Cela met en relief le problème pour les faibles valeurs de  $H$  où les variations temporelles sont très vite plus petites que celles en fonction de  $H$ .

8. Par exemple dans le cas de l'existence d'une solution analytique ( $\kappa = \sqrt{\alpha}$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ) on a :

$$\begin{aligned}\theta_{\tau}' &= -\frac{1}{2\sqrt{\pi}\operatorname{erfc}C} \frac{1-\epsilon X}{\sqrt{\alpha\tau^3}} \exp\left(\frac{(1-\epsilon X)^2}{4\alpha\tau}\right) \\ \theta_{\tau^2}'' &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}\operatorname{erfc}C} \left( \frac{3(1-\epsilon X)}{2\sqrt{\alpha\tau^3}} + \frac{(1-\epsilon X)^2}{4\sqrt{\alpha^3\tau^7}} \right) \exp\left(\frac{(1-\epsilon X)^2}{4\alpha\tau}\right)\end{aligned}$$

où  $\epsilon = \sqrt{\alpha}$  dans le solide et  $\epsilon = 1$  dans le liquide. On voit que pour les valeurs de  $\tau$  voisines de 0 :

$$\left| \frac{\theta_{\tau^2}''}{\theta_{\tau}'} \right| \sim \frac{1-\epsilon X}{4\alpha\tau^2}$$

ce qui montre que l'inégalité (B.III.4) ne peut être vérifiée au tout début de l'évaporation.

9. Il nous semble que le changement d'allure des profils pour les dernières images dans le cas de l'éthanol pourrait être lié à la phase de décroissance de la base de la bulle, ce qui nous incite à utiliser une image intermédiaire (la douzième).

10. Ainsi l'épaisseur initiale ( $br$ ) de la microcouche est constante dans l'application du modèle, alors que  $\gamma$  varie du fait de son indétermination : cela est peu naturel et peut compliquer l'interprétation; en fait l'incertitude sur  $\gamma$  reflète l'absence de données sur la vitesse de croissance de la bulle.

11. Il existe, à notre connaissance, peu de résultats expérimentaux sur ce sujet. Jawurek et coll. (1986) ont déduit d'après leurs mesures optiques du profil de la microcouche, que sa contribution était de l'ordre de 40% (pour du méthanol à la saturation, pour une pression de 58.4 kPa et pour une surchauffe de la paroi de l'ordre de 25°K). Dzakowic et Frost (1970) ont essayé de manière théorique de faire la part entre les transferts de chaleur à la base de la bulle et sur le dôme en considérant ces derniers comme étant soit purement conductifs, soit purement convectifs; leurs résultats indiquent qu'aux faibles valeurs du nombre de Jakob ( $Ja^* = \rho_L c_L \Delta T_P / \rho_V \mathcal{L}$ ) -  $Ja^* < 20$  - l'évaporation de la microcouche est vraisemblablement le seul mécanisme agissant, le dôme étant très rapidement à la saturation, et pour des valeurs de  $Ja^*$  supérieures à 100, les échanges par conduction sur le dôme prennent un rôle significatif, quoique l'évaporation de la microcouche reste prépondérante; il faut noter que leurs résultats sont très sensibles à l'épaisseur de la microcouche (supposée constante). Enfin, Cooper (1969) signale que lorsque

la bulle croît bien au delà de la taille de la couche limite thermique, il est vraisemblable que les transferts par conduction sur le dôme deviennent peu importants; toutefois, pour des petites bulles, à des pressions supérieures à l'atmosphérique, où les forces de tension dominent et rende la forme des bulles proches de celle d'une sphère, il est possible que la microcouche ne soit plus le mécanisme prépondérant.

12. Cooper et Vijuk (1970) ont calculé le flux de chaleur pénétrant à l'interface de la microcouche en gardant l'épaisseur invariante avec le temps et en considérant la microcouche comme une résistance thermique  $\delta_0/k_L$  sans capacité thermique; cela mène pour le volume évaporé à l'expression suivante (que nous avons développée à partir de leur calcul) :

$$\frac{a}{\alpha_L} \frac{\rho_V}{\rho_L} \mathcal{V} = \frac{2Ja}{\sqrt{\gamma} + \sqrt{\pi\kappa/\sqrt{\alpha}}}$$

13. L'expression développée par Kotake (1970) est équivalente à :

$$\frac{a}{\alpha_L} \frac{\rho_V}{\rho_L} \mathcal{V} = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{\alpha}}{\kappa} Ja$$

14. Les quatre étapes du cycle d'ébullition proposées par Cooper et Lloyd (1969) sont : (1) chute brusque de la température correspondant à l'évaporation de la microcouche; (2) réchauffement de la surface dû au contact solide-vapeur pauvre en échange thermique; (3) léger refroidissement de la paroi par effet de trempe lors du départ de la bulle; (4) rétablissement de l'état initial par conduction transitoire.

