

Refroidissement adiabatique de l'air par évaporation d'un film liquide binaire dans un canal vertical.

Monssif NAJIM¹, Mbarek FEDDAOUI^{1*}, Abderrahman NAIT ALLA¹, Adil CHAREF¹, Nabila LABSI²

¹Laboratoire Génie de l'Energie, Matériaux et Systèmes (LGEMS)
ENSA, Agadir, Maroc

²Equipe Rhéologie et Simulation Numérique des Ecoulements, Alger, Algérie
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene

*(auteur correspondant : m.feddaoui@uiz.ac.ma)

Résumé - Le refroidissement adiabatique est de plus en plus rencontré en industrie. Le besoin de systèmes de conditionnement plus efficaces a conduit au développement du refroidissement par évaporation. Dans cet objectif, notre travail porte sur l'étude numérique du refroidissement d'un flux d'air chaud par un film liquide descendant le long d'un canal vertical. Les transferts massiques et thermiques ont été évalués par la résolution des équations gouvernantes dans le liquide et le gaz. Les simulations présentent l'effet des paramètres d'entrée ainsi que le mélange liquide eau-éthanol sur le refroidissement de l'air chaud.

Nomenclature

A	rapport de forme
C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
b	largeur du canal, m
D	diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$
h_{fg}	enthalpie d'évaporation, $J.kg^{-1}$
\dot{m}	flux massique d'évaporation, $kg.s^{-1}.m^{-2}$
Mr	taux massique d'évaporation
P	pression, Pa
Q_L	flux de chaleur latent, $W.m^{-2}$
Q_S	flux de chaleur sensible, $W.m^{-2}$
Q_{fc}	flux thermique convectif, $W.m^{-2}$
T	température, K
u	vitesse selon x, $m.s^{-1}$
v	vitesse selon y, $m.s^{-1}$
w	fraction massique de la vapeur
x	coordonnée longitudinal, m

Symboles grecs

δ	épaisseur du film liquide, m
λ	conductivité thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
Γ	débit massique linéique, $kg.s^{-1}.m^{-1}$

Indices et exposants

a	air
b	bulk
i	espèce i
I	interface liquide-vapeur
G	gaz
L	liquide
m	mélange
0	à l'entrée

1. Introduction

Le refroidissement par humidificateur adiabatique est de plus en plus rencontré dans plusieurs applications de conditionnement d'air, notamment les Datacenter. Le besoin de systèmes de conditionnement plus efficaces a conduit au développement de systèmes de refroidissement par évaporation. En effet, le processus d'évaporation a un impact crucial sur les performances et l'efficacité énergétique de plusieurs systèmes dont le dessalement, le conditionnement, le refroidissement etc. Les transferts thermiques se font via la convection et la conduction dans le film liquide et par le changement de phase au niveau de l'interface liquide-air.

Plusieurs auteurs ont traité l'évaporation des films liquides [1–3]. Parmi les premières études numériques réalisées, on trouve en 1992 le travail de Yan [4] qui a étudié l'effet de

l'évaporation d'un film liquide sur les transferts de chaleurs et de masses en convection laminaire mixte. L'étude a révélé que les transferts thermiques entre l'interface du film et le flux gazeux sont dominés par le transfert de chaleur en mode latent, qui est cinq fois plus grand que le transfert par chaleur sensible. Feddaoui et al. [5] ont réalisé une simulation numérique des transferts de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide tout en considérant un flux gazeux turbulent. L'étude a déterminé les conditions pour avoir un meilleur transfert thermique, ainsi que le mécanisme essentiel pour le refroidissement de la paroi du tube. Ensuite plusieurs travaux ont été réalisés sur l'évaporation des films liquides en considérant divers fluides et configurations [6–9].

Cherif et al. [10] ont étudiés expérimentalement l'effet de l'évaporation du film sur la convection mixte des transferts de chaleur et de masse dans un canal rectangulaire vertical. Les résultats des expériences montrent que l'évaporation a lieu en la majorité sur la surface des parois. La comparaison entre l'étude numérique et l'expérimentation dans le cas laminaire montre un bon accord.

