

Analyse de l'influence des inerties thermique et dynamique sur les conditions de déclenchement de la nucléation

Laetitia LEAL¹, Pascal LAVIEILLE¹, Marc MISCEVIC^{1*}, Lounès TADRIST², Frédéric TOPIN²

¹ Laboratoire PLASMA et Conversion de l'Energie - LAPLACE - UMR 5213 - Université Paul Sabatier
118 route de Narbonne - 31062 Toulouse

² Laboratoire IUSTI - 5 rue Enrico Fermi - Technopôle de château Gombert
13453 Marseille Cedex 13

*(auteur correspondant : marc.misevic@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - L'apparition de la nucléation par processus simultanée de l'ébullition et la cavitation est étudiée à l'aide d'un dispositif expérimental mettant en oeuvre une déformation dynamique d'une paroi de confinement. Une étude de l'effet des différents paramètres de déformation est effectuée et montre une forte diminution de la surchauffe nécessaire au déclenchement de la nucléation. Un outil numérique est par la suite réalisé afin d'étudier la physique dominant le comportement d'un embryon lorsque ce dernier est soumis à un flux de chaleur et lorsque la pression du liquide l'environnant imposée oscille au cours du temps.

Nomenclature

a_0	amplitude maximale, m	<i>Indices</i>	
e	distance entre la paroi chauffante et la paroi de confinement au repos, m	atm	atmosphère
f	fréquence de la déformation de la paroi de confinement, Hz	c	cavité
L	longueur, m	l	liquide
p	pression, Pa	l/v	interface liquide/vapeur
r	rayon, m	max	maximum
t	temps, s	p	paroi
T	température, K	s	solide
ΔT_{ONB}	surchauffe au déclenchement, K	sat	saturation
\mathbf{u}_r	vecteur unitaire	v	vapeur
		∞	infini

1. Introduction

Les besoins en terme de transferts de chaleur sont en constante augmentation que ce soit dans l'industrie conventionnelle ou dans l'industrie de pointe. Un des moyens prometteurs pour répondre à ces besoins d'intensification des transferts de chaleur est de mettre en oeuvre le changement de phase [1]. Toutefois, un verrou technologique diminue la fiabilité de ces procédés. En effet, le niveau de température nécessaire à l'apparition de la nucléation peut être conséquent ce qui peut engendrer l'endommagement, voire la destruction, du système. Pour résoudre ce problème, une technique de contrôle du déclenchement de la nucléation a été proposée [2, 3]. Elle consiste à déformer dynamiquement une paroi de confinement afin d'engendrer des oscillations de la pression du liquide au cours du temps. L'idée avancée dans ce travail consiste à combiner les effets d'un apport de chaleur et d'une diminution de pression afin de contrôler la température de la paroi solide au moment où la nucléation est amorcée. On parle

alors d'effets combinés d'ébullition et de cavitation. Une première campagne expérimentale a montré que cette technique était efficace puisque la diminution de la surchauffe nécessaire au déclenchement de la nucléation est diminuée de plus de 80% lorsque la déformation dynamique de la paroi de confinement a lieu [3]. Pour mieux comprendre, cette forte diminution de la surchauffe à l'apparition de la nucléation, une étude des effets des différents paramètres de la déformation dynamique est présentée. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats théoriques d'un modèle de nucléation "classique" [4] : de forts écarts sont constatés entre les surchauffes au déclenchement évaluées par la théorie "classique" de la nucléation et ceux obtenus expérimentalement. Au cours de cette communication, une analyse de la nucléation par processus simultanés de l'ébullition et de la cavitation est proposée.

2. Etude expérimentale

L'obtention des effets combinés d'ébullition et de cavitation nécessite de développer un système permettant d'apporter de la chaleur à une paroi et un système permettant de faire varier de façon dynamique la pression du liquide au contact de cette paroi. La configuration retenue [3] consiste à confiner un liquide entre une paroi inférieure chauffée par une résistance électrique et une paroi supérieure pouvant être déformée de façon contrôlée en amplitude et en fréquence grâce à un actionneur piézoélectrique. Cette déformation implique des variations de quantités de mouvement du liquide et par voie de conséquence des oscillations de sa pression au cours du temps.