15. Nous employons le terme remouillement par extension, car, en fait, si la microcouche n'est pas complètement évaporée quand la base de la bulle rétrécit, cette étape est caractérisée par une destruction de la microcouche par les forces de tension à l'extrémité de la base de la bulle.

16. Ce problème nous est apparu lorsque nous avons voulu changer les cristaux initiaux pour un composé de la compagnie BDH dont la plage de thermochromicité couvrait les températures de 100 à 116°C; toutefois, il s'est avéré qu'il était bleu sur un grand domaine (de l'ordre de 110 à 116°C), ce qui le rendait inapte pour nos mesures.

17. Les généralités contenues dans cette partie ont été directement inspirées de l'ouvrage de Vertogen et De Jeu (1988).

## PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

$a$  : vitesse de croissance des bulles ( $\text{m/s}^{1/2}$ )  
 $b$  : pente des profils de microcouche  
 $c_L$  : chaleur spécifique du liquide ( $\text{J/kg}^\circ\text{K}$ )  
 $c_S$  : chaleur spécifique de la paroi ( $\text{J/kg}^\circ\text{K}$ )  
 $h_e$  : coefficient d'évaporation ( $\text{W/m}^2^\circ\text{K}$ )  
 $H$  : coefficient d'évaporation adimensionné ( $h_e \delta_0 / k_L$ )  
 $H_L$  : enthalpie adimensionnée du liquide  
 $H_S$  : enthalpie adimensionnée de la paroi  
 $Ja$  : nombre de Jakob modifié ( $c_L \Delta T_{P0} / \mathcal{L}$ )  
 $k_L$  : conductivité thermique du liquide ( $\text{W/m}^\circ\text{K}$ )  
 $k_S$  : conductivité thermique de la paroi ( $\text{W/m}^\circ\text{K}$ )  
 $\mathcal{L}$  : chaleur latente d'évaporation du liquide ( $\text{J/kg}$ )  
 $P$  : terme de production de chaleur dans la paroi ( $\text{J/m}^3$ )  
 $Q$  : flux de chaleur porté sur la courbe d'ébullition ( $\text{W/m}^2$ )  
 $Q_0$  : flux de chaleur utilisé comme condition limite dans le modèle ( $\text{W/m}^2$ )  
 $r$  : distance au site de nucléation (m)  
 $R$  : rayon de la bulle (m)  
 $R_b$  : rayon de la base de la bulle (m)  
 $R_{b_{max}}$  : rayon maximal de la base de la bulle (m)  
 $t$  : temps (s)  
 $t_a$  : temps d'attente entre le départ d'une bulle et l'apparition de la suivante (s)  
 $t_c$  : temps de croissance d'une bulle (s)  
 $T$  : température ( $^\circ\text{K}$ )  
 $T_P$  : température de la paroi ( $^\circ\text{K}$ )  
 $T_{P0}$  : température initiale de la paroi avant la croissance d'une bulle ( $^\circ\text{K}$ )  
 $T_{sat}$  : température de saturation ( $^\circ\text{K}$ )  
 $T_\infty$  : température du liquide loin de la paroi ( $^\circ\text{K}$ )  
 $\Delta T_{P0}$  : surchauffe initiale de la paroi ( $= T_{P0} - T_{sat}$ ) [ $^\circ\text{K}$ ]  
 $\Delta T'_{P0}$  : surchauffe initiale des cristaux liquides ( $^\circ\text{K}$ )

$x$  : distance à la paroi (m)  
 $X$  : distance adimensionnée à la paroi (m)  
 $\alpha$  : rapport  $\alpha_L/\alpha_S$   
 $\alpha_L$  : diffusivité thermique du liquide ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
 $\alpha_S$  : diffusivité thermique de la paroi ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
 $\gamma$  : paramètre d'épaisseur de microcouche ( $a^2b^2/\alpha_L$ )  
 $\delta$  : épaisseur de la microcouche (m)  
 $\delta_0$  : épaisseur initiale de la microcouche (m)  
 $\Delta$  : épaisseur adimensionnée de la microcouche ( $\delta/\delta_0$ )  
 $\epsilon$  : rapport des épaisseurs du dépôt de cristaux et du film polyester  
 $\theta$  : température adimensionnée  $[(T - T_{sat})/\Delta T_{P0}]$   
 $\theta_P$  : température adimensionnée de la paroi  $[(T_P - T_{sat})/\Delta T_{P0}]$   
 $\kappa$  : rapport  $k_L/k_S$   
 $\lambda$  : rapport des épaisseurs du film polyester et de la paroi  
 $\mu_L$  : viscosité dynamique du liquide ( $\text{Ns}/\text{m}^2$ )  
 $\nu_L$  : viscosité cinématique du liquide ( $\text{m}^2/\text{s}$ )  
 $\rho$  : rayon adimensionné ( $r/R_b$ )  
 $\rho_L$  : masse volumique du liquide ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )  
 $\rho_V$  : masse volumique de la vapeur ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )  
 $\rho_S$  : masse volumique de la paroi ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )  
 $\sigma$  : tension superficielle de l'interface liquide-vapeur ( $\text{N}/\text{m}$ )  
 $\tau$  : temps adimensionné ( $\alpha_S t/\delta_0^2$ )  
 $\tau_{ev}$  : temps d'évaporation adimensionné  
 $\phi$  : flux de chaleur adimensionné ( $Q_0\delta_0/k_L\Delta T_{P0}$ )

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

N. AKINO, T. KUNUGI, M. UEDA & A. KUROSAWA

Liquid-crystal thermometry based on automatic color evaluation and applications to measure turbulent heat transfer

*Transport Phenomena in Turbulent Flows – Theory, Experiment, and Numerical Simulation*, M. Hirata & N. Kasagi ed., Hemisphere Publishing Corporation, pp. 807-820, 1989.

