

FIG. 3. Film cooling results with the boundary layer accounted for.

milled into the upper and lower walls allow insertion of a plane wall at angles of 0, 7 and 15° with the entering flow direction, such that the flow approximates a two-dimensional divergent flow with adverse pressure gradient. The angled wall contains the film cooling injector (streamwise position variable) described in Fig. 1, wall temperature and static pressure sensors and insulation on its backface to make the wall adiabatic.

The experimental results will be presented in terms of; E , X , S and M . Many experimenters have used plots of the dimensionless quantities E against X/NS to bring their data together. For large X/MS , their data take the form $E = A(X/MS)^{-4/5}$, where the factor A accounts for effects of geometry, turbulence and boundary layers and is usually

near 20. This study, for the case without pressure gradient, yields an A of near 17, as Fig. 2 shows. Reference [3] reports the data and test setup in detail.

An adverse pressure gradient affects the thickness of the boundary layer in the main stream. The experimental results of this paper agree with the general trend of a drop in effectiveness with a thicker boundary layer, shown in several studies. Figure 3 presents the data in terms of $(\theta/S)^{0.3} X/MS$. The correlation shows no discernible effect of pressure gradient at all. These data represent, in some cases, flows up to boundary-layer separation, so that correction to E is probably not needed for adverse pressure gradients, once boundary layer is accounted for.

These results are valid for low speed flow. A recent paper [4] presents the supersonic case as apart, in that the adverse pressure gradient increased effectiveness strongly. The reason for the difference is unclear. Many applications of the process are at high speed; further study is in order.

REFERENCES

1. B. R. Pai and J. H. Whitelaw, The prediction of wall temperature in the presence of film cooling, *Int. J. Heat Mass Transfer* **14**, 409–422 (1971).
2. M. P. Escudier and J. H. Whitelaw, The influence of strong adverse pressure gradients on the effectiveness of film cooling, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 1289–1291 (1968).
3. G. W. Haering, Boundary layer control and wall temperature control by tangential fluid injection, Ph.D. Thesis, The Ohio State University, Columbus, Ohio (1968).
4. V. Zakkay, C. Wang and M. Miyazawa, Effect of adverse pressure gradient on film cooling effectiveness, *AIAA J* **12**, 406–408 (1974).

Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 19, pp. 118–121, Pergamon Press 1976. Printed in Great Britain

INSTABILITES AU COURS DE LA CONTRACTION DE BULLES DE VAPEUR NON SPHERIQUES

H. DELMAS et H. ANGELINO

Laboratoire Associé C.N.R.S. 192, Institut du Génie Chimique, Chemin de la Loge—31078 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 28 mars 1975)

NOMENCLATURE

k ,	conductibilité thermique [g cm/s ³ °C];
L ,	chaleur latente de vaporisation [erg/g];
$P_{v(T_w)}$,	pression saturante à la température T_w [dyn/cm ²];
$P_{\infty}(t)$,	pression loin de la bulle;
R ,	rayon de la bulle [cm];
R_0 ,	rayon initial [cm];
t ,	temps [s];
T_w ,	température à l'interface (liquide et vapeur) [°C];
T_{∞} ,	température de la masse liquide [°C];
α ,	diffusivité thermique [cm ² /s];
ρ ,	masse volumique du liquide [g/cm ³];
$\rho_v(T_w)$,	masse volumique de la vapeur à la température T_w [g/cm ³];

Les points représentent les dérivées par rapport au temps.

1. INTRODUCTION

DE NOMBREUSES études [2–6] ont été consacrées à la contraction de bulles de vapeur soumises à des pressurisations ou à des sous-refroidissements rapides. Toutefois, le plus souvent ces études n'ont traité que de la décroissance de

bulles supposées sphériques en permanence et de ce fait il existe peu de données sur le maintien de la forme sphérique pendant la contraction. Plesset et Mitchell [1] ont étudié théoriquement la stabilité d'une bulle soumise à une variation de pression et ont conclu qu'une petite déformation de la forme sphérique n'est pas amplifiée tant que le rayon adimensionnel, rapport rayon sur rayon initial, est inférieur à 0,2.

Du point de vue expérimental on doit noter des résultats contradictoires. Ainsi, pour des sous refroidissements supérieurs à 20°C, Florschuetz et Chao [2] ont obtenu des bulles initialement sphériques qui se déforment et se brisent en cours de contraction. Au contraire, Board et Kimpton [3] opérant à des sous refroidissements supérieurs n'ont constaté de déformation des bulles qu'immédiatement avant d'atteindre le rayon minimum qui précède une expansion de la bulle.