Dans un premier temps, le déclenchement de l'ébullition est étudiée lorsque l'actionneur piézoélectrique est éteint. Pour ce faire, des échelons de flux thermiques sont imposés à la paroi chauffée jusqu'à ce que la température de celle-ci atteigne une valeur suffisante pour que l'ébullition soit amorcée. La surchauffe au déclenchement de l'ébullition est alors mesurée. Elle est définie par : $\Delta T_{ONB} = T_{p,max} - T_{sat}(p_{atm})$. L'expérience est répétée quatre fois afin de vérifier la reproductibilité des résultats et ceci pour différents degrés de confinement. Pour une distance entre la paroi de confinement et la paroi chauffée donnée, l'amplitude maximale de la dispersion entre les différents tests est de l'ordre de 3 à 4°C. Cette dispersion apparaît tout à fait acceptable compte-tenu du caractère stochastique de l'ébullition généralement reporté dans la littérature. Les valeurs moyennes de la surchauffe pour les différents degrés de confinement se situent entre 22, 2 et 23, 5°C. Ces résultats obtenus mettent également en évidence que le degré de confinement ne joue pas un rôle notable sur les conditions en température que doit atteindre la surface chauffée pour que l'ébullition démarre. Ainsi, pour toutes les valeurs de confinement testées (250 μm , 500 μm et 2 cm), en l'absence d'actionnement, la valeur de surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition en vase est d'environ 23°C.

La reproductibilité des résultats expérimentaux ayant été vérifiée et la surchauffe de déclenchement de référence ayant été définie, une étude des effets des différents paramètres de déformation de la paroi de confinement sur les conditions de déclenchement de la nucléation est effectuée. Pour un écartement entre la paroi de confinement et la paroi chauffée de 250 μm , l'évolution de la surchauffe au déclenchement de la nucléation obtenue expérimentalement en fonction de l'amplitude de la déformation dynamique à différentes fréquences est présentée sur la figure 1. Pour les plus basses fréquences, les résultats mettent en évidence une décroissance de ΔT_{ONB} lorsque l'amplitude augmente de 0 à 60 μm pour une fréquence de 20 Hz et de 0 à 120 μm pour une fréquence de 40 Hz, puis une stagnation de cette surchauffe. L'évolution

de la surchauffe au déclenchement en fonction de la fréquence est similaire à celle en fonction de l'amplitude. La surchauffe au déclenchement diminue lorsque la fréquence augmente. Toutefois, aux faibles amplitudes ($a_0 = 60 \mu m$ et $a_0 = 100 \mu m$), augmenter la fréquence au-dessus de 20 Hz n'engendre pas une diminution supplémentaire de ΔT_{ONB} . Le degré de confinement a aussi une influence sur les conditions de déclenchement lorsque la paroi de confinement est déformée dynamiquement. Les résultats obtenus avec des épaisseurs de l'espace confiné de 250 et 500 μm pour une amplitude de déformation égale à 210 μm sont reportés sur la figure 2. Ils montrent que la diminution de la surchauffe au déclenchement de la nucléation est d'autant moins significative que l'espacement entre les parois chauffée et de confinement est important. Or, sans déformation dynamique de la paroi de confinement, la surchauffe au déclenchement est indépendante du confinement : cette différence importante de comportement doit alors s'expliquer par des effets dynamiques liés à la déformation de la paroi de confinement.

Cette étude expérimentale montre que la déformation dynamique de la paroi de confinement a un effet considérable sur la condition en température nécessaire à l'apparition de la nucléation. En effet, la diminution maximale de la surchauffe au déclenchement est importante (de l'ordre de 86%).

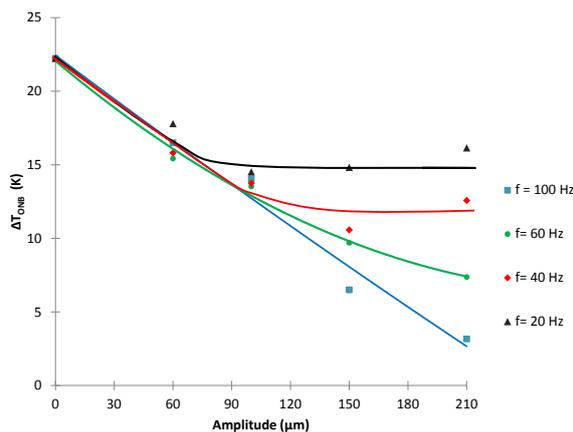


Figure 1 : Evolution de ΔT_{ONB} en fonction de l'amplitude pour plusieurs fréquences ($e = 250 \mu m$, n -pentane)