Malgré l'importante bibliographie consacrée aux phénomènes d'évaporation des films liquides, les travaux consacrés aux films liquides binaires sont limités à cause de leurs difficultés (calcul de l'épaisseur du film binaire et couplage des équations). De plus, à la connaissance des auteurs de ce travail, il n'y a pas ou peu d'études numériques réalisées à l'égard du refroidissement adiabatique d'un flux d'air dans un canal vertical. L'objectif du présent travail est d'étudier le processus du refroidissement d'un flux gazeux par l'évaporation d'un film liquide.

2. Description et formulation du problème

Le problème physique étudié (figure 1) est un canal vertical symétrique formé de deux plaques parallèles thermiquement isolées distantes de $2b$. Les parois sont traversées par un film liquide tombant le long du canal. A l'entrée, ce dernier a une température T_{L0} , un débit massique Γ_0 , et des fractions massiques $w_{L,i}$ tandis que l'air entre avec un nombre de Reynolds Re , une température T_{G0} , et fractions massiques $w_{G,i}$.

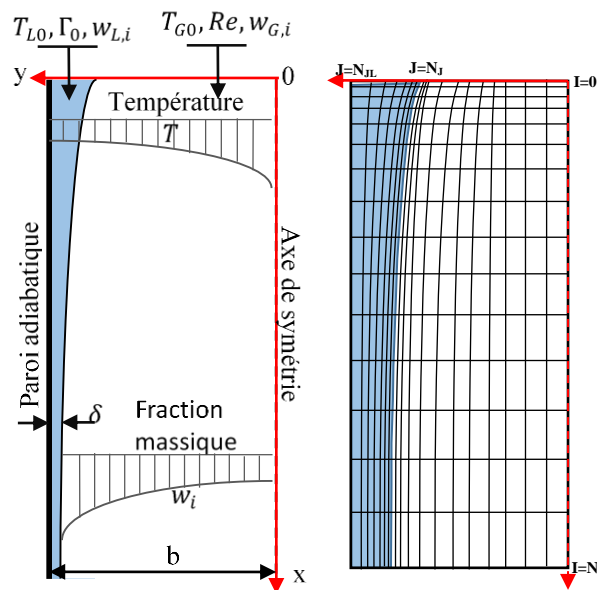


Figure 1: Géométrie et maillage global du problème

2.1. Equations gouvernantes

Pour rendre la modélisation de ce problème possible, nous élaborons les hypothèses suivantes : l'approximation de la couche limite est partout valable, le régime est laminaire sans onde et permanent, les mélanges considérés idéaux sont supposés en équilibre thermodynamique, et finalement la dissipation de l'énergie par la viscosité et les effets de Dufour et Soret sont supposés négligeables. Ainsi, les équations gouvernantes dans les deux phases sont formulées comme suit.

Les propriétés thermo-physique de l'eau et de l'éthanol dans les deux phases ainsi que les lois des mélanges gazeux et liquide sont tirées à partir de [11,12].

2.1.1. Dans la phase liquide

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces dans la phase liquide sont :

$$\nabla \cdot (\rho_L \vec{u}_L) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho_L \vec{u}_L \cdot u_L) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_L \nabla u_L) + \rho_L g \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\rho_L \vec{u}_L C_{pL} T_L) = \nabla \cdot (\lambda_L \nabla T_L) + \nabla \cdot (\rho_L D_{L,12} (C_{pL,1} - C_{pL,2}) \nabla T_L \nabla w_{L,1}) \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\rho_L \vec{u}_L w_{L,i}) = \nabla \cdot (\rho D_{L,im} \nabla w_{L,i}) \quad i = 1,2 \quad (4)$$

2.1.2. Dans la phase gazeuse

Dans la phase gazeuse, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces sont :

$$\nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G) = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G \cdot \vec{u}_G) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_G \nabla \vec{u}_G) + \rho_G g \quad (6)$$

$$\nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G C_{pG} T_G) = \nabla \cdot (\lambda_G \nabla T_G) + \nabla \cdot (\sum_{i=1}^2 \rho_G C_{pG,i} D_{G,im} \Delta T_G \nabla w_{G,i}) \quad i = 1,2, a \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G w_{G,i}) = \nabla \cdot (\rho D_{G,im} \nabla w_{G,i}) \quad i = 1,2, a \quad (8)$$

2.2. Conditions aux limites

- A l'entrée du tube (x=0) :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_0; \quad T_L = T_{L0}; \quad w_{L,i} = w_{L0,i} & i = 1,2 \\ u &= u_0; \quad T_G = T_{G0}; \quad w_{G,i} = w_{G0,i} & i = 1,2, a \end{aligned} \quad (9)$$

