

Evaporation en film mince appliqué aux caloducs rainurés.

Rémi BERTOSSI^{1*}, Zied LATAOUI², Vincent AYL¹, Cyril ROMESTANT¹, Yves BERTIN¹

¹Laboratoire d'Etudes Thermiques, UMR CNRS ENSMA 6608
1, avenue Clément Ader 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex
* remi.bertossi@let.ensma.fr

²Laboratoire d'Etudes des systèmes Thermiques et Energétiques
5019 Monastir, Tunisie

Résumé - Les caloducs rainurés sont des technologies permettant de dissiper de la chaleur en utilisant la chaleur latente d'un fluide à l'état de saturation. Une partie importante de la chaleur injectée à l'évaporateur est évacuée au niveau de la ligne triple à travers une zone appelée micro-région. On présente ici un modèle stationnaire 1D permettant d'étudier les transferts de masse et de chaleur dans cette région. Des études paramétriques ont été faites et ont mené à des résultats importants particulièrement en ce qui concerne l'influence du rayon de courbure du ménisque et des températures de fonctionnement sur les transferts intervenant dans le problème.

Nomenclature

A	constante de Hamaker, J	$\hat{\sigma}$	coefficient d'accommodation
b	largeur de rainure, m	σ	tension de surface liquide/vapeur, $N.m^{-1}$
h	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	χ	abscisse adimensionnée, m
P	pression, Pa	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{q}_e	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$	c	capillaire
Q	flux de chaleur linéique, $W.m^{-1}$	d	disjonction
R	rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur, m	in	entrée
r_g	constante des gaz parfaits, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	l	liquide
T	température, K	lv	liquide-vapeur
x	abscisse, m	max	maximal
y	ordonnée, m	min	minimal
z	coordonnée longitudinale, m	mic	microscopique
<i>Symboles grecs</i>		sat	saturation
δ	épaisseur de film liquide, m	v	vapeur
θ	angle d'accrochage du ménisque	w	paroi
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	\emptyset	conditions initiales
μ	viscosité dynamique, $Pa.s$	$'$	dérivée par rapport à x
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$	\wedge	quantités adimensionnées

1. Introduction

Les caloducs rainurés sont des technologies permettant de transférer la chaleur d'un point chaud vers un point froid en utilisant la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur d'un fluide à l'état de saturation. Au niveau de la source chaude (évaporateur), le liquide s'évapore sous l'effet du flux injecté, faisant augmenter localement la pression de la vapeur ; cette augmentation entraîne un écoulement de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur (source froide). Une structure capillaire (rainures longitudinales dans le cadre de cette étude) assure le retour liquide du condenseur vers l'évaporateur grâce au pompage

capillaire : celui-ci est généré par la tension de surface à l'interface liquide/vapeur résultant de la déformation de sa courbure. Le saut de pression capillaire entre le liquide et la vapeur est régi par la relation de Young-Laplace qui s'écrit dans le cas d'un caloduc rainuré : $\Delta P_c = \frac{\sigma}{R_c}$.

Le long du caloduc, la courbure du ménisque s'adapte alors pour compenser les pertes de charge dans le liquide et la vapeur. On a alors : $\Delta P_c(z) = P_v(z) - P_l(z)$.

Ici, on étudie la partie évaporateur et plus particulièrement la zone correspondant au lieu où s'attache le ménisque au niveau de la rainure (figure 1-a) : cette zone, appelée micro-région, est la zone où les transferts thermiques sont les plus importants [1], ceci étant dû à la faible épaisseur du film liquide concerné et au fort contraste de conductivité existant entre le liquide et le solide. Si le modèle de Stephan et Busse [2] correspondant à la modélisation de cette zone a déjà été repris dans le passé ([3],[4]), des études paramétriques liées à des applications spécifiques sont encore inexistantes à l'heure actuelle. On étudiera ici un couple très utilisé dans le fonctionnement des caloducs, particulièrement dans l'industrie spatiale : le couple aluminium/ammoniac. On décrira d'abord la structure de la micro-région et les différents phénomènes qui entrent en jeu dans son étude. Ensuite, on exposera le modèle utilisé et enfin, on mettra en évidence l'influence de différents paramètres comme le rayon du ménisque ou la valeur de T_{sat} sur le flux passant dans la micro-région Q_{mic} et sur l'angle d'accrochage θ du ménisque à la paroi. L'analyse de ces résultats permettra notamment de caractériser la micro-région dans un modèle global d'évaporateur.