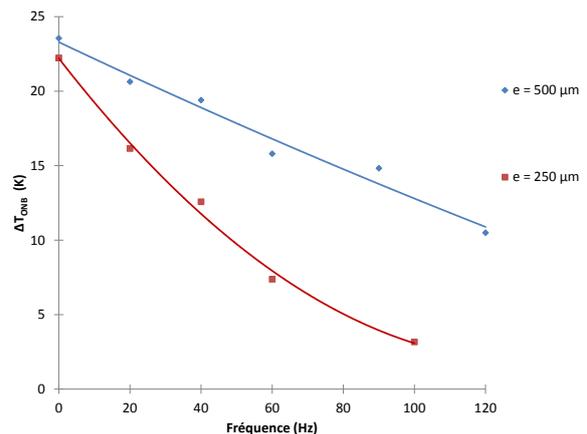


Figure 2 : Evolution de ΔT_{ONB} en fonction de la fréquence pour plusieurs espacements ($a_0 = 210 \mu m$, n -pentane)

A priori, en considérant le modèle classique de nucléation basé sur la déstabilisation d'embryons de vapeur piégés en paroi [4], cette diminution de la surchauffe nécessaire au déclenchement de la nucléation est liée à la baisse la pression du liquide au sein de l'espace confiné. Pour quantifier l'oscillation de pression au cours du temps en fonction des paramètres de la déformation dynamique et du degré de confinement, un modèle hydrodynamique a été développé [5, 3]. Les résultats expérimentaux sont alors analysés en fonction du minimum de pression atteint au cours du temps. La figure 3 représente l'évolution de la surchauffe au déclenchement de la nucléation obtenue expérimentalement et celle évaluée théoriquement en fonction de la dépression maximale atteinte au cours du temps. Lorsque la paroi de confinement n'est pas déformée dynamiquement, la pression régnant dans le liquide est constante au cours du temps (nucléation par processus d'ébullition). Une bonne cohérence est obtenue entre les surchauffes au déclenchement de la nucléation évaluées théoriquement et celles mesurées expérimentalement.

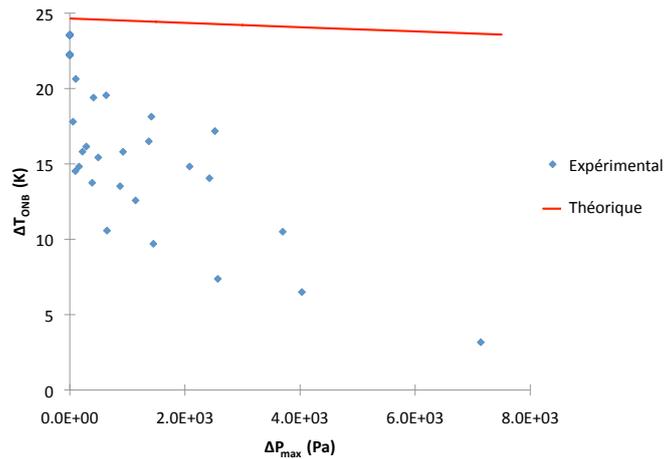


Figure 3 : Comparaison des surchauffes au déclenchement de la nucléation théoriques et expérimentales en fonction de la dépression maximale atteinte au cours du temps calculée par le modèle hydrodynamique ($r_c = 0,2 \mu m$, n-pentane)

Par contre, lorsque la paroi de confinement est soumise à une déformation dynamique (nucléation par processus de cavitation et d'ébullition), les surchauffes à l'apparition de la nucléation obtenues expérimentalement sont très différentes de celles évaluées théoriquement. Ces écarts traduisent a priori la non prise en compte dans le modèle classique (statique) de la nucléation de certains mécanismes physiques qui vont dans le sens d'une favorisation de la nucléation. Ces mécanismes sont donc a priori liés à des effets dynamiques.

Dans la partie suivante, une modélisation d'un embryon piégé en paroi lorsqu'un flux de chaleur lui est imposé et que la pression du liquide l'environnant oscille au cours du temps est proposée afin de comprendre la physique dominant le comportement de l'embryon.