- A la paroi mouillée (y=b) :

$$\frac{\partial T_L}{\partial y} = 0; \quad u_L = 0; \quad \frac{\partial w_{L,i}}{\partial y} = 0 \quad i = 1,2 \quad (10)$$

- A l'axe de symétrie (y=0) :

$$\frac{\partial T_G}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial u_G}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial w_{G,i}}{\partial y} = 0 \quad i = 1,2, a \quad (11)$$

Au niveau de l'interface $y = b - \delta$: La continuité des composantes de la vitesse, des températures, des contraintes de cisaillement et des densités de flux de chaleur est exprimée par les relations suivantes :

$$u_l(x) = u_{G,l} = u_{L,l}; \quad T_l(x) = T_{G,l} = T_{L,l} \quad (12)$$

$$\tau_I = \left[\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right]_{L,I} = \left[\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right]_{G,I} \quad (13)$$

$$\left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right]_{L,I} = \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right]_{G,I} + \dot{m} h_{fg} \quad (14)$$

$$\dot{m}_i = \dot{m} w_{L,i} - \rho_L D_{L,12} \frac{\partial w_{L,i}}{\partial y} = \dot{m} w_{G,i} - \rho_G D_{G,im} \frac{\partial w_{G,i}}{\partial y} \quad (15)$$

A ces conditions, nous rajoutons les équations de conservation de masse dans les deux phases.

$$\Gamma_0 = \int_{b-\delta}^b (\rho u dy)_L + \int_0^x \rho_G v_I dx \quad (16)$$

$$(b - \delta_0) \rho_0 u_0 = \int_0^{b-\delta} \rho_G u_G dy - \int_0^x \rho_G v_I dx \quad (17)$$

Le débit massique d'évaporation à l'interface est donné par :

$$\dot{m} = \frac{\rho_G \sum_{i=1}^2 D_{G,im} \frac{\partial w_{G,i}}{\partial y}}{1 - \sum_{i=1}^2 w_{G,i}} \quad (18)$$

3. Résolution numérique

Les équations différentielles dans les deux phases couplées, avec les conditions aux limites et celles de l'interface dans la présente simulation, sont traitées numériquement, en discrétisant les équations de conservation dans le liquide et le gaz par un schéma implicite aux différences finies. Cette discrétisation conduit à des systèmes d'équations algébriques que nous résolvons à l'aide de l'algorithme de Thomas [13]. Un balayage ligne par ligne est nécessaire pour que la conservation du débit massique et la continuité des flux massique et thermique à l'interface liquide-gaz soient vérifiées. Pour affiner notre calcul numérique, on a choisi un maillage non uniforme en utilisant une progression géométrique dans la direction axiale et transversale en tenant compte de la variation irrégulière des variables à l'interface gaz-liquide et à l'entrée.

Dans notre cas, il s'agit d'un maillage bidimensionnel arrangé pour avoir une densité serrée à l'interface gaz-liquide et à l'entrée du canal. Dans cet arrangement de taux constant, chaque pas de maillage est augmenté par un pourcentage fixe. Ceci est une conséquence d'une progression géométrique entre deux pas successifs. Le réseau bidimensionnel possède N_I nœuds dans la direction de l'écoulement, N_{IL} nœuds dans la direction transversale et N_J nœuds dans la direction transversale lié à la phase gazeuse (figure 1).

4. Résultats et discussion

Dans cette étude, tous les cas de simulation sont tracés en considérant un écoulement gazeux sec entrant à 35 °C et 1 atm. La longueur du canal étudié est 2.0 m tandis que sa largeur est de 0,02 m. Deux valeurs du nombre de Reynolds du gaz sont prises, tandis que les conditions d'entrée du film liquide sont variées. Le tableau suivant résume les conditions de simulation à l'entrée du canal pour l'eau pure (I) et pour un mélange eau-éthanol à 50% (II) :

	Cas	T_{L0} (°C)	T_{G0} (°C)	Γ_0 (kg/m.s)	Re
(I) Eau	1	20	35	0,01	500
	2	20	35	0,01	1000

(II) Eau-Ethanol	3	20	35	0,04	500
		4	15	35	0,01

Tableau 1 : Conditions de simulation à l'entrée du canal

Dans la suite de ce travail, le cas 1 est le cas de référence. Ainsi, le passage aux autres cas est effectué en changeant un seul paramètre à la fois : augmentation de Re à 1000 dans le cas 2, augmentation de Γ_0 à $0.04 \text{ kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$ dans le cas 3 et réduction de T_{L0} à 15°C dans le 4^{ème} cas.