S.G. BANKOFF

On the mechanism of subcooled nucleate boiling – Part I & II

*Chemical Engineering Progress, Symposium Series*, vol 57, pp. 156-172, 1960.

S.G. BANKOFF

Dynamics and stability of thin heated liquid films

*J. Heat Transfer*, vol 112, pp. 538-546, 1990.

V.I. BARANENKO, L.A. CHICHKAN & G.F. NIKLOEV

Optical investigation of heat transfer mechanism with boiling

*Proc. 5th Heat Transfer Conference*, vol 4, pp. 50, 1974.

H. BEER, P. BUROW & R. BEST

Bubble growth, bubble dynamics, and heat transfer in nucleate boiling, viewed with a laser interferometer

*Heat Transfer in Boiling*, E. Hahne et U. Grigull ed., Academic Press, Hemisphere Publishing Corporation, Chapter 2, pp. 21-52, 1977.

P.J. BERENSON

Experiments on pool boiling heat transfer

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 5, pp. 985-999, 1962.

W. BERGEZ

Refroidissement moteur diphasique

Rapport 2356/01/MES, ONERA/CERT, Toulouse, 1989.

W. BERGEZ & A. GIOVANNINI

Heat transfer in heating wall during microlayer evaporation in nucleate boiling

*Phase Change Heat Transfer – 1991*, ASME, HTD-vol 159, pp. 81-87, 1991.

S.H. BHAVNANI, C.-P. TSAI & R.C. JAEGER

Pool boiling characteristics of enhanced hybrid silicon surfaces

*Heat Transfer in Electronic Equipment – 1991*, ASME, HTD-vol 171, pp. 19-27, 1991.

P. BONNETT

*Applications of liquid crystals in aerodynamic testing*

D. Phil. Thesis, University of Oxford, Dep. Eng. Science, 1989.

J.P. BURELBACH, S.G. BANKOFF & S.H. DAVIS

Non-linear stability of evaporating/condensing liquid films

*J. Fluid Mech.*, vol 195, pp. 463-494, 1988.

A. CALKA & R.L. JUDD

Some aspects of the interaction among nucleation sites during saturated nucleate boiling

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 28, pp. 2331-2342, 1985.

A.M. CAMES-PINTAUX & M. NGUYEN-LAMBA

Finite-element enthalpy method for discrete phase change

*Numerical Heat Transfer*, vol 9, pp. 403-417, 1986.

H.S. CARSLAW & J.C. JAEGER

*Conduction of heat in solids*

2nd ed, Oxford University Press, 1959.

R.D. CESS

Free convection boundary-layer heat transfer

*Handbook of Heat Transfer*, Rohsenow and Hartnett ed., Mc Graw-Hill Co., section 6, 1973.

P.R. CHAPPIDI, C. UNAL, K.O. PASAMEHMETOGLU & R.A. NELSON

Statistical considerations of vapor stem radii for the analysis of saturated pool nucleate boiling at high heat fluxes in the vapor mushroom region

*Phase Change Heat Transfer – 1991, ASME, HTD-vol 159, pp. 119-129, 1991.*

CHING-LUN HUANG & YEN-PING SHIH

Perturbation solution for planar solidification of a saturated liquid with convection at the wall

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 18, pp. 1481-1483, 1975.

M.-C. CHYU

Evaporation of macrolayer in nucleate boiling near burnout

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 30, pp. 1531-1538, 1987.

R. COLE

Boiling nucleation

*Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol 10, pp. 86-163, 1974.

J.G. COLLIER

*Convective boiling and condensation*

2nd ed, Mc Graw-Hill Inc., 1981.

M.G. COOPER

The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 12, pp. 915-933, 1969.

M.G. COOPER

Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling – a wide-ranging examination using reduced properties

*Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol 16, pp. 157-239, 1985.

M.G. COOPER & A.J.P. LLOYD

The microlayer in nucleate pool boiling

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 12, pp. 895-913, 1969.

M.G. COOPER & J.M.D. MERRY

A general expression for the rate of evaporation of a layer of liquid on a solid body

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 16, pp. 1811-1815, 1973.

M.G. COOPER & R.M. VIJUK

Bubble growth in nucleate pool boiling

*Heat Transfer 1970*, Elsevier Publishing Co., Amsterdam, B 2.1, pp. 1-11, 1970.