3. Influence de la thermique et de l'inertie du liquide lors de la nucléation par processus simultanés de la cavitation et de l'ébullition

Différents effets dynamiques susceptibles d'expliquer cet écart entre la théorie et l'expérience sont étudiés. En conservant la théorie de l'embryon préexistant accroché à une singularité qui apporte des résultats satisfaisants dans le cas statique, la physique dominante de l'évolution de l'embryon soumis à un flux thermique et dont la pression du liquide l'environnant oscille au cours du temps est recherchée. Ces deux phénomènes sont modélisés pour tenter d'expliquer leur influence simultanée sur le déclenchement de la nucléation [6].

3.1. Description du modèle

Les accélérations et décélérations du liquide au cours du temps sont imposées "loin" de l'embryon puisqu'elles sont induites expérimentalement par la déformation dynamique de la paroi de confinement. Or, à l'échelle de l'embryon (de l'ordre de $0,1 \mu m$) la vitesse du fluide à la paroi due à la déformation dynamique est quasi nulle, le fluide étant supposé Newtonien. Toutefois, l'oscillation de la pression du liquide au cours du temps et le changement d'état induisent des variations du volume de l'embryon : le rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur est modifié ce qui engendre le mouvement du liquide à proximité de l'embryon. Afin de réaliser

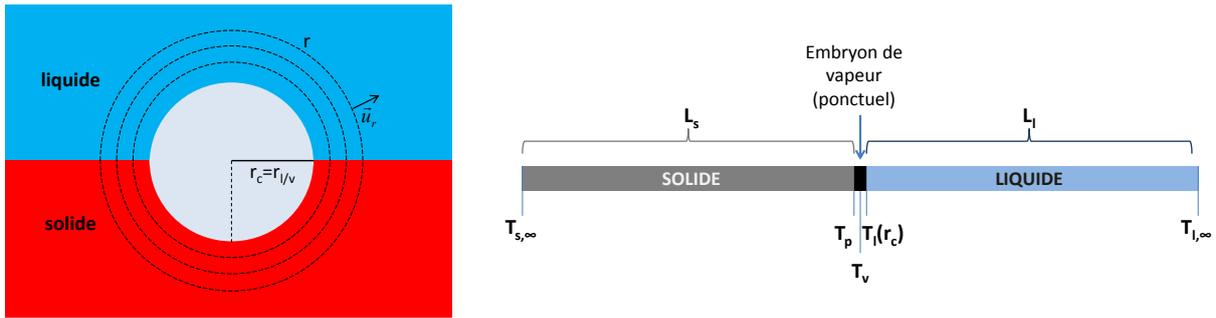


Figure 4 : Embryon de vapeur sphérique et définition du système de coordonnées nécessaires à la modélisation. Discrétisation des différents domaines définissant l'embryon.

un modèle 1D, seule cette direction principale de l'écoulement est considérée. Ainsi quel que soit le rayon de courbure de l'interface, seule la vitesse moyenne du liquide dans la direction \mathbf{u}_r (figure 4) induite par les variations du volume de l'embryon et le changement d'état sera évaluée. Par ailleurs, puisque la vitesse du liquide varie à proximité de l'embryon, la pression du liquide imposée "loin" de l'embryon et celle à son voisinage peuvent être différentes. L'effet de l'inertie du liquide est prise en compte dans cette modélisation afin de capter ce phénomène. Pour modéliser les couplages thermiques entre le liquide, la vapeur et l'interface, la diffusion et le transport de la chaleur dans le liquide et dans le solide sont également pris en compte. Les équilibres thermodynamique et mécanique de l'interface sont supposés s'établir instantanément. Pour disposer d'une modélisation simplifiée monodimensionnelle, seule la direction radiale est considérée. Par ailleurs, les temps de diffusion de la chaleur dans la vapeur (de l'ordre de la nanoseconde) sont très faibles devant le temps caractéristique de l'oscillation de la pression au cours du temps (0,01 s) et ceux de diffusion de la chaleur dans le liquide et dans le solide. Ceci permet de considérer la vapeur (et ses interfaces) comme un corps homogène en température (et en pression) même si des flux de chaleur peuvent la traverser conformément aux hypothèses du corps mince thermiquement.

Par ailleurs, il est supposé que le liquide est incompressible et que la vapeur se comporte comme un gaz parfait. L'énergie potentielle de pesanteur est négligée puisque l'échelle de modélisation est de l'ordre du micromètre.

