

Crise d'ébullition par caléfaction : modélisation et expériences à très grande pression.

Vadim NIKOLAYEV^{1,2*}, Denis CHATAIN¹, Daniel BEYSENS^{1,2}

¹ESEME, Service des Basses Températures, CEA-Grenoble, 38054 Grenoble Cedex 9

²ESEME, PMMH, ESPCI-P6-P7, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05

* (auteur correspondant : vadim.nikolayev@espci.fr)

Résumé - Un modèle de crise d'ébullition par caléfaction est développé. La crise est expliquée par l'effet du recul de la vapeur. La croissance d'une bulle de vapeur est simulée. Deux régimes de croissance sont mis en évidence. Dans le premier cas (conventionnel), la croissance aboutit au départ de la bulle. Dans le deuxième cas, la bulle s'étale sur la paroi chauffante sans la quitter et forme donc le germe d'un film de vapeur. La crise d'ébullition près du point critique de l'hydrogène (température critique : 33 K) est étudiée expérimentalement. Grâce au « ralentissement critique », la durée de la crise d'ébullition s'allonge fortement.

Nomenclature

g	accélération gravitationnelle, $m.s^{-2}$
g_0	gravité terrestre, $9,81m.s^{-2}$
H	chaleur latente, $J.kg^{-1}$
j	flux thermique à l'interface liquide-vapeur, $W.m^{-2}$
K	courbure locale de la bulle, m^{-1}
l_c	longueur capillaire, m
P_r	pression du recul de vapeur, Pa
q	flux thermique à la paroi, $W.m^{-2}$
R	rayon de la bulle (Fig. 1), m
R_{dry}	rayon de la tache sèche (Fig. 1), m
t	temps, s
T	température, K
x, y	coordonnés, m

Symboles grecs

η	débit massique d'évaporation, $kg.m^{-2}.s^{-1}$
λ	saut de pression à l'interface liquide-vapeur, Pa
θ	angle de contact, $^\circ$
ρ	densité, $kg.m^{-3}$
σ	tension superficielle, $N.m^{-1}$

Indices et exposants

CHF	Critical Heat Flux
L	liquide
sat	à saturation
V	vapeur

1. Introduction

La crise d'ébullition par caléfaction est une transition entre deux régimes d'ébullition : l'ébullition nucléée (des bulles de vapeur se forment sur la surface chauffante) et l'ébullition en film (la surface chauffante est couverte par un film continu de vapeur séparant la surface chauffante du liquide). Cette transition se produit quand le flux thermique fourni par la paroi chauffante au liquide atteint une valeur seuil appelée le CHF (Critical Heat Flux en anglais). A cause de son importance industrielle, un nombre très élevé de travaux ont été consacrés aux mesures du CHF en fonction de divers paramètres de système. Beaucoup d'auteurs ont étudié le mécanisme de la crise [1]. Cependant, la première théorie de la crise proposée par Zuber [2] dans les années 1950, reste toujours la référence grâce à sa cohérence interne et à la forme fermée de l'expression pour le CHF

$$q_{CHF} \sim H[\sigma g (\rho_L - \rho_V) \rho_V^2]^{1/4}. \quad (1)$$

Cette théorie repose sur l'existence de colonnes de vapeur. De telles colonnes sont rarement observées alors que la crise d'ébullition est inévitable. Pendant la dernière décennie, de nombreux chercheurs sont arrivés à la conclusion que l'existence de la crise dépendait plutôt d'un mécanisme au voisinage de la paroi chauffante que de la distribution de la vapeur au sein du liquide. Plusieurs études récentes [3-5] ont mis en évidence l'importance de taches sèches au contact des bulles de vapeur avec la paroi chauffante.

Dans cet article, nous développons une approche [6,7] qui propose l'étalement des bulles de vapeur sous l'action de la force de recul de la vapeur comme le mécanisme déclencheur de la crise. Les bulles s'étalant sur la paroi chauffante coalescent et forment ainsi un film de vapeur couvrant la paroi. Les calculs numériques développant ces idées sont discutés dans le chapitre suivant. Une étude expérimentale à très grande pression proche de la pression critique est décrite ensuite.