J.M. COULSON & J.F. RICHARDSON

*Chemical Engineering*

Pergamon Press, 2nd edition, vol 1, 1965.

D. DABIRI & M. GHARIB

Digital particle image thermometry : the method and implementation

*Experiments in Fluids*, vol 11, pp. 77-86, 1991.

H. DEL VALLE M. & D.B.R. KENNING

Subcooled flow boiling at high heat flux

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 28, pp. 1907-1920, 1985.

G.S. DZAKOWIC & W. FROST

Vapor bubble growth in saturated pool boiling by microlayer evaporation of liquid at the heated surface

*Heat Transfer 1970*, Elsevier Publishing Co., Amsterdam, B 2.2, pp. 1-11, 1970.

FARUK CIVAN & C.M. SLIEPCEVICH

Efficient numerical solution for enthalpy formulation of conduction heat transfer with phase change

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 27, pp. 1428-1430, 1984.

K.E. FORSTER & R. GREIF

Heat transfer to a boiling liquid – mechanism and correlations

*J. Heat Transfer*, vol 81, pp. 43, 1959.

M.V. FYODOROV & V.V. KLIMENKO

Vapour bubble growth in boiling under quasistationary heat transfer conditions in a heating wall

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 32, pp. 227-242, 1989.

R.F. GAERTNER

Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface

*J. Heat Transfer*, vol 87, pp. 17-29, 1965.

T.R. GOODMAN

Application of integral methods to transient nonlinear heat transfer

*Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol 1, pp. 51-122, 1964.

D.A. GOUSSIS & R.E. KELLY

On the thermocapillary instabilities in a liquid layer heated from below  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 33, pp. 2237-2245, 1990.

C.-Y. HAN & P. GRIFFITH

The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling – Part I and II  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 8, pp. 905-914, 1965.

A.P. HATTON, D.D. JAMES & T.L. LIEW

Measurement of bubble characteristic for pool boiling from single cylindrical cavities  
*Heat Transfer 1970*, Elsevier Publishing Co., Amsterdam, B 1.2, pp. 1-11, 1970.

D.K. HOLLINGSWORTH, A.L. BOEHMAN, E.G. SMITH & R.J. MOFFAT

Measurements of temperature and heat transfer coefficient distributions in a complex flow using liquid crystal thermography and true-color image processing  
*Proc. 9th Heat Transfer Conference*, 1990.

N.B. HOSPETTI & R.B. MESLER

Deposits formed beneath bubbles during nucleate boiling of radioactive calcium sulfate solutions  
*AIChE Journal*, vol 11, pp. 663, 1965.

Y.Y. HSU

On the size range of active nucleation cavities on a heating surface  
*J. Heat Transfer*, vol 84, pp. 207-216, 1962.

Y.Y. HSU & R.W. GRAHAM

An analytical and experimental study of the thermal boundary layer and the ebullition cycle in nucleate boiling  
NASA TN-D-594, 1961.

L.W. HUNTER & J.R. KUTTLER

The enthalpy method for heat conduction problems with moving boundaries  
*J. Heat Transfer*, vol 111, pp. 239-242, 1989.

H.H. JAWUREK

Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 12, pp. 843-848, 1969.

H.H. JAWUREK, H.G. MC GREGOR & J.S. BODENHEIMER

Microlayer topology and bubble growth in nucleate boiling  
*SPIE High Speed Photography*, vol 674, pp. 202-211, Pretoria 1986.

R.L. JUDD

On the nucleation site interaction  
*J. Heat Transfer*, vol 110, pp. 475-478, 1988.

R.L. JUDD

The influence of subcooling on the frequency of bubble emission in nucleate boiling  
*J. Heat Transfer*, vol 111, pp. 747-751, 1989.

R.L. JUDD & K.S. HWANG

A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation  
*J. Heat Transfer*, vol 98, pp. 623-629, 1976.

R.L. JUDD, H. MERTE JR. & M.E. ULUCAKLI

Variation of superheat with subcooling in nucleate pool boiling  
*J. Heat Transfer*, vol 113, pp. 201-208, 1991.

Y. KATTO, S. TAKAHASHI & S. YOKOYA

Law of microliquid formation between a growing bubble and a solid surface with special reference to nucleate boiling  
*Bulletin of the Japanese Society of Mechanical Engineers*, vol 16, n°97, pp. 1066-1075, 1973.

D.B.R. KENNING

Wall temperature in nucleate boiling : spatial and temporal variations  
*Proc. 9th Heat Transfer Conference*, vol 3, pp. 33-38, 1990.

D.B.R. KENNING

Wall temperature pattern nucleate boiling  
OUEL 1876/91, University of Oxford, Dep. Eng. Science, 1991

D.B.R. KENNING & H. DEL VALLE M.

Fully-developped nucleate boiling : overlap of areas of influence and interference between bubble sites  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 24, pp. 1025-1032, 1981.