Le modèle permet d'envisager des configurations en présence d'un flux de chaleur s'établissant entre la paroi et le liquide mais également des configurations adiabatiques où la température dans le solide loin de l'embryon est imposée égale à la même valeur que la température du fluide (également loin de l'embryon).

La modélisation nécessite (d'un point de vue numérique) la discrétisation des différents domaines du système. La figure 4 propose une vision schématique du système modélisé. De part et d'autre de l'embryon se situent le domaine solide et le domaine liquide. L'embryon est petit devant ces deux domaines et est alors supposé ponctuel. Le domaine liquide et le domaine solide sont quant à eux discrétisés. En effet, il est nécessaire de suivre l'évolution spatiale de la vitesse (liquide), de la pression (liquide) et de la température afin de quantifier l'inertie du liquide et les flux thermiques (en prenant en compte les phénomènes de diffusion et de transport). Le système d'équations implicite est résolu numériquement.

Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	s	160	1	0, 14		
Capacité thermique massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	s	900	1	2177	v	1760
Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	s	2800	1	626 $kg.m^{-3}$		

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques prise en compte dans le modèle numérique correspondant aux valeurs expérimentales (fluide : n-pentane, solide : AU4G). s, l et v désignent respectivement le solide, le liquide et la vapeur

3.2. Résultats

Dans un premier temps, l'influence de l'oscillation de la pression du liquide sur l'embryon est étudiée dans la situation où la paroi n'est pas chauffée. Ceci revient à considérer un embryon évoluant dans un milieu initialement isotherme. La température initiale est alors celle fixée par le rayon de courbure initial de l'interface. Pour cette simulation, les valeurs des propriétés thermophysiques choisies correspondent à celles considérées expérimentalement (cf. tableau 1). Par ailleurs, l'oscillation de la pression du liquide "loin" de l'embryon est supposée être de la forme : $p_l(\infty, t) = p_{atm} + \Delta p_l \sin(2\pi ft)$. Δp_l et f représentent respectivement l'amplitude ($10^4 Pa$) et la fréquence ($100 Hz$) de l'oscillation de la pression du liquide au cours du temps. La figure 5 permet de suivre l'évolution des paramètres caractérisant l'embryon lorsque la pression du liquide est soumise à une oscillation au cours du temps. Dans cette situation, la configuration périodique obtenue témoigne d'une absence de déstabilisation de l'embryon. L'oscillation de pression imposée n'affecte que très peu la courbure de l'interface puisque la fluctuation de pression dans le liquide est faible devant la différence de pression de part et d'autre de l'interface. La simulation montre aussi que l'inertie du liquide n'a pas d'effet sur la pression du liquide près de l'interface. Ainsi, l'embryon est soumis à la même oscillation de la pression du liquide que celle imposée à l'infini. Par ailleurs, la température de l'embryon n'évolue pratiquement pas : la courbure de l'embryon décrit ainsi une succession d'états statiques correspondants à la température de la paroi (égale à celle de la vapeur) et par la pression du liquide aux différents instants. Par conséquent, les surchauffes au déclenchement de la nucléation évaluées par ce modèle sont les mêmes que celles obtenues par le modèle stationnaire [4] dans lequel la pression de liquide est imposée égale à la valeur minimale de la pression atteinte au cours de l'oscillation temporelle.

Le cas isotherme ayant été étudié, l'action simultanée d'un flux thermique imposé au système est maintenant observée. Pour imposer un flux de chaleur au système, une différence de température est fixée entre les deux points extrêmes des domaines liquide et solide. La différence de température entre le solide à l'infini et le liquide à l'infini est maintenue constante et égale à $10 K$ (figure 6). A l'instant initial, la température décroît linéairement du solide à l'infini au liquide à l'infini. Imposer un flux thermique impose un régime transitoire au cours duquel l'évolution temporelle des variables décrivant l'embryon n'est plus périodique (oscillation périodique de la pression du liquide). Toutefois, lorsque le régime permanent est atteint, le flux thermique n'a pas d'effet notable sur l'embryon. L'effet de l'oscillation de la pression du liquide et celui du flux thermique semblent alors découplés au régime permanent. Puisque la température de l'embryon est toujours inférieure ou égale à celle de la paroi et qu'aucun phénomène "déstabilisateur" n'apparaît, la diminution de la surchauffe au déclenchement de la nucléation, observée expérimentalement, ne peut être expliquée par ce phénomène.