2. La micro-région

La figure 1-b montre que la micro-région n'est qu'une petite partie du ménisque global. Elle est située entre le film adsorbé, caractérisé par un film liquide très mince où les transferts sont nuls et la zone de ménisque intrinsèque caractérisée par un rayon de ménisque constant.

Dans le film adsorbé, où il n'y a pas d'échange, les interactions moléculaires entre la paroi solide et l'interface liquide/vapeur sont prépondérantes ; elles correspondent à la pression de disjonction P_d . D'autre part, en raison de l'épaisseur importante du film liquide, ces forces sont négligeables au niveau du ménisque intrinsèque au contraire des forces capillaires (relation de Young-Laplace) qui ici sont prédominantes. Entre les deux régions décrites précédemment, les deux types de forces doivent être pris en compte [2,3] :

$$\Delta P_c = \frac{A}{\delta^3} + \frac{\sigma}{R} = -P_d + \frac{\sigma}{R} \quad (1)$$

De plus, on peut noter qu'au début de la micro-région (film mince), les forces capillaires sont négligeables par rapport aux forces intermoléculaires étant donné la très faible courbure du ménisque dans cette zone.

3. Description du modèle

Le modèle utilisé dans la zone restreinte à la seule micro-région est le modèle stationnaire présenté par Romestant et al. [5] en 2006. Il permet l'étude des principaux phénomènes physiques intervenant entre le film adsorbé et la zone de ménisque intrinsèque. Tout d'abord, on répertorie les hypothèses utilisées dans le modèle.

Pour la phase liquide :

- la pression du liquide P_l est constante sur une section transversale de la rainure ;

- l'écoulement liquide est considéré comme laminaire, incompressible, bidimensionnel et parallèle au mur (figure 1-b) ;
- on néglige les effets de la pesanteur ;
- la vitesse du liquide est nulle au niveau de la paroi et les contraintes visqueuses sont nulles à l'interface liquide/vapeur.

Pour la phase vapeur, la pression P_v et la température de saturation T_{sat} sont supposées constantes.

En ce qui concerne les transferts dans la micro-région :

- la température de paroi T_w est constante [3,6] ;
- la température de l'interface liquide/vapeur est donnée par l'équation (2) [7]:

$$T_{lv} = T_{sat} \left(1 + \frac{\Delta P_c}{\rho_l h_{lv}} \right) \quad (2)$$

- la conduction est monodimensionnelle dans le film liquide, parallèle à l'axe y et l'évaporation à l'interface liquide/vapeur est perpendiculaire à l'écoulement ;
- le coefficient d'évaporation est calculé par la relation de Maxwell-Boltzmann [8].

La densité de flux transférée dans la micro-région est alors donnée par l'équation (3):

$$\dot{q}_e(x) = \frac{T_w - T_{lv}}{\frac{\delta(x)}{\lambda_l} + \frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{\sqrt{2\pi r_g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (3)$$

On obtient finalement le système de quatre équations différentielles adimensionnées (pour des raisons numériques) suivant :

$$\frac{d\hat{\delta}}{d\chi} = \hat{\delta} \quad (4)$$

$$\frac{d\hat{\delta}'}{d\chi} = \frac{\delta_0 \Delta P_{c,0}}{\sigma} \left(1 + \hat{\delta}'^2 \right)^{3/2} \left(\Delta \hat{P}_c - \frac{1}{\hat{\delta}'^3} \right) \quad (5)$$

$$\frac{d(\Delta \hat{P}_c)}{d\chi} = \left(-\frac{3\mu_l}{\rho_l h_{lv}} \frac{\lambda_l (T_w - T_{sat})}{\delta_0^2 \Delta P_{c,0}} \right) \frac{\hat{Q}_{mic}}{\hat{\delta}'^3} \quad (6)$$

$$\frac{d\hat{Q}_{mic}}{d\chi} = \frac{1 - \Delta \hat{P}_c}{\hat{\delta}' + \frac{\lambda_l}{\delta_0} \left(\frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \right) \frac{\sqrt{2\pi r_g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (7)$$

avec $\chi = x/\delta_0$; $\hat{\delta} = \delta/\delta_0$; $\Delta \hat{P}_c = \Delta P_c / \Delta P_{c,0}$ et $\hat{Q}_{mic} = Q_{mic} / \lambda_l (T_w - T_{sat})$ où δ_0 et $\Delta P_{c,0}$ sont respectivement l'épaisseur et la pression capillaire du film pour $x = 0$.