E.L. KNUTH

Non-stationary phase changes involving a condensed phase and a saturation vapour  
*Phys. Fluids*, vol 2, pp. 84-87, 1959.

L.D. KOFFMAN & M.S. PLESSET

Experimental observations of the microlayer in vapour bubble growth on a heated solid  
*J. Heat Transfer*, vol 105, pp. 625-632, 1983.

S. KOTAKE

On the liquid film of nucleate boiling  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 13, pp. 1595-1609, 1970.

R.C. LEE & J.E. NYDHAL

Numerical calculation of bubble growth in nucleate boiling from inception through departure  
*J. Heat Transfer*, vol 111, pp. 475-479, 1989.

A. LEONTIEV

*Théorie des échanges de chaleur et de masse*  
Editions MIR, 1985.

G. LEPPERT & C.C. PITTS

Boiling  
*Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol 1, pp. 185-266, 1964.

S.P. LIAW & V.K. DHIR

Void fraction measurements during saturated pool boiling of water on partially wetted vertical surfaces  
*J. Heat Transfer*, vol 111, pp. 731-738, 1989.

J.H. LIENHARD & L.C. WITTE

An historical review of the hydrodynamic theory of boiling  
*Reviews in Chemical Engineering*, Freund Publishing House, vol 3, pp. 187-280, 1985.

U. MAGRINI & E. NANNEI

On the influence of the thickness and thermal properties of heating walls on the transfer coefficients in nucleate boiling  
*J. Heat Transfer*, vol 97, pp. 173-178, 1975.

B.B. MIKIC, W.M. ROHSENOW & P. GRIFFITH

On bubble growth rates

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 13, pp. 657-666, 1970.

A. MIRZAMOGHADAM & I. CATTON

Analysis of the evaporating meniscus oscillation

*Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, Hemisphere Publishing Company, Washington, DC, 1986.

A. MIRZAMOGHADAM & I. CATTON

A physical model of the evaporating meniscus

*J. Heat Transfer*, vol 110, pp. 201-207, 1988.

A. MIRZAMOGHADAM & I. CATTON

Holographic interferometry investigation of enhanced tube meniscus behaviour

*J. Heat Transfer*, vol 110, pp. 209-213, 1988.

F.D. MOORE & R.B. MESLER

The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water

*AIChE Journal*, vol 7, pp. 620-624, 1961.

J.E. MYERS

Short-lived sites in nucleate boiling

*AIChE Journal*, vol 31, pp. 1441-1445, 1985.

S. NUKIYAMA

The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 9, pp. 1419-1433, 1966.

R.R. OLANDERS & R.G. WATTS

An analytical expression of microlayer thickness in nucleate boiling

*J. Heat Transfer*, vol 91, pp. 178-180, 1969.

M.N. OZİÇİK

*Heat Conduction*

John Wiley & Sons, 1980.

H.J. PALMER

The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure

*J. Fluid Mech.*, vol 75, part 3, pp. 487-511, 1976.

H.J. PALMER & J.C. MAHESHRI

Enhanced interfacial heat transfer by differential vapor recoil instabilities  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 24, pp. 117-123, 1981.

K.A. PARK & A.E. BERGLES

Effects of size of simulated microelectronic chips on boiling and critical heat flux  
*J. Heat Transfer*, vol 110, pp. 728-734, 1988.

K.O. PASAMEHMETOGLU & R.A. NELSON

Cavity-to-cavity interaction in nucleate boiling : the effect of heat conduction within the heater  
*Heat Transfer - Minneapolis 1991, AIChE Symposium Series*, vol 87, n° 283, pp. 342-351, 1991.

Q.T. PHAM

A note on some finite-difference methods for heat conduction with phase change  
*Numerical Heat Transfer*, vol 11, pp. 353-359, 1987.

M.S. PLESSET & A. PROSPERETTI

The contribution of latent heat transfer in subcooled nucleate boiling  
*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 21, pp. 725-734, 1978.

M.S. PLESSET & S.A. ZWICK

The growth of vapor bubbles in superheated liquids  
*J. Appl. Phys.*, vol 25, p 493, 1954.

D. POIRIER & M. SALCUDEAU

On numerical methods used in mathematical modeling of phase change in liquid metals  
*J. Heat Transfer*, vol 110, pp. 562-570, 1988.

A. PROSPERETTI & M.S. PLESSET

The stability of an evaporative liquid surface  
*Phys. Fluids*, vol 27, pp. 1590-1602, 1984.

T. RAAD & J.E. MYERS

Nucleation studies in pool boiling on thin plates using liquid crystals  
*AIChE Journal*, vol 17, pp. 1260-1261, 1971.

C.J. RALLIS & H.H. JAWUREK

Latent heat transport in saturated nucleate boiling

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 7, pp. 1051-1068, 1964.

F.J. RENK & P.C. WAYNER

An evaporating ethanol meniscus, Part I and II

*J. Heat Transfer*, vol 101, pp. 55-62, 1979.

