

Croissance thermique asymétrique de bulles uniques de vapeur

Antoine DIANA^{1,2*}, David BRUTIN¹, Martin CASTILLO², Theodore STEINBERG²

¹Université d'Aix-Marseille, Laboratoire IUSTI UMR 7343 CNRS, 13013 Marseille, France

²Phenomena in Reduced Gravity Laboratory, Queensland University of Technology, Brisbane, Australia

* (auteur correspondant : antoine.diana@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé - L'étude des transferts de chaleur par ébullition est un important sujet de recherche où la nucléation joue un rôle crucial. Pendant la nucléation et la croissance, l'interface de la bulle est supposée constante et à la température de saturation par tous les auteurs. Nous avons effectué des mesures expérimentales de croissances de bulles uniques en utilisant simultanément des visualisations visible et infrarouge. Un débit de liquide est utilisé afin de simuler des situations d'ébullition en vase et d'ébullition convective et montre un nombre de Reynolds critique paramétrant la croissance de l'interface. Sous ce nombre critique, la bulle croît géométriquement et thermiquement parfaitement symétriquement alors qu'au delà, la bulle croît toujours symétriquement d'un point de vue géométrique mais la température de l'interface de la bulle est asymétrique, montrant ainsi l'effet du cisaillement sur les transferts de chaleur locaux quand les effets inertiels prédominent sur les effets visqueux.

Nomenclature

Lettres romaines

| | |
|----|---|
| Lv | Chaleur latente de vaporisation, $kJ.kg^{-1}$ |
| Q | Flux thermique, $W.cm^{-2}$ |
| P | Puissance de chauffe, W |
| T | Température, $^{\circ}C$ |
| Qv | Débit volumique de fluide, $ml.min^{-1}$ |
| t | Temps, s |
| Lc | Longueur capillaire, m |
| d | Diamètre de mouillage, m |
| h | Hauteur, m |
| V | Volume, mm^3 |

Cp Chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

Lettres grecques

| | |
|-----------|---|
| ρ | Masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| μ | Viscosité, $mPa.s^{-1}$ |
| σ | Tension de surface, $mN.m^{-1}$ |
| λ | Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |

Indices et exposants

| | |
|-----|------------|
| sat | Saturation |
| w | wall |

1. Introduction

L'ébullition convective est un mode de transfert de chaleur très efficace due à la chaleur latente transférée pendant le changement d'état. Du fait de son efficacité, les transferts de chaleur par ébullition sont rencontrés dans de nombreux domaines d'application tels que la conversion d'énergie, les applications environnementales, l'industrie chimique et agroalimentaire et dans de nombreux autres domaines ainsi que pour des applications spatiales. Ce vaste champ d'application fait que l'ébullition reste un important sujet de recherche, particulièrement à un moment où les économies d'énergie deviennent primordiales. Une meilleure compréhension des phénomènes à l'échelle d'une bulle amènera à une meilleure compréhension des principaux mécanismes de l'ébullition et à une amélioration des systèmes existant. Des études à une échelle plus réduite, en particulier à l'échelle de bulles uniques restent peu nombreuses [1]. La nucléation, la croissance et le détachement des bulles de vapeur a déjà été étudié dans des conditions d'ébullition en vase ou d'ébullition convective mais reste un sujet capital pour la modélisation théorique et numérique ainsi que pour la

compréhension des transferts de chaleur associés pendant l'ébullition. La littérature présente des modèles et des corrélations en bon accord avec la dynamique de croissance géométrique des bulles [2,3]. Cependant, il manque toujours des études approfondies sur les transferts de chaleur locaux durant la croissance des bulles. Si certaines études traitant des échanges de chaleur le long de la ligne triple, ou la plupart des échanges se produisent [4], elles ne prennent pas en compte les transferts de chaleur à le long de l'interface liquide-vapeur, où de l'évaporation, de la condensation ou les deux peuvent se produire.

L'étude du transfert de chaleur à l'échelle microscopique, à l'échelle de la ligne triple et le long de l'interface liquide-vapeur est donc d'un grand intérêt pour la modélisation numérique de la croissance de la bulle. A notre connaissance, tous les modèles numériques font l'hypothèse d'une température constante à l'interface liquide-vapeur. Il est supposé que la vapeur reste à la température de saturation correspondant à la pression interne de la bulle.