La valeur initiale de ΔP_c , $\Delta P_{c,0}$ est obtenue grâce à l'équation (2) en considérant le fait qu'il n'y a pas de transfert thermique dans le film adsorbé ($T_{lv}(x=0) = T_w$) :

$$\Delta P_{c,0} = \rho_l h_{lv} \left(\frac{T_w}{T_{sat}} - 1 \right). \text{ Avec l'équation (1), on a alors: } \delta_0 = \left(\frac{T_{sat}}{T_w - T_{sat}} \frac{A}{\rho_l h_{lv}} \right)^{1/3}. \text{ Par}$$

conséquent, on a $\hat{\delta}_0 = 1$ et $\Delta \hat{P}_{c,0} = 1$. Pour $x = 0$, il n'y a pas de transfert thermique et, l'épaisseur du film adsorbé étant constante, on devrait avoir $\hat{\delta}'_0 = 1$ et $\hat{Q}_{mic,0} = 0$. Or, pour des raisons numériques, afin de ne pas obtenir une solution triviale (film d'épaisseur constante sur toute la micro-région), on a introduit des petites perturbations initiales correspondant aux

valeurs de $\hat{\delta}_0$ et $\hat{Q}_{mic,0}$. La valeur de ces petites perturbations n'a pas d'influence notable sur les résultats du modèle. Le système d'équations (4-7), associé aux précédentes conditions limites, est alors résolu en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Le calcul s'arrête lorsque l'épaisseur de film aboutit, *in fine*, à une valeur de R_c préalablement fixée.

4. Résultats et commentaires

Notre modèle a d'abord été validé par comparaison directe de nos résultats avec ceux de Stephan et Busse [2] (figure 2). Les résultats sont très similaires ; ils ont été obtenus en utilisant les propriétés thermophysiques de l'ammoniac utilisées par Stephan et Busse [2].

On voit sur ce graphe que l'épaisseur du film liquide reste très faible pour les petites abscisses et commence à augmenter régulièrement à partir de $x = 2 \cdot 10^{-8}$ m. En ce qui concerne la densité de flux dissipée dans la micro-région \dot{q}_e , celle-ci augmente brusquement pour les petites abscisses avant de décroître en même temps que l'épaisseur de la couche liquide augmente. En effet, lorsque cette dernière augmente, le flux échangé par conduction diminue (équation (3)). De la même façon, T_{lv} égale à T_w pour $x = 0$ décroît rapidement pour se rapprocher de T_{sat} : cette diminution correspond à l'augmentation de \dot{q}_e avec δ qui reste quasi constant sur l'intervalle considéré (équation (3)). Q_{mic} , valeur intégrée de \dot{q}_e entre 0 et x augmente rapidement jusqu'à $x = 0,1 \mu\text{m}$ et continue d'augmenter régulièrement ensuite. On peut remarquer une l'évolution quasi-linéaire de δ après $x = 0,2 \mu\text{m}$; l'angle d'accrochage θ du ménisque n'évolue quasiment plus : comme Stephan et Busse [2], on fixe arbitrairement la longueur de la micro-région à $1 \mu\text{m}$ afin de limiter celle-ci à une zone où θ reste constant. Ce dernier est alors défini comme l'angle d'accrochage macroscopique du ménisque.

Une étude paramétrique a été menée pour mettre en évidence l'influence de certains paramètres comme par exemple le rayon de courbure de ménisque intrinsèque R_c , de l'écart de températures $\Delta T = T_{sat} - T_w$ ou de T_{sat} sur θ et Q_{mic} notamment.