Pour l'évaluation des transferts thermiques, nous présentons sur la figure 2 la variation du flux convectif dans l'eau et le mélange eau-éthanol. Le flux convectif Q_{fc} dans les deux liquides prend des valeurs négatives, indiquant en premier lieu un refroidissement du film liquide en partant vers la sortie du canal. La comparaison entre les deux liquides montre que le mélange eau-éthanol a un flux convectif plus important en valeur absolue. La diminution de la température du film liquide est provoquée par la libération de son énergie thermique. En effet, les films liquides absorbent de l'énergie thermique du flux d'air contribuant ainsi au refroidissement de l'écoulement gazeux. Cette énergie absorbée est dissipée par évaporation du film liquide. Or, l'ajout de l'éthanol à l'eau permet d'obtenir un mélange plus volatile, la dégradation de la température (flux convectif dans le liquide plus important) est plus importante dans le cas du mélange. Ces constatations sont confirmées sur la figure 3 représentant l'évolution de la température à l'interface liquide-gaz. De plus, la diminution de T_{L0} réduit le flux convectif dans les films liquides étudiés, par conséquent la température à l'interface ne varie pas fortement en comparaison des cas 1 et 2. Lorsque le liquide entre avec un grand débit, le temps d'interaction avec le flux gazeux diminue. Par conséquent, la température est la plus élevée à l'interface dans ce cas, mais la manière dont se comportent Q_{fc} et T_i est relativement similaire au cas 4. Quant à l'effet de Re , il est évident que son augmentation favorise le transport convectif du flux de chaleur par les films liquides conduisant ainsi à une diminution de la température.

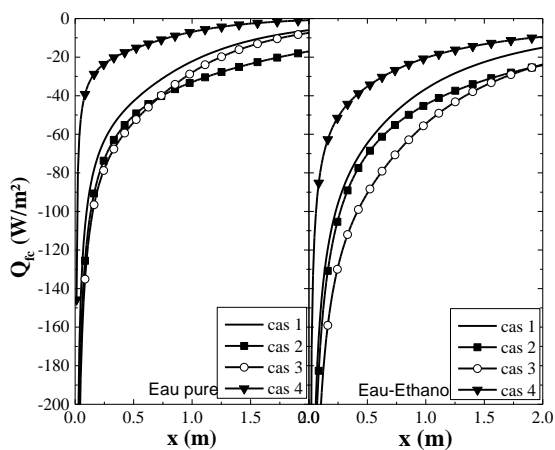


Figure 2 : Evolution du flux de chaleur convectif dans les films liquides le long du canal

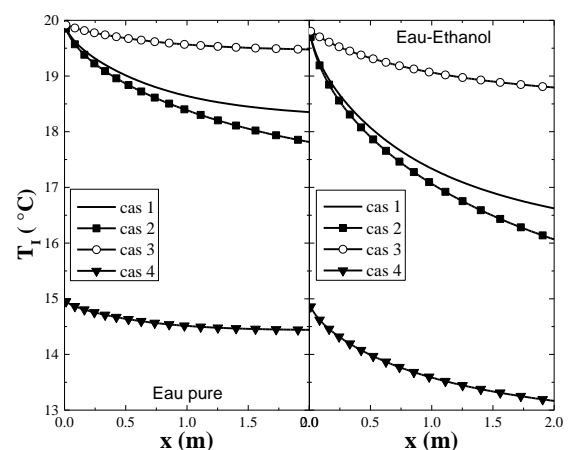


Figure 3 : Variation de la température le long du film liquide à l'interface liquide-gaz

La figure 4 présente la variation du flux de chaleur latent le long du canal pour les différents cas d'étude. Le plus faible transfert de chaleur latent est observé lorsque le film liquide a 15°C , suivie par le cas du film liquide à grand débit et finalement le cas à grand nombre de Reynolds. Le flux latent correspondant à $T_{L0} = 15^\circ\text{C}$ est le plus bas à cause de la basse température du film liquide qui ne permet pas une bonne évaporation du film mais un bon échange de chaleur sensible comme précisé sur la Figure 5. La comparaison entre l'eau pure et le mélange révèle

que les flux sensible et latent sont plus importants dans le cas du mélange. Ces résultats confirment les constatations précédentes de la figure 2 et 3.

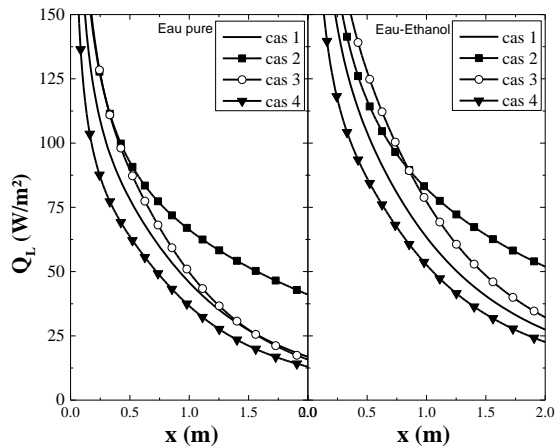


Figure 4 : Evolution du flux latent à l'interface le long du canal

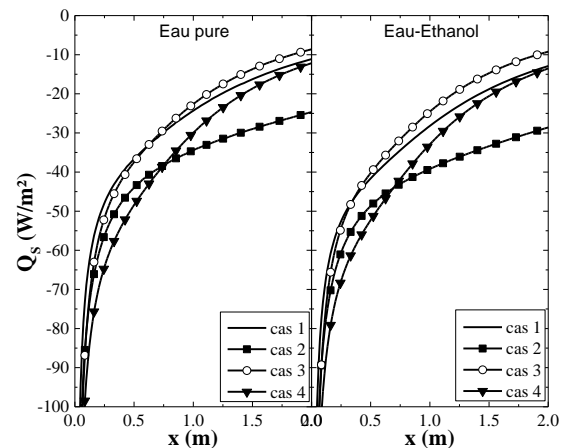


Figure 5 : Evolution du flux sensible à l'interface le long du canal

La variation de la température moyenne de l'écoulement gazeux est aussi donnée sur la figure 6. Une analyse globale de la figure montre un meilleur refroidissement du flux gazeux par le mélange eau-éthanol pour $T_{L0} = 15^\circ\text{C}$ et pour les valeurs réduites de Re et Γ_0 . D'après ces résultats, l'augmentation de la volatilité du film liquide améliore le refroidissement du flux gazeux à travers la chaleur latente. Au contraire, l'augmentation de Re n'assure pas un bon refroidissement de l'air qui passe de 35 à 25°C dans le meilleur des cas. Par contre, un liquide entrant à 15°C permet de diminuer la température du gaz à 18°C pour l'eau pure et 17°C pour le mélange eau-éthanol. Apparemment, doubler le débit d'entrée du film liquide n'a pas un effet notable sur la température moyenne du gaz en comparaison avec le cas de référence (cas 1). Il garantit un refroidissement moyen.

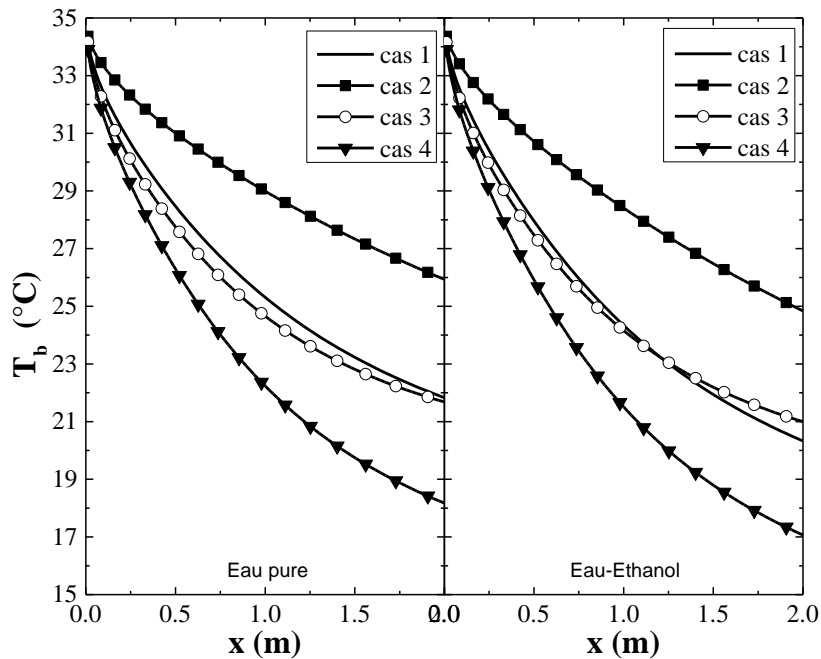


Figure 6 : Variation de la température moyenne (bulk) de l'écoulement gazeux le long du canal

5. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié l'effet des conditions à l'entrée du canal sur le processus de refroidissement d'un écoulement d'air chaud. Les transferts thermiques et massiques ont été évalués à travers l'analyse des flux de chaleur sensible et latent échangés à l'interface et à travers le flux convectif absorbé par le liquide. Les résultats obtenus indiquent que le meilleur refroidissement du gaz a lieu pour une température réduite du film liquide et par le mélange eau-éthanol. Ces conditions ont permis de refroidir l'écoulement gazeux jusqu'à 17°C à la sortie du canal. Par contre, l'augmentation de la vitesse du gaz, n'a permis qu'un refroidissement modeste qui atteint 25°C. En outre, l'utilisation de l'éthanol (pour augmenter la volatilité des films liquides) dans les applications de conditionnement d'air par évaporation des films liquides est recommandée dans ces conditions.

Références

- [1] W.W. Baumann, F. Thiele, *Heat and mass transfer in evaporating two-component liquid film flow*, Int. J. Heat Mass Transf. 33 (1990) 267–273.
- [2] A.A. Cherif, A. Daïf, *Etude numérique du transfert de chaleur et de masse entre deux plaques planes verticales en présence d'un film de liquide binaire ruisselant sur l'une des plaques chauffée*, Int. J. Heat Mass Transf. 42 (1999) 2399–2418.
- [3] M. Feddaoui, E.M. Belahmidi, A. Mir, A. Bendou, *Numerical study of the evaporative cooling of liquid film in laminar mixed convection tube flows*, Int. J. Therm. Sci. 40 (2001) 1011–1020.
- [4] Y. Wei-Mon, *Effects of film evaporation on laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel*, Int. J. Heat Mass Transf. 35 (1992) 3419–3429.
- [5] M. Feddaoui, A. Mir, E. Belahmidi, *Cocurrent turbulent mixed convection heat and mass transfer in falling film of water inside a vertical heated tube*, Int. J. Heat Mass Transf. 46 (2003) 3497–3509.
- [6] M. Feddaoui, H. Meftah, A. Mir, *The numerical computation of the evaporative cooling of falling water film in turbulent mixed convection inside a vertical tube*, Int. Commun. Heat Mass Transf. 33 (2006) 917–927.
- [7] S. Senhaji, M. Feddaoui, T. Mediouni, A. Mir, *Simultaneous heat and mass transfer inside a vertical tube in evaporating a heated falling alcohols liquid film into a stream of dry air*, Heat Mass Transf. 45 (2009) 663–671.
- [8] A. Nait Alla, M. Feddaoui, H. Meftah, *Numerical study of the evaporation by mixed convection of ethanol in partially heated plate along a vertical channel*, Int. J. Heat Mass Transf. 89 (2015) 206–215.
- [9] M. Najim, M. Feddaoui, A. Charef, H. Meftah, *Computational study of saline water film evaporation in a vertical tube*, Desalination. 408 (2017) 81–91.
- [10] A.S. Cherif, M.A. Kassim, B. Benhamou, S. Harmand, J.P. Corriou, S. Ben Jabrallah, *Experimental and numerical study of mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel with film evaporation*, Int. J. Therm. Sci. 50 (2011) 942–953.
- [11] J.P.O. Bruce E. Poling, John M.Prausnitz, *The Properties of Gases and Liquids*, Fifth Edit, McGRAW-HILL, New York, 2001.
- [12] J.O. Maloney, *Conversion factors and mathematical symbols*, *Perrys' Chem. Eng. Handb.* (2007) 21.
- [13] S. V Patankar, *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere/McGraw Hill, New York, 1980.