

Etude expérimentale et théorique de l'évaporation d'un ménisque dans un capillaire plat chauffé

Souad HARMAND^{1*}, Raymond SONAN¹, Khelil SEFIANE², Rachid BENNACER³

¹ Université Lille Nord de France, F-59000 Lille, UVHC, LME, F-59313 Valenciennes, France

² School on Engineering, Université d'Edinburg, Kings Building, Edinburgh, EH9 3JL, UK

³ Université de Cergy-Pontoise, 95031 Cergy-Pontoise Cedex, Paris, France

*(Auteur correspondant : souad.harmand@univ-valenciennes.fr)

Résumé – On présente dans cet article les résultats d'une étude expérimentale et théorique qui consiste à analyser l'évaporation d'un ménisque dans un capillaire plat à grand rapport d'aspect. La surface externe du tube capillaire est couverte par un dépôt transparent résistif permettant de chauffer, de visualiser le ménisque et de mesurer la température par des caméras CCD et Infrarouge. Le capillaire est alimenté en liquide en utilisant une pompe à seringue programmable permettant de maintenir à la même position le ménisque en compensant la masse évaporée par le débit injecté. Un modèle théorique décrivant l'évaporation du ménisque au voisinage de la ligne triple est formulé. Une comparaison du taux d'évaporation numérique et expérimentale démontre un bon accord.

Mots clés

Evaporation, micro région, thermographie infrarouge, courbure, ménisque

Nomenclature

h_{fg}	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	λ	conductivité, $W.K^{-1}.m^{-1}$
K	courbure, m	μ	viscosité dynamique, $Pa.s$
p	pression, Pa	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
R_g	constante des gaz	<i>Indices</i>	
u	vitesse, $m.s^{-1}$	l	liquide
x,y	coordonnées, m	sat	saturation
<i>Symboles grecs</i>		v	vapeur
δ	épaisseur du film liquide, m	w	paroi
φ	flux d'évaporation, $W.m^{-2}$		

1. Introduction

Face aux enjeux énergétiques et environnementaux actuels, le développement et la démocratisation de nouveaux systèmes à la fois performants et respectueux de l'environnement sont devenus une problématique majeure dans le monde industriel et celui du transport en particulier. Dans ce secteur où de nombreux travaux de recherche et d'innovation sont mis en œuvre, la fonction transport vise désormais à être aussi utile qu'écologique. Pour cela, la gestion thermique globale des systèmes de transports soumis à des contraintes de plus en plus sévères nécessite souvent des ruptures technologiques. L'électronique de puissance embarquée à bord dans le secteur de l'automobile ou du spatial est un exemple de systèmes soumis notamment à de très fortes contraintes thermiques favorisant l'apparition de points chauds susceptibles de dégrader leurs performances. Le refroidissement de ces systèmes exige alors une qualité de gestion thermique optimale afin de garantir leur fiabilité et leur sécurité, ce qui nécessite souvent l'utilisation de concepts innovants de dispositifs de refroidissement. Le refroidissement par caloducs s'avère une solution pertinente pour évacuer par évaporation d'importantes quantités de chaleur. L'objectif de la présente étude est de développer, au travers des investigations théoriques et expérimentales, une meilleure compréhension des mécanismes de transferts thermiques et massiques à l'interface liquide-vapeur dans un ménisque tels qu'il peut se présenter dans les caloducs.