On utilise ici toujours les données de Stephan et Busse [2], pour $x = 1 \mu\text{m}$ (abscisse caractéristique de la micro-région). La figure 3 montre l'évolution de θ et Q_{mic} en fonction de différentes valeurs de R_c . On voit que Q_{mic} et θ restent quasiment constants quelles que soient les valeurs de R_c . Ceci montre que les transferts ayant lieu dans la micro-région sont complètement indépendants du rayon de courbure du ménisque intrinsèque. En particulier, il n'y a pas de lien direct entre θ et R_c , celui-ci n'étant donc pas influencé par le phénomène d'accrochage du ménisque à la paroi solide. Cependant, θ permet, grâce à des considérations géométriques, de déterminer la valeur minimale de R_c , $R_{c,min}$ et donc de calculer la capacité maximale de pompage du caloduc en fonction de θ grâce à la relation (8) :

$$\Delta P_{c,max} = \frac{\sigma}{\frac{b/2}{\cos \theta}} = \frac{\sigma}{R_{c,min}} \quad (8)$$

Dans la suite de l'article, on travaille avec les données thermophysiques issues de [9]. On impose d'abord une variation de températures $\Delta T = T_{sat} - T_w$ avec T_{sat} constant et égal à $30 \text{ }^\circ\text{C}$ et T_w augmentant de $30,1 \text{ }^\circ\text{C}$ à $40 \text{ }^\circ\text{C}$; on obtient alors, pour $x = 1 \mu\text{m}$, les résultats indiqués sur la figure 4. La figure 4-a montre que Q_{mic} augmente avec ΔT provoquant aussi une augmentation de θ (figure 4-b) : en effet, comme Q_{mic} augmente, le débit liquide augmente, entraînant une augmentation de la section où le liquide s'écoule et par conséquent une élévation de θ . Ainsi, une augmentation de Q_{mic} provoque une diminution de $\Delta P_{c,max}$ (équation (8)). Par conséquent, lorsqu'on augmente le flux injecté dans le caloduc, la quantité de flux de

chaleur qu'il est capable de transférer diminue. Enfin, grâce aux résultats précédents, dans le cas du fluide étudié, deux corrélations ont pu être proposées pour caractériser Q_{mic} et θ en fonction de ΔT pour une micro-région de $1 \mu m$ de longueur et pour $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$Q_{mic}(x = 1 \mu m) = 6,873 \Delta T^{0,745} \quad (9)$$

$$\theta(x = 1 \mu m) = 17,81 \Delta T^{0,287} \quad (10)$$

Ces deux corrélations (9) et (10) peuvent être introduites dans un modèle thermique macroscopique d'évaporateur de caloduc rainuré en tant que conditions limites, dépendant uniquement de ΔT , afin de caractériser précisément les transferts de chaleur dans la micro-région. Ainsi, le modèle macroscopique devient plus précis, les valeurs du flux échangé et de l'angle de contact sont alors plus facilement accessibles.

Pour finir, l'influence de T_{sat} sur Q_{mic} et θ a aussi été étudiée pour $x = 1 \mu m$ - T_{sat} variant de $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ à $90 \text{ }^\circ\text{C}$ - en considérant les propriétés thermophysiques de l'ammoniac dépendant de la température [9]. Plusieurs calculs ont été menés pour ΔT variant de $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ à $5 \text{ }^\circ\text{C}$, les résultats sont reportés sur la figure 5. La figure 5-a indique que lorsque T_{sat} augmente, Q_{mic} commence à augmenter avant d'atteindre une valeur maximale au-delà de laquelle il diminue. Ce maximum dépend de ΔT : plus ΔT est grand, plus le maximum est atteint pour des petites valeurs de T_{sat} . De plus, quelles que soient les valeurs de T_{sat} , la figure 5-a confirme les résultats précédents : Q_{mic} augmente avec ΔT . D'autre part, la figure 5-b montre que l'angle d'accrochage θ est une fonction croissante de T_{sat} ; cette figure confirme aussi que θ augmente avec ΔT et donc avec Q_{mic} et ce, qu'importent les valeurs de T_{sat} .

5. Conclusion

Les phénomènes intervenant dans les transferts de chaleur par évaporation dans les caloducs rainurés nécessitent la modélisation des transferts intervenant dans la micro-région. Le modèle présenté ici a permis d'obtenir des résultats intéressants : ainsi, angle d'accrochage et rayon du ménisque sont complètement indépendants ; de même, l'augmentation du flux injecté à l'évaporateur entraîne une diminution de la capacité maximale de transport du caloduc. Enfin, dans le cas de l'ammoniac, deux corrélations ont été proposées afin de caractériser le flux passant dans la micro-région ainsi que l'angle de contact pour les inclure en tant que conditions limites dans un macro-modèle d'évaporateur.

