



SIMULATION NUMERIQUE DE LA CONDENSATION EN FILM LIQUIDE PAR CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL VERTICAL

Mustapha AIT HSSAIN, Rachid MIR, Youness EL HAMMAMI, Mohamed EL HATTAB

Laboratoire de Mécanique, Procédés de l'Energie et de l'Environnement (LMPEE) Ecole Nationale des Sciences Appliquées, université Ibn Zohr, Agadir, Maroc

ait.hssain90@gmail.com

Résumé :

Cette étude porte sur la simulation numérique de la condensation en film par convection mixte dans un canal vertical. La discrétisation des équations aux dérivées partielles et les conditions aux limites a été faite à l'aide de la méthode des volumes finis. Les équations couplées de convection et de diffusion sont résolues à l'aide de schéma de puissance et l'algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse. Après discrétisation, le système tri-diagonal obtenu associé aux conditions aux limites et à l'interface, est résolu à l'aide de l'algorithme de Thomas. Dans cette étude des résultats détaillés incluant les profils de la température, de la vitesse, de la concentration, de l'épaisseur du film liquide, ainsi que le nombre de Nusselt locale sont présentés.

Mots clés : *condensation, film liquide, canal vertical, convection mixte, volume finis*

1. Introduction

Dans le présent travail, la condensation en film par convection mixte dans un canal vertical est étudiée numériquement. Le processus de la condensation/évaporation est souvent rencontré dans de nombreuses applications comme les centrales à vapeur, les centrales nucléaires, humidification, séchage...etc. La maîtrise du phénomène du transfert lors de la condensation s'avère nécessaire pour une bonne utilisation et exploitation de l'énergie dans les canaux à condensation. L'étude de ces phénomènes est toutefois fort complexe du fait de plusieurs paramètres mis en jeu dans les problèmes des écoulements avec changement de phase.

L'étude de la condensation de la vapeur est relativement récente. Elle a été débutée en 1916 avec les travaux de Nusselt [1] qui a considéré une vapeur pure saturée en contact avec une paroi plane froide verticale. Cette étude a été fondée sur une base d'hypothèses très restrictives afin de déterminer des profils de température, de la vitesse, du débit, de l'épaisseur de film liquide et du coefficient de transfert thermique entre vapeur et la paroi. Louahlia et Panday [2] ont procédé à une étude numérique de la condensation en film entre deux plaques horizontales par convection forcée des fluides frigorigènes R123-R134a et de leur mélange. L'étude est menée en tenant compte des forces de pression, de l'égalité des contraintes inter-faciales liquide et vapeur, de l'effet Dufour, des termes d'inertie et de diffusion d'enthalpie, dans les deux phases ainsi que de la variation des propriétés physiques en fonction de la température et de la concentration. Pour la condensation du film laminaire à partir d'un mélange gaz-vapeur dans un tube vertical, Groff et al. [3], Dharma Rao et al. [4] et El-Hammami et al. [5] ont modélisé la condensation en film axisymétrique stationnaire à partir d'un mélange air-vapeur d'eau. Srzic et al. [6] ont contribué à une étude numérique de la condensation en film liquide sur une plaque plane inclinée de vapeur en présence de gaz non condensable. Leur modèle numérique a été élaboré en se basant sur les équations classiques de transfert diphasique, et résolues par la méthode des volumes finis. Leurs résultats montrent que pour les mélanges vapeur d'eau-hydrogène et fréon12-air et dans la gamme de températures considérées, la réduction du taux de condensation et des transferts thermiques en présence de gaz est d'autant plus importante que leur masse molaire est faible. Siow et al. [7] ont analysé l'effet des différents paramètres de fonctionnement sur les transferts lors de la condensation en film laminaire de vapeur en présence de gaz non condensables entre des plaques horizontales, verticales ou inclinées. Le modèle élaboré est basé sur les équations de la couche limite diphasique bidimensionnelle à propriétés physiques variables. ASIS Giri et al. [8] ont étudié

le transfert de chaleur lors de la condensation d'un écoulement laminaire de la vapeur d'eau à 100% d'humidité dans un canal vertical symétriquement refroidie.

L'objectif de ce travail est d'étudier numériquement le phénomène de la condensation de la vapeur d'eau par convection mixte dans un canal vertical en résolvant les équations de conservation dans les deux régions liquide et mélange air-vapeur et de mener une analyse paramétrique en considérant la vitesse et la concentration de la vapeur d'eau à l'entrée du canal.

2. Modèle physique étudié

Nous considérons un mélange gazeux s'écoulant à l'intérieur d'un canal vertical de largeur $2H$. Le condensat d'épaisseur δ (figure.1). La paroi du canal est supposée soumise à une température constante T_w . À l'entrée du canal, arrive un écoulement de mélange gaz-vapeur chaud, à température T_{in} , vitesse V_{in} , pression P_{in} et fraction massique en vapeur d'eau W_{in} . Pour la formulation mathématique du problème, les hypothèses simplificatrices ci-dessous sont prises en considération. Lors de l'écoulement, un mince film liquide se forme sur la paroi froide créant ainsi deux régions distinctes : le film liquide et le mélange gazeux.

