

Transferts simultanés de chaleur et de masse lors de l'évaporation en convection mixte d'un film mince de fluides volatiles dans un canal vertical

M'hand Oubella¹, M'barek Feddaoui¹ et Rachid Mir¹

¹ Laboratoire de Mécanique; Procédés de l'Energie et de l'Environnement (LMP2E)
ENSA, B.P. 1136, Université Ibnou Zohr, Agadir-Maroc
E-mail : m.oubella@uiz.ac.ma

Résumé :

Nous présentons une étude numérique des transferts de chaleur et de masse en convection mixte lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal vertical traversé par un écoulement laminaire ascendant de l'air sec. La paroi gauche du canal est supposée adiabatique, alors que la paroi droite est maintenue isotherme et mouillée par un film très mince d'eau ou d'acétone ayant des propriétés thermo-physiques largement différentes. Les équations gouvernant le problème sont résolues numériquement à l'aide d'une méthode aux volumes finis en se basant sur l'algorithme SIMPLE. Le système d'équations obtenu est résolu à l'aide de l'algorithme de TDMA. Le modèle élaboré est d'abord validé à partir des résultats disponibles dans la littérature. Nous analysons l'influence de la température d'entrée de l'air sec sur les transferts de chaleur et de masse caractérisés respectivement par les nombres de Nusselt sensible, latente et le nombre de Sherwood.

Mots clés : Convection mixte ; évaporation ; transferts de chaleur et de masse ; volumes finis ; canal vertical.

1. Introduction

Les transferts de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide d'eau en convection mixte dans un canal vertical ouvert a suscité l'intérêt de plusieurs auteurs, vue leur grande importance pratique dans divers domaines de procédés industriels, tel que le séchage, le refroidissement des composants électroniques, etc... La majeure partie des travaux publiés concerne l'évaporation de l'eau. Oulaid et al. [1] ont étudié numériquement des effets des forces d'Archimède sur l'écoulement laminaire d'air humide dans un canal vertical. Ils ont montré que ces forces causent le renversement d'écoulement près des parois à l'entrée du canal. Yan et al. [2-4] ont étudié l'évaporation naturelle de l'eau et de l'éthanol séparément dans le cas d'un canal à parois isotherme, et l'évaporation en convection mixte dans un tube maintenu à une température ou à flux constant. Ils ont aussi traité le refroidissement de paroi à l'aide d'un film d'éthanol dans un canal vertical. Une étude numérique de l'évaporation d'un film mince d'eau et de l'hexane dans un canal vertical a été menée par Laaroussi et al. [5]. Ils ont considéré que l'écoulement descendant d'air sec est laminaire et le film est extrêmement mince.

La majorité des travaux publiés concerne le film d'eau, cependant les limitations associées à l'eau telle que sa température d'évaporation et son incompatibilité avec certains types de parois (aluminium), laisse motiver la sélection d'autres fluides purs comme l'acétone. Ce travail a pour objectif de faire une étude comparative de deux films liquides très minces par convection mixte dans un canal vertical. L'influence de la température de l'air sec entrant sur les transferts de chaleur et de masse est effectuée.

2. Analyse

On considère un canal vertical de longueur L , formé de deux plaques planes parallèles et distantes de H , dont l'une est mouillée par un film d'eau ou d'acétone et maintenue à une température constante T_w , l'autre est adiabatique. L'air sec entre à une température T_0 supérieure à T_w et un profil de vitesse uniforme u_0 . L'écoulement ascendant d'air est supposé laminaire, bidimensionnel et en régime permanent. L'épaisseur du film liquide est négligeable [1,5]. La dissipation visqueuse d'énergie, le rayonnement, Le transfert d'énergie par inter-diffusion des espèces et le travail des forces de pression, ainsi que les effets Dufour et Soret sont considérés négligeables.

En tenant compte de ces hypothèses, les transferts couplés de chaleur et de masse en convection mixte laminaire ascendante dans un canal vertical, peuvent être décrits par les équations suivantes :

2.1. Equations gouvernantes :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho g \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3)$$

$$\rho C_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$\rho u \frac{\partial W}{\partial x} + \rho v \frac{\partial W}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial W}{\partial y} \right) \quad (5)$$

2.2. Conditions aux limites :

➤ A l'entrée du canal ($x = 0; 0 < y < H$): $u = u_0; T = T_0$ et $v = W_0 = 0$ (6)

➤ Aux parois : ($y = 0, 0 < x < L$): $u = 0, v = v_e, T = T_w$ et $W = W_w$ (7)

($y = H, 0 < x < L$): $u = v = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0$ et $\frac{\partial W}{\partial y} = 0$ (8)

v_e est la vitesse d'évaporation du film liquide donnée par [6] $v_e = -\frac{D}{1 - W_w} \frac{\partial W}{\partial y} \Big|_{y=0}$ (9)