Dans ce papier, nous étudions localement la croissance de bulles unique de vapeur dans un léger flux convectif afin de simuler des situations d'ébullition en vase et d'ébullition convective. Nos mesures et observations montrent que la dynamique de croissance de la bulle est bien décrite par les modèles existant mais ne prend pas en compte les variations de température à l'interface de la bulle. En dépit d'une croissance parfaitement symétrique géométrique, on observe une croissance asymétrique thermique suivant que les effets inertiels sont prépondérants ou non sur les effets visqueux, ce qui n'est jamais pris en compte pour la modélisation du phénomène.

2. Dispositif expérimental.

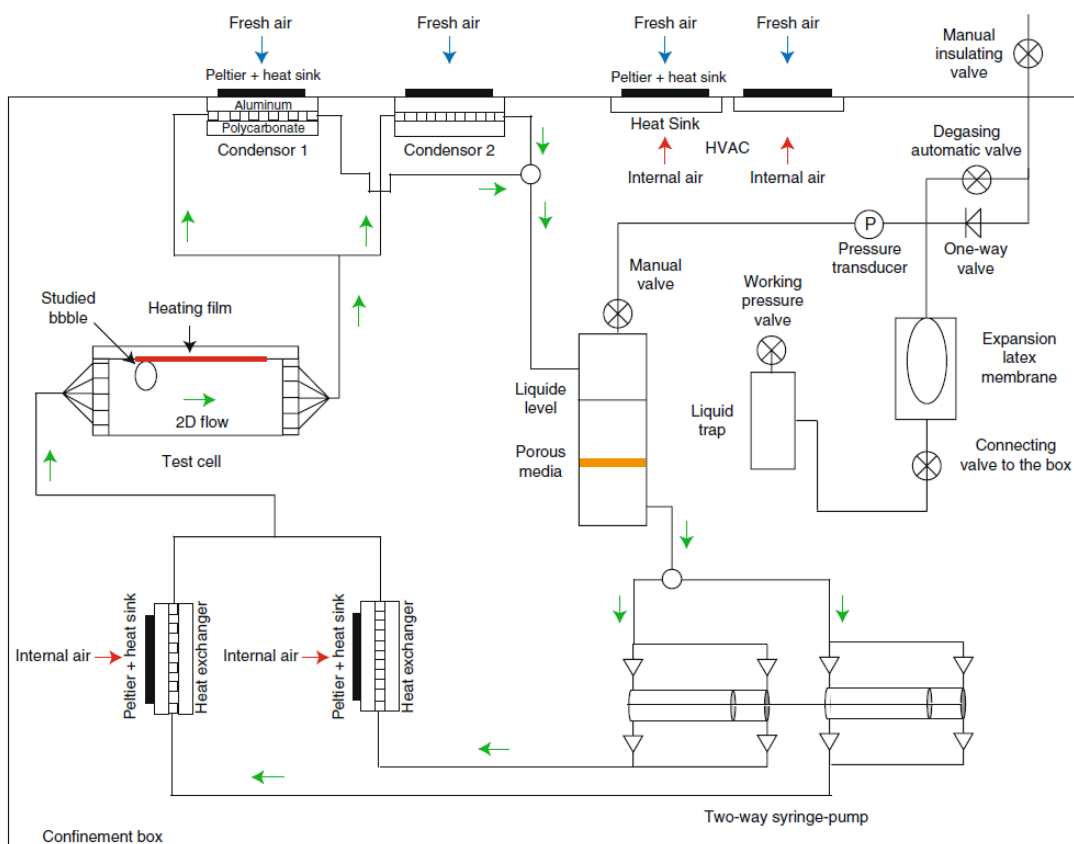


Figure 1 : Schéma de principe de la boucle fluide dans l'enceinte de confinement.