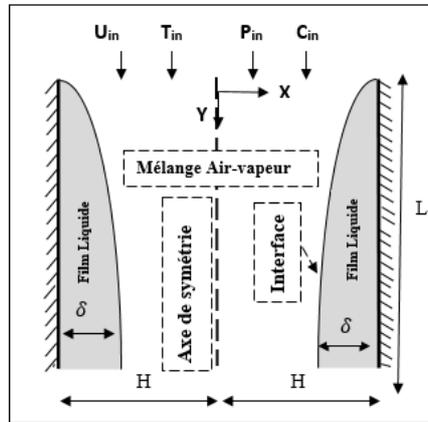


Figure 1: schéma du modèle physique étudié

- Le débit de gaz est laminaire et stationnaire et bidimensionnel.
- L'air et la vapeur sont considérés comme un mélange idéal de vapeur d'eau et d'air sec.
- Les effets Soret et Duffour sont négligeables.
- Le transfert de chaleur par rayonnement et la dissipation visqueuse sont négligés.
- Les forces de pression dans la phase liquide sont négligées.

3. Modèle mathématique

En régime stationnaire et en coordonnées cartésiennes, les transferts dans les phases liquide et gazeuse sont décrits par les équations gouvernantes de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de diffusion ainsi que les équations à l'interface sont écrites comme suit:

3.1 Phase liquide

3.1.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_L u_L) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_L v_L) = 0 \quad (1)$$

3.1.2 Equation de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_L u_L u_L) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_L v_L u_L) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_L \frac{\partial u_L}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_L u_L v_L) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_L v_L v_L) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_L \frac{\partial v_L}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_L \frac{\partial v_L}{\partial y} \right) + \rho_L g \quad (3)$$

3.1.4 Equation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_L u_L C_{PL} T_L) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_L v_L C_{PL} T_L) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_L \frac{\partial T_L}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) \quad (4)$$

3.2 Phase mélange

3.2.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_M u_M) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_M v_M) = 0 \quad (5)$$

3.2.2 Equation de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_M u_M u_M) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_M v_M u_M) = -\frac{\partial P_M}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_M \frac{\partial u_M}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_M \frac{\partial u_M}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_M u_M v_M) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_M v_M v_M) = -\frac{\partial P_M}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_M \frac{\partial v_M}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_M \frac{\partial v_M}{\partial y} \right) + \rho_M g \quad (7)$$

3.2.3 Equation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_M u_M C_{PM} T_M) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_M v_M C_{PM} T_M) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_M \frac{\partial T_M}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_M \frac{\partial T_M}{\partial y} \right) \quad (8)$$

3.2.4 Equation de diffusion

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_M u_M W) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_M v_M W) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_M D \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_M D \frac{\partial W}{\partial y} \right) \quad (9)$$

Un changement de variable de coordonnées $(x; y)$ aux coordonnées $(\chi; \eta)$ a été fait de la façon suivante :

$$\begin{aligned} y &= \chi & \text{pour} & \quad 0 \leq y \leq L \\ \eta &= \frac{x}{\delta} & \text{pour} & \quad 0 \leq x \leq \delta \\ \eta &= \frac{x - \delta}{H - \delta} + 1 & \text{pour} & \quad \delta \leq x \leq H \end{aligned}$$

3.3 Les équations adimensionnelles transformées dans la phase liquide

3.3.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[U_L - \eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_L \right] + \frac{\partial (\delta^* V_L)}{\partial \chi} = 0 \quad (10)$$

3.3.2 Equation de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_L U_L)}{\partial \eta} + \frac{\partial (V_L \delta^* U_L)}{\partial \chi} &= \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Re}_m} \frac{1}{\delta^*} \right) \left[\frac{1}{\delta^*} \frac{\partial^2 U_L}{\partial \eta^2} + \delta^* \frac{\partial^2 U_L}{\partial \chi^2} \right] \\ - \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Re}_m} \right) &\left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial U_L}{\partial \chi} - \frac{\eta}{\delta} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_L}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_L}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_L U_L \right] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_L U_L)}{\partial \eta} + \frac{\partial (V_L \delta^* V_L)}{\partial \chi} &= \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Re}_m} \right) \left[\frac{1}{\delta^*} \frac{\partial^2 V_L}{\partial \eta^2} + \delta^* \frac{\partial^2 V_L}{\partial \chi^2} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_L V_L \right] \\ - \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Re}_m} \right) &\left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial V_L}{\partial \chi} - \frac{\eta}{\delta} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial V_L}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial V_L}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{g \delta^* H^3}{\text{Re}_m^2} \left(\frac{\rho_m}{\mu_m} \right)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

3.3.3 Equation d'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_L C_{PL} u_L T_L)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\rho_L C_{PL} \delta v_L T_L)}{\partial \chi} &= \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Pr}_L \text{Re}_m} \right) \left[\frac{1}{\delta^*} \frac{\partial^2 T_L^*}{\partial \eta^2} + \delta^* \frac{\partial^2 T_L^*}{\partial \chi^2} \right] \\ - \left(\frac{\rho_m \mu_L}{\rho_L \mu_m \text{Pr}_L \text{Re}_m} \right) &\left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial T_L^*}{\partial \chi} - \frac{\eta}{\delta} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial T_L^*}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial T_L^*}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_L T_L^* \right] \end{aligned} \quad (13)$$