A l'échelle moléculaire, la zone de transition entre la phase liquide et la phase vapeur dans un ménisque n'est pas franche mais plutôt courbe et la densité des phases varie continûment. Si l'on considère les transferts thermiques, il apparaît clairement une zone privilégiée d'évaporation au point d'accrochage du ménisque. Cette microrégion est une zone privilégiée de transfert thermique en raison du rapport de conductivité thermique très élevé entre le matériau constituant la paroi et le liquide. Dans la zone d'accrochage, l'épaisseur du film passe d'une valeur très faible (correspondant à un film adsorbé) à une valeur croissante correspondant à une courbure constante de l'interface liquide [1]. Entre la surface solide et l'interface liquide-vapeur, les forces d'adhésion à courte portée, de type Van Der Waals pour les molécules non polaires ou de types London pour les molécules polaires, gouvernent le film adsorbé dans lequel il n'y a pas d'échange thermique. La zone de ménisque intrinsèque correspond à une zone d'influence négligeable des forces de la surface solide. Le ménisque se développe alors sous l'effet des forces de tension capillaire en adoptant une courbure constante et donc une forme circulaire. Entre ces deux extrêmes, il existe une zone de transition dans laquelle les forces capillaires et les forces d'adhésion sont du même ordre de grandeur : c'est la microrégion. Les échanges thermiques au sein de cette zone sont très importants en raison de la très faible épaisseur de liquide. Le modèle que nous présentons permet de déterminer précisément l'épaisseur du ménisque et le flux d'évaporation dans un but d'utilisation dans des modèles macroscopiques de comportement de caloducs [2].

2. Description du banc d'essais

Le dispositif expérimental (figure 1) consiste en une pompe à seringue programmable, un tube capillaire plat en verre avec un revêtement résistif, une caméra rapide, une caméra infrarouge ainsi qu'un système d'acquisition et de traitement de données. Le revêtement résistif, fait de Tantale est déposé sur la paroi externe du tube en verre. L'épaisseur du dépôt est tel qu'on peut induire un chauffage capable d'atteindre les puissances désirées en passant un courant électrique aux électrodes qui connectent les extrémités du dépôt résistif à un générateur de puissance. La puissance appliquée au tube contenant les liquides étudiés, peut être contrôlée et variée avec précision. Le tube capillaire plat est maintenu dans une position verticale tout le long des expériences conduites dans le cadre de cette étude. La pompe à seringue permet d'injecter le liquide dans le tube capillaire vertical et maintenir ainsi une position fixe de l'interface liquide-gaz. La caméra rapide est utilisée pour enregistrer le comportement du ménisque en évaporation pour les différentes puissances appliquées à la paroi. La caméra infrarouge permet d'extraire le champ de température sur la paroi extérieure du tube capillaire au niveau du ménisque. C'est une caméra Agema Thermovision 900 avec une résolution spatiale de 0,1 mm. L'émissivité du tube muni du dépôt de Tantale est de 0,9.

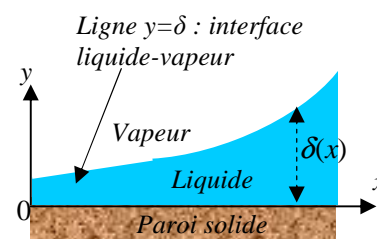
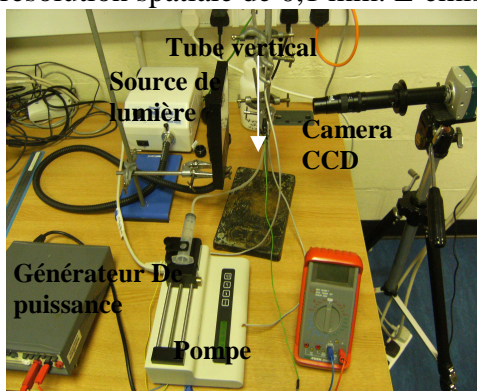


Figure 1. Banc d'essais

Figure 2. Forme d'une microrégion

La procédure consiste à appliquer une puissance à la paroi du tube, et utiliser la visualisation et la pompe à seringue pour injecter un débit de liquide pour compenser l'évaporation et maintenir le ménisque en état stationnaire. Ainsi la détermination du taux global d'évaporation au niveau du ménisque est possible car il est équivalent au débit injecté par la pompe programmable.