L'étude de la croissance d'une bulle de vapeur est effectuée dans une boucle fluide située dans une enceinte de confinement qui fonctionne comme suit : le fluide, stockée dans deux seringues de 25 ml chacune, est injecté à l'aide d'un pousse-seringue double-sens. Dans un premier temps, le fluide est préchauffé par deux éléments Peltier à une température proche de la température de saturation (environ 2°C sous la saturation), puis le fluide arrive dans la cellule d'essai où quelques watts seront suffisants pour amorcer l'ébullition. Le liquide et les bulles de vapeur quittent ensuite la cellule d'essais vers les condenseurs où le gaz redeviendra liquide. Un vase d'expansion assure une pression constante au sein de la boucle fluide et un piège à liquide a été rajouté en cas de rupture de la membrane. Une description détaillée de la boucle fluide est donnée en Figure 1.

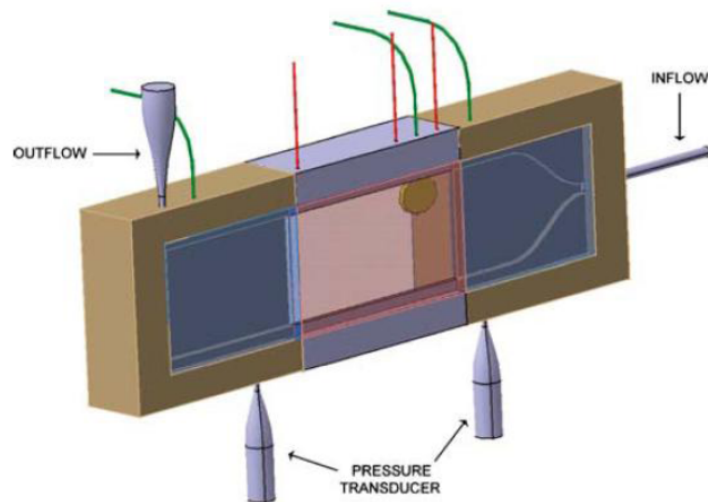


Figure 2 : Vue 3D de la cellule expérimentale.

La cellule d'essais utilisée lors de ces expériences est basée sur le modèle d'une cellule de Hele-Shaw présentée en figure 2. La géométrie de cette cellule a été choisie afin d'éviter les problèmes dus aux effets tridimensionnels et aux aberrations optiques dues à un gradient thermique élevé dans la couche limite thermique.

En effet, Barthes [5] a montré que l'effet de mirage produit une erreur importante dans la localisation de l'interface, tout en générant une bulle de vapeur sur un élément pointant vers le bas et Kenning [6] a montré les limites de la visualisation de l'ébullition lorsque des mesures sont faites à travers le liquide. Les cellules sont fabriquées en polycarbonate avec une face latérale en Saphir, transparente aux rayonnements infrarouges (IR) et visibles. La face latérale en saphir a été traitée d'un côté afin d'obtenir une transmission de 85 %. L'épaisseur de confinement étudiée ici, entre les deux faces latérales, est de 1mm. Le chauffage est assuré par un film d'Inconel de 100 µm d'épaisseur alimenté électriquement. Un site de nucléation artificiel conique de 50 µm de diamètre a été créé sur la lamelle d'Inconel afin de produire des bulles uniques. L'instrumentation est basée principalement sur l'acquisition des températures.

Dans cette étude, les expériences sont menées sur le fluide HFE 7000, du fait qu'il est transparent dans le visible et l'infrarouge, inodore, ininflammable, non explosif, qu'il présente une faible température d'ébullition (34°C à pression atmosphérique) ainsi qu'une faible enthalpie de changement de phase. Les principales propriétés physiques du fluide sont regroupées dans la table 1.

| | T_{sat} | L_v | ρ | λ | μ | C_p | σ |
|---------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------------------|---------------------|----------------------------------|--------------------|
| | $^{\circ}\text{C}$ | kJ.kg^{-1} | kg.m^{-3} | $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | mPa.s^{-1} | $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | mN.m^{-1} |
| HFE7000 | 34 | 142 | 1400 | 0,075 | 0.448 | 1300 | 12.4 |

Table 1 : Propriétés physiques du HFE 7000 (1bar, 25°C).