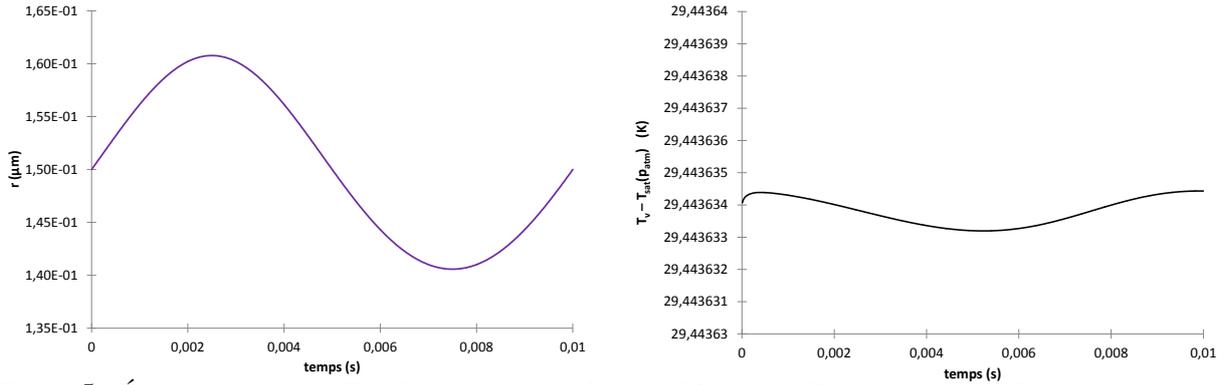


Figure 5 : Évolutions temporelles du rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur et de la température de l'embryon au cours de l'oscillation de la pression du liquide ($r_{l,v}(t = 0) = 1,5 r_c$, $f = 100 \text{ Hz}$, $\Delta p_l = 10^4 \text{ Pa}$)

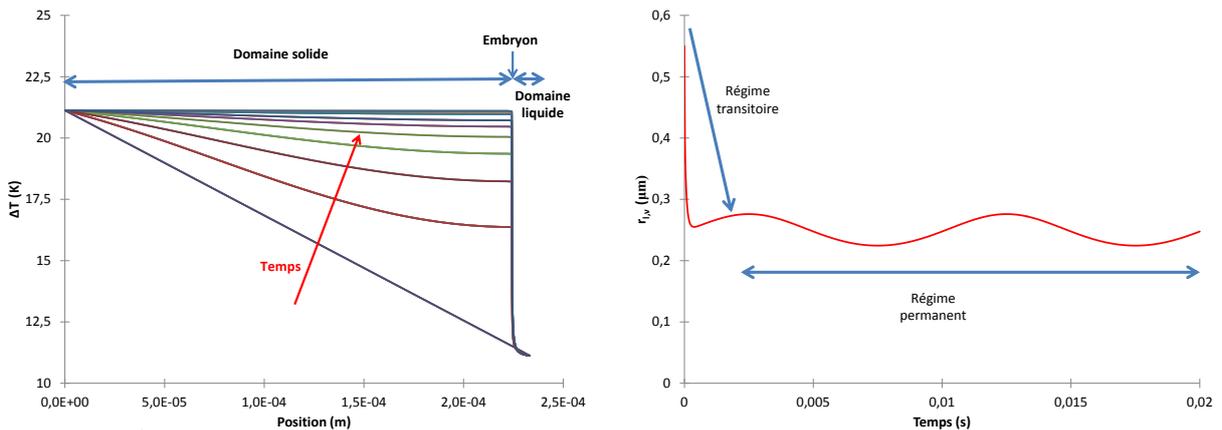


Figure 6 : Évolutions temporelles de la température du système et du rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur de l'embryon lorsque un flux thermique est imposé ($r_{l,v}(t = 0) = 5,5 r_c$, $f = 100 \text{ Hz}$, $\Delta p_l = 10^4 \text{ Pa}$)

Finalement cette étude des conditions de déclenchement de la nucléation en situation dynamique montre donc que l'équilibre thermique de l'embryon avec la paroi n'est pas affecté par l'oscillation de la pression. L'évolution de l'embryon de vapeur au cours du temps est définie comme étant une succession d'états statiques.