➤ A la sortie du canal ($x = L; 0 < y < H$): $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial x} = 0$ (10)

2.3. Grandeurs adimensionnelles de transfert de chaleur et de masse:

Nombre de Nusselt sensible $Nu_S = -\frac{-2H}{T_w - T_m} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}$ (11)

Nombre de Nusselt latent $Nu_L = \frac{-2H}{1 - W_w} \frac{\rho D h_{fg}}{k(T_w - T_m)} \frac{\partial W}{\partial y} \Big|_{y=0}$ (12)

Nombre de Sherwood $Sh = \frac{-2H}{(1 - W_w)(W_w - W_m)} \frac{\partial W}{\partial y} \Big|_{y=0}$ (13)

3. Résolution numérique

Le système d'équations (1-5) est discrétisés à l'aide de la méthode des volumes finis [7], le système d'équation algébrique ainsi obtenue est résolue par l'algorithme TDMA, l'adéquation entre les champs de vitesse et de pression est assurée par l'algorithme SIMPLE. Le maillage retenu est un maillage non uniforme dans les deux directions, avec une densité de nœuds plus grande près des parois et de l'entrée. Une étude de sensibilité de maillage a été menée avec 5 maillages différents. Le maillage optimum adopté pour l'étude paramétrique présentée dans ce travail est 200x50. Ce choix est justifié par une étude comparative des nombres de Nusselt sensible et de Sherwood qui montre que l'incertitude relative n'excède pas 1% entre les différents maillages. Afin de vérifier l'exactitude de la procédure numérique de calcul, nous avons comparé nos résultats avec ceux de Desrayaut et Lauriat. [8]. La figure 1 illustre la variation du nombre de Nusselt le long du canal. On constate un accord satisfaisant entre la présente étude et la simulation de Desrayaut et Lauriat. [8], puisque la différence ne dépasse pas 2%.

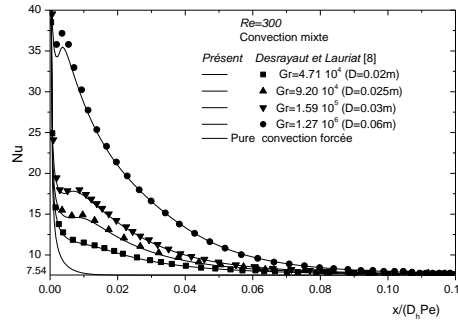


Figure.1 : Distribution axiale du nombre de Nusselt avec $Re=300$ et $A=50$

4. Résultats et discussion

Les résultats de simulation ont été calculés pour une paroi isotherme ($T_w = 20^\circ C$), mouillée par un film d'eau ou d'acétone, correspondant respectivement aux concentrations $W_w = 0.014$ et 0.384 (Kg/Kg). Deux valeurs différentes de la température d'entrée sont considérées $T_0 = 40^\circ C$ et $80^\circ C$, avec un facteur de forme $A = 100$ et $Re = 300$. Les paramètres de calcul sont regroupés dans le tableau 1. Les propriétés thermo-physiques des fluides (tableau 2) sont évaluées en fonction de la température et de la concentration du mélange [9], montrent une différence significative entre les deux fluides. Particulièrement, l'acétone est plus dense et plus volatile avec un coefficient de diffusion et une chaleur latente de vaporisation inférieurs à ceux de l'eau.

Tableau 1 : Paramètres de calcul

system	T_w ($^\circ C$)	W_w (g/Kg)	β_M	T_0 ($^\circ C$)	Gr_T	Gr_M	N	Pr	Sc
Air-Eau	20	14,44	0,607	40	-73001	10126	-0,14	0,71	0,69
	20	14,44	0,607	80	-152699	7962	-5,21	0,71	0,78
Air-Acétone	20	384,14	-0,552	40	-72463	-240699	3,32	0,71	1,63
	20	384,14	-0,552	80	-151573	-189262	1,25	0,71	1,84

Tableau 2 : Propriétés thermo-physique des mélanges calculées à $T_w=20^\circ C$

Film liquide	M ($Kg/Kmol$)	T_b ($^\circ C$)	P_{sat} (KPa)	ρ_m (Kg/m^3)	μ_m ($N/m.s$)	h_{fg} (Kj/Kg)	D (m/s^2)
Eau	18,015	100	2,137	1,196	$1,792 \times 10^{-5}$	1996	$2,518 \times 10^{-5}$
Acétone	58,08	56,5	24,50	1,480	$1,330 \times 10^{-5}$	561,2	$1,061 \times 10^{-5}$