La procédure expérimentale est la suivante : pour un débit massique de fluide fixé à l'entrée de la cellule (l'écoulement est réalisé à de très faibles vitesses) et pour une puissance de chauffe fixée, la température ainsi que les caractéristiques géométriques de la bulle de vapeur sont enregistrées à l'aide d'une caméra infrarouge (SC6000, 30 Hz, 640 par 512 pixels de 10 μm) et d'une caméra visible semi-rapide (Canon EOS 7D, 50 Hz, 5435 par 3320 pixels de 4 μm).

3. Résultats expérimentaux

3.1. Dynamique de croissance géométrique des bulles de vapeur

À partir de la visualisation infrarouge et visible, on extrait les paramètres gouvernant le cycle de nucléation, croissance et détachement de la bulle de vapeur. Une des originalités de ce travail provient du fait que toutes les acquisitions de données n'ont été faites qu'à partir de la visualisation visible et infrarouge ce qui nous a permis, d'une manière non intrusive, d'obtenir des données précises sur la géométrie de la bulle ainsi que des températures locales. La caméra infrarouge a tout d'abord été calibrée en comparant la température donnée par un thermocouple à l'entrée de la boucle fluide et la température du fluide traversant la cellule d'expérimentation loin de l'élément chauffant en Inconel. La différence de température entre ces deux mesures est de l'ordre de 0,1°C. Pour différents débits et puissances de chauffe, le taux de croissance des bulles est déterminé à la fois grâce à la caméra visible et la caméra infrarouge, comme présenté sur la figure 3.

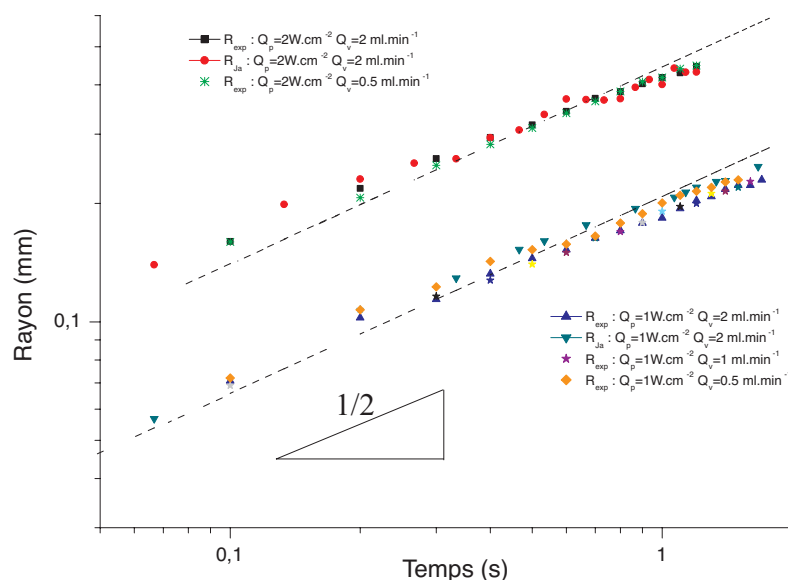


Figure 3 Comparaison de la dynamique de croissance des bulles en utilisant les données visible et infrarouge (échelle log-log)

Avec les données visibles, l'évolution du rayon de la bulle est obtenue de manière immédiate en le mesurant directement sur les images. Nous obtenons la même évolution en utilisant les données de la caméra infrarouge, où nous avons utilisé la température du site de nucléation

pour déterminer la croissance de la bulle. Les résultats obtenus avec ces deux méthodes montrent un très bon accord avec les résultats déjà publiés par Duhar [7] puisque l'on obtient une évolution du rayon de la goutte telle que :

$$R(t) = k \cdot Ja \cdot \sqrt{\alpha \cdot t} \quad (1)$$

où k est une constante, Ja est le nombre de Jacob défini par l'équation (2) et α est la diffusivité thermique défini par l'équation (3).

$$Ja = \frac{\rho_l \cdot c_{pl}(T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}} \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho_l c_p} \quad (3)$$