3.4 Les équations adimensionnelles transformées dans la phase mélange

3.4.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[U_M - (2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_M \right] + \frac{\partial \left((1-\delta^*) V_M \right)}{\partial \chi} = 0 \quad (14)$$

3.4.2 Equation de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_M U_M)}{\partial \eta} + \frac{\partial \left((1-\delta^*) U_M V_M \right)}{\partial \chi} = & - \frac{\partial P_M^*}{\partial \eta} + \left(\frac{1}{\text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial^2 U_M}{\partial \eta^2} + (1-\delta^*) \frac{\partial^2 U_M}{\partial \chi^2} \right] \\ & + \left(\frac{1}{\text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial U_M}{\partial \chi} + \frac{(\eta-2)}{(1-\delta^*)} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_M}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_M}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} U_M V_M \right] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_M V_M)}{\partial \eta} + \frac{\partial \left[(1-\delta^*) V_M V_M \right]}{\partial \chi} = & - \left[\frac{\partial}{\partial \chi} \left((1-\delta^*) P_M^* \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} (\eta-2) P_M^* \right) \right] \\ & + \left(\frac{1}{\text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial^2 V_M}{\partial \eta^2} + (1-\delta^*) \frac{\partial^2 V_M}{\partial \chi^2} \right] + \frac{g (1-\delta^*) H^3}{\text{Re}_{in}^2} \left(\frac{\rho_{in}}{\mu_{in}} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_M V_M \right] \\ & + \left(\frac{1}{\text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial U_M}{\partial \chi} + \frac{(\eta-2)}{(1-\delta^*)} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_M}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\eta \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial U_M}{\partial \eta} \right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

3.4.3 Equation d'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_M T_M^*)}{\partial \eta} + \frac{\partial \left((1-\delta^*) V_M T_M^* \right)}{\partial \chi} = & \left(\frac{1}{\text{Pr}_M \text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial^2 T_M^*}{\partial \eta^2} + (1-\delta^*) \frac{\partial^2 T_M^*}{\partial \chi^2} \right] \\ & + \left(\frac{1}{\text{Pr}_M \text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial T_M^*}{\partial \chi} + \frac{2-\eta}{1-\delta^*} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial T_M^*}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left((2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial T_M^*}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_M T_M^* \right] \end{aligned} \quad (17)$$

3.4.4 Equation de diffusion

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_M W)}{\partial \eta} + \frac{\partial \left((H-\delta) V_M W \right)}{\partial \chi} = & \left(\frac{1}{\text{Sc} \text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial W}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \chi} \left((1-\delta^*) \frac{\partial W}{\partial \chi} \right) \right] \\ & + \left(\frac{1}{\text{Sc} \text{Re}_{in}} \right) \left[\frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left(\frac{\partial W}{\partial \chi} + \frac{(\eta-2)}{(1-\delta^*)} \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial W}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \left((\eta-2) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} \frac{\partial W}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(2-\eta) \frac{\partial \delta^*}{\partial \chi} V_M W \right] \end{aligned} \quad (18)$$

3.5 Conditions aux limites

Les conditions d'entrée et de limite dans les coordonnées transformées sont détaillées ci-dessous.

A l'entrée du canal : $\chi = 0$;

$$U_M = 0. ; V_M = V_{in} ; T_M^* = T_{in} ; W = W_{in} \quad (19)$$

Sur la paroi gauche: $\eta = 0$;

$$U_L = 0 ; V_L = 0 ; T_L^* = T_W^* \quad (20)$$

A l'interface : $\eta = 1$;

$$V_{L,i} = V_{M,i} \quad (21)$$

$$\frac{\mu_L}{\mu_M} \frac{1}{\delta^*} \frac{\partial V_L}{\partial \eta} \Big|_i = \frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial V_M}{\partial \eta} \Big|_i \quad (22)$$

$$T_{L,i}^* = T_{M,i}^* = T_{sat}^* \quad (23)$$

$$J_i^{**} = \frac{1}{\text{Re}_{in} \text{Sc} (1-W_i) (1-\delta^*)} \frac{\partial W}{\partial \eta} \Big|_i \quad (24)$$

$$\frac{1}{\delta^*} \frac{\partial T_L^*}{\partial \eta} \Big|_i = \frac{k_M}{k_L} \frac{1}{1-\delta^*} \frac{\partial T_M^*}{\partial \eta} \Big|_i - \left(\frac{\mu_M}{\mu_L} \right) \left(\frac{\text{Pr}_L \text{Re}_{in}}{\text{Ja}} \right) J_i^{**} \quad (25)$$

$$\frac{\rho_{L,i}}{\rho_{M,i}} \left(U_{L,i} - V_{L,i} \frac{d\delta^*}{d\chi} \right) = \left(U_{M,i} - V_{M,i} \frac{d\delta^*}{d\chi} \right) = J_i^{**} \quad (26)$$