3. Modèle de l'écoulement du film liquide

Si on admet l'hypothèse de lubrification, à savoir que l'écoulement du film liquide s'effectue principalement suivant la direction tangentielle à la paroi (axe \bar{x}), et en supposant que les forces de viscosité sont réduites à $\mu_l \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$, alors l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit (Figure 2) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu_l} \frac{dp_l}{dx}, \quad v_l = \frac{\mu_l}{\rho_l} \quad u(0) = 0, \quad \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=\delta} = 0 \quad (1)$$

La condition en $y=0$ traduit l'hypothèse de non glissement du liquide à la paroi solide. En $y=\delta$ (interface liquide-vapeur) on suppose que la contrainte de cisaillement est nulle (glissement parfait). La solution analytique de (1) permet d'avoir la vitesse et le débit par :

$$u = \frac{\delta^2}{2\mu_l} \frac{dp_l}{dx} \left[\left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - 2 \frac{y}{\delta} \right], \quad \dot{m}(x,t) = -\frac{\rho_l \delta^3}{3\mu_l} \frac{dp_l}{dx} \quad (2)$$

L'évaporation dans la micro-région est gouvernée à la fois par les forces de tension superficielle (σK) et par les forces d'adhésion (P_{adh}). La pression capillaire à l'interface liquide-vapeur s'exprime [3] en fonction de la courbure K par :

$$P_c = p_v - p_l = \sigma K - P_{adh} \quad \text{avec} \quad K = \frac{d^2 \delta}{dx^2} \left(1 + \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^2 \right)^{-3/2} \quad \text{et} \quad P_{adh} = R_g \rho_l T_\delta \ln(a \delta^b) \quad (3)$$

Avec a et b des constantes expérimentales dépendant de la nature de la paroi et de celle du fluide. On trouve dans [3] : $a = 1,5787$ en m^{-b} et $b = 0,0243$. Ceci permet d'obtenir :

$$\frac{d^2 \delta}{dx^2} = \frac{1}{\sigma} \left[1 + \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^2 \right]^{3/2} (P_c + P_{adh}) \quad (4)$$

Le flux linéique transféré à partir du débit linéique s'écrit :

$$\dot{Q} = -h_{fg} \dot{m} = \frac{\rho_l h_{fg}}{3\mu_l} \delta^3 \frac{dp_l}{dx} \quad (5)$$

Si on néglige la variation de la pression de vapeur du fait de la cinétique de l'évaporation, la différentiation de l'équation (5) combinée à l'équation (3) conduit à :

$$\frac{dP_c}{dx} = -\frac{3\mu_l}{\rho_l h_{fg}} \frac{\dot{Q}}{\delta^3} \quad (6)$$

Les transferts thermiques et massiques à l'interface liquide-vapeur ($y = \delta$) peuvent se traduire par un bilan de flux, en régime statique :

$$\frac{\lambda_l}{\delta} (T_w - T_\delta) = \overline{m_{ev}} h_{fg} \quad (7)$$

Le débit d'évaporation peut être caractérisé en suivant la théorie cinétique des gaz par :

$$\overline{m_{ev}} = \left(\frac{2\gamma}{2-\gamma} \right) (2\pi R_g)^{-0,5} \left(\frac{P_\delta}{T_\delta^{0,5}} - \frac{P_v}{T_v^{0,5}} \right) \quad (8)$$

Où γ est le coefficient d'accommodation compris entre 0 et 1 [3] et p_δ représente la pression de vapeur saturante correspondant à la température de l'interface T_δ le long de la courbure de l'interface. L'expression de ce débit peut être également donnée grâce à l'analyse de la fugacité du film liquide fonction, de la température et la pression [4] par la relation :

$$\overline{m_{ev}} = A \left\{ \frac{P_v}{T_\delta^{3/2}} \left[\frac{B}{T_v} (T_\delta - T_v) - CP_c \right] - p_v (T_v^{-1/2} - T_\delta^{-1/2}) \right\} \text{ avec } A = \frac{2\gamma}{2-\gamma} (2\pi R_g)^{-1/2}, B = \frac{h_{fg}}{R_g}, C = \frac{1}{\rho_l R_g} \quad (9)$$

En considérant une section de film liquide élémentaire de longueur dx , le flux linéique élémentaire est lié au flux de transfert par : $d\dot{Q} = \frac{\lambda_l}{\delta} (T_w - T_\delta) \times dx$.