Les figures 2a et 2b, illustrent l'évolution axiale des nombres de Nu_s et Sh caractérisant respectivement les transferts de chaleur sensible et de masse entre la paroi humide du canal et l'écoulement d'air sec pour les deux systèmes air-eau et air-acétone. Les profils de Nu_s et Sh évoluent de la même façon pour chaque système. Ils prennent des valeurs importantes à l'entrée à cause des gradients élevés de température et de concentration. Dans le cas du mélange air-eau ces profils (Nu_s , Sh) sont presque identique vue le même ordre de grandeur des nombres de Pr et Sc (tableau 1), tandis que pour le mélange air-acétone le transfert de masse est dominant ($Pr < Sc$). Pour le système air-eau l'augmentation de la température d'entrée de 40 à $80^\circ C$ entraîne une diminution des nombres de Nu_s et Sh pour atteindre des valeurs faibles à la position $x = 0.085 m$, ces valeurs correspondent au maximum d'intensité des forces de flottabilité (tableau 1). Ce phénomène est aussi observé pour le système air-acétone, dont les minimums sont localisés à la position $x = 0.035 m$ et qui sont inférieurs à ceux du premier système. Celui-ci est provoqué par les forces de flottabilité très intenses aussi bien thermiques que massiques opposées à l'écoulement ascendant $Gr_T < 0$ et $Gr_M < 0$ (tableau 1), ces forces décélèrent l'écoulement d'air à l'entrée du canal à proximité de la paroi et les transferts de chaleur sensible et de masse sont diminués.

Au fur et à mesure que l'air avance dans le canal, la température et la concentration du mélange air-eau tendent vers celles de la plaque humide et les gradients de température et de concentration deviennent ainsi plus faibles. Ce qui explique une légère augmentation des nombres de Nu_s et Sh (figure 2a) après avoir atteint leurs minimums. Les profils de la figure 2b montrent un comportement tout à fait différent, les nombres de Nu_s et Sh augmentent pour atteindre des valeurs maximums décalées vers l'entrée du canal dont l'intensité augmente avec l'échauffement de l'air sec entrant. Les extremums localisés dans la première portion du canal sont dus au

ralentissement de flux d'air induit par les forces d'Archimède comme expliqué ci-dessus. Ce ralentissement aboutit au renversement de ce flux et aux cellules de recirculation près de la plaque humide, non présentées dans cette étude. Dans le reste du canal, les profils de Nu_s et Sh augmentent linéairement avec T_0 vers la sortie du canal indiquant que le régime établi n'est pas atteint pour ce système.

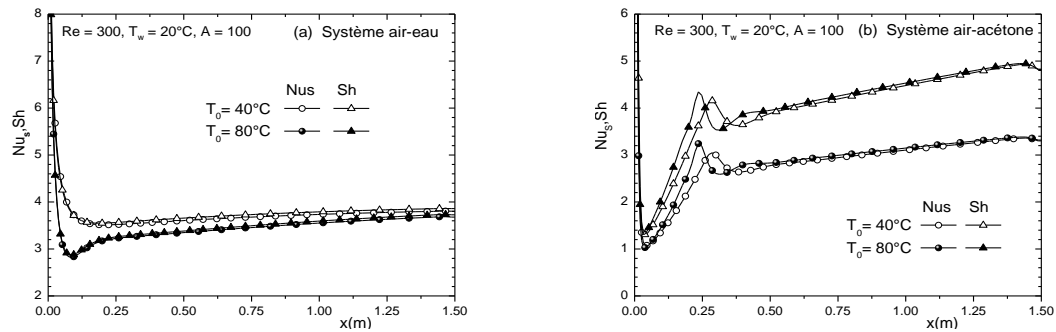


Figure 2 : Evolution axiale des nombres de Nusselt sensible et Sherwood pour (a) le système air-eau et (b) le système air-acétone

Sur les figures 3a et 3b nous présentons l'évolution axiale des profils du nombre de Nusselt latent pour les deux systèmes étudiés. Ces profils sont négatifs du fait que la différence de température entre la paroi et l'entrée est toujours négative de plus les transferts de chaleur par mode latent sont largement dominants pour le système air-acétone comparés au Nu_s des deux systèmes et au Nu_L du système air-eau. L'effet de chauffer l'air sec entrant se manifeste par la diminution du nombre de Nu_L , dont l'écart correspondant aux deux températures, diminue dans le cas de l'évaporation de l'eau, tandis qu'il augmente dans le cas de l'acétone. Ceci s'explique par les forts gradients de concentrations et le taux d'évaporation qui est très supérieur à celle de l'eau. Donc un abaissement de la température améliore le refroidissement du mélange gazeux et qui est plus favorable pour le film liquide le plus dense et volatile. L'évolution des profils de Nu_L dans le cas de l'évaporation du film d'acétone avec les extremums observés sur les courbes s'expliquent comme dans la section précédente. Vu les valeurs faible de Nu_L à $T_0=80^\circ C$, les transferts de chaleur pour le système air-eau sont dominés par le mode sensible, alors que le transfert par changement de phase est plus dominat pour le cas du film d'acétone à la même température d'entrée.