P.S. ROBERTS

*The influence of wall thermal properties on bubble dynamics and heat transfer in nucleate boiling*

D. Phil. Thesis, University of Oxford, Dep. Eng. Science, 1984.

W.M. ROHSENOW

Boiling

*Handbook of Heat Transfer*, Rohsenow and Hartnett ed., Mc Graw-Hill Co., section 13, 1973.

L.E. SCRIVEN

On the dynamics of phase growth

*Chemical Engineering Science*, vol 10, pp. 1-13, 1959.

V. SERNAS & F.C. HOOPER

The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 12, pp. 1627-1639, 1969.

J.E. SGHEIZA & J.E. MYERS

Behavior of nucleation sites in pool boiling

*AIChE Journal*, vol 31, pp. 1605-1613, 1985.

R.R. SHARP

The nature of liquid film evaporation during nucleate boiling

NASA TN D-1997, 1964.

M. SHOUKRI & R.L. JUDD

Nucleation site activation in saturated boiling

*J. Heat Transfer*, vol 97, pp. 93-98, 1975.

M.A. SOLIMAN

An approximate analytical solution for the one-dimensional planar freezing of a super-saturated liquid

*The Chemical Engineering Journal*, vol 21, pp. 65-69, 1981.

N.S. SRINIVAS & R. KUMAR

Prediction of bubble growth rates and departure volumes in nucleate boiling at isolated sites

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 27, pp. 1403-1409, 1984.

M. SULTAN & R.L. JUDD

Interaction of the nucleation phenomena at adjacent sites in nucleate boiling

*J. Heat Transfer*, vol 105, pp. 3-9, 1983.

G. TSUNG-CHANG & S.G. BANKOFF

On the mechanism of forced-convection subcooled nucleate boiling

*J. Heat Transfer*, vol 112, pp. 213-218, 1990.

C. UNAL, V. DAW & R.A. NELSON

Unifying the controlling mechanisms for the critical heat flux and quenching : the ability of liquid to contact the hot surface

*Phase Change Heat Transfer - 1991, ASME, HTD-vol 159*, pp. 131-142, 1991.

H.J. VAN OUWERKERK

The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 14, pp. 1415-1431, 1971.

S.J.D. VAN STRALEN

The mechanism of nucleate boiling in pure liquids and in binary mixtures - Part I & II

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 9, pp. 995-1046, 1966.

S.J.D. VAN STRALEN, M.S. SOHAL, R. COLE & W.M. SLUYTER

Bubble growth rates in pure and binary systems : combined effect of relaxation and evaporation microlayers

*Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 18, pp. 453-467, 1975.

G. VERTOGEN & W.H. DE JEU

*Thermotropic liquid crystals, fundamentals*

Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988.

C.M. VOUTSINOS & R.L. JUDD

Laser interferometric investigation of the microlayer evaporation phenomenon

*J. Heat Transfer*, vol 97, pp. 88-92, 1975.

C.H. WANG & V.K. DHIR

Effects of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface

*Phase Change Heat Transfer – 1991, ASME, HTD-vol 159, pp. 89-96, 1991.*

S.M. YOU, T.W. SIMON & A. BAR-COHEN

Reduced incipient superheats in boiling of fluids which hold dissolved gas

*Phase Change Heat Transfer – 1991, ASME, HTD-vol 159, pp. 109-117, 1991.*

M. ZELL, J. STRAUB & B. VOGEL

Pool boiling under microgravity

*Advances in pool boiling heat transfer, Eurotherm n° 8, Paderborn, FRG, 1989.*

N. ZUBER

On the stability of boiling heat transfer

*J. Heat Transfer, vol 80, pp. 711-714, 1958.*

N. ZUBER

Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection

*Int. J. Heat Mass Transfer, vol 6, pp. 53-78, 1963.*

## TABLE DES MATIERES

RESUME	1
INTRODUCTION	3
PARTIE A	
Chapitre I : INTRODUCTION	23
Chapitre II : FORMULATION DU PROBLEME DE L'EVAPORATION D'UN FILM LIQUIDE INFINI D'EPAISSEUR CONSTANTE	25
Chapitre III : SOLUTION ANALYTIQUE POUR LE PROBLEME DE L'EVAPORATION DU FILM LIQUIDE INFINI	35
Chapitre IV : DISCRETISATION DES EQUATIONS DU PROBLEME DE L'EVAPORATION DU FILM LIQUIDE	37
Chapitre V : COMPARAISON DE LA SOLUTION NUMERIQUE AVEC LA SOLUTION ANALYTIQUE	45
Chapitre VI : INFLUENCE DES PARAMETRES	53
Chapitre VII : CONCLUSION	53
PARTIE B	
Chapitre I : INTRODUCTION	67
Chapitre II : LE MECANISME D'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE	69
Chapitre III : MODELISATION DES ECHANGES DE CHALEUR DURANT L'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE	79