D'où on tire l'équation différentielle liant la dérivée du flux linéique à la température :

$$\frac{d\dot{Q}}{dx} = \frac{\lambda_l}{\delta} (T_w - T_\delta) \quad (10)$$

En reportant l'expression du débit d'évaporation, la température de l'interface s'écrit :

$$T_\delta = T_w - \overline{A} \delta \left[\frac{\overline{B} (T_\delta - T_v) - \overline{C} P_c}{T_\delta^{3/2}} - p_v (T_v^{-1/2} - T_\delta^{-1/2}) \right] \text{ avec } \overline{A} = A \frac{h_{fg}}{\lambda_l}, \overline{B} = B \frac{P_v}{T_v}, \overline{C} = p_v C \quad (11)$$

En combinant les équations (8) et (9), on peut alors déduire une équation aux dérivées partielles de la température d'interface, T_δ :

$$\frac{dT_\delta}{dx} = \frac{-\overline{A} [\overline{B} (T_\delta - T_v) - \overline{C} P_c - p_v T_\delta^{3/2} (T_v^{-1/2} - T_\delta^{-1/2})] \frac{d\delta}{dx} + \overline{A} \overline{C} \delta \frac{dP_c}{dx}}{\overline{A} \delta \left[\overline{B} - \frac{3}{2} T_\delta^{-1} [\overline{B} (T_\delta - T_v) - \overline{C} P_c] - \frac{1}{2} p_v \right] + T_\delta^{3/2}} \quad (12)$$

La résolution des équations (8-12), est faite par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

4. Résultats et discussion

Les premiers résultats présentés (Figure 3) dans cet article montrent l'évolution du débit volumique d'évaporation en fonction de la puissance appliquée à la paroi. Dans cette étude, nous avons utilisé quatre liquides différents : eau, acétone, éthanol et FC-72. Toutefois, nous ne présentons ici que les résultats pour le cas de l'eau en précisant que la tendance pour les autres liquides est similaire. Une première tendance qui se dégage de ces résultats est que le débit d'évaporation augmente avec la puissance appliquée sur la paroi du tube capillaire. Au delà d'une puissance seuil, on observe une diminution du débit d'évaporation. Le premier régime d'évaporation a été qualifié de stable ou stationnaire correspondant à la stationnarité de l'interface du ménisque en évaporation. Au delà du taux maximum d'évaporation, l'interface du ménisque devient instable et finit par perdre sa régularité, Figure 3. Les mesures thermographiques (Figure 4) nous ont permis de faire des observations intéressantes concernant la distribution de la température sur la paroi du tube capillaire. En effet, le champ de température mesuré avec la caméra thermographique est assez uniforme pour des puissances appliquées à la paroi correspondantes au régime d'évaporation stable (relativement basse puissance). Pour des puissances plus élevées, et dans le régime d'évaporation instable, des gradients de températures se développent avec des différences de températures nettes entre la phase vapeur et la phase liquide. La formulation du modèle théorique, présentée dans la section précédente nous a permis de prédire le flux évaporatif local le long du ménisque. Le

flux évaporatif (Figure 5) passe par un maximum au niveau de la micro-région ce qui est en accord avec les théories existantes dans la littérature [5].

Le flux présenté dans la Figure 5 est un flux par unité de surface. Pour obtenir le flux évaporatif global le long de la ligne triple, on intègre sur la surface constituée par l'épaisseur de la micro région, le long de la ligne triple (pourtour du tube capillaire). Il est à noter que la longueur de la ligne triple est obtenue expérimentalement à partir des images de la caméra CCD. La comparaison des flux évaporatifs est présentée dans la Figure 6.