Par ailleurs, dans le cas de bulles non sphériques en ascension dans un liquide en ébullition les chercheurs ont toujours étudié la variation du rayon de la sphère de même volume sans mentionner d'éventuelles instabilités ou ruptures, ni des différences de comportement suivant la forme initiale de la bulle.

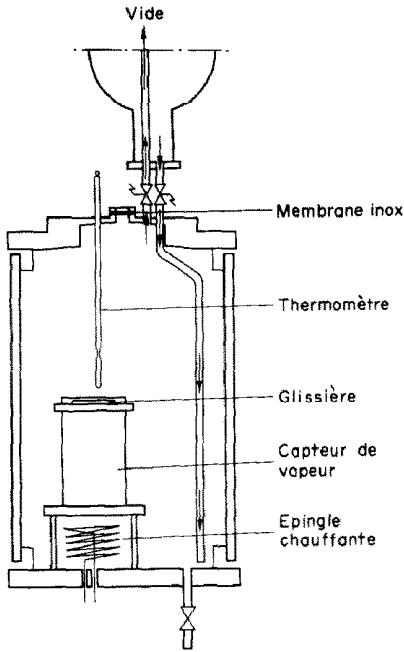


FIG. 1. Dispositif expérimental.

Au cours de ce travail nous avons étudié la condensation de bulles de vapeur d'eau dans un liquide sous-refroidi. Nous avons envisagé d'une part la cinétique globale—variation du rayon équivalent dans le temps—d'autre part, les phénomènes locaux visibles à l'interface liquide-vapeur et les différents processus de rupture des bulles.

2. APPAREILLAGE ET TECHNIQUE OPERATOIRE (FIG. 1)

L'eau contenue dans une virole en acier inoxydable de 50 cm de haut et de 28 cm de diamètre munie de quatre fenêtres en verre, est portée à ébullition par chauffage à l'aide d'une résistance électrique. Une partie de la vapeur formée est recueillie dans un récipient renversé dont le

sommet est constitué d'une bride et d'un guide percés d'un trou de même axe et de 1 mm de diamètre; entre les deux une glissière également percée, mue par activation d'un solénoïde permet lorsque les trois trous coïncident, la formation d'une bulle de vapeur. La pression initiale régnant à l'intérieur de la virole est ajustée par l'intermédiaire d'une pompe à vide et varie dans un domaine de 146 à 620 mm de mercure, ce qui correspond à des sous-refroidissements compris entre 42 et 7°C.

Pour la réalisation d'une expérience un système de synchronisation permet lorsque l'équilibre liquide-vapeur est réalisé, l'enchaînement suivant: une caméra ultra rapide est mise en route; lorsque la vitesse de prise de vue désirée est atteinte on active le solénoïde et une bulle se forme; la bulle s'étant élevée de quelques centimètres dans le liquide, on met en pression l'intérieur de la virole par fusion électrique d'une membrane métallique et simultanément on enregistre sur un analyseur de signaux la variation de pression détectée par un capteur piézo résistant. Cette variation de pression est également enregistrée sur le film simultanément à deux images perpendiculaires de la bulle, l'image de profil étant obtenue sur un miroir. De ces images on déduit la variation du rayon équivalent d'une bulle sphérique de même volume.

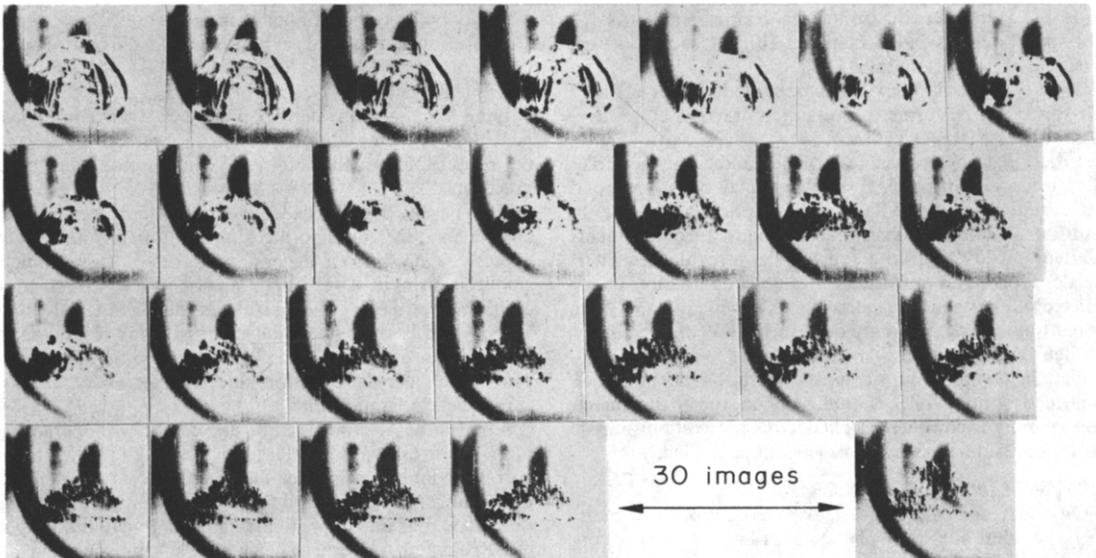
Lors de la pressurisation la bulle subit une contraction accélérée au début puis globalement constante le plus souvent avant de se rompre ou d'atteindre une taille constante.