Références

- [1] P.C. Stephan, C.A. Busse, Assessment of an improved model for the heat transfer coefficient of grooved heat pipes evaporators, *Proceedings of the 4th European Symposium on Space Environmental and Control systems* (Florence, 1991) 587-592
- [2] P.C. Stephan and C.A. Busse, Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipes evaporators wall, *Journal Heat Mass Transfer*, 35-2 (1992) 383-391.
- [3] A. Faghri, *Heat Pipe Science and Technology*, Taylor and Francis, New York, 1995.
- [4] V. Sartre, M. Chaker Zaghoudi, M. Lallemand, Effect of interfacial phenomena on evaporative heat transfer in micro heat-pipes, *Int. J. Therm. Sci.*, 39 (2000), 498-504.
- [5] C. Romestant, A. Alexandre, Z. Lataoui, Evaporation en film mince dans un caloduc rainuré, *La Houille Blanche*, 5 (2006) 21-27.
- [6] B. Mathieu, O. Lebaigue, L. Tadrist, Modélisation physique et numérique d'une ligne de contact dynamique avec changement de phase, *La Houille Blanche*, 5 (2003) 1-8.
- [7] P.C. Wayner, Jr., Adsorption and capillary condensation at the contact line in change of phase heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25-5 (1982) 707-713.
- [8] Van P. Carey, Liquid-Vapor phase-change phenomena, *An Introduction of the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment*, Taylor and Francis, 1992.
- [9] Nist Standard Reference Database 69-March 2003 Release: *Nist Chemistry WebBook*.

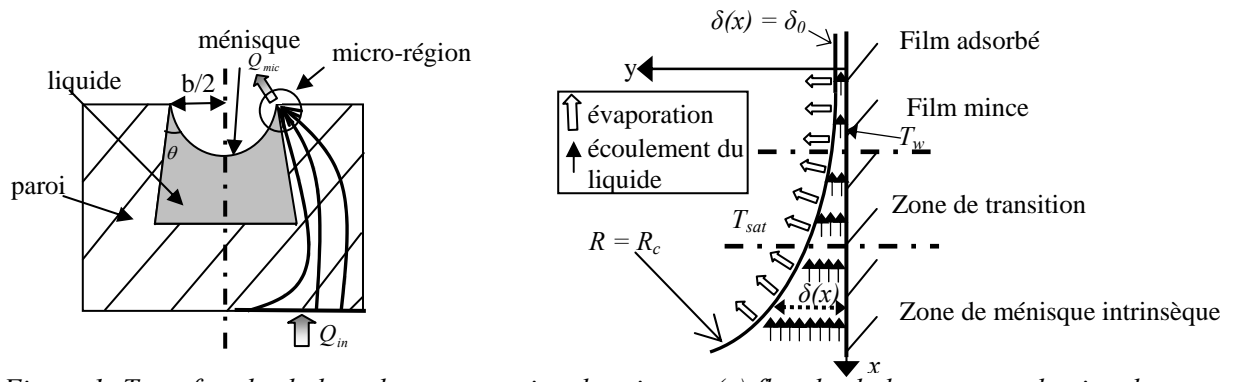


Figure 1: Transfert de chaleur dans une section de rainure: (a) flux de chaleur par conduction dans la paroi; (b) flux de chaleur et de masse dans la micro-région

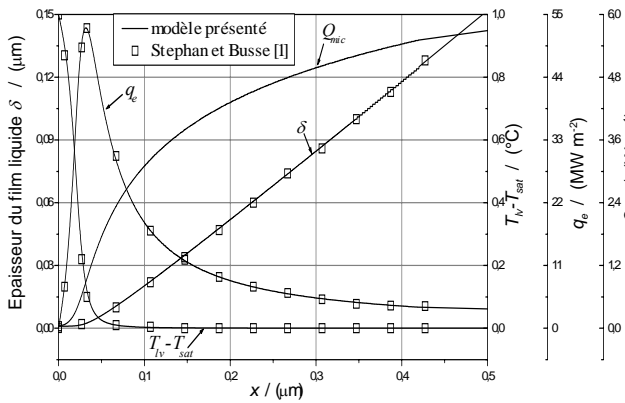


Figure 2: Evolutions de δ , $(T_w - T_v)$, \dot{q}_e et Q_{mic} dans la micro-région: comparaison entre notre étude et celle de Stephan et Busse [3].