Chapitre IV	: PROFILS DE MICROCOUCHES ET ZONES ASSECHEES	89
Chapitre V	: INFLUENCE DES PROPRIETES THERMIQUES DU SOLIDE SUR LA CROISSANCE DES BULLES	101
Chapitre VI	: CONTRIBUTION DU MECANISME D'EVAPORATION DE LA MICROCOUCHE AU TRANSFERT DE CHALEUR DANS LA ZONE D'INFLUENCE D'UN SITE DE NUCLEATION	105
Chapitre VII	: TEMPERATURE DE LA PAROI ET ACTIVITES DES SITES	115
Chapitre VIII	: CONCLUSION	131
PARTIE C		
Chapitre I	: INTRODUCTION	135
Chapitre II	: LE MONTAGE EXPERIMENTAL	137
Chapitre III	: RESULTATS EXPERIMENTAUX	143
Chapitre IV	: LES CRISTAUX LIQUIDES COMME MOYEN D'INVESTIGATION DES MECANISMES DE BASE DES TRANSFERTS THERMIQUES SUR L'AIRE D'INFLUENCE D'UN SITE DE NUCLEATION	157
Chapitre V	: CONCLUSION	175
CONCLUSION		177
ANNEXES		
Annexe 1	: GENERALITES SUR LA CROISSANCE DES BULLES	185
Annexe 2	: DOMAINES DE VARIATION DES PARAMETRES INTERVENANT DANS LE MODELE D'EVAPORATION DU FILM LIQUIDE	193
Annexe 3	: NOTE SUR LES CRISTAUX LIQUIDES THERMOCHROMIQUES	197
Annexe 4	: MISE EN EQUATIONS POUR LA COMPARAISON AVEC LES DONNEES DE KOFFMAN ET PLESSET	203
Annexe 5	: EVAPORATION D'UN FILM LIQUIDE AU CONTACT D'UNE PAROI INFINIMENT EPAISSE ET DE CONDUCTIVITE THERMIQUE INFINIE	205

Annexe 6 : CALCUL ANALYTIQUE DE LA PHASE DE REMOUILLEMENT LORS DE LA DECROISSANCE DU RAYON DE LA BASE D'UNE BULLE	209
NOTES	211
PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES	219
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	223

## LISTE DES FIGURES

Figure 1	: Courbe d'ébullition présentée par Nukiyama en 1934 pour un fil de platine de diamètre 0.14 mm.	7
Figure 2	: Photographies de l'ébullition de l'eau sur une plaque de cuivre horizontale.	9
Figure 3	: Embryon de vapeur à la température $T^*$ débouchant d'une cavité dans la couche limite thermique du liquide.	13
Figure 4	: Géométrie idéalisée des cellules convectives limitées par les colonnes de bulles.	13
Figure 5	: Schéma des structures de la vapeur pour de l'eau en ébullition sur une surface horizontale (Gaertner, 1965).	16
Figure 6	: Partition de la surface chauffante en zones influencées ou non par un site de nucléation (Judd et Hwang, 1976).	16
Figure 7	: Evaporation du film infini d'épaisseur uniforme.	26
Figure 8	: Relation entre la température et l'enthalpie dans le cas de l'évaporation d'un film de liquide surchauffé.	39
Figure 9	: Passage du champ de température du temps $j\Delta\tau$ au temps $(j + 1)\Delta\tau$ .	43

- Figure 10 : Représentation de  $E(\Delta H_L)_i^{j+1}$  et de  $(\Delta H_L^0)_i^{j+1}$  lors du passage du champ  $(\theta_i^j)_{N_S+1, N_S+N_L}$  au champ  $(\theta_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$  par l'intermédiaire du champ  $(\bar{\theta}_i^{j+1})_{N_S+1, N_S+N_L}$ . 48
- Figure 11 : Erreur commise sur l'enthalpie lors du changement de maillage ( $|E(\Delta H_L)|$ ) et bilan d'énergie dans le liquide ( $\mathcal{B}_L$ ) en fonction du temps pour deux valeurs de  $Ja$  ( $\alpha = 1.$ ,  $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ) [ $N_L = 20$ ]. 49
- Figure 12 : Influence du paramètre  $H$  sur le temps d'évaporation ( $\alpha = \kappa = .05$ ,  $\phi = 0$ ). 55
- Figure 13 : Influence du paramètre  $\phi$  sur le temps d'évaporation ( $\alpha = \kappa = .05$ ,  $H = \infty$ ). 57
- Figure 14 : Influence d'une variation du paramètre  $\alpha$  (partie inférieure) ou d'une variation de  $\kappa$  (partie supérieure) sur le temps d'évaporation ( $H = \infty$ ,  $\phi = 0$ ). 57
- Figure 15 : Evolution de la température de la paroi en fonction du temps pour diverses valeurs du paramètre  $Ja$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ). 60
- Figure 16 : Variations de la température de la paroi en fonction du temps dans le cas  $\kappa = \sqrt{\alpha}$  ( $\alpha = 1.$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ); comparaison du résultat numérique et de la solution analytique. 60
- Figure 17 : Variations de la température de la paroi en fonction du temps pour diverses valeurs du paramètre  $Ja$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = \infty$  et  $\phi = 0$ ). 61
- Figure 18 : Evolutions des gradients thermiques en  $X = 0^+$  et  $X = \Delta$  dans les cas  $Ja = 0$  et  $Ja = .05$  ( $\alpha = .042$ ,  $\kappa = .045$ ,  $H = 1.$  et  $\phi = 0$ ). 61
- Figure 19 : Différents résultats expérimentaux sur l'épaisseur de la microcouche (Voutsinos et Judd, 1975). 73