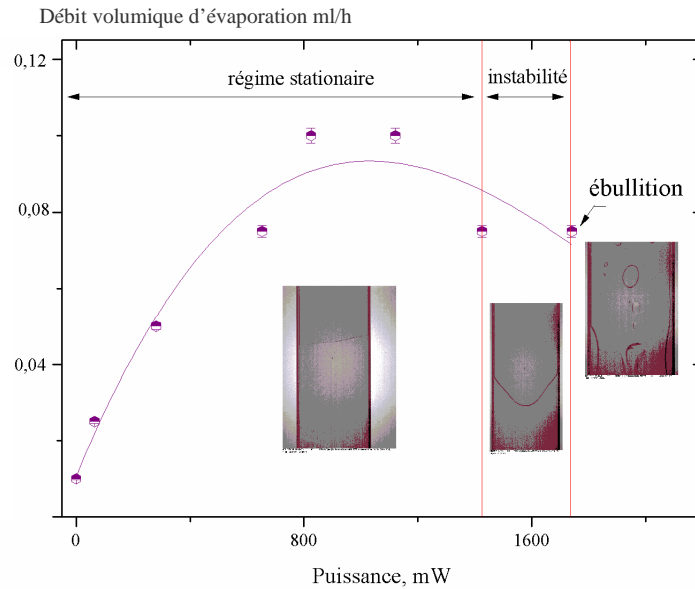


Figure 3. Débit volumique d'évaporation en fonction de la puissance appliquée à la paroi.