Sur l'axe de symétrie: $\eta = 2$;

$$\frac{\partial T_M^*}{\partial \eta} = 0. ; \frac{\partial W}{\partial \eta} = 0. ; U_M = 0. ; \frac{\partial V_M}{\partial \eta} = 0. \quad (27)$$

4. Méthode Numérique

La discrétisation des équations aux dérivées partielles et les conditions aux limites a été faite à l'aide de la méthode des volumes finis. Les équations couplées de convection et de diffusion sont résolues à l'aide de schéma de puissance [9]. Après discrétisation, le système tri-diagonal obtenu associé aux conditions aux limites et à l'interface sera résolu à l'aide de l'algorithme de Thomas et l'algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse. La solution numérique décrite ci-dessus a été mise en œuvre dans uncode en langage FORTRAN. Ce code a été soigneusement testé par souci de cohérence et de précision des résultats obtenus. Les tests d'indépendance du maillage et ceux de validation ont été effectués.

Le maillage du système est non uniforme : La phase gazeuse est divisée en NM volumes de contrôles, la phase liquide est divisée en NL volumes de contrôles et la direction Y est divisée en NY volumes de contrôles. L'indépendance du maillage a été testée en utilisant différentes tailles de grille. Les gammes de valeurs utilisées dans ces tests sont : $21 \leq NM \leq 121$; $21 \leq NL \leq 121$; $251 \leq NY \leq 1000$. Les résultats de ce travail est présenté en considérant le maillage suivant $NL = 81$, $NM = 81$, $NY = 501$.

6. Validation

Pour valider le présent code de calcul, nous avons comparé nos calculs numériques avec les résultats de la littérature d'ASIS GIRI et al [8]. Ce dernier a étudié le transfert de chaleur lors de la condensation dans un canal vertical symétriquement refroidie de longueur $L = 0.75m$, de largeur $H = 0.005m$, $Re = 1935.$, $P_{in} = 1 atm$. La vapeur entre à 100% d'humidité. Les résultats trouvés montrent un bon accord avec ceux de la littérature [8] Figure 2.

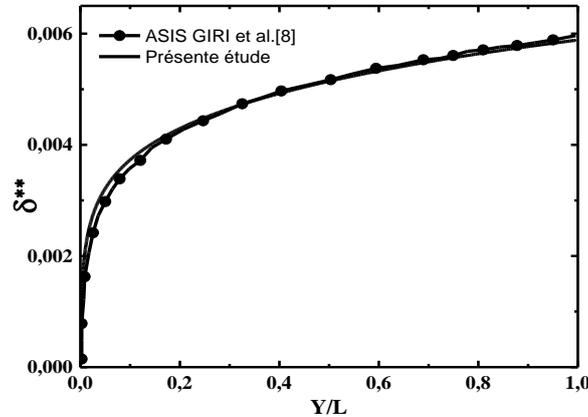


Figure 2 comparaison de l'épaisseur du film liquide avec ASIS GIRI et al. [8]

7. Résultats et discussions

Les résultats obtenus pour l'étude de la condensation en film liquide d'un écoulement de mélange air-vapeur le long d'un canal vertical à paroi isotherme sont pour trois nombre de Reynolds à l'entrée ($Re_{in} = 1000$; $Re_{in} = 1500$; $Re_{in} = 2000$) et une gamme de fraction de la vapeur entre (95% à 80%), les résultats présentées dans cette étude comprennent les profils de vitesse de température de l'épaisseur du film liquide ainsi que les nombres du Nusselt et de Sherwood locale. Les calculs ont été effectués pour les conditions suivantes :

- Dimensions du canal : longueur $L = 1m$, demi-largeur $H = 0.01m$
- La température de la paroi : $T_w = 323.15K$
- Ecart de la température entre le mélange gazeux et la paroi : $\Delta T = T_{in} - T_w = 20^\circ C$
- L'humidité relative $Hr = 100\%$

- La pression d'entrée est calculée par la relation suivante :

$$P_{in} = \frac{[Hr(P_{v,sat})_{in}][1 - (1 - W_{in})(1 - M_v/M_a)]}{W_{in}} \quad (28)$$

7.1 Profils de vitesse, de température et de concentration en vapeur

La figure 3 représente les profils de vitesse à différents endroits Y^* du canal. La température de la paroi T_w est maintenue constante, l'écoulement du mélange entre à une température T_{in} , une concentration W_{in} et un nombre de Reynolds $Re_{in} = 1000$. A l'entrée du canal l'écoulement du mélange air-vapeur arrive avec une forte concentration de vapeur chaude et rencontre la paroi froide. Ainsi la condensation débute, conduisant à un développement d'un film liquide mince. Les profils de la vitesse diminuent du centre de canal vers l'interface liquide vapeur par l'effet de la contrainte de cisaillement vu que la viscosité du liquide est plus grande que celle du mélange à l'interface liquide vapeur. Une masse volumique et une viscosité plus élevées de la phase liquide font que le condensat s'accumule très lentement (moins de 4% de V_{in}) sur la paroi du canal. Ensuite, l'évacuation de la vapeur vers le liquide pendant la condensation provoque une diminution de la quantité de mouvement. Par conséquent les profils de vitesse en phase vapeur diminuent continuellement en amplitude le long du canal indiquant que plus de vapeur est condensée. En revanche, les profils de vitesse dans la phase liquide augmentent progressivement le long de l'écoulement sous l'effet de son entrainement par le courant gazeux et aussi sous l'effet de la gravité.