La valeur de k n'est pas très sensible au débit de liquide ou à la puissance de chauffe (nous avons ici une valeur de $k=0,3$ quelque soit la valeur du débit ou de la puissance de chauffe). La valeur expérimentale de k peut être comparée aux modèles présents dans la littérature et basés sur différentes hypothèses. D'après Cooper et Lloyd [8], la croissance de la bulle est principalement due à l'évaporation de la microcouche sous la base de la bulle. Ils ont obtenue une valeur de $k= 2,5 \cdot P_r^{-0,5}$, où P_r est le nombre de Prandtl. Dans notre cas, en utilisant du HFE7000, la valeur de k serait $k=0,89$. D'autres modèles sont basés sur l'évaporation au niveau de toute la surface de la bulle [9] amenant à une valeur de k comprise entre 1 et 2. La valeur expérimentale obtenue semble montrer que la croissance de la bulle n'est pas seulement gouvernée par le phénomène d'évaporation au niveau de la ligne triple mais qu'il est possible que d'autres phénomènes apparaissent, notamment le long de l'interface liquide vapeur lorsque la bulle se crée dans un écoulement.

Cependant, la concordance entre nos résultats expérimentaux sur la dynamique de croissance des bulles et ceux publiés dans la littérature nous amène à valider notre technique expérimentale et donne un peu plus de pertinence aux résultats déjà publiés.

3.2. Thermique de l'interface liquide-vapeur

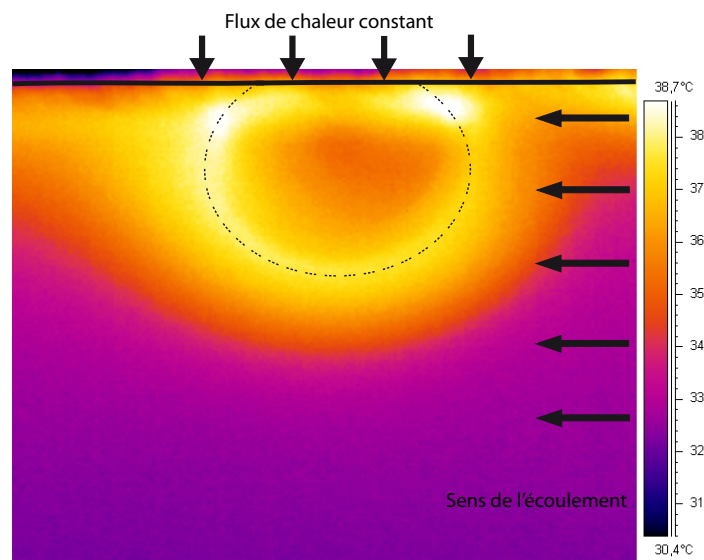


Figure 4 Visualisation infrarouge d'une bulle de vapeur dans l'écoulement juste avant son détachement

Maintenant que la dynamique de croissance des bulles a été étudiée, il est important de s'intéresser plus particulièrement à la dynamique de l'interface liquide-vapeur de la bulle.

Pour cela, nous observons cette interface durant la croissance de la bulle jusqu'à son détachement. La Figure 4 montre une image de la bulle avant son détachement prise par la caméra infrarouge. La bulle est créée sur la surface chauffante où on applique un flux constant, et l'écoulement va de la droite vers la gauche. Malgré la bonne qualité des images infrarouge, nous avons choisi, pour plus de précision, de déterminer la position exacte de l'interface en utilisant la caméra visible (ligne pointillée). Ces images nous permettent également d'observer et de caractériser le champ de température autour de la bulle. A partir de ces images infrarouges et de la localisation précise de l'interface, il nous est possible de déterminer la température le long de l'interface liquide-vapeur tout au long de la croissance de la bulle jusqu'à son détachement. On notera que la puissance nécessaire à la formation et à la croissance d'une bulle est très inférieure à la puissance fournie au système. Cette puissance est calculée de la façon suivante :

$$P(t) = \rho_v L_v \frac{dV}{dt} \quad (4)$$

Avec une puissance fournie $Q_p=2W/cm^2$ et un débit $Q_v=2ml/min$, la puissance nécessaire pour la croissance est de $36mW$ ce qui montre, à l'aide d'un rapide bilan thermique prenant en compte la convection, la conduction dans le liquide, le rayonnement ainsi que les pertes au-dessus de l'élément chauffant, que la puissance fournie est largement suffisante à la création d'une bulle de vapeur. Les résultats étant similaires pour les autres puissances de chauffages ($Q_p=1W/cm^2$ et $Q_p=0,5W/cm^2$), nous ne présentons ici que le cas $Q_p=2W/cm^2$.

Nous déterminons alors la température en fonction de la position sur l'interface comme montré sur la figure 5. L'origine des abscisses correspond à la position de l'apex de la bulle. Nous avons tracé l'évolution de la température en fonction de la position sur l'interface à différents moments de la croissance de la bulle et pour différents débits.

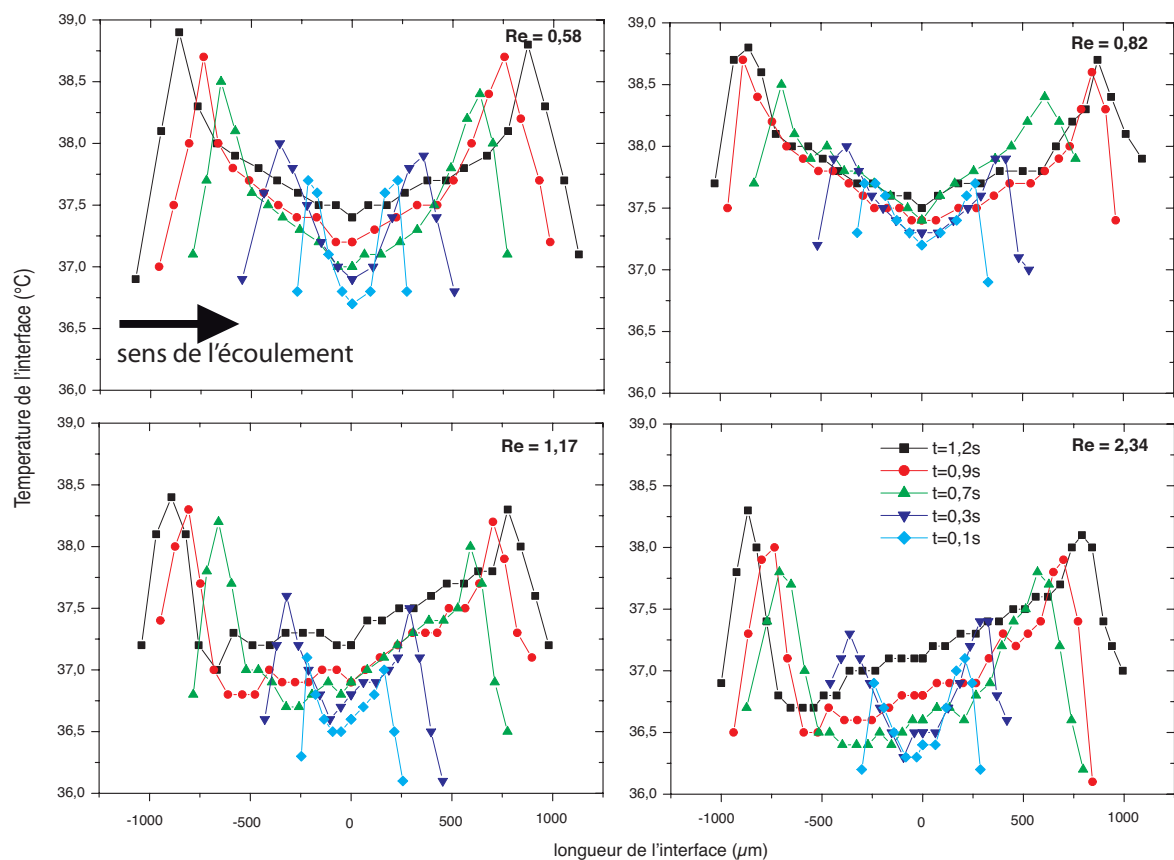


Figure 5 Température le long de l'interface liquide-vapeur pour différents débits de liquide et à différents instants de la croissance de la bulle.

D'un point de vue géométrique, la bulle de vapeur reste parfaitement axisymétrique quelque soit le débit ou la puissance de chauffe. Du fait des débits relativement faible utilisés, la forme de la bulle reste identique de chaque coté de la bulle faisant face ou non à l'écoulement. D'un point de vue thermique, la figure 5 nous montre des comportements différents qui dépendent du régime de l'écoulement. Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds $Re < 1$, on s'aperçoit que la bulle reste symétrique tout au long de sa croissance alors que pour un écoulement avec un nombre de Reynolds $Re > 1$ l'interface se dissymétrise au fur et à mesure que la bulle de vapeur grossi. La température de l'interface au niveau de la ligne triple faisant face à l'écoulement est plus importante que de l'autre coté et les variations de températures le long de chaque coté de l'interface sont clairement différentes dès lors que la bulle est suffisamment grande ($t > 0,5s$).

On peut expliquer ces différences par la compétition entre les effets visqueux et inertiels dus à l'écoulement. Dans un écoulement à faible débit, les effets visqueux sont prépondérant et permettent d'homogénéiser la température de chaque coté de l'interface. Alors que pour des débits plus importants, les effets inertiels et l'augmentation des échanges convectifs ne permettent plus à la bulle de vapeur d'homogénéiser la température le long de l'interface. Le fait que la dissymétrisation de l'interface se fasse à $t > 0,5s$ peut s'expliquer par le fait que la croissance de la bulle est très rapide juste après la nucléation ce qui implique que la thermique de l'interface subit la dynamique de croissance géométrique de la bulle. Dès que la croissance de la bulle ralenti (après $t = 0,5s$), les effets convectifs et inertiels deviennent prépondérants et changent le comportement thermique de l'interface.

4. Conclusion

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques géométrique et thermique d'une bulle unique de vapeur lors de son cycle de nucléation, croissance et détachement. L'utilisation de visualisations visible et infrarouge nous a permis de déterminer expérimentalement la dynamique de croissance des bulles et a montré un très bon accord avec des modèles existant. L'originalité de ce travail réside dans l'étude du comportement thermique de l'interface liquide-vapeur. Les modèles théoriques et numériques publiés dans la littérature font l'hypothèse d'une température constante le long de l'interface. Nous avons montrés ici d'une part que la température varie le long de l'interface et que le comportement thermique de l'interface dépend du régime d'écoulement. Pour un nombre de Reynolds inférieur à 1, l'interface de la bulle est symétrique d'un point de vue géométrique et thermique alors que pour un nombre de Reynolds supérieur à 1, si la bulle reste géométriquement axisymétrique, on observe une dissymétrisation de la thermique de l'interface.

Références

- [1] D. Serret, D. Brutin, O. Rahli, L. Tadrist, Convective Boiling Between 2D Plates: Microgravity Influence on Bubble Growth and Detachment. *Microgravity Science and Technology*, DOI 10.1007/s12217-010-9186-9, 2010.
- [2] M.G. Cooper, K. Mori, C.R. Stone, Behaviour of vapour bubbles growing at a wall with forced flow. *Int J Heat Mass transf*, Vol. 26, 10, 1489-1501, 1983.
- [3] N. Zuber, The dynamics of vapour bubbles in non uniform temperature fields. *Int J Heat Mass transf*, 2, 8398, 1961.
- [4] N. Schweitzer, P. Stephan, Experimental study of bubble behavior and local heat flux in pool boiling under variable conditions. *Multiphase Science and Technology*, 21, 329-350, 2009.

- [5] M. Barthes, Ebullition sur site isole: étude expérimentale de la croissance d'une bulle et des transferts associés, *PhD thesis*, Université de Provence, 2006.
- [6] D. Kenning, Y. Yan, D. Wen, 2004, Saturated flow boiling in a narrow channel: time-averaged heat transfer coefficients and correlations, *Appl. Thermal Eng*, 24, 1207-1223, 2004.
- [7] G. Duhar, G. Riboux, C. Colin, Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow. *Heat Mass transf*, 45, 847-855, 2009.
- [8] M.G. Cooper, AJP. Lloyd, The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling. *Int J Heat Mass transf*, 12, 895-913, 1966.
- [9] BB. Mikic, WM. Roshenow, P. Griffith, On the bubble growth rates. *Int J Heat Mass transf*, 13, 657-666, 1970.