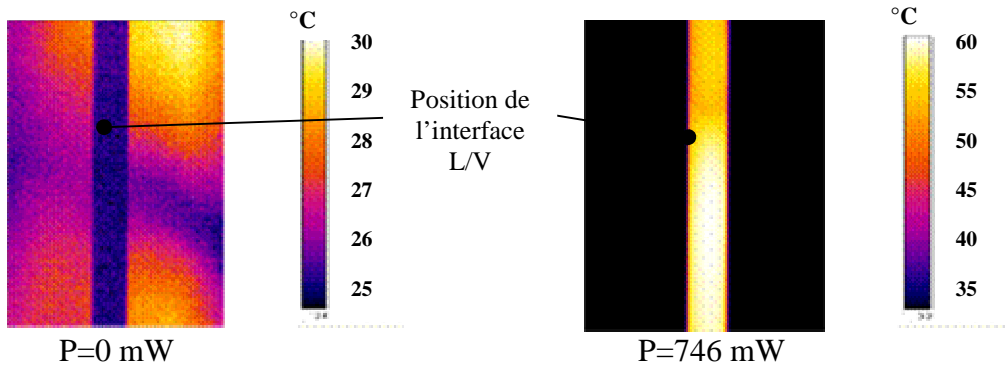


Figure 4. Images infrarouges du ménisque

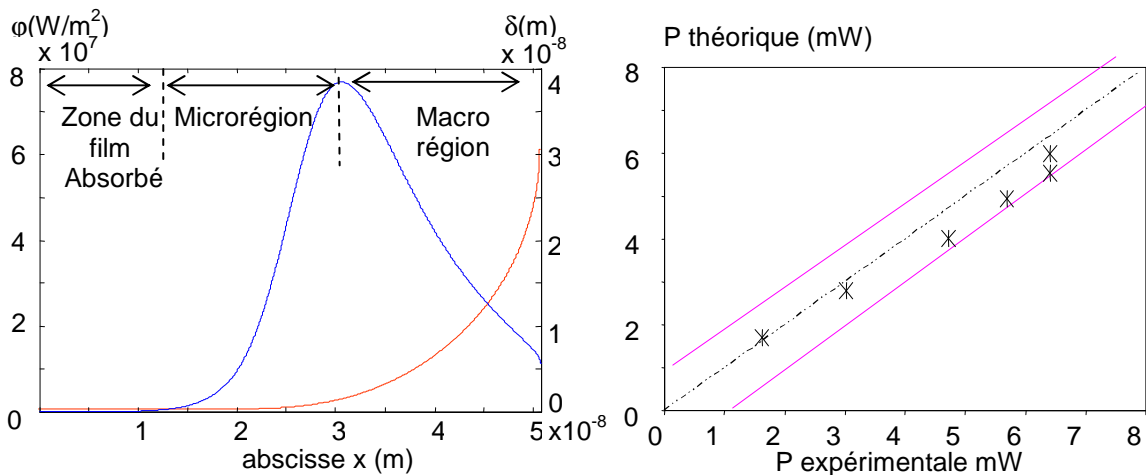


Figure 5. Flux d'évaporation, épaisseur du film

Figure 6. Flux d'évaporation calculs- mesures

L'accord entre les prédictions du modèle et les mesures est très satisfaisant (les points du graphe sont encadrés par les droites $\pm 10\%$). En ce qui concerne la transition du régime stable vers le régime instable, les gradients de températures le long de la paroi du tube capillaire sont probablement la source de l'instabilité du ménisque, à travers des effets thermocapillaires. Les écarts de température en fonction de la puissance appliquée à la paroi sont présentés dans la Figure 7. Il a été démontré dans [5] qu'un ménisque en évaporation qui se trouve dans un gradient de température le long de la paroi devient instable à partir d'un gradient seuil.

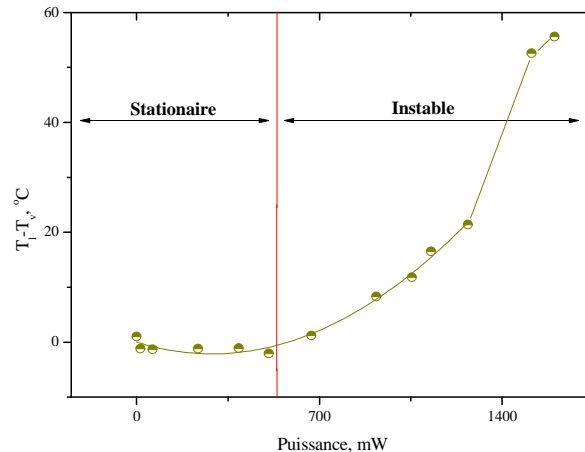


Figure 7. Ecarts de températures en fonction de la puissance appliquée

5. Conclusion

Une étude expérimentale et théorique de l'évaporation du ménisque dans un tube capillaire, plat, vertical a été conduite. Les résultats montrent que le flux évaporatif augmente avec la puissance appliquée à la paroi. Par contre au delà d'une puissance seuil, ce flux diminue en passant par un maximum. Cette diminution du flux, est associée à des instabilités de l'interface du ménisque, observée par une caméra rapide. Les mesures de la température sur la paroi, utilisant la thermographie nous a permis de détecter la variation spatiale de cette dernière. Au delà du maximum du flux évaporatif, des gradients de température entre la phase gazeuse et la phase liquide sont observées. Ces gradients de température peuvent être à l'origine des instabilités de l'interface et la réduction du flux évaporatif. Un modèle théorique qui décrit l'évaporation d'un ménisque sur une paroi chauffée est formulé. Les prédictions du modèle concernant le flux évaporatif sont comparées aux mesures expérimentales. Un accord satisfaisant entre l'expérience et le modèle théorique est démontré.

Références

- [1] C. Romestant, A. Alexandre, Z. Lataoui, *Evaporation en film mince dans un caloduc rainuré*, La Houille Blanche, N°5 (Oct.-Nov. 2006), pp. 21-27, DOI: 10.1051/lhb:2006080
- [2] R. Sonan, S. Harmand, J. Pellé, D. Léger, M. Fakès, "Transient thermal and hydrodynamic model of flat heat pipe for the cooling of automotive electronic components", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (2008) 6006-6017.
- [3] Faghri, *Heat Pipe Science and Technology*, Taylor & Francis, 1995.
- [4] Wayner, P.C., Jr., Kao, Y.K., LaCroix, L.V., *The interline heat transfer coefficient of an evaporating wetting film*, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 487-492, 1976.
- [5] C. Buffone, K. Sefiane, J. Christy; *Experimental investigation of the hydrodynamics and stability of an evaporating wetting film placed in a temperature gradient*, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 24, 1157-1170, 2004