3. ETUDE EXPERIMENTALE

3.1. Etude "locale" de la contraction

Une analyse locale du phénomène de déplacement de l'interface lors de la contraction a permis de classer les bulles en deux catégories: les bulles de forme régulière et de surface lisse qui admettent un axe de symétrie vertical; les autres bulles qui sont déformées et n'admettent pas de symétrie axiale ou qui présentent à l'interface des irrégularités mobiles.

On a constaté que les bulles de la première catégorie se contractent en général en conservant leur forme initiale et ceci d'autant mieux que la contraction est rapide, à forte sous-saturation. Ces bulles en ascension sont aplaties, la hauteur étant inférieure à la base, et lors de la phase initiale de la contraction cette déformation s'accroît. Dans ce cas

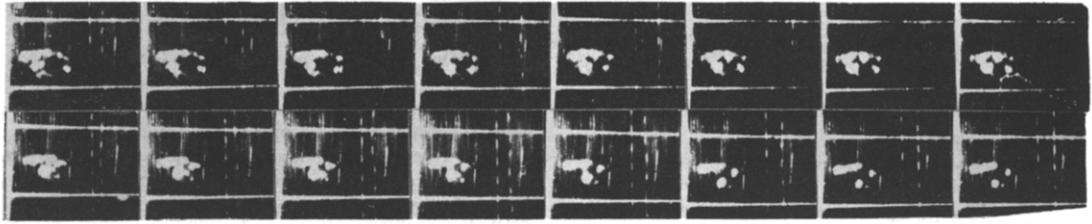


$$R_0 = 0,66 \text{ cm}$$

$$\Delta T = 42^\circ \text{C}$$

$$7000 \text{ images/s}$$

FIG. 2. Evolution d'une bulle régulière convexe—cas de l'inertie prépondérante.



$$R_0 = 0,3 \text{ cm}$$

$$\Delta T = 16,5^\circ \text{C}$$

$$6000 \text{ images / s}$$

FIG. 3. Evolution d'une bulle irrégulière -cas du transfert thermique prépondérant.

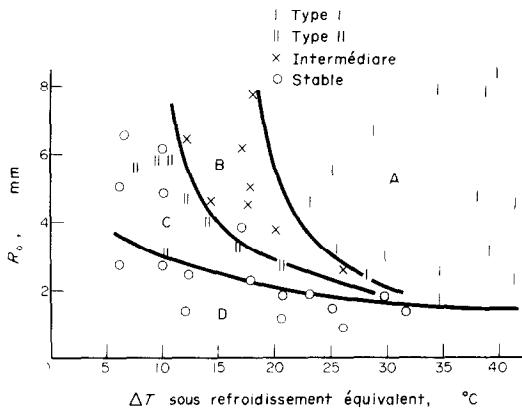


FIG. 4. Domaines d'instabilités.

nous avons étudié le rapport des vitesses de déplacement de l'interface suivant les directions verticales et horizontales. Pour des bulles concaves régulières et lisses soumises à des sous refroidissements supérieurs à 30°C , le rapport des vitesses moyennes de déplacement de l'interface suivant les directions verticale et horizontale est compris entre 1 et 1,3, alors que pour des bulles convexes (Fig. 2), ce rapport est supérieur et peut atteindre 2,5.

Dans le cas de la deuxième catégorie de bulles on note des variations de forme durant la contraction et les irrégularités de surface s'accroissent avec la décroissance (Fig. 3). Ces déformations croissantes sont d'autant plus sensibles que le sous refroidissement est faible. En fait ceci correspond à une diminution de l'influence de l'inertie devant celle du transfert thermique. Ainsi pour des sous refroidissements inférieurs à 20°C on note souvent des irrégularités interfaciales croissantes et certains sites de condensation privilégiée. Pour des sous refroidissements supérieurs à 30°C on ne constate pas de différence de contraction entre les bulles des deux catégories.

L'étude comparative de la condensation de bulles de tailles et de formes voisines soumises à une même pressurisation a permis de constater que la décroissance est plus rapide sur les bulles qui se déforment pendant la condensation.

3.2. Stabilité et rupture des bulles

On a pu mettre en évidence deux types de rupture de bulles correspondant aux deux phénomènes limitants de la contraction: l'inertie et le transfert thermique.

Inertie prépondérante (Fig. 2)

Après passage par le rayon minimum la bulle se ride et se fragmente en une multitude de petites bulles (de rayon inférieur à $0,5\text{mm}$) qui se dispersent ensuite. La fragmentation se produit entre deux images successives soit en moins de $1/7000$ ème de seconde.

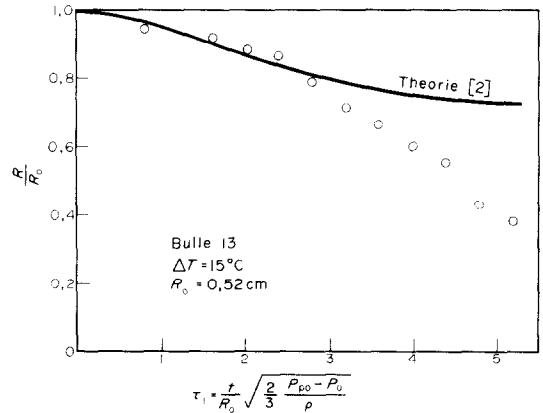


FIG. 5. Comportement expérimental d'une bulle comparé à la théorie [2].

Transfert thermique prépondérant (Fig. 3)

Lors de la contraction des bulles de la deuxième catégorie (déformées ou ridées), certains sites de condensation privilégiée apparaissent à l'interface. La bulle se creuse alors en ces points jusqu'à la scission progressive et la séparation en quelques bulles qui continuent à se condenser. Dans ce cas, la séparation est plus lente et pour des sous refroidissements voisins de 10°C la durée de la scission est de l'ordre du millièème de seconde.

Enfin lorsque le transfert thermique et l'inertie interviennent avec la même importance sur la contraction, le type de rupture éventuelle est une combinaison des deux précédents.

Il n'a pas été possible de trouver des critères d'instabilités aux bulles ridées ou déformées mais on a constaté que la rupture se produit en général pour des rayons adimensionnels voisins de 0,4 et jamais supérieurs à 0,7. La scission étant progressive la condensation est déjà avancée lorsque la séparation est effective. D'autre part si le rayon équivalent décroît jusqu'à $0,7\text{mm}$ sans rupture, celle-ci ne se produira pas ensuite car la cohésion due aux forces de tension superficielle sera suffisante.

A partir de la connaissance des conditions opératoires nous avons essayé de matérialiser sur la Fig. 4 les zones correspondant aux diverses instabilités et ruptures. En ce qui concerne les ruptures du type I (inertie prépondérante) on a pu établir une limite d'instabilité en fonction du rayon et du sous refroidissement (zone A). Par contre il n'y a pas de domaine où des ruptures du type II soient certaines, les caractéristiques initiales des bulles (sphéricité et régularité à l'interface) ont une grande importance sur la stabilité (zone C). Entre ces deux domaines les bulles sont toujours instables mais leur rupture est du type intermédiaire (zone B). Enfin on a déterminé le domaine de stabilité pour des sous refroidissements compris entre 7°C et 42°C (zone D).

4. ETUDE COMPARATIVE

Il existe divers modèles "théoriques" permettant de suivre l'évolution du rayon d'une bulle de vapeur sphérique en cours de condensation.

Dans une première étape nous avons effectué la comparaison entre l'évolution du rayon équivalent d'une bulle expérimentale non sphérique et celle d'une bulle sphérique théorique placée dans les mêmes conditions et obéissant à la théorie de Florschuetz et Chao [2]. Ces auteurs ont couplé l'équation de mouvement de Rayleigh avec une solution approchée de l'équation de transfert thermique basée sur l'intégrale de Plesset et Zwick, qui nécessite l'hypothèse d'une mince couche thermique limite, et avec un bilan thermique simplifié à l'interface.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P_v(T_w) - P_\infty(t)}{\rho}$$

$$T_w(t) - T_\infty = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^t \frac{R^2(x)\dot{R}L\rho_v(T_w)}{k \left[\int_x^t R^4(y)dy \right]^{1/2}} dx$$

avec $k(\partial T/\partial r) = \rho_v(T_w)L\dot{R}$.

Cette comparaison a été faite pour plus de 30 bulles et nous avons toujours mis en évidence la même allure d'évolution pour des bulles axisymétriques. Au contraire les bulles déformées décroissent généralement plus vite et plus irrégulièrement.

Nous fournissons sur la Fig. 5 un exemple caractéristique de cette évolution. On constate (Fig. 5) qu'après un temps d'accord avec la courbe théorique, correspondant à la période initiale d'inertie prépondérante, la courbe expérimentale décroît plus vite que ne le prévoit le modèle. Ajoutons que dans des conditions expérimentales très voisines, Florschuetz et Chao obtiennent eux aussi une différence semblable entre la théorie et l'expérience.

CONCLUSION

Nous avons pu mettre en évidence l'importance des caractéristiques initiales des bulles sur leur évolution. Les petites perturbations mobiles de l'interface et les distorsions de la forme des bulles modifient notablement la condensation et peuvent provoquer leur rupture. Nous avons déterminé les domaines de ruptures liées d'une part à des causes thermiques dues aux transferts préférentiels à l'interface et d'autre part à des causes mécaniques lorsque les bulles principalement soumises à l'inertie du liquide éclatent de façon tout à fait analogue aux bulles de cavitation sous l'effet d'une forte surpression intérieure. En outre, la comparaison de l'évolution du rayon de nos bulles expérimentales à celui de bulles théoriques a permis d'établir que des modèles de bulles sphériques en permanence ne peut fournir que des prévisions grossières du comportement réel des bulles irrégulières.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. S. Plesset et T. P. Mitchell, On the stability of the spherical shape of a vapour cavity in a liquid, *Q. Jl Appl. Math.* **13**, 419 (1956).
2. L. W. Florschuetz et B. T. Chao, On the mechanics of vapour bubble collapse, *J. Heat Transfer* **87**, 209-220 (1965).
3. S. J. Board et A. D. Kimpton, Spherical vapour bubble collapse, *Chem. Engng Sci.* **29**, 363-371 (1974).
4. M. S. Plesset et S. A. Zwick, The growth of vapour bubbles in superheated liquids, *J. Appl. Phys.* **25**, 493-500 (1954).
5. O. Levenspiel, Collapse of steam bubbles in water, *Ind. Engng Chem.* **51**, 787-790 (1959).
6. M. Akiyama, Spherical bubble collapse in uniformly subcooled liquids, *Bull. Japan. Soc. Mech. Engrs* **32**, 683-694 (1965).

Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 19, pp. 121-122. Pergamon Press 1976. Printed in Great Britain

THE DEPENDENCE OF LOCAL NUSSELT NUMBER ON PRANDTL NUMBER IN THE CASE OF FREE CONVECTION ALONG A VERTICAL SURFACE WITH UNIFORM HEAT FLUX

TETSU FUJII and MOTOO FUJII

Research Institute of Industrial Science, Kyushu University, Fukuoka-812, Japan

(Received 8 May 1975)

NOMENCLATURE

C^* ,	coefficient defined in (1);
Gr_x^* ,	modified Grashof number defined by (3);
g ,	gravitational acceleration;
Nu_x ,	local Nusselt number defined by (2);
Pr ,	Prandtl number defined by (4);
q_w ,	heat flux at the heated surface;
x ,	vertical distance measured from the leading edge of the surface;
α_x ,	local heat-transfer coefficient;
β ,	coefficient of average thermal expansion;
κ ,	thermal diffusivity;
λ ,	thermal conductivity;
ν ,	kinematic viscosity.

[5] and Ozoe [6]. The local Nusselt number of these solutions, which means the local temperature distribution along the surface, can be expressed by a formula as

$$Nu_x = C^*(Gr_x^*Pr)^{1/5}, \quad (1)$$

where local Nusselt number Nu_x , modified Grashof number Gr_x^* and Prandtl number Pr are defined by

$$Nu_x = \alpha_x x / \lambda, \quad (2)$$

$$Gr_x^* = (x^4 g \beta q_w) / \lambda \nu^2, \quad (3)$$

$$Pr = \nu / \kappa \quad (4)$$

respectively, and other symbols are given in nomenclature. Coefficient C^* is a function of Pr , and the values for various Pr are shown in Table 1. The object of the present paper is to obtain a simple expression of C^* vs Pr .

Though the significant figures in Table 1 are irregular, every value seems to be sufficiently accurate at least to four decimal places. Therefore, each representative value of C^*

THERE are many solutions of the boundary-layer equations on the free convection along a vertical surface with uniform heat flux, which were obtained by Sparrow-Gregg [1], Gebhart [2], Fujii *et al.* [3], Kuiken [4], Churchill-Ozoe