2. Simulations

Selon le modèle [8,9], le CHF peut être déterminé comme la valeur seuil du flux thermique séparant les régimes d'étalement et de départ d'une bulle de la paroi sous l'action d'une force externe (force de gravité ici). La formulation du problème mathématique est comme dans [7], à une différence près : la force d'Archimède est incluse dans l'équation définissant la forme de la bulle,

$$K\sigma = \lambda + P_r + (\rho_L - \rho_V) g y. \quad (2)$$

La pression différentielle de recul peut être exprimée comme

$$P_r = \eta^2 (\rho_V^{-1} - \rho_L^{-1}), \quad (3)$$

où le débit massique d'évaporation s'écrit

$$\eta = j/H. \quad (4)$$

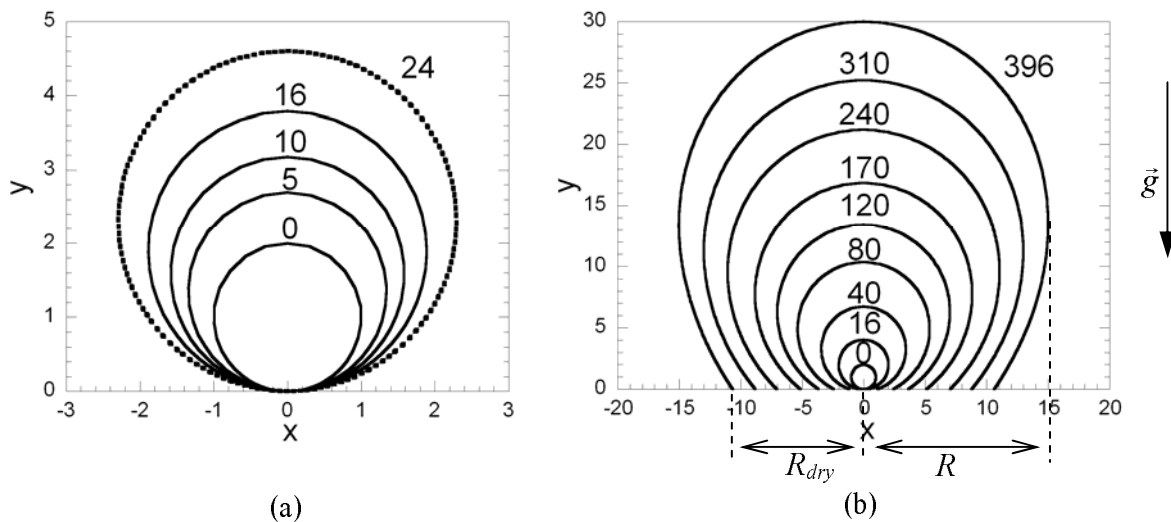


Figure 1 : Croissance de la bulle de vapeur pour $g=g_0$ et $\theta = 0,5^\circ$; $q_{CHF} = 0,143 \text{ W/cm}^2$. Les paramètres des courbes sont les temps de croissance en ms. Les coordonnées sont en unités du rayon initial de la bulle, $50 \mu\text{m}$. (a) Régime de départ, $q = 0,142 \text{ W/cm}^2 < q_{CHF}$. Le contour en pointillé correspond au moment du départ de la bulle. (b) Régime d'étalement, $q = 0,16 \text{ W/cm}^2 > q_{CHF}$. La différence d'échelle avec la figure (a) est à noter.

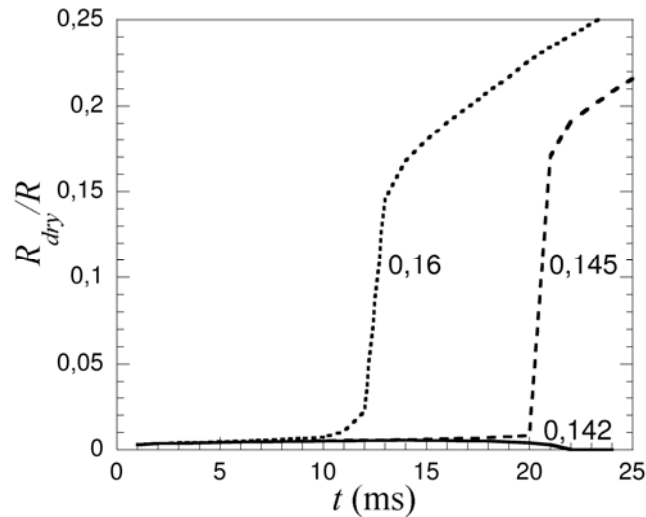


Figure 2 : Evolution de la tache sèche pour $g=g_0$ et $\theta=0,5^\circ$. Les paramètres des courbes sont les valeurs de q en W/cm^2 . A partir de ces courbes on établit que le CHF se place entre 0,142 et 0,145 W/cm^2 .

L'évolution temporelle de la bulle en 2D est présentée sur la Fig. 1 pour les deux régimes mentionnés ci-dessus. Le calcul est effectué pour l'eau à 10 MPa et la paroi en inox comme dans l'article [6].