4. Conclusions

L'étude expérimentale a montré que la surchauffe au déclenchement de la nucléation est fortement diminuée grâce à la déformation dynamique de la paroi de confinement (86% pour $a_0 = 210 \mu\text{m}$, $e = 250 \mu\text{m}$ et $f = 100 \text{ Hz}$). Par ailleurs, l'analyse des effets des différents paramètres de déformation a été réalisé et a permis de montrer qu'à amplitude et degré de confinement fixés, la surchauffe au déclenchement diminue lorsque la fréquence augmente et qu'à fréquence et degré de confinement fixés, la surchauffe au déclenchement baisse lorsque l'amplitude croît. De plus, à fréquence et amplitude fixées et non nulles, la surchauffe diminue d'autant

plus que le degré de confinement est important.

Par ailleurs, la surchauffe à l'apparition de la nucléation obtenue expérimentalement a été comparée à celle évaluée théoriquement. Lorsque la pression du liquide imposée expérimentalement est constante au cours du temps, la surchauffe au déclenchement prédite par cette théorie est en adéquation avec celle obtenue expérimentalement. Toutefois, lorsque une oscillation de la pression au cours du temps est imposée au liquide, la même théorie utilisée surestime très largement la surchauffe nécessaire à l'apparition de la nucléation obtenue expérimentalement traduisant la non prise en compte d'effets dynamiques favorisant la nucléation.

Afin de comprendre la physique dominant le comportement d'un embryon piégé dans une cavité de la paroi chauffée et dont la pression du liquide l'environnant oscille au cours du temps, un outil numérique a été développé. Les résultats de ce modèle ont montré que l'inertie du liquide n'a pas d'effet significatif sur l'évolution de l'embryon au cours du temps. Par ailleurs, l'équilibre thermique de l'embryon avec la paroi et le liquide n'est pas affecté par l'oscillation de la pression. L'embryon décrit une succession d'états statiques définis par la température de la paroi et la pression du liquide en chaque instant.

Puisque la thermique et l'inertie du liquide ne semblent pas expliquer la forte diminution de la surchauffe à l'apparition de la nucléation obtenue expérimentalement, d'autres phénomènes physiques doivent être pris en compte. Dans la situation considérée au cours de cette communication, la ligne triple était "accrochée" à l'ouverture de la cavité. Si la ligne triple n'est plus accrochée à la singularité géométrique alors cette dernière peut se déplacer à l'intérieur de la cavité. Les phénomènes d'hystérésis et de dynamique de l'angle de contact peuvent alors apparaître et avoir un effet sur les conditions d'apparition de la nucléation. Ainsi, des études supplémentaires sont menées afin de mieux comprendre le comportement de l'embryon dans cet environnement instationnaire.

Remerciements

Cette étude entre dans le cadre de projets financés par le CNRS Energie CITAMPE PR09-3.1.3-2 et la FNRAE (SYRTIPE).

Références

- [1] Bruno AGOSTINI, Matteo FABBRI, Jung E. PARK, Leszek WOJTAN, John R. THOME et Bruno MICHEL : State of the art of high heat flux cooling technologies. *Heat Transfer Engineering*, 28(4):258–281, 2007.
- [2] L. LÉAL, P. LAVIEILLE, M. MISCEVIC, F. PIGACHE et L. TADRIST : Etude expérimentale du contrôle du déclenchement de l'ébullition en espace confiné par déformation dynamique de paroi. *In Congrès Français de Thermique*, numéro 39, 2011.
- [3] L. LÉAL, P. LAVIEILLE, M. MISCEVIC, F. PIGACHE et L. TADRIST : Control of pool boiling incipience in confined space : dynamic morphing of the wall effect. *Applied Thermal Engineering*, 51(2):451–458, 2013.
- [4] Van P. CAREY : *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- [5] L. LÉAL, P. LAVIEILLE, M. MISCEVIC et L. TADRIST : Modélisation hydrodynamique d'un fluide en espace confiné sous l'effet de la déformation entretenue d'une paroi en vue de contrôler le déclenchement de l'ébullition. *In Congrès Français de Thermique*, pages 487–492, 2010.
- [6] L. LÉAL : *Etude des mécanismes de nucléation par action simultanée de l'ébullition et de la cavitation*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Ecole doctorale Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Procédés, 2012.