Figure 20 : Schéma illustrant le phénomène d'évaporation de la microcouche.	80
Figure 21 : Profils de microcouches mesurés par Koffman et Plesset (1983).	90
Figure 22 : Comparaison du modèle et des données de Koffman et Plesset (modèle calculé pour diverses valeurs de la surchauffe de la paroi et de l'épaisseur initiale de la microcouche – cas de l'eau.	93
Figure 23 : Comparaison du modèle et des données de Koffman et Plesset (modèle calculé pour diverses valeurs de la surchauffe de la paroi et de l'épaisseur initiale de la microcouche – cas de l'éthanol.	94
Figure 24 : Données sur le produit $\alpha\tau_{ev}$ ( $H = \infty$ , $\phi = 0$ et $\kappa = \alpha$ ).	97
Figure 25 : Rayon de l'aire asséchée en fonction du rayon de la bulle pour trois groupes idéalisés de liquides ( $H = \infty$ , $\phi = 0$ et $\gamma = .1$ ).	97
Figure 26 : Influence du paramètre $H$ sur l'aire asséchée ( $\alpha = .042$ , $\kappa = .045$ , $Ja = .028$ , $\phi = 0$ ).	99
Figure 27 : Influence du paramètre $\phi$ sur l'aire asséchée ( $\alpha = .042$ , $\kappa = .045$ , $Ja = .028$ , $H = \infty$ ).	99
Figure 28 : Echanges thermiques sur la surface de la bulle pendant sa croissance.	102
Figure 29 : Influences de $\gamma$ , $\alpha$ , $\kappa$ et $Ja$ sur le volume évaporé de la microcouche ( $H = \infty$ , $\phi = 0$ ).	102
Figure 30 : Comparaison des quantités de chaleur dissipée par les mécanismes d'effet de trempe et d'évaporation de la microcouche ( $H = \infty$ , $\phi = 0$ ).	109
Figure 31 : Influence des propriétés thermiques et du paramètre $\gamma$ sur la contribution du mécanisme d'évaporation de la microcouche au transfert thermique total ( $H = \infty$ , $\phi = 0$ ).	112

Figure 32 : Profils de la température de la paroi pendant la croissance de la bulle ( $H = \infty, \phi = 0$ ).	120
Figure 33 : Profils de la température de la paroi pendant le réchauffement de la paroi après le départ de la bulle ( $H = \infty, \phi = 0$ ).	124
Figure 34 : Influence du rapport $R_d^2/\alpha_S$ sur le temps d'attente $t_a$ .	128
Figure 35 : Représentation schématique de l'appareil expérimental.	140
Figure 36 : Représentation schématique des différents trajets optiques.	140
Figure 37 : Influence du degré de mouillabilité de la surface sur le champ de température de la paroi (a : angle de contact élevé; b : angle de contact faible).	149
Figure 38 : Photographies d'une séquence d'images sur la croissance d'une bulle ( $Q = 50 \text{ kW/m}^2$ ) et calibration en température.	151
Figure 39 : Profils théoriques de température autour du site pendant la phase de croissance de la base de la bulle (conduction de la chaleur prise en compte seulement dans la paroi métallique; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).	160
Figure 40 : Profils théoriques de température autour du site pendant la phase de croissance de la base de la bulle (prise en compte de la conduction de la chaleur dans les cristaux liquides; effet du paramètre $\epsilon$ ; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).	162
Figure 41 : Type de l'évolution de la courbe $R_b(t)$ et les trois phases de l'échange de la chaleur dans une section $r$ : (1) échanges convectifs stationnaires; (2) évaporation de la microcouche; (3) remouillage et destruction de la microcouche.	164

Figure 42 : Profils théoriques de température autour du site pendant les phases de croissance et de décroissance de la base de la bulle (effet du paramètre $\epsilon$ ; profil initial de la microcouche obtenu par l'équation B.II.1).	168
Figure 43 : Phase de réchauffement d'un site après le départ de la bulle.	173
Figure 44 : Comparaison des réchauffements par production interne de chaleur (équation C.IV.4) et par conduction radiale (équation C.IV.5) avec les données expérimentales du tableau C.IV.3.	173
Figure 45 : Données théoriques de Scriven (1959) sur la vitesse de croissance des bulles.	190
Figure 46 : Quelques propriétés thermiques pour quelques fluides ( $\mathcal{O}$ : organiques; $\mathcal{R}$ : réfrigérants).	194
Figure 47 : Quelques propriétés des cristaux liquides (extrait de l'ouvrage de Vertogen et De Jeu [1988]).	200