La différence entre les deux régimes est manifeste sur la Fig. 2 où l'évolution temporelle de la tache sèche est présentée. On constate que deux régimes sont vraiment alternatifs. En fonction de q , soit la tache sèche augmente légèrement avant de diminuer jusqu'à zéro au moment du départ de la bulle de la paroi chauffante, soit elle augmente brusquement après une période de croissance lente. La force de recul de la vapeur ne provoque pas seulement l'étalement de la bulle, elle crée également une force additionnelle d'adhérence qui empêche le départ de la bulle de la surface chauffante. Une fois que l'étalement d'une bulle est amorcé, la bulle continue de s'étaler sans pouvoir se détacher de la paroi. L'algorithme numérique est considérablement modifié par rapport à celui utilisé dans les articles [7,8]. Les instabilités numériques qui étaient à l'origine des oscillations de la courbe $R_{dry}(t)$ ont disparu. La précision de la détermination du début de l'étalement de la bulle et donc la précision de détermination du CHF est grandement améliorée.

2.1. CHF en fonction de la gravité

Le CHF déterminé comme décrit ci-dessus peut être tracé en fonction de g . On constate que la croissance du CHF avec la gravité est en accord qualitatif avec de nombreuses expériences [11]. Le CHF augmente d'abord brusquement pour $g < 0,07g_0$ et ensuite croît plus lentement pour $g > 0,07g_0$. Cependant et en contradiction avec la Fig. 3, des expériences en microgravité ont montré une valeur finie du CHF à $g=0$. Cette valeur non-nulle est due aux écoulements hydrodynamiques qui entraînent le détachement des bulles de la paroi chauffante, même à $g=0$. Les écoulements hydrodynamiques étant négligés dans notre modélisation, la bulle reste attachée à la paroi à $g=0$ et son étalement survient pour n'importe quelle valeur du flux. Evidemment, plus le flux est petit, plus tard commence l'étalement.

On constate que la valeur calculée du CHF est plusieurs fois plus petite que des valeurs expérimentales. Cette différence peut être attribuée à l'hypothèse de température constante (égale à T_{sat}) de l'interface liquide-vapeur. Au voisinage de la ligne triple de contact vapeur-liquide-paroi la température est en réalité plus élevée, notamment à cause de la résistance d'interface. Nous surestimons donc j et P_r , ce qui résulte à une sous-estimation du CHF. Un

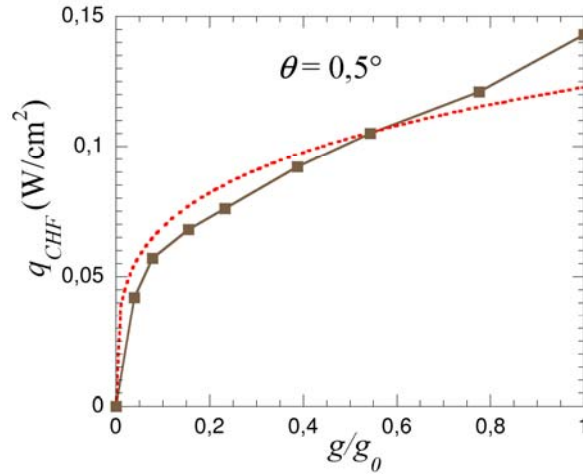


Figure 3 : Calcul du CHF en fonction du niveau de gravité pour $\theta = 0,5^\circ$ (carrés et ligne solide). La courbe en pointillé est un ajustement des données avec les formules (1,7) en puissance $1/4$.

modèle avancé du voisinage de la ligne triple [12] permettra d'obtenir des résultats plus réalistes.

On peut essayer de formuler un critère de la crise d'ébullition de façon simplifiée [5]. L'étalement de la bulle survient quand la force de recul devient du même ordre de grandeur que la tension superficielle (on néglige l'influence de la gravité sur la courbure de la bulle),

$$\int P_r dl \sim \sigma, \quad (5)$$

où on intègre le long du contour de la bulle. P_r doit être pris au moment du départ et quand q approche le CHF. La taille de la bulle au moment du départ et donc l'échelle caractéristique permettant d'estimer l'intégral (5) sont de l'ordre de grandeur de la longueur capillaire

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}. \quad (6)$$

En faisant cette hypothèse on néglige l'influence du recul sur les conditions de départ. En considérant $j \sim q$, les formules (3,4,6) peuvent être injectées dans (5) et donnent l'expression

$$q_{CHF} \sim H \left(\frac{\sigma g \rho_V^2 \rho_L^2}{\rho_L - \rho_V} \right)^{1/4}, \quad (7)$$

qui coïncide avec celle de Zuber (1) dans la limite des basses pressions ($\rho_L \gg \rho_V$). Il est clair que ce critère doit être utilisé avec précaution compte tenu des simplifications importantes mentionnées. L'ajustement des données de simulation avec la dépendance en $g^{1/4}$ des formules (1,7) est présenté sur la Fig. 3. On constate un désaccord qui est la conséquence des simplifications faites lors de la dérivation de la formule (7).