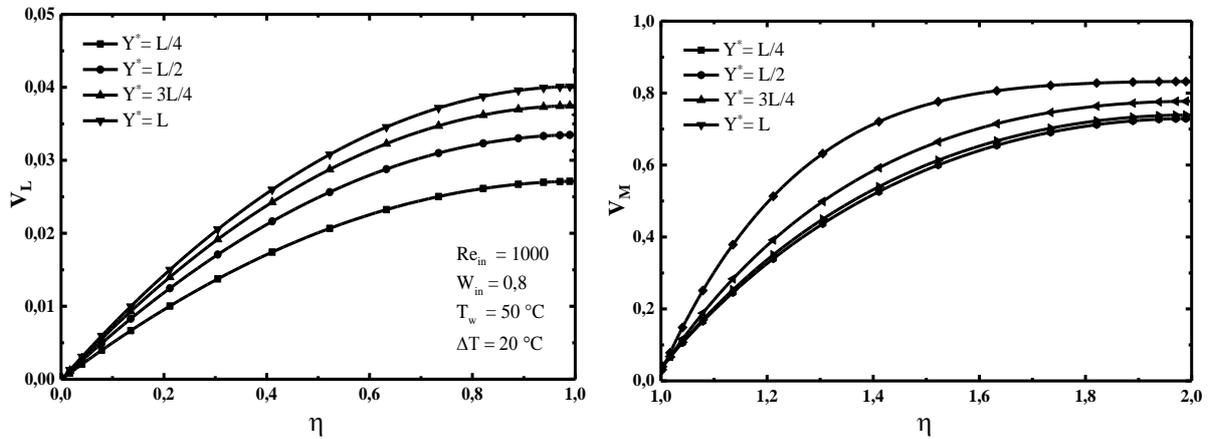


Figure 3: Profils de vitesse dans les deux milieux liquide-mélange

Les figures 4 et 5 représentent les profils de température et de concentration en vapeur à différents endroits Y^* du canal. Les profils de la température et de la concentration dans la phase vapeur subissent un décroissement en se dirigeant vers l'interface liquide vapeur et le long de l'écoulement (T_{in} tend vers T_i et W_{in} tend vers W_i). La condensation de la vapeur s'accompagne d'une diminution de la fraction massique de la vapeur provoquant une diminution de la température de mélange. En effet, la température inter-faciale est liée à la pression partielle qui est également liée à la concentration de la vapeur (équation 28).

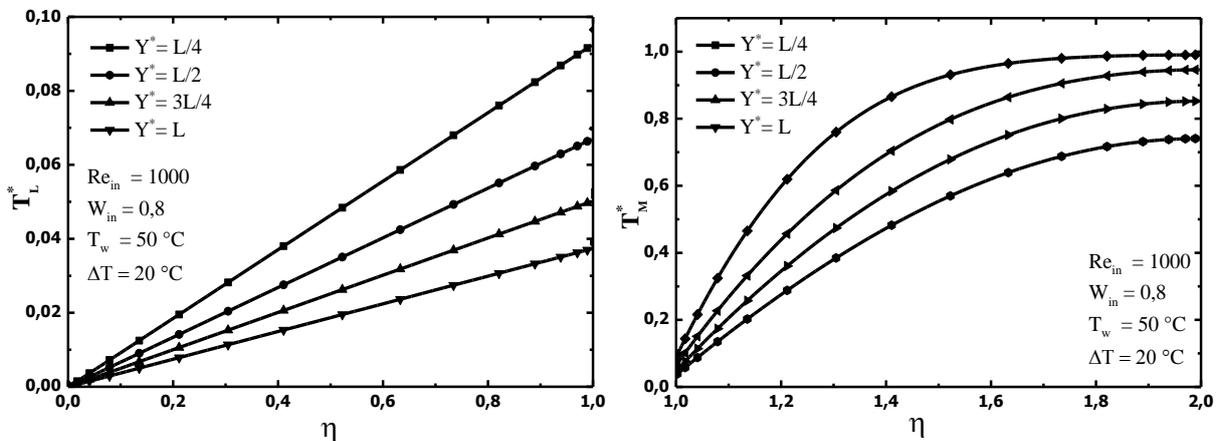


Figure 4: Profils de température dans les deux milieux liquide-mélange

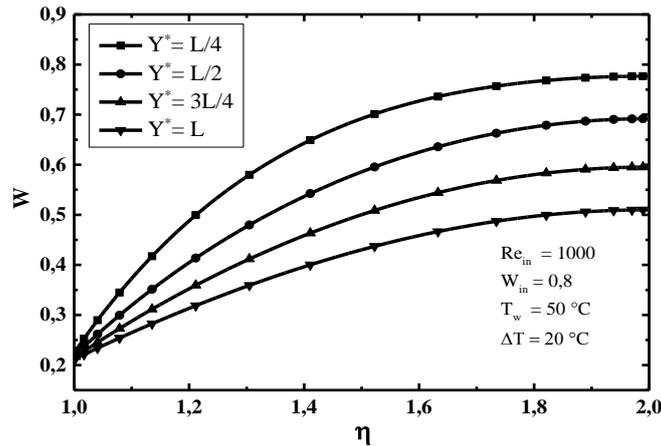


Figure 5: Profils de concentration dans la phase air-vapeur

7.2 Influence de la concentration

L'effet de la concentration d'entrée du mélange a été étudié pour un canal vertical en faisant varier W_{in} dans un intervalle de valeurs ($W_{in} = 95\%$; $W_{in} = 90\%$; $W_{in} = 85\%$; $W_{in} = 80\%$) et avec un nombre de Reynold d'entrée égale $Re_{in} = 1000$. Les résultats représentés dans cette étude montrent que l'augmentation de la fraction du gaz non condensable diminue la quantité de la vapeur condensée, ce qui défavorise le processus de la condensation.

La figure 6, illustre la variation de l'épaisseur du condensat le long du canal pour différentes valeurs de la concentration de la vapeur d'entrée (W_{in}). L'épaisseur augmente au fur et à mesure que la concentration de la vapeur augmente. Ceci s'explique par le fait que lorsque le système opère à grande fraction massique d'entrée de la vapeur, le gradient de la concentration en vapeur à l'interface $(\partial W / \partial x)_i$ augmente fortement avec W_{in} et par conséquent le débit du condensat à l'interface, ce qui favorise la condensation. Il s'ensuit une nette augmentation du taux de condensation, du débit liquide et de l'épaisseur du film δ le long du canal.

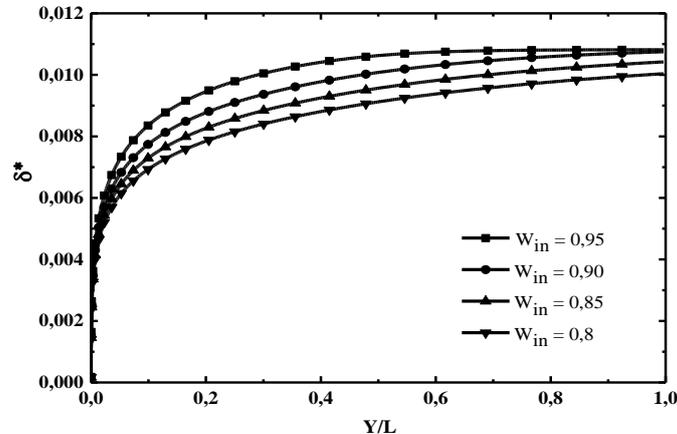


Figure 6: l'effet de la concentration du gaz non-condensable sur l'épaisseur du film liquide

Les résultats présentés sur les figures 7 et 8 montrent la variation du nombre de Nusselt et de Sherwood local respectivement en fonction de la variation de la concentration de la vapeur d'entrée. On observe une nette augmentation des pentes axiales des courbes au voisinage de la zone d'entrée où l'écart de température entre le mélange air-vapeur et la paroi est à son maximum. Par ailleurs, l'augmentation des gradients thermiques et du débit dans la phase liquide avec W_{in} favorise un accroissement de la densité de flux thermique et du transfert de chaleur à la paroi dans la partie supérieure du canal. En effet, l'augmentation de la concentration d'entrée s'accompagne d'une grande variation du flux de matière à l'interface ce qui conduit à un fort accroissement du taux de condensation dans la partie supérieure du canal. Toutefois, plus la fraction massique de la vapeur est élevée plus la décroissance du nombre de Nusselt et de Sherwood est importante, tendant plus vite vers zéro à la fin de la condensation.

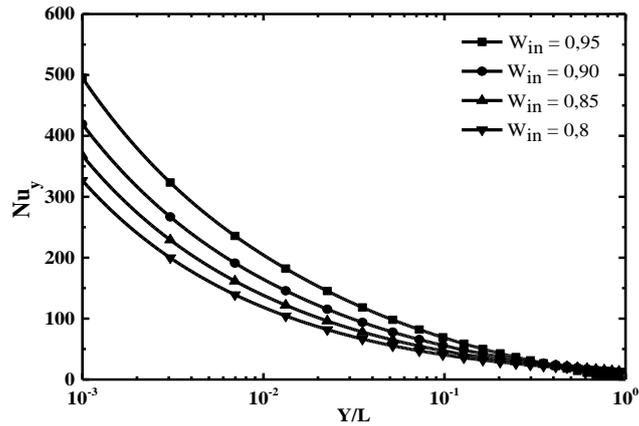


Figure 7: l'effet de la concentration du gaz non-condensable sur le nombre de Nusselt local

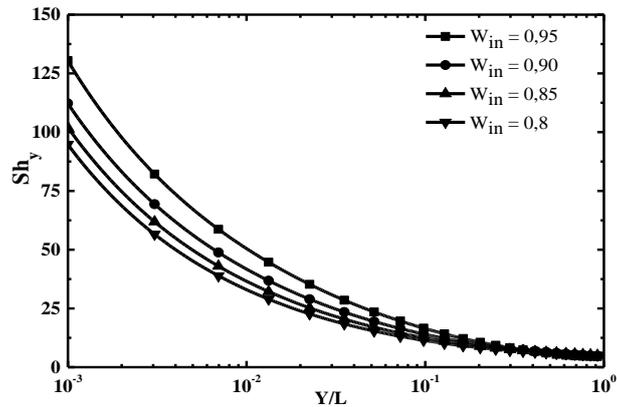


Figure 8: l'effet de la concentration du gaz non-condensable sur le nombre de Sherwood local

7.3 Effet de nombre de Reynolds

L'effet du nombre de Reynolds d'entrée du mélange est étudié en faisant varier Re_m dans un intervalle de valeurs ($Re_m = 1000$; $Re_m = 1500$; $Re_m = 2000$) pour une concentration de la vapeur égale $W_{in} = 0.8$. Les résultats représentés dans cette partie montrent que l'augmentation du nombre de Reynolds favorise le phénomène de la condensation.

La figure 9 illustre que l'augmentation du nombre du Reynolds de l'écoulement à l'entrée du canal correspond à une augmentation de la vitesse d'entrée, ce qui entraîne une augmentation du débit massique de condensat le long du canal. En effet l'accroissement du nombre de Reynolds entraîne une augmentation simultanée du transfert de chaleur et de masse et l'augmentation de la vitesse axiale à l'interface liquide vapeur agrandi le débit massique inter-facial condensé, conduisant à une épaisseur de film liquide importante.

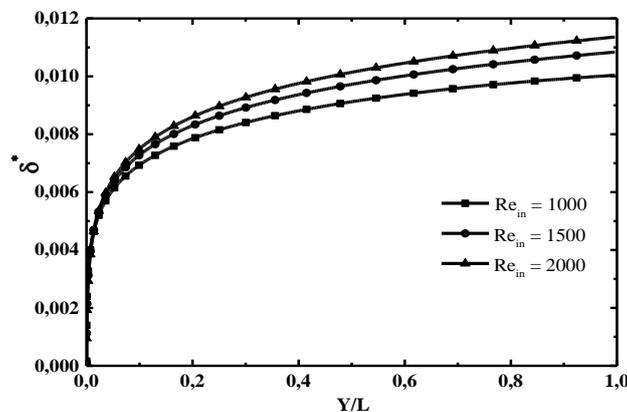


Figure 9: l'effet du Nombre de Reynold sur l'épaisseur du film liquide

Les résultats présentés sur les figures 10 et 11 montrent la variation du nombre de Nusselt et de Sherwood local respectivement pour différents nombre de Reynolds à l'entrée du canal. La densité de flux thermique interfaciale augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, en raison de l'accroissement du gradient de température liquide à la paroi et de la température d'interface. Le flux de chaleur total reste sensiblement proportionnel au débit de liquide, car il provient essentiellement de la chaleur latente de condensation. L'augmentation du nombre de Reynolds s'accompagne d'une grande variation du flux de matière à l'interface ce qui conduit à une forte augmentation du taux de condensation dans la partie supérieure du canal. Toutefois, plus Re_{in} est élevé, plus la décroissance du nombre de Nusselt et de Sherwood est importante, tendant vers des valeurs faibles à la fin du canal.

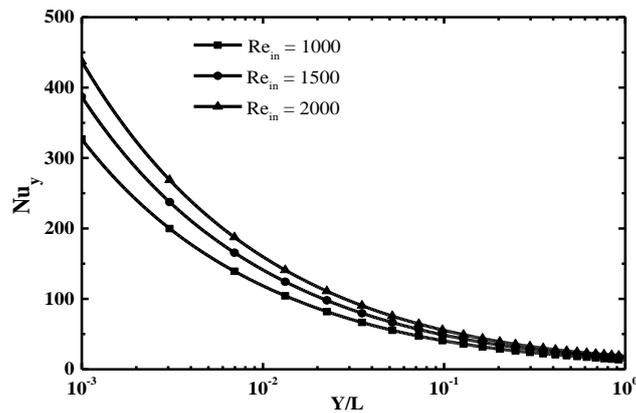


Figure 10: l'effet du Nombre de Reynold sur le nombre de Nusselt locale

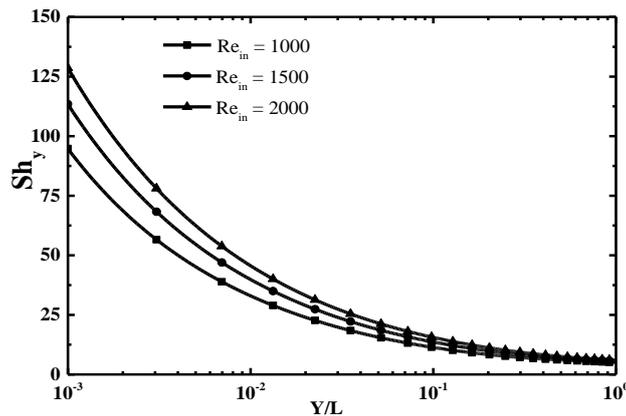


Figure 11: l'effet du Nombre de Reynold sur le nombre de Sherwood locale

8. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement la condensation du film laminaire pour le mélange air-vapeur dans un canal vertical à plaques parallèles. Les résultats de cette étude comprennent les profils locaux de vitesse V , de température T^* , de la concentration de vapeur W , ainsi que l'épaisseur du film liquide δ^* et les nombres de Nusselt et Sherwood locaux le long du canal. Nous avons trouvé que la présence du gaz non condensable a des effets néfastes sur le procédé de la condensation car sa présence réduit fortement les échanges thermiques et massiques à cause du fort gradient de concentration près du film condensé. Les valeurs de δ^* , Nu_y et de Sh_y diminuent de façon significative au fur et à mesure que la fraction massique du gaz augmente. Les résultats montrent aussi qu'une augmentation du nombre de Reynolds à l'entrée du canal conduit à une augmentation significative du débit du condensat favorisant la condensation

9. Nomenclature

C_p	Chaleur spécifique, ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	u, v	Vitesse axiale dans la direction -x et -y respectivement, ($m.s^{-1}$)
D	Diffusivité massique, ($m^2.s^{-1}$)	x, y	coordonnées cartésiennes, (m)
g	Accélération gravitationnelle, ($m.s^{-2}$)	X, Y	coordonnées cartésiennes adimensionnelles, ($x/H, y/H$)
h_{fg}	Chaleur latente, ($J.kg^{-1}$)		
H	Demi largeur du canal, (m)		
Hr	Humidité relative		
L	Longueur du canal, (m)		
M_a	Masse molaire de l'air, ($Kg.mol^{-1}.K^{-1}$)		
M_v	Masse molaire de la vapeur, ($Kg.mol^{-1}.K^{-1}$)		
Nu_y	Nombre de Nusselt local,		
Pr	Nombre de Prandtl, [$\mu_{in} C_p / \lambda$]		
P	Pression, (Pa)		
P^*	Pression adimensionnelle, [$(P - P_{in}) / \rho_{in} U_{in}^2$]		
Re	Nombre de Reynolds, [$\rho_{in} V_{in} H / \mu_{in}$]		
Sc	Nombre de Schmid, [$\mu_{in} / \rho_{in} D$]		
Sh_y	Nombre de Sherwood local,		
T	Température, (K)		
T^*	Température, [$(T - T_w) / (T_{in} - T_w)$]		
W	Fraction massique, ($Kg_{de\ la\ vapeur} / Kg_{d'air}$)		
U, V	Vitesse axiale adimensionnelle dans la direction -x et -y respectivement, ($u/U_{in}, v/U_{in}$)		

Symboles Grecs

ρ	Densité, ($Kg.m^{-3}$)
μ	viscosité dynamique, ($Kg.m^{-1}.s^{-1}$)
δ	Épaisseur du film liquide, (m)
δ^*	Épaisseur du film liquide adimensionnel, (δ/H)
δ^{**}	Épaisseur du film liquide adimensionnel, ($\delta/2H$)

Indice exposant

a	air
v	vapeur
L	liquide
in	Entrée
i	l'interface liquid-gaz
M	Mélange
sat	Saturation

10. Références

- [1] W. Nusselt, the condensation of steam on cooled surfaces (Traduit par D. Fullarton), Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, Vol. 60, n. 27, pp. 541- 575, 1916. M.A. Auteur, Titre du livre, Editeur, New York, année.
- [2] H. Louahlia , P.K. Panday Thermal transfer for condensation of R123 , R134a , and mixtures thereof in forced flow between two horizontal flat plates : numerical study , Rev. Gen. Therm . , Vol. 35, pp.615-624 , 1996 .
- [3] M.K. Groff, S.J. Ormiston, H.M. Soliman, Analysis of laminar film condensation from vapor–gas mixtures in vertical tubes, in: Proceedings of the Third International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, Italy, 2004.
- [4] V. Dharma Rao, V. Murali Krishna, K.V. Sharma, P.V.J. Mohana Rao, Convective condensation of vapor in the presence of a non-condensable gas of high concentration in laminar flow in a vertical pipe, Int. J. Heat Mass Transfer 51 (25–26) (2008) 6090–6101.
- [5] Y. El Hammami, M. Feddaoui, T. Mediouni, A. Mir, Numerical study of condensing a small concentration of vapour inside a vertical tube, Heat Mass Transfer 48 (9) (2012) 1675–1685.
- [6] Srzic, H.M. Soliman, S.J. Ormiston Analysis of laminar mixed-convection condensation on isothermal plates using full boundary- layer equations: mixtures of a vapor and a lighter gas, International Journal of Heat and Mass Transfer 42, pp. 685–695, 1999.
- [7] E.C. Siow, S.J. Ormiston, H.M. Soliman, A two-phase model for laminar film condensation from steam-air mixtures in vertical parallel-plate channels, Heat Mass Transf. 40 (2004) 365e375.
- [8] ASIS GIRI, A study of mixed convection heat transfer with condensation from a parallel plate channel, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 98 (2015) 165-178 [23] V.
- [9] S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, DC, 1980.

25-27 Octobre 2017 Monastir-Tunisie