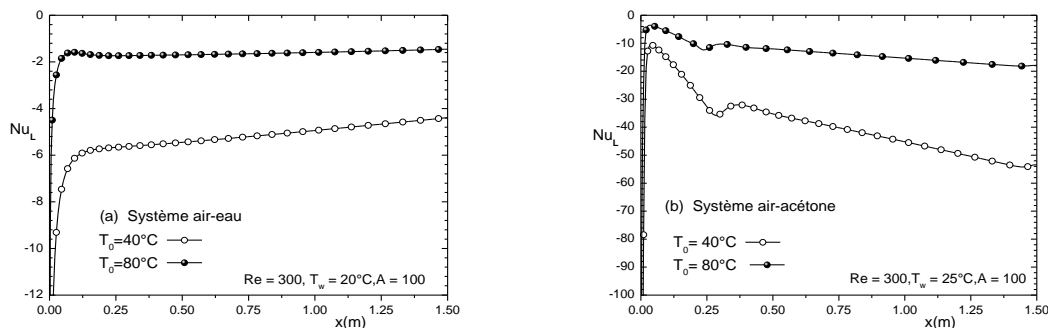


Figure 3 : Evolution axiale du nombre de Nusselt latent pour (a) le système air-eau et (b) le système air-acétone

Conclusion

L'évaporation de deux films liquides ayant des propriétés thermo-physiques largement différentes dans un canal vertical a été étudiée numériquement. Les résultats montrent que les transferts de masse sont plus favorables pour le système air-acétone que le système air-eau. Plus le film liquide est dense et volatile, plus l'évaporation est intense pour une diminution de la température d'entrée de l'air sec. Sous les mêmes conditions de fonctionnement, le refroidissement de l'écoulement induit dans le canal est plus favorable dans le cas du film d'acétone que celui de l'eau.

Nomenclature

A facteur de forme (L/H)
 C_p Chaleur spécifique, $Kj/Kg.k$

D coefficient de diffusion massique, m/s^2
 D_h diamètre hydraulique, $(=2H)$, m

Gr_M	nombre de Grashof massique, $Gr_M = g\beta_m D_h^3 (W_w - W_0) / \nu^2$
Gr_T	nombre de Grashof thermique $Gr_T = g\beta D_h^3 (T_w - T_0) / \nu^2$
H	largeur du canal, m
h_{fg}	chaleur latente de vaporisation, Kj/Kg
k	conductivité thermique, W/mK
L	longueur du canal, m
N	rapport des forces de flottabilités (Gr_M/Gr_T)
P	pression statique, Pa
Pr	nombre de Prandtl, (ν/α)
Re	nombre de Reynolds, $(u_0 D_h/\nu)$
Sc	nombre de Schmidt, (ν/D)
T	température, $^{\circ}C$
u	vitesse axiale, m/s
v	vitesse transversale, m/s

W	fraction massique, Kg/Kg
x	coordonnée axiale, m
y	coordonnée transversale, m
Symboles grecs	
α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
β	coefficient d'expansion thermique. $(1/T_f)$
β_M	coefficient d'expansion massique.
ν	viscosité cinématique, m^2/s
μ	viscosité dynamique, $Kg/m.s$
ρ	densité, Kg/m^3

Exposant, Indices

0	grandeur à l'entrée du canal.
m	valeur moyenne de la grandeur.
w	valeur sur la paroi du canal.

Références

- [1] O. Oulaid, B. Benhamou, B. Galanis, Flow reversal in combined laminar mixed convection heat and mass transfer with phase change in a vertical channel, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Volume 31, Pages 711–721, 2010.
- [2] W.M.Yan C.Song, Numerical study of liquid film cooling in turbulent gas stream, *Int.J. Heat and mass Transfer*, Volume 36, Pages 3877-3885, 1993.
- [3] W.M.Yan, Effects of film vaporization on turbulent mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel, *Int.J. Heat and mass Transfer*, Volume 38, Pages 713-722, 1995.
- [4] W.M.Yan, Turbulent mixed convection heat and mass transfer in a wetted channel, *Int.J. Heat and mass Transfer*, Volume 117, Pages 229-233, 1995.
- [5] N.Laaroussi G.Lauriat G.Desrayaud, Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel, *Int. J. Heat Mass Transf*, Volume 52, Pages 151-164, 2008
- [6] L.C.Burmeister, *Convective Heat Transfer*, second ed. Wiley-Interscience, New York, USA. 1993.
- [7] S.V.Patanka, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York, 1980.
- [8] G.Desrayaud G.Lauriat, Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels, *Heat Mass Transf*, volume 37, Pages 67-76, 2009
- [9] D. Perry, Perry's, *Chemical Engineers, Handbook*, Mc Graw-Hill, New York, 1999