Cette dérivation est néanmoins utile car elle montre la difficulté de distinguer le mécanisme de recul de celui de Zuber d'après la valeur du CHF à basse pression. C'est pourquoi, nous avons réalisé des expériences à haute pression où ρ_L et ρ_V sont comparables.

3. Expériences

Près du point critique liquide-vapeur, la croissance des bulles est très lente car la diffusivité thermique est très petite. La résolution temporelle est alors excellente et la turbulence du liquide qui gêne l'observation optique est évitée. De plus, le CHF devient très petit et il n'y a pas de forts gradients de température qui mènent à des aberrations optiques. En revanche, la longueur capillaire (6) diminue fortement à cause de la faible tension superficielle et la gravité aplatit l'interface liquide-vapeur. Pour garder une forme convexe aux bulles, il faut donc diminuer la gravité. L'installation cryogénique du Service des Basses Températures au CEA à Grenoble a été utilisée pour compenser la gravité dans H_2 (température critique 33 K) par des forces magnétiques. La cellule (fermée) en forme de cylindre a ses bases en saphir transparente [10]. L'une d'elles sert de paroi chauffante. Sa température T est mesurée. La température de l'autre base est maintenue à T_{sat} par un système de régulation qui permet aussi de mesurer la chaleur extraite et donc indirectement le flux de chaleur q émis par la paroi chauffante. Le fluide évaporé sur la paroi chauffante se recondense sur l'autre base de la cellule et la pression reste constante. La courbe d'ébullition $q(T - T_{sat})$ est mesurée simultanément avec des observations optiques qui permettent de suivre l'évolution de la partie sèche de la surface chauffante. Celle-ci dure pendant une quarantaine de secondes à 50 mK du point critique (Fig. 4).

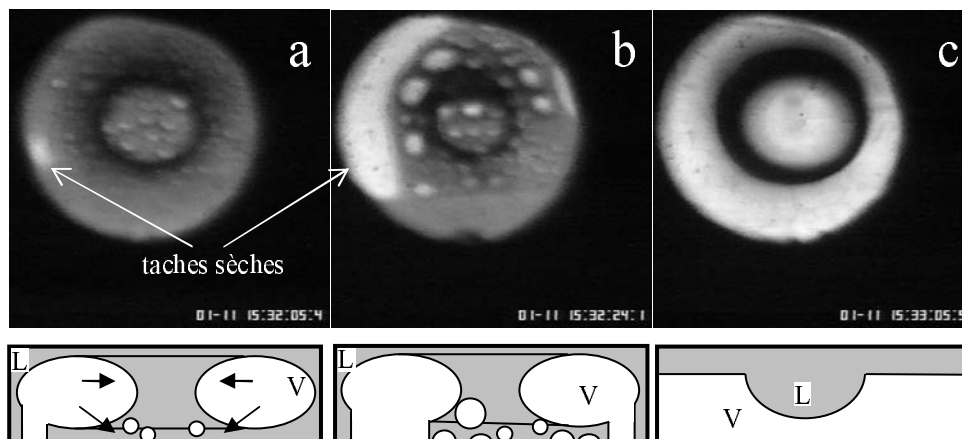


Figure 4 : Dynamique de séchage de la paroi chauffante pour q excédant légèrement le CHF et à $T_{sat}=32,95K$. Les vues de la cellule en coupe sont schématisées en dessous de chaque photo. La paroi chauffante est du côté du lecteur sur les photos et en bas sur les vues. L : liquide ; V : vapeur. Le temps réel est marqué en bas à droite de chaque photo. (a) Début de l'étalement d'une bulle. (b) Séchage partiel, (c) Séchage total de la paroi chauffante.

Dans une installation de compensation magnétique, le champ de force résiduel ($0,02g_0$ au maximum dans notre cas) est hétérogène. La cellule est positionnée de telle façon que cette « gravité » détache les bulles de vapeur de la paroi chauffante. Puisque la force résiduelle est dirigée vers le centre de la cellule (Fig. 4a), la phase liquide s'y positionne. D'autre part, une couche de mouillage couvre à l'équilibre les murs de la cellule en raison du mouillage complet caractéristique du voisinage du point critique. La phase gazeuse se met entre le film et le centre en formant un tore de gaz au voisinage du point critique où σ est très petit. La courbe d'ébullition, qui a sa forme conventionnelle en « N » [9,10], permet de définir le CHF. Au CHF, les bulles de vapeur qui grossissent fusionnent dès le début du chauffage avec la bulle toroïdale et forment un pont (Fig. 4a). D'autres bulles se forment sur la paroi et y restent

attachées en développant des taches sèches (Fig4b), en conformité avec les simulations décrites ci-dessus. Finalement, les taches sèches fusionnent et forment un film de vapeur couvrant la paroi chauffante. La grande partie du flux de chaleur passe alors par le corps cylindrique de la cellule, q tombe brusquement en empêchant l'ébullition en film de se développer. Une interface stable liquide-vapeur se forme alors (Fig. 4c). Cette expérience montre le rôle primordial de l'étalement des bulles et le rôle secondaire de leur coalescence. Notons que pour un flux inférieur au CHF, de petites bulles se forment sur la paroi. Elles s'en détachent au lieu de s'étaler : c'est le régime de départ. Une dernière remarque concerne une limitation essentielle de cette expérience : la faible profondeur du fluide qui limite le diamètre des bulles au moment de leur départ de la paroi, le diamètre normalement définie par la force de gravité. Cette limitation sera franchie dans des expériences en préparation avec une nouvelle installation OLGA (Oxygen Low Gravity Apparatus) développée au CEA/SBT.

4. Conclusion

L'effet de recul de la vapeur apparaît ainsi le phénomène clé du déclenchement de la crise d'ébullition. Le flux critique CHF se définit par voie de conséquence comme la valeur seuil séparant les régimes de détachement et d'étalement des bulles. Les expériences à très grande pression, au voisinage du point critique de l'hydrogène, ont pu valider cette description, garantissant les bases physiques des simulations présentées ici et notamment la dépendance du CHF avec le niveau de gravité.

Références

- [1] Yu. A. Buyevich, Towards a Unified Theory of Pool Boiling - the Case of Ideally Smooth Heated Wall, *Int. J. Fluid Mech. Res.*, 26, 189-223 (1999).
- [2] N. Zuber, On the Stability of Boiling Heat Transfer, *Trans. ASME*, 80, 711 - 720, (1958).
- [3] T. G. Theophanous, T. H. Dinh, J. P. Tu, & A. P. Dinh, The boiling crisis phenomenon. Part II: dryout dynamics and burnout, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 26, 793-810 (2002).
- [4] S. G. Kandlikar & M. E. Steinke, Contact angles and interface behaviour during rapid evaporation of liquid on a heated surface, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45, 3771-3780 (2002).
- [5] S. Nishio & H. Tanaka, Visualization of boiling structures in high heat-flux pool-boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47, 4559-4568 (2004).
- [6] V. S. Nikolayev & D. A. Beysens, Boiling crisis and non-equilibrium drying transition, *Europhys. Lett.* 47, 345-351(1999).
- [7] V. S. Nikolayev, D. A. Beysens, G.-L. Lagier, & J. Hegseth, Growth of a dry spot under a vapor bubble at high heat flux and high pressure, *Int. J. Heat Mass Transfer* 44, 3499-3511(2001).
- [8] V. S. Nikolayev, D. Beysens, Y. Garrabos, Crise d'ébullition : inhibition du détachement de la bulle de vapeur par la force de recul, *Mécanique & Industries*, 5 (5), 553 - 558 (2004).
- [9] V. S. Nikolayev, D. Chatain & D. Beysens, Bubble spreading during the boiling crisis: modeling and experimenting in microgravity, *Proc. 6th Int. Conf. on Boiling Heat Transfer*, (Spoleto, Italie, 7-12 mai 2006), CDROM.
- [10] V. S. Nikolayev, D. Chatain, Y. Garrabos & D. Beysens, Experimental evidence of the vapor recoil mechanism in the boiling crisis, *Phys. Rev. Lett.* 97, 184503 (2006).
- [11] J. Straub, Boiling Heat Transfer and Bubble Dynamics in Microgravity, *Adv. Heat Transfer*, 35, 57-171 (2001).
- [12] V. S. Nikolayev, Dynamics of the triple contact line on the non-isothermal heater, preprint arXiv:0709.4631v2 (2008).

Remerciements

Ce travail a été partiellement subventionné par le CNES.