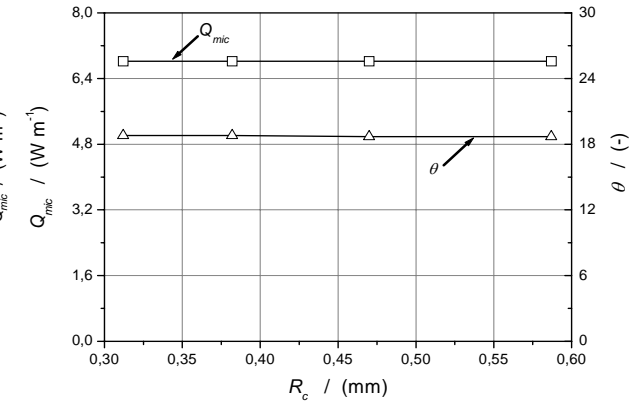


Figure 3: Q_{mic} et angle d'accrochage θ en fonction du rayon du ménisque ($T_{sat} = 300 \text{ K}$, $x = 1 \mu\text{m}$).

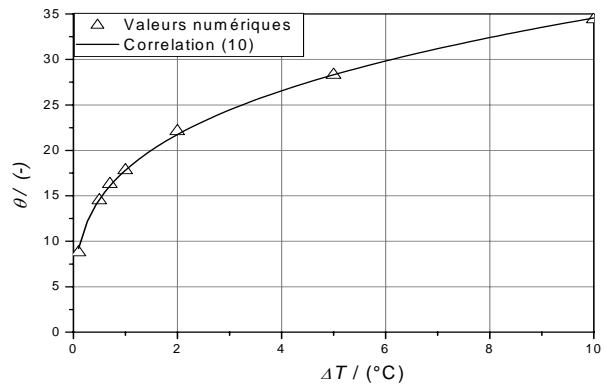
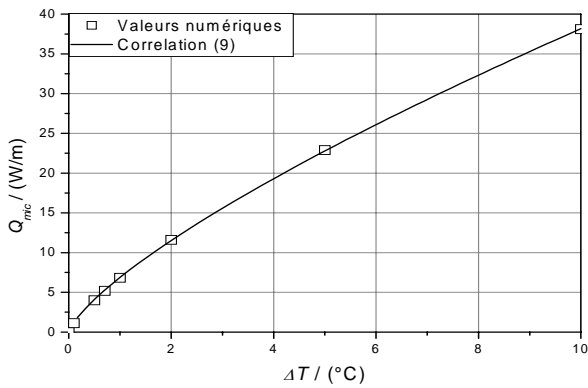


Figure 4: (a) Q_{mic} et (b) angle de contact θ en fonction de ΔT ($T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$, $x = 1 \mu\text{m}$).

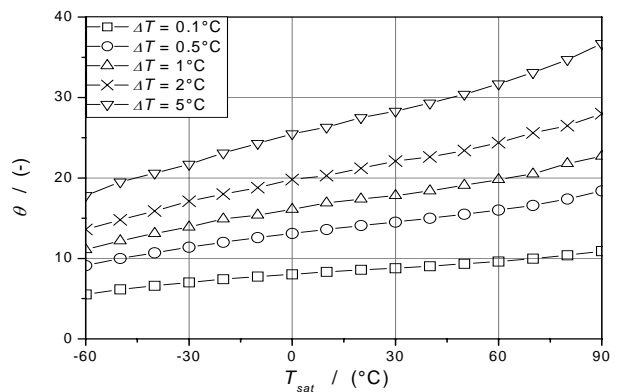
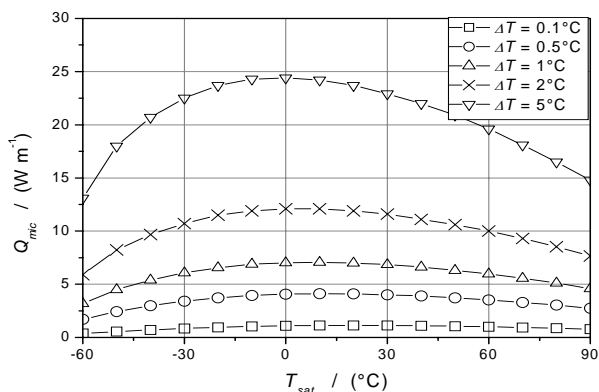


Figure 5: (a) Q_{mic} et (b) angle de contact θ en fonction de ΔT ($x = 1 \mu\text{m}$).