

\*\*\*\*\*

## **THÈSE**

Présentée à la Faculté des Sciences Semlalia pour obtenir le grade de

### **Docteur**

**UFR : Thermique et Mécanique des Fluides**

**Spécialité : Énergétique**

---

---

## **ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DES TRANSFERTS COUPLÉS DE CHALEUR ET DE MASSE EN CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL**

---

---

Par

**Kassim Mohamed Aboudou**

(DESA : Mécanique des Fluides et Énergétique)

Soutenue le 21 Décembre 2010 devant la commission d'examen :

|                     |              |                                                              |
|---------------------|--------------|--------------------------------------------------------------|
| <b>Président :</b>  | H. CHEHOUANI | Professeur, Faculté des Sciences et Techniques, Marrakech    |
| <b>Examineurs :</b> | T. MARÉ      | Maitre de Conférences, HDR, Université de Rennes 1, France   |
|                     | S. BLANCHER  | Maitre de Conférences, Université de Pau, France             |
|                     | M. EL ALAMI  | Professeur, Faculté des Sciences Ain chok, Casablanca, Maroc |
|                     | B. BENHAMOU  | Professeur, Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech, Maroc  |

# AVANT PROPOS

- Nom et Prénom de l'auteur : **KASSIM Mohamed Aboudou**

Intitulé du travail : **ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DES TRANSFERTS  
COUPLÉS DE CHALEUR ET DE MASSE EN CONVECTION  
MIXTE DANS UN CANAL.**

- Encadrant :
  - Nom, Prénom et grade : **Brahim BENHAMOU, PES,**
  - Laboratoire et Institution : Laboratoire de **Mécaniques des Fluides et d'Énergétique**, Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech.
- Lieux de réalisation des travaux (laboratoires, institution,...) :
  - Laboratoire de **Mécaniques des Fluides et d'Énergétique**, Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech.
  - Laboratoire de **Mécaniques et d'Énergétique**, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, France (3 stages encadrés par Prof. S. HARMAND dans le cadre du projet Volubilis N° MA-07-175).
  - Laboratoire d'Énergétique et des Transferts Thermique et Massique, Faculté des Sciences de Bizerte, Tunisie (3 stages encadrés par Dr. S. BEN JABRALLAH dans le cadre du projet de coopération Maroc-Tunisie N° 06 /MT/41).
- Période de réalisation du travail de thèse : **Février 2007 – Décembre 2010.**
- Rapporteurs autres que l'encadrant (nom, prénom, grade, institution) :
  - Hassan CHEHOUANI, PES, LPMME, Faculté des Sciences et Techniques Guéliz, Marrakech.
  - Serge BLANCHER, Maître de Conférences, LATEP, Université de Pau et des pays de l'Adour, France.
  - Thierry MARÉ, Maître de Conférences HDR, Laboratoire de Génie Mécanique et Génie Civil, Université de Rennes 1, France.
- Cadre de coopération (ou de soutien) :

Projet de coopération Maroc-France, Action Intégrée (Volubilis) N° MA-07-175.

Projet de coopération Maroc-Tunisie, N° 06/ MT/41.

- Ce travail a donné lieu aux résultats suivants :

### **Publications :**

**1. Mohamed Aboudou KASSIM**, BENHAMOU Brahim, Souad HARMAND, « Combined heat and mass transfer with phase change in a vertical channel» Computational Thermal Sciences, 2(4), 299-310 (2010).

**2. Mohamed Aboudou KASSIM**, BENHAMOU Brahim, Souad HARMAND, « Effect of air humidity at the entrance on heat and mass transfers in a humidifier intended for a desalination system», Soumis « **Applied Thermal Engineering**»

**3. A.S.CHERIF, M. A. KASSIM B. BENHAMOU, S. HARMAND, S. BEN JABRALLAH, J. P. CORRIOU**, Experimental and numerical study of mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel with film evaporation,” soumis” International Journal of Thermal Sciences”.

### **Communications :**

**1. KASSIM Mohamed Aboudou**, OULAID Othmane et BENHAMOU Brahim, « Convection mixte thermosolutale dans un canal vertical», 8<sup>ème</sup> Congrès de Mécanique, CDM 2007, 17 - 20 avril 2007. El- Jadida, Maroc, proceeding, Vol. II, pp. 359-361.

**2. KASSIM M. A.**, OULAID O. et BENHAMOU B., « Effet des forces d'Archimède sur les transferts de chaleur et de masse avec écoulement laminaire ascendant en convection mixte dans un canal vertical », Colloque International sur les Énergie Renouvelables, CER'2007, 4 - 5 mai 2007, Oujda

**3. KASSIM Mohamed Aboudou**, Othmane OULAID, Brahim BENHAMOU et Souad HARMAND, « Étude numérique du renversement d'écoulement en convection mixte thermosolutale avec changement de phase dans un canal vertical», Société française de thermique, SFT 2007, 29 mai - 1 juin 2007, Iles des Embiez, France, Session 5 N° 68..

**4. KASSIM Mohamed Aboudou**, BENHAMOU Brahim, « Effect of air humidity at the entrance on heat and mass transfers in a humidifier intended for a desalination system», Premier Colloque Maghrébin sur le Traitement et le Dessalement des Eaux, CMTDE 2007, 7-10 Décembre 2007, Hammamet, Tunisie, pp. 43.

**5. KASSIM Mohamed Aboudou, BENHAMOU Brahim, « Étude numérique de la condensation de la vapeur d'eau sur les parois d'un canal vertical dans un courant d'air chaud en convection mixte thermosolutale », Journée Nationale sur les Phénomènes de Transferts, JNPT'08, 23 Avril 2008, Settat, Maroc, proceeding, pp.73-77.**

**6. Mohamed Aboudou KASSIM, BENHAMOU Brahim « Effet de la température sur les transferts de chaleur et de masse dans un humidificateur destiné à un système de dessalement», V<sup>èmes</sup> Journées d'Etudes Techniques, JET'08, 07-09 Mai 2008, Marrakech, Maroc, pp. 78.**

**7. KASSIM Mohamed Aboudou, BENHAMOU Brahim, Souad HARMAND, « Étude numérique de l'effet de la température d'entrée sur un écoulement ascendant en convection mixte thermosolutale dans un canal asymétrique», Société Française de Thermique, SFT 2008, 3-6 juin 2008, Toulouse, France, proceeding, pp. 903-908.**

**8. Mohamed Aboudou KASSIM, BENHAMOU Brahim, Souad HARMAND, « Combined heat and mass transfer with phase change in a vertical channel», 4th International symposium on advances in computational heat transfer, CHT'08, May 11-16, 2008, Marrakech, Morocco, proceeding, abstract, pp. 134.**

**9. M. A. KASSIM, A. S. CHERIF, B. BENHAMOU, S. HARMAND, S. BEN JABRALLAH, A. BELGHITH “ Étude numérique sur la convection mixte thermosolutale d'un écoulement d'aire laminaire ascendant dans un canal vertical adiabatique”, JTET08, du 7 au 9 Novembre 2008, Bizerte, Tunisie, proceeding, pp. 321-326.**

**10. A.S.CHERIF, M. A. KASSIM S. BEN JABRALLAH, A. BELGHITH, B. BENHAMOU, S. HARMAND. “ Étude expérimentale sur les transferts de chaleur et de masse dans un humidificateur destiné à un système de dessalement solaire”, JTET08, du 7 au 9 Novembre 2008, Bizerte, Tunisie, proceeding, pp. 327-332.**

**11. Mohamed Aboudou KASSIM, BENHAMOU Brahim, Souad HARMAND, “ Étude numérique sur les transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase dans un canal vertical adiabatique”, Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la thermique des systèmes, CIFQ, 18-20 Mai 2009, Lille, France.**

**12. KASSIM Mohamed Aboudou,** Amel Soukaina Cherif, Brahim BENHAMOU, Souad HARMAND, Sadok BEN JABRALLAH. « Numerical and experimental study on heat and mass transfers in a humidifier intended for a humidification-dehumidification desalination system », 19-22 December 2009, CMTDE 2009, Hammamet, Tunisia.

**13. KASSIM Mohamed Aboudou,** Brahim BENHAMOU

« Heat and mass transfer mixed convection in an asymmetrical inclined parallel-plate channel », 22-25 April 2010, Conférence Internationale Conversion et Maitrise de l'Energie, CICME 10, Hammamet, Tunisia.

**14. KASSIM Mohamed Aboudou,** Amel Soukaina Cherif, Brahim BENHAMOU, Souad HARMAND, Sadok BEN JABRALLAH. « Etude expérimentale de l'évaporation dans un canal : effet de la vitesse de l'air à l'entrée », 6-7 Mai 2010, 1<sup>er</sup> Congrès Internationale de l'Association Marocaine de Thermique, AMT 2010, Settat, Maroc, proceeding, pp. 194-200.

**15. KASSIM Mohamed Aboudou,** Amel Soukaina Cherif, Brahim BENHAMOU, Souad HARMAND, Sadok BEN JABRALLAH. « Etude numérique et expérimentale de la convection mixte thermosolutale accompagnant un écoulement d'air laminaire ascendant dans un canal vertical adiabatique », 17-19 Mai 2010, Colloque International Francophone d'Energétique et Mécanique, CIFEM 2010, Saly, Sénégal.

# RÉSUMÉ

Le présent travail consiste en une étude numérique et expérimentale des transferts couplés de chaleur et de masse en convection mixte thermosolutale avec changement de phase dans un canal incliné ou vertical. Le canal est formé de deux plaques planes parallèles, l'une est maintenue isotherme et mouillée par un film d'eau de faible épaisseur alors que l'autre est adiabatique et sèche. Un écoulement d'air humide laminaire ascendant circule dans le canal avec une température, une concentration constante et un profil de vitesse uniforme à l'entrée. Le modèle mathématique est basé sur les équations de Navier-Stokes ainsi que celles de conservation de l'énergie et de concentration en eau. L'approximation de Boussinesq est adoptée dans cette étude. La résolution du modèle mathématique est basée sur la méthode des volumes finis et le couplage vitesse-pressure est traité par l'algorithme SIMPLER. Une validation expérimentale a été réalisée avec les résultats de la simulation numérique afin de nous assurer de la validité du code de calcul. Des essais expérimentaux ont été réalisés et présentés dans ce travail pour son application pratique. Les effets combinés des forces d'Archimède thermique et massique sur la convection mixte thermosolutale en écoulement laminaire ont été étudiés. Les résultats obtenus montrent que ces forces ont un effet important sur les transferts de chaleur et de masse ainsi que sur les champs hydrodynamique, thermique et massique. En effet, lorsque la température de la paroi humide est inférieure à celle de l'écoulement d'air chaud, la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense sur cette paroi et les forces d'Archimède provoquent un renversement de l'écoulement près de celle-ci. Ces dernières induisent une cellule de recirculation de l'écoulement d'air. Dans le cas où le canal est chauffé, l'évaporation du film liquide a lieu. L'effet de l'angle d'inclinaison sur les transferts et sur les champs hydrodynamique, thermique et massique a été étudié dans un canal incliné. Les résultats obtenus montrent l'existence d'un renversement d'écoulement, près de la paroi adiabatique sèche, dépendant de l'angle d'inclinaison. Les conditions d'existence de ce dernier ont été présentées par des abaques et expressions analytiques qui donnent le nombre de Grashof thermique en fonction du nombre de Reynolds. Les résultats expérimentaux montrent que le débit d'eau évaporé augmente avec l'augmentation de la température et de la vitesse de soufflage de l'air à l'entrée du canal.

**Mots clés :** Transfert de chaleur et de masse, étude numérique et expérimentale, renversement d'écoulement, changement de phase, force d'Archimède, Abaques de renversement, Canal.

# REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement mon directeur de Thèse, Professeur Brahim Benhamou pour son suivi exceptionnel ses conseils qui m'ont été d'un précieux secours pour finaliser ce travail. Son rigueur scientifique et son expérience ont été d'un grand apport pour ma formation doctorale. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Mes remerciements vont au Professeur Souad Harmand de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, en France, de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique (LME) et m'avoir encadré durant mes séjours de stages en France. Je remercie également Mme Sabine Guilain secrétaire du Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'avoir facilité mon insertion au sein de ce Laboratoire pour le matériel nécessaire.

La partie expérimentale de cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire d'Énergétique et des Transferts Thermique et Massique (LETTM) à la Faculté des Sciences de Bizerte en Tunisie sous la supervision de M. Sadok Ben Jabrallah, Maître de conférences au sein de cette Faculté. Je tiens à lui exprimer mes vifs remerciements de m'avoir accueilli au sein de ce Laboratoire et d'avoir dirigé cette partie expérimentale au sens de la recherche qui nous a permis de finaliser ce travail. Mes reconnaissances vont également à Dr Amel Soukaina Cherif et Dr Dhifaoui Belgacem qui m'ont facilité avec aisance la manipulation du montage expérimentale.

Je désire exprimer ici ma gratitude pour les membres du jury, les professeurs Hassan Chehouani, Faculté des Sciences et Techniques de Marrakech, Serge Blancher de l'Université de Pau en France, Thierry Maré de l'Université de Rennes 1 en France et Mustapha El Alami de la Faculté des Sciences Ain Chok de Casablanca, d'avoir accepté de lire ce mémoire et d'apporter les critiques pertinentes.

Ma mère, Simama Hamadi, a toujours été d'une aide inestimable par son soutien moral et financier ainsi que son sacrifice pour le suivi éducatif durant tout mon cursus scolaire. Qu'elle trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Finalement, ce travail n'aurait pas pu se réaliser sans le soutien de l'Agence Marocaine de Coopération Internationale qui m'a accueillie au Maroc et qui a facilité mon insertion au sein des Universités Marocaines. Pour finir, je salue le soutien inestimable du projet de coopération Maroc-France, Action Intégrée (Volubilis) N° MA-07-175 et du Projet de coopération Maroc-Tunisie, N° 06/ MT/41 sans lesquels ce travail n'aurait pas pu se réaliser.

# SOMMAIRE

|                                                                                     |               |
|-------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| <b>AVANT PROPOS .....</b>                                                           | <b>.i</b>     |
| <b>RÉSUMÉ.....</b>                                                                  | <b>.v</b>     |
| <b>REMERCIEMENTS.....</b>                                                           | <b>.vi</b>    |
| <b>SOMMAIRE.....</b>                                                                | <b>.vii</b>   |
| <b>NOMENCLATURE.....</b>                                                            | <b>.xii</b>   |
| <b>INTRODUCTION GÉNÉRALE .....</b>                                                  | <b>.1</b>     |
| <br><b>CHAPITRE 1 : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.....</b>                                  | <br><b>.4</b> |
| <b>1.1. Généralités .....</b>                                                       | <b>.4</b>     |
| <b>1.2. Études numériques.....</b>                                                  | <b>.4</b>     |
| 1.2.1. Plaques/Canaux verticaux .....                                               | .4            |
| 1.2.2. Plaques/Canaux inclinés.....                                                 | 10            |
| 1.2.3. Plaques/Canaux horizontaux.....                                              | 11            |
| 1.2.4. Tubes/Cylindres verticaux .....                                              | 12            |
| <b>1.3. Études expérimentales .....</b>                                             | <b>13</b>     |
| 1.3.1. Plaques/Canaux verticaux .....                                               | 13            |
| 1.3.2. Tubes/Cylindres verticaux .....                                              | 15            |
| <b>1.4. Conclusions .....</b>                                                       | <b>16</b>     |
| <br><b>CHAPITRE 2 : MODÉLISATION MATHÉMATIQUE ET MÉTHODE DE</b>                     |               |
| <b>RÉSOLUTION .....</b>                                                             | <b>17</b>     |
| <b>2.1 Introduction .....</b>                                                       | <b>17</b>     |
| <b>2.2 Présentation du problème.....</b>                                            | <b>17</b>     |
| 2.2.1 Formulation générale .....                                                    | 18            |
| 2.2.1.1. Équation générale de conservation de la masse .....                        | 19            |
| 2.2.1.2. Équations générales de conservation de la quantité de mouvement .....      | 19            |
| 2.2.1.3. Équation générale de conservation de l'énergie.....                        | 20            |
| 2.2.1.4. Équation générale de conservation des espèces chimiques.....               | 21            |
| 2.2.2. Hypothèses simplificatrices adoptées .....                                   | 21            |
| 2.2.3 Équations simplifiées régissant le champ hydrodynamique thermique et massique | 23            |
| 2.2.4. Les nombres adimensionnels caractérisant les transferts.....                 | 24            |
| 2.2.5. Conditions aux limites.....                                                  | 28            |
| 2.2.6. Méthodes numériques .....                                                    | 29            |
| 2.2.6.1. Méthodes aux volumes finis.....                                            | 29            |

|                                                                                      |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.2.6.2. Couplage des équations de continuité et de mouvement .....                  | 30        |
| 2.2.7. Méthode des volumes finis.....                                                | 31        |
| 2.2.7.1. Principe de la méthode .....                                                | 32        |
| 2.2.7.2. Équations discrétisées .....                                                | 33        |
| 2.2.7.3. Discrétisation des équations de quantité de mouvement.....                  | 34        |
| 2.2.7.4. Résumé de l'algorithme S.I.M.P.L.E.R .....                                  | 37        |
| 2.2.8. Validation du code de calcul .....                                            | 39        |
| 2.2.8.1. Écoulement en développement simultané en convection thermique .....         | 39        |
| 2.2.8.2. Écoulement en développement thermique avec transfert de masse .....         | 41        |
| 2.2.8.3. Écoulement en développement thermique avec transfert de chaleur .....       | 43        |
| <b>2.3 Conclusion.....</b>                                                           | <b>46</b> |
| <br><b>CHAPITRE 3 : MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE .....</b>            | <b>47</b> |
| <b>3.1 Introduction .....</b>                                                        | <b>47</b> |
| <b>3.2 Description du dispositif expérimental.....</b>                               | <b>47</b> |
| 3.2.1. Plaques d'évaporation .....                                                   | 49        |
| 3.2.1.1. Système de chauffage.....                                                   | 49        |
| 3.2.1.2. Système d'alimentation en eau.....                                          | 50        |
| 3.2.1.3. Isolation thermique.....                                                    | 51        |
| 3.2.2. Instrumentation et protocole d'essais.....                                    | 52        |
| 3.2.2.1. Mesure du débit.....                                                        | 52        |
| 3.2.2.2. Mesure de la température dans le film et dans la phase gazeuse .....        | 52        |
| 3.2.2.3. Mesure de la température et de la vitesse de l'air à l'entrée du canal..... | 53        |
| 3.2.2.4. Évaluation de l'incertitude .....                                           | 54        |
| 3.2.2.4.1. Mesure de la température .....                                            | 54        |
| 3.2.2.4.2. Mesure de la vitesse .....                                                | 54        |
| 3.2.2.4.3. Mesure de l'humidité .....                                                | 54        |
| 3.2.2.4.4. Mesure du flux .....                                                      | 54        |
| 3.2.2.4.5. Mesure du débit.....                                                      | 54        |
| 3.2.3. Appareillage .....                                                            | 55        |
| 3.2.3.1. Alimentation stabilisée.....                                                | 55        |
| 3.2.3.2. Centrale d'acquisition de thermocouples .....                               | 55        |
| 3.2.3.3. Variateur de vitesse .....                                                  | 55        |
| 3.2.3.4. Ventilateur centrifuge.....                                                 | 56        |
| 3.2.3.5. Système de préchauffage de l'air .....                                      | 56        |
| 3.2.4. Mode opératoire .....                                                         | 57        |

|                                                                                                                                       |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>3.3 Etablissement du régime permanent</b> .....                                                                                    | 59  |
| <b>3.4 Conclusion</b> .....                                                                                                           | 61  |
| <br><b>CHAPITRE 4 : TRANSFERTS COUPLÉS DE CHALEUR ET DE MASSE AVEC CHANGEMENT DE PHASE DANS UN CANAL VERTICAL</b> .....               | 62  |
| <b>4.1 Introduction</b> .....                                                                                                         | 62  |
| <b>4.2 Effet de l'humidité de l'air sur l'écoulement et les transferts</b> .....                                                      | 62  |
| <b>4.3 Effet de la température de l'air à l'entrée du canal</b> .....                                                                 | 80  |
| <b>4.4 Effet des forces de flottabilité sur l'écoulement et les transferts</b> .....                                                  | 87  |
| <b>4.5 Conclusion</b> .....                                                                                                           | 93  |
| <br><b>CHAPITRE 5 : CONVECTION MIXTE THERMOSOLUTALE DANS UN CANAL INCLINÉ</b> .....                                                   | 95  |
| <b>5.1 Introduction</b> .....                                                                                                         | 95  |
| <b>5.2 Effet de l'angle d'inclinaison sur le renversement d'écoulement et les transferts</b> .....                                    | 96  |
| 5.2.1. Évolution des coefficients de transferts.....                                                                                  | 96  |
| 5.2.2 Évolution de la température, de la concentration de mélange ainsi que celle de la paroi adiabatique.....                        | 102 |
| 5.2.3. Développement des champs thermique, massique et hydrodynamique.....                                                            | 106 |
| 5.2.4. Les iso-valeurs : lignes de courant, isothermes et iso-concentration.....                                                      | 112 |
| 5.2.5. Carte de renversement d'écoulement.....                                                                                        | 116 |
| <b>5.3 Effet du rapport de forme sur le renversement d'écoulement et sur les transferts</b> .....                                     | 117 |
| 5.3.1. Évolution des coefficients de transferts.....                                                                                  | 118 |
| 5.3.2 Évolution de la température, de la concentration du mélange, dans l'axe du canal et sur la paroi adiabatique.....               | 124 |
| 5.3.3. Développement des champs hydrodynamiques.....                                                                                  | 127 |
| 5.3.4. Les lignes de courant .....                                                                                                    | 128 |
| <b>5.4 Effet de la température du film liquide sur l'écoulement et les transferts</b> .....                                           | 130 |
| 5.4.1. Évolution des coefficients de transferts.....                                                                                  | 130 |
| 5.4.2 Évolution de la température, de la concentration du mélange ainsi que celle sur l'axe du canal et sur la paroi adiabatique..... | 135 |
| 5.4.3. Développement thermique, massique et hydrodynamique.....                                                                       | 138 |
| 5.4.4. Les lignes de courant .....                                                                                                    | 141 |

|                                                                                                    |            |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>5.5 Effet du nombre de Reynolds sur le renversement d'écoulement et sur les transferts.....</b> | <b>143</b> |
| 5.5.1. Évolution des coefficients de transferts.....                                               | 143        |
| 5.5.2. Profils de vitesse dans le champ hydrodynamique et lignes de courant.....                   | 148        |
| <b>5.6 Conclusion.....</b>                                                                         | <b>151</b> |

## **CHAPITRE 6 : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉVAPORATION PAR CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL ADIABATIQUE.....152**

|                                                                              |            |
|------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>6.1. Introduction.....</b>                                                | <b>152</b> |
| 6.1.1. Description du dispositif.....                                        | 153        |
| <b>6.2. Résultats expérimentaux et confrontation avec la simulation.....</b> | <b>154</b> |
| 6.2.1. Résultats de l'étude expérimentale.....                               | 154        |
| 6.2.1.1. Étude de l'influence de la température de soufflage de l'air.....   | 154        |
| 6.2.1.1.1. Température moyenne de la paroi humide.....                       | 155        |
| 6.2.1.1.2. Débit d'eau évaporé.....                                          | 155        |
| 6.2.1.1.3. Répartition de la température dans le film liquide.....           | 156        |
| 6.2.1.1.4. Répartition de la température dans la phase gazeuse.....          | 157        |
| 6.2.1.1.5. Influence du débit d'eau d'alimentation.....                      | 158        |
| 6.2.1.2. Influence de la vitesse de soufflage de l'air.....                  | 159        |
| 6.2.1.2.1. Débit évaporé.....                                                | 159        |
| 6.2.1.2.2. Température de l'air à la sortie du canal.....                    | 160        |
| 6.2.1.2.3. Répartition de la température dans le film liquide.....           | 161        |
| 6.2.1.2.4. Répartition de la température dans la phase gazeuse.....          | 162        |
| 6.2.2. Confrontation avec les résultats de la simulation.....                | 163        |
| 6.2.2.1. Cas d'un canal vertical avec chauffage pariétal symétrique.....     | 164        |
| 6.2.2.1.1. Répartition de la température dans la phase gazeuse.....          | 164        |
| 6.2.2.1.2. Répartition de la température dans le film liquide.....           | 165        |
| 6.2.2.1.3. Répartition de la température dans la phase gazeuse.....          | 166        |
| 6.2.2.2. Cas d'un canal vertical adiabatique.....                            | 167        |
| 6.2.2.2.1. Évolution axiale de la température dans le film liquide.....      | 168        |
| 6.2.2.2.2. Répartition de la température dans la phase gazeuse.....          | 168        |
| 6.2.2.2.3. Évolution axiale de la température dans le film liquide.....      | 169        |
| 6.2.2.2.4. Évolution axiale de la température dans la phase gazeuse.....     | 170        |

|                                                                                        |            |
|----------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.2.2.2.5. Influence de la température de soufflage de l'air sur le débit évaporé..... | 171        |
| <b>6.3. Conclusion.....</b>                                                            | <b>173</b> |
| <b>CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES.....</b>                                        | <b>174</b> |
| <b>ANNEXE A.....</b>                                                                   | <b>176</b> |
| <b>ANNEXE B.....</b>                                                                   | <b>178</b> |
| <b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>                                                | <b>183</b> |

# NOMENCLATURE

|                 |                                                                                                                                      |
|-----------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| b               | demi-largeur du canal, m                                                                                                             |
| C               | fraction massique de la vapeur d'eau, [kg / (kg de vapeur d'eau)]                                                                    |
| C <sub>p</sub>  | chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>                                                                              |
| D               | diffusivité massique, m <sup>2</sup> /s                                                                                              |
| D <sub>h</sub>  | diamètre hydraulique (= 4b), m                                                                                                       |
| g               | accélération de la pesanteur, m.s <sup>-2</sup>                                                                                      |
| Gr <sub>M</sub> | nombre de Grashof massique, $Gr_M = \frac{g\beta_M D_h^3 (C_w - C_0)}{\nu^2}$                                                        |
| Gr <sub>T</sub> | nombre de Grashof thermique, $Gr_T = \frac{g\beta_T D_h^3 (T_w - T_0)}{\nu^2}$                                                       |
| h <sub>gf</sub> | chaleur latente de vaporisation, kJ/kg                                                                                               |
| I               | Intensité du courant électrique, A                                                                                                   |
| L               | longueur du canal, m                                                                                                                 |
| m <sub>a</sub>  | débit d'alimentation en eau, l/h                                                                                                     |
| m <sub>s</sub>  | débit de sortie de l'eau, l/h                                                                                                        |
| • "             |                                                                                                                                      |
| m               | densité du débit massique évaporé, kg/m <sup>2</sup> s                                                                               |
| M               | masse molaire, g/mol                                                                                                                 |
| Nu <sub>L</sub> | nombre de Nusselt latent, $Nu_L = \frac{\rho D D_h h_{fg}}{\lambda (1 - C_w) (T_w - T_m)} \frac{\partial C}{\partial y} \Big _{y=0}$ |
| Nu <sub>S</sub> | nombre de Nusselt sensible, $Nu_S = \frac{D_h \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{y=0}}{T_m - T_w}$                                 |
| P               | pression, Pa                                                                                                                         |
| P <sub>m</sub>  | pression motrice modifiée, = P + ρ <sub>0</sub> g (x sin θ + y cos θ)                                                                |
| Pr              | nombre de Prandtl, = $\frac{\nu}{\alpha}$                                                                                            |
| q <sub>f</sub>  | densité de flux de chaleur, W/m <sup>2</sup>                                                                                         |
| q <sup>"</sup>  | génération interne de chaleur, W/m <sup>3</sup>                                                                                      |
| Re              | nombre de Reynolds, = $\frac{u_0 D_h}{\nu}$                                                                                          |
| Sc              | nombre de Schmidt, = $\frac{\nu}{D}$                                                                                                 |

|                |                                                                                                     |
|----------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Sh             | nombre de Sherwood, $Sh = \frac{D_h \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right _{y=0}}{C_m - C_w}$ |
| T              | température de l'air, (°C ou K)                                                                     |
| U              | tension électrique de chauffage, Volt                                                               |
| u,v            | vitesse axiale et transversale, m/s                                                                 |
| V <sub>e</sub> | vitesse d'évaporation transversale, m/s                                                             |
| x, y           | coordonnées axiales et transversales, m                                                             |

### Lettres grecques :

|           |                                                                            |
|-----------|----------------------------------------------------------------------------|
| $\gamma$  | facteur de forme, = 2b/L                                                   |
| $\alpha$  | diffusivité thermique, m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>                      |
| $\beta_T$ | coefficient d'expansion isotherme (= 1/T <sub>0</sub> ), K <sup>-1</sup> . |
| $\beta_M$ | coefficient d'expansion massique, = (M <sub>a</sub> /M <sub>v</sub> )-1.   |
| $\mu$     | viscosité dynamique, Pa.s                                                  |
| $\rho$    | masse volumique, kg/m <sup>3</sup> .                                       |
| $\nu$     | viscosité cinématique, m <sup>2</sup> /s                                   |
| $\lambda$ | conductivité thermique, W/ (m.K).                                          |
| $\phi$    | humidité relative de l'air ( $= \frac{P_v}{P_{vsat}}$ ), %                 |
| $\psi$    | fonction courant, (m <sup>2</sup> /s)                                      |
| $\Theta$  | fonction de dissipation visqueuse, W/m <sup>2</sup>                        |
| $\theta$  | angle d'inclinaison du canal, (degré)                                      |
| $\sigma$  | contraintes visqueuses normales, Pa                                        |
| $\tau$    | contraintes tangentielles, Pa                                              |

### Indices / Exposants :

|     |                               |
|-----|-------------------------------|
| a   | alimentation en eau           |
| a   | air                           |
| AD  | adiabatique                   |
| amb | ambient                       |
| IS  | isotherme                     |
| l   | liquide                       |
| m   | mélange                       |
| mid | milieu                        |
| 0   | grandeurs à l'entrée du canal |
| s   | grandeur à la sortie du canal |

|   |                                     |
|---|-------------------------------------|
| w | valeur sur la paroi humide du canal |
| e | eau                                 |
| v | vapeur                              |

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le phénomène de transfert de chaleur et de masse est fréquemment rencontré aussi bien dans la nature que dans l'industrie. Les domaines d'application sont nombreux et variés : Le dessalement de l'eau de mer et des eaux saumâtres, les humidificateurs et les déshumidificateurs, les échangeurs de chaleur, les procédés de séchage de différents produits industriels et domestiques, la climatisation, le refroidissement des composants électroniques en sont quelques exemples.

Dans le monde actuel la demande en eau douce, pour satisfaire les besoins des activités humaines, croît d'une manière exponentielle. Raison pour laquelle, les industriels ne cessent pas de progresser dans la conception et à la réalisation des unités de dessalement et de refroidissement efficaces pour optimiser et réduire le coût global de production. Plusieurs travaux de recherches, disponibles dans la littérature, traitent de la maîtrise et du développement des techniques de dessalement et particulièrement le fonctionnement de l'évaporation et de la condensation. Les cas les plus fréquemment rencontrés sont les distillateurs composés de deux ou plusieurs étages de plaques planes parallèles verticales ou inclinés. L'intérêt porté à la compréhension des mécanismes de transferts régissant dans ce type de dispositifs est considérable.

Une autre application d'actualité où intervient d'une manière considérable les transferts de chaleur et de masse est le séchage par convection. Dans cette application, la consommation d'énergie est souvent très élevée. En effet, d'une manière générale, trois paramètres importants sont à contrôler afin d'obtenir une optimisation convenable à savoir, le coût, le temps et la qualité des produits finaux en questions.

Les mécanismes de transferts accompagnant l'évaporation d'un film liquide dans les milieux confinés ont suscité un intérêt considérable de la part de plusieurs auteurs. Dans de tels problèmes, l'objectif principal est la compréhension de phénomènes en présence afin d'obtenir les informations nécessaires nous permettant de les caractériser. Théorie et expérimental sont très limités et ne nous permettent pas d'obtenir ces informations. En réalité les différents problèmes possèdent un nombre important de paramètres rendant très difficile toute acquisition ou généralisation des données expérimentales sous forme de corrélations

empiriques. En effet, de nombreuses difficultés peuvent être rencontrées et à plusieurs niveaux dans les études expérimentales sur la convection. Comme par exemple la maîtrise et le contrôle des conditions aux limites et de différents paramètres de fonctionnement. La modélisation numérique, peut alors, être un moyen efficace. L'avantage de la modélisation numérique par rapport aux essais expérimentaux, est la réalisation d'études paramétriques importantes tout en assurant un bon contrôle des différents paramètres en présence sans pour autant perturber les caractéristiques de l'écoulement.

Dans ce travail, les transferts de chaleur et de masse par convection mixte en milieux fluides confinés sont étudiés numériquement et comparés avec des résultats expérimentaux. L'étude entreprise est en relation directe avec les applications précitées. Le travail considéré est une contribution à la compréhension des phénomènes physiques qui se produisent dans celles-ci. Elle vise à comprendre les mécanismes régissant le phénomène d'évaporation de l'eau par convection mixte et son effet sur les transferts de chaleur et de masse.

Notre travail consiste à étudier numériquement, dans un premier temps, l'évaporation en convection mixte d'un film d'eau d'épaisseur négligeable ruisselant sur la face interne des parois d'un canal vertical/incliné en présence d'un écoulement d'air humide ascendant. En deuxième lieu, des essais expérimentaux ont été réalisés dans une cellule de distillation afin de valider expérimentalement notre code de calcul mais aussi de vérifier l'hypothèse d'un film d'eau d'épaisseur négligeable. L'écoulement est supposé laminaire et les parois du canal sont maintenues isothermes, adiabatiques ou à flux imposés. Pendant l'évaporation/condensation du film d'eau, le transfert de chaleur et de masse s'opère. Les effets de forces de gravité thermiques et massiques ont été fortement générés par la présence de gradients de température et de concentration de la vapeur d'eau dans l'écoulement.

Afin de situer notre travail, nous présentons dans le premier chapitre une revue bibliographique et nous le situons par rapport aux travaux théoriques et expérimentaux antérieurs. Nous avons insisté particulièrement sur les études relatives aux transferts couplés de chaleur et de masse en convection forcée, mixte et naturelle des écoulements internes.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de modélisation mathématique ainsi qu'à la méthode de résolution numérique des équations.

Nous développerons au troisième chapitre une description du montage expérimental utilisé dont les résultats nous ont permis de valider notre code de calcul.

Dans le quatrième chapitre nous étudierons les transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase dans un canal vertical sous des conditions aux limites asymétriques. Dans cette étude, la paroi gauche du canal est maintenue isotherme et humide alors que celle de droite est adiabatique sèche et imperméable à la matière. Dans ce chapitre, les paramètres de contrôle mis en jeu sont la température et l'humidité de l'air à l'entrée du canal.

Le cinquième chapitre portera sur une étude paramétrique de la convection mixte thermosolutale dans un canal incliné asymétrique avec chauffage de la paroi humide. Les paramètres de contrôle essentiellement étudiés sont l'angle d'inclinaison, le rapport de forme, le nombre de Reynolds ainsi que la température de la paroi humide inférieure du canal

Le dernier chapitre de ce travail concerne l'évaporation par convection mixte ascendante dans un canal aux parois adiabatique. La première partie de ce chapitre est une étude expérimentale par contre la deuxième partie est consacrée à une confrontation avec la simulation numérique.

Et en fin nous présentons les principales conclusions dégagées de ce travail ainsi que les perspectives envisagées.

# CHAPITRE 1

## REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

### 1.1. GÉNÉRALITÉS

Les écoulements fluides avec transferts couplés de chaleur et de masse se rencontrent dans un grand nombre d'applications industrielles et de phénomènes naturels. Les échangeurs de chaleur, les humidificateurs et les déshumidificateurs d'air, le refroidissement et la protection thermique de parois chaudes, le dessalement de l'eau de mer et des eaux saumâtres, les vents au dessus des plans d'eau, la climatisation évaporative et la transpiration en constituent quelques exemples. Compte tenu de son application pratique, l'évaporation d'un film liquide en présence d'un écoulement gazeux a fait l'objet de nombreux travaux numériques et expérimentaux.

Nous présentons dans ce chapitre les travaux de la littérature basés sur les transferts de chaleur et de masse en convection naturelle, forcée et mixte avec évaporation et/ou condensation aussi bien numériques qu'expérimentaux. Nous insistons particulièrement sur les écoulements internes ouverts avec transferts couplés de chaleur et de masse.

### 1.2. ÉTUDES NUMÉRIQUES

#### 1.2.1. Plaques/Canaux verticaux

Plusieurs études numériques ont été réalisées sur les transferts couplés de chaleur et de masse que se soit en convection naturelle, mixte ou forcée le long d'un canal formé de deux plaques planes parallèles verticales ou inclinés.

Gebhart et Pera (1971) ont étudié les transferts couplés de chaleur et de masse par convection naturelle le long d'une plaque verticale isotherme en absence de film ruisselant. Ils ont proposé une solution analytique pour décrire le comportement de l'écoulement et des transferts. Leurs résultats ont montré les limites de cette approche dans le cas des écoulements plus compliqués en présence de forces d'Archimède.

Nelson et Wood. (1989) ont étudié numériquement un écoulement d'air en convection naturelle laminaire entre deux plaques planes parallèles et verticales maintenues à une

température et une fraction massique uniformes. Les auteurs ont utilisé un modèle de couche limite, et ont établi des corrélations des coefficients du transfert de chaleur et de masse. Leurs résultats montrent que pour des canaux longs, à faible nombre de Rayleigh, les solutions numériques s'approchent de la solution analytique de l'écoulement complètement développé. Ils ont montré que pour des nombres de Rayleigh intermédiaires, le taux de transfert de chaleur et de masse pour des plaques parallèles est plus élevé que celui produit dans le cas d'une seule plaque.

L'évaporation par convection naturelle d'un film liquide s'écoulant sur une plaque verticale adiabatique a été réalisée par Tsay *et al.* (1990). Leurs résultats montrent que le refroidissement du film liquide est principalement causé par la chaleur latente associée à la vaporisation du film liquide. Les auteurs ont montré que le refroidissement considérable du film liquide résulte, pour le système à température du film liquide élevée ou à faible taux, du débit d'évaporation.

Yan et Lin (1990) ont mené une étude numérique sur les transferts couplés de chaleur et de masse en convection naturelle entre deux plaques parallèles et verticales avec un film d'eau ou d'éthanol en évaporation. Les résultats de cette étude ont montré que l'hypothèse d'un film mince n'est valable que lorsque les débits massiques sont faibles.

Boukrani *et al.* (2000) ont étudié théoriquement l'effet de l'évaporation d'un film d'eau sur les transferts combinés de chaleur et de masse en convection naturelle dans un canal vertical isotherme et asymétrique. L'une des plaques du canal est humide alors que l'autre plaque est sèche. L'influence de la température sur la paroi chauffée, la largeur du canal et de l'humidité relative de l'air ambiant sur les transferts de chaleur et de masse ont été examinés en détail. Leurs résultats montrent que le transfert de chaleur de l'écoulement d'air est dominé par le transport de chaleur latente associé à la vaporisation du film liquide sur la paroi mouillée. Les résultats des auteurs montrent que le débit d'air dû aux forces d'Archimède d'origines thermique et massique augmente avec l'écartement des plaques.

Une étude numérique sur l'évaporation d'un film liquide mince dans un courant d'air chaud descendant en convection naturelle ou mixte accompagné des transferts couplés de chaleur et de masse dans un canal vertical asymétrique a été menée par Debbissi et al (2003). La plaque gauche du canal est maintenue adiabatique et humide alors que l'autre plaque est isotherme et sèche. Leurs principaux résultats montrent qu'au-dessous d'une certaine température du courant d'air, dite température d'inversion, le taux du film d'eau évaporé

diminue par l'augmentation de l'humidité de l'air et inversement pour une température supérieure à celle-ci.

Yan *et al.* (1991) ont étudié les effets de l'évaporation d'un film liquide sur les transferts de chaleur et de masse dans un écoulement d'air descendant en convection mixte laminaire dans un canal vertical formé de deux plaque plane parallèles. L'une des plaques est adiabatique et sèche alors que l'autre est chauffée par un flux de chaleur uniforme. Un film liquide constitué d'un mélange éthanol-eau, ruisselle par gravité sur la plaque chauffée. Les auteurs montrent que le transfert de chaleur entre le film liquide et le gaz est dominé par le transport de chaleur latente associée à l'évaporation. Les auteurs précisent que l'amplitude du flux de chaleur latente est cinq fois plus grande que celle du flux de chaleur sensible.

Wang *et al.* (1994) ont présenté une étude numérique de l'effet des forces d'Archimède sur les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement d'air laminaire en convection mixte dans la région d'entrée thermique d'un canal vertical et horizontal. Leurs résultats montrent qu'un renversement d'écoulement a été produit à l'axe central du canal dans le cas de chauffage et près de la paroi dans le cas de refroidissement pour  $Gr/Re$  relativement grand.

Lee *et al.* (1997) ont mené une étude numérique sur les transferts combinés de chaleur et de masse dans un canal vertical rectangulaire. Une de ses parois est poreuse et maintenue constamment humide par un film d'eau liquide, les autres parois sont supposées adiabatiques sèches. Leurs résultats montrent que du fait de l'évaporation du film liquide, le transfert de masse favorise le transfert de chaleur. Ils ont montré par ailleurs que dans ce cas d'écoulement, la présence des forces d'Archimède favorise le transfert de chaleur et de masse.

L'effet de l'épaisseur du film liquide et celui de la constitution du mélange sur le transport de chaleur a été étudié par Chérif et Daif (1999) en traitant un écoulement d'air descendant en convection mixte entre deux plaques planes parallèles et verticales dont le film liquide ruisselant sur l'une des plaques chauffées est à flux de chauffage constant. Leurs résultats montrent que l'effet de l'épaisseur du film liquide dépend essentiellement de sa composition chimique.

Salah El Din (2003) a analysé l'effet des forces d'Archimède thermique et solutale d'un écoulement d'air laminaire ascendant en convection mixte dans un canal vertical avec des parois soumises à des flux de chaleur et de masse uniformes. Ses résultats prouvent que le transfert de chaleur et de masse augmente avec le rapport de flottabilité  $Gr_M/Gr_T$ .

Les effets des transferts couplés de chaleur et de masse d'un écoulement d'air humide laminaire descendant dans un canal vertical isotherme ont été étudiés par Ait Hammou *et al.* (2004). Le canal est formé de deux plaques planes parallèles et maintenues isothermes. Sur leurs surfaces internes ruisselle un film d'eau liquide d'épaisseur négligeable. Leurs résultats montrent que l'effet des forces d'Archimède est important sur les profils de vitesse, le coefficient de friction et sur le nombre de Nusselt sensible alors que cet effet est significatif sur le nombre de Nusselt latent. Ils ont montré, par ailleurs, que dans le cas où la fraction massique de la vapeur d'eau à l'entrée est supérieure à celle de la saturation correspondant à la température de la paroi, une condensation de la vapeur peut se développer.

Huang *et al.* (2005) ont présenté une étude numérique sur l'effet de l'évaporation et de la condensation d'un film liquide sur les transferts couplés de chaleur et de masse d'un écoulement d'air laminaire en convection mixte dans une conduite rectangulaire verticale. Les parois sont maintenues à des températures et concentrations constantes. Leurs résultats montrent que le transport de la chaleur latente avec évaporation et condensation du film augmente énormément le taux de transfert de chaleur. Les auteurs ont montré, par ailleurs, que l'augmentation du transfert de chaleur, accompagné de l'évaporation du film, est importante dans le cas des systèmes de grandes températures à la paroi.

Une étude numérique d'un écoulement d'air turbulent en convection mixte avec évaporation d'un film liquide dans un canal vertical constitué de deux plaques planes adiabatiques, a été menée par Jang et Yan (2006). Les auteurs ont résolu les équations de conservation aussi bien dans la phase liquide que gaz. Leurs résultats montrent que le flux de chaleur a augmenté considérablement en raison de l'évaporation du film liquide. Ils ont montré également que le transfert thermique a augmenté par la diminution du débit du film liquide et l'augmentation du nombre de Reynolds et de la température d'entrée.

Azizi *et al.* (2007) ont étudié numériquement les effets des forces d'Archimède thermiques et massiques sur un écoulement d'air laminaire ascendant et descendant dans un canal vertical formé de deux plaques planes parallèles. Les plaques sont mouillées par un film d'eau liquide de faible épaisseur, maintenues à une température constante plus petite que celle de l'air à l'entrée du canal. Leurs résultats montrent que les forces d'Archimède ont un effet important sur les transferts de chaleur et de masse. Les auteurs montrent que la convection naturelle peut augmenter ou diminuer les flux de transfert de chaleur et de masse dépendamment de la direction de l'écoulement, en précisant que les transferts dépendent des conditions de température et de l'humidité à l'entrée du canal. Ils prouvent que le

renversement d'écoulement a été observé pour un écoulement ascendant avec une différence de température relativement grande entre l'air entrant et les parois du canal.

Le développement de l'écoulement en convection naturelle laminaire dans un canal vertical bidimensionnel formé de deux plaques planes parallèles soumises à des densités de flux thermique constantes mais non nécessairement égales a été mené par Dalbert et *al* (1981). Le conduit est ouvert à ses extrémités inférieure et supérieure. Le fluide pénètre dans le canal à une température ambiante constante avec un profil de vitesse uniforme. Dans la conduite les variations de densité du fluide chauffé par les parois provoquent un écoulement ascendant de convection naturelle. Les résultats obtenus montrent que : Pour un nombre de Grashof compris entre 0.2 et 500, le débit du fluide ainsi que les profils de vitesse et de température sont donnés pour différents valeurs de la dissymétrie du chauffage des parois.

L'analyse des transferts combinés de chaleur et de masse en convection naturelle complètement développée entre deux plaques planes parallèles inclinées par rapport à l'horizontale a été faite par Hajji et Worek (1988). Deux cas ont été étudiés pour cette configuration. Le premier cas considère une température et une concentration uniforme imposées sur la plaque supérieure, alors qu'un flux de chaleur et un flux de masse sont imposés à la plaque inférieure. Dans ce premier cas, les résultats obtenus par les auteurs stipulent que les profils de vitesse, de température et de concentration et le nombre de Nusselt et Sherwood ne dépendent pas du nombre de Prandtl et de Schmidt. Le second cas considère une variation linéaire de température et de concentration à la plaque supérieure alors que des flux de chaleur et de masse uniformes sont imposés à la plaque inférieure. Les auteurs montrent dans ce deuxième cas que, les profils de vitesse, de température et de concentration dépendent essentiellement du nombre de Prandtl et de Schmidt ainsi que d'autres paramètres de l'écoulement.

Une étude sur la convection naturelle en écoulement turbulent avec transfert de chaleur dans un canal vertical formé de deux plaques planes parallèles asymétriquement chauffé a été menée par Fedorov et Viskanta (1997). La plaque gauche du canal est chauffée en imposant une température uniforme ou un flux de chaleur. Celle de droite est maintenue adiabatique. L'air ascendant entre dans le canal avec une température, une densité et une vitesse constantes. Les résultats de cette étude montrent que l'intensité de la turbulence à l'entrée du canal affecte sérieusement le lieu du passage de la transition laminaire vers la turbulence de l'écoulement ainsi que le coefficient de transfert de chaleur moyen. Ils ont montré également que les relations concernant le nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt

moyen ont été développées en termes de paramètres adimensionnels. Les auteurs montrent que la loi du nombre de Reynolds en modèle turbulent est capable de prédire le transfert de chaleur sur les forces d'Archimède thermiques.

L'écoulement turbulent en convection naturelle dans un canal vertical chauffé asymétriquement a été étudié numériquement par Turgut et Simon (2007). Le canal expérimental est formé de deux plaques planes parallèles. La plaque gauche, en aluminium, est chauffée et maintenue à température uniforme, celle de droite, en verre, est maintenue adiabatique. Un écoulement d'air ascendant entre dans le canal. Une prise de mesure des profils de vitesse et de température a été faite à la sortie du canal. Les principaux résultats obtenus pour cette étude montrent que les profils de vitesse expérimentaux le long du canal indiquent un caractère de développement de l'écoulement et possède une contribution importante à la compréhension de l'écoulement turbulent dans le canal. Ils montrent également que les données expérimentales concernant l'écoulement et le champ de température contribueront à la compréhension du problème, à la validation et à l'évaluation numérique.

L'écoulement turbulent accompagné d'un transfert de chaleur et de masse dans un canal vertical asymétriquement chauffé a été mené par Fedorov et *al* (1997). Le canal est formé de deux plaques planes parallèles verticales. La plaque gauche du canal est humide, chauffé en imposant une température uniforme, celle de droite est adiabatique sèche. L'écoulement d'air ascendant entre dans le canal avec une température et une concentration constante et un profil de vitesse uniforme. Les résultats obtenus par les auteurs montrent que le transfert de chaleur vers le film liquide est dominé par le transport de chaleur latente associé à l'évaporation du film liquide. Leurs résultats stipulent que l'analogie transfert de chaleur transfert de masse devient inapplicable après le passage de l'écoulement laminaire vers la turbulence. Ils ont montré par ailleurs, que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 30 000, les forces d'Archimède aident l'écoulement et déforment le profil de vitesse et affectent également les coefficients de transfert.

Yan et Lin (1989) ont étudié un système formé de deux plaques planes parallèles et verticales sur les surfaces internes duquel, ruisselle un film d'eau liquide de faible épaisseur maintenue à une température constante. L'écoulement d'air entre dans le canal en régime permanent avec une vitesse et une température constante. Les effets des températures du système sur le transfert ont été examinés. Les résultats obtenus par les auteurs montrent que le transfert de chaleur est dominé par le transport de chaleur latente associé à la vaporisation du film liquide. Ils ont montré, par ailleurs, que pour une température de la plaque inférieure à la

température d'entrée du fluide, le film liquide sur la paroi du canal peut être servi comme une barrière de chaleur pour la protection de la paroi du canal.

Une approche expérimentale et numérique sur les transferts combinés de chaleur et de masse et sur la radiation de surface des plaques parallèles d'un canal vertical a été menée par Krishnan *et al.* (2004). Le système est formé de trois plaques planes parallèles verticales dont deux d'entre elles sont isolées thermiquement et une insérée à l'intérieur de ces derniers est uniformément chauffée par une température uniforme. Un écoulement d'air ascendant circule entre les deux plaques adiabatiques avec une vitesse et une concentration uniforme. Les résultats obtenus par les auteurs stipulent que la contribution de radiation du taux total du transfert de chaleur est significative encore pour des températures très inférieures à 320 K. Ils ont montré également que la contribution de radiation pour un espacement large de 52.2mm est faible, que dans le cas d'une plaque isolée, d'environ 20%.

### 1.2.2. Plaques/Canaux inclinés

Mammou et Dagenet (1992) ont présenté une étude numérique sur l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse le long d'une plaque inclinée. La plaque est constituée de deux zones humides encadrant une zone sèche. Les effets des principaux paramètres physiques sur les profils de vitesse, de température et de concentration ont été examinés et le Nombre de Nusselt et de Sherwood résultant ont été déterminés. Les résultats obtenus montrent que la longueur de la région centrale sèche présente un critère exceptionnel et que les profils de vitesse, température et concentration sont beaucoup plus influencés par la présence de cette zone sèche. Leurs résultats stipulent que l'angle d'inclinaison de la plaque a peu d'effet sur les coefficients d'échanges massique et thermique.

Yan et Soong (1995) ont mené une étude sur l'évaporation d'un film liquide ruisselant sur une plaque plane inclinée et soumise à un flux de chaleur uniforme et constant. Supposant que les écoulements d'air et du film liquide sont turbulents et sans ondes, leurs résultats montrent que l'augmentation de l'angle d'inclinaison, de l'épaisseur du film liquide à l'entrée ou de la vitesse du courant d'air entraînent une diminution de la température de la plaque et celle de l'interface.

Agunaoun *et al.* (1998) ont mené une analyse numérique sur les transferts de chaleur et de masse d'un film mince de liquide binaire s'écoulant sur une paroi plane et inclinée. Les équations de transfert ont été résolues aussi bien dans la phase liquide que gaz. Le liquide binaire utilisé est un mélange éthylène glycol-eau. Les principaux résultats obtenus par les

auteurs montrent qu'il est possible d'accroître la fraction massique évaporée quand la teneur en éthylène glycol est inférieure à 40%. Les auteurs ont montré notamment que d'une manière générale, le coefficient d'échange diminue quand la teneur en éthylène glycol augmente. Ils ont prouvé qu'il est possible de stabiliser voire augmenter ce coefficient d'échange avec les conditions précitées.

Une étude numérique a été menée par Mezaache et Dagenet (2000) sur l'évaporation dans un courant forcé d'air humide, d'un film mince d'eau ruisselant sur une plaque plane inclinée et soumise à différentes conditions thermiques. La plaque est soit adiabatique, soit soumise à un flux de chaleur constant soit maintenue à une température constante. Leurs résultats montrent que l'effet du terme de diffusion enthalpique dans l'équation de l'énergie est négligeable et que le transfert de chaleur est dominé par le transfert lié à la transition liquide-vapeur, que la plaque soit adiabatique, isotherme ou chauffée par un flux de chaleur de densité constante.

Un modèle à deux phases est présenté par Siow et al (2007) pour une analyse de la condensation d'un film liquide en écoulement laminaire ruisselant sur un canal formé de deux plaques planes parallèles. Le canal est incliné par rapport à l'horizontal. La plaque inférieure du canal est mouillée par un film liquide et maintenue à une température constante alors que celle supérieure est adiabatique. Un courant d'air descendant entre dans le canal avec une température, une concentration constante et un profil de vitesse uniforme. Le modèle étudié utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations dans les deux phases de la couche limite incluant les forces d'inerties et l'énergie convective. Les résultats sur le mélange air-vapeur sont présentés et l'effet de la variation du nombre de Froude, de la fraction massique du gaz, du nombre de Reynolds à l'entrée et pour différentes valeurs de la température à l'entrée est examiné. Pour les autres paramètres fixés, les auteurs montrent que la variation du nombre de Froude correspond à un changement de l'angle d'inclinaison. Ils ont trouvé qu'une diminution du nombre de Froude, correspondant à une augmentation de l'angle de la déclinaison, favorise l'écoulement du film et diminue son épaisseur. Ils ont montré par ailleurs, qu'une augmentation du nombre de Reynolds à l'entrée du canal produit toujours une épaisseur du film mince et une grande valeur du nombre de Nusselt local.

### **1.2.3. Plaques/Canaux horizontaux**

Une étude portant sur l'instabilité convective sous les effets combinés des forces d'Archimède thermiques et massiques dans la région d'entrée thermique d'une conduite

rectangulaire horizontale a été menée par Lin et *al.* (1992a). La conduite est formée de quatre côtés dont les trois sont maintenus adiabatiques et le quatrième coté, inférieur du canal, est maintenu à une température constante. Un fluide en écoulement entre dans le canal suivant la direction horizontale avec une température et une vitesse constante. Les influences de la température sur le fond de la paroi isotherme, de l'humidité relative et le rapport d'instabilité sur le transfert de chaleur et de masse sont examinées en détail. Les principaux résultats obtenus montrent que le système est instable pour une plus grande valeur de température de la surface interne de la paroi isotherme. Ils ont précisé également que ce phénomène est inversé pour une plus grande valeur de l'humidité. Par ailleurs, ils ont montré que le transfert de chaleur est dominé par le transport de chaleur latente associé à l'évaporation du film liquide.

Lin et *al.* (1992b) ont étudié les effets combinés des forces d'Archimède d'origine thermique et massique sur la convection forcée en écoulement laminaire dans un canal horizontal à section carré. La paroi inférieure est maintenue humide et soumise à un flux de chaleur uniforme alors que les autres parois sont adiabatiques et sèches. Ils ont montré numériquement que le transfert de chaleur est dominé essentiellement par le transport de chaleur latente associé à l'évaporation du film liquide.

Une étude numérique sur les caractéristiques du champ de vitesse et de température d'un écoulement gazeux de faible densité dans un canal étroit formé de deux plaques planes parallèles horizontales adiabatiques a été menée par Shi et *al.* (2001). L'écoulement du gaz entre dans le canal avec une température et une pression constante et un profil de vitesse uniforme. Les principaux résultats obtenus par les auteurs montrent que les résultats numériques sont en bon accord avec les données expérimentales sur la distribution de pression et la distribution de température à la surface de la paroi. Ils ont montré également que la caractéristique de la distribution du coefficient de frottement le long du canal a été quantitativement clarifiée.

#### **1.2.4. Tubes/cylindres verticaux**

Yan et Lin (2001) ont mené une étude numérique des transferts de chaleur et de masse dans un écoulement d'air en convection naturelle entre deux cylindres concentriques avec évaporation ou condensation du film liquide. Les auteurs ont montré que le transfert de chaleur le long de la paroi humide est dominé par le transport de chaleur latente associé à l'évaporation ou à la condensation du film liquide. Ils ont montré que le transfert de chaleur et

de masse devient très important avec un grand rapport de rayon dû essentiellement à l'importance des effets combinés des forces d'Archimède.

Plusieurs recherches ont été consacrées aux effets combinés des forces d'Archimède thermique et massique en convection mixte laminaire dans des conduites verticales. Lin *et al.* (1988) ont étudié la convection mixte laminaire dans un tube vertical. Ils ont montré que l'effet des forces d'Archimède est important pour des faibles nombres de Reynolds et des températures d'entrée élevées. Ils ont montré également que le transfert de chaleur est dominé par le transport de chaleur latente due à l'évaporation du film liquide.

Feddaoui *et al.* (2001) ont étudié numériquement les caractéristiques du refroidissement par évaporation du film en convection mixte laminaire dans un tube vertical à paroi adiabatique. Leurs résultats montrent que le refroidissement est efficace pour de petits débits ou de grand nombre de Reynolds. Ils ont précisés également que le film se refroidit mieux tant que sa température d'entrée est élevée.

Une analyse a été menée par Feddaoui *et al.* (2006) sur l'étude d'un refroidissement par évaporation d'un film liquide tombant sur les surfaces internes d'un tube vertical maintenu adiabatique en écoulement turbulent. Les caractéristiques du transfert de chaleur et de masse du système air-eau sont principalement considérées. Un écoulement d'air humide descendant entre dans le tube avec une température, une concentration et une vitesse constantes. Les résultats obtenus montrent que quand la température du film d'eau à l'entrée est relativement grande, l'énergie emmagasinée dans le film d'eau est principalement nécessaire à son évaporation. Ils ont montré, par ailleurs, que l'effet des forces d'Archimède est prononcé dans le cas où la température du film liquide est plus grande et au cas où le nombre de Reynolds est faible. Dans ce cas, l'écoulement est partiellement laminaire et le transfert de chaleur est donc considérablement diminué.

### **1.3. ÉTUDES EXPÉRIMENTALES**

#### **1.3.1. Plaques/Canaux verticaux**

En marge des travaux théoriques, plusieurs chercheurs ont étudié expérimentalement les phénomènes de transferts de chaleur et de masse dans les écoulements fluides en focalisant l'attention dans un premier temps sur l'aspect purement thermique. C'est ainsi que Wirtz et Stutzam (1982) ont étudié les transferts de chaleur dans un écoulement d'air en convection naturelle entre deux plaques planes parallèles et verticales uniformément chauffées. La

température des parois est mesurée par des thermocouples régulièrement disposés le long du conduit et la distribution de température dans l'air entre les deux plaques est mesurée par interférométrie. Les auteurs présentent l'évolution axiale de la température de la paroi et proposent des corrélations pour les nombres de Nusselt local et global en fonction notamment du nombre de Rayleigh.

Sparrow et al. (1984) ont étudié un problème similaire entre une plaque chauffée et une plaque adiabatique. Pour certaines conditions de chauffage, ils ont observé des renversements d'écoulement du profil de vitesse proche de la paroi adiabatique accompagné d'une accélération très marquée proche de la paroi chauffée.

Yan et al. (1991) ont construit un dispositif expérimental constitué de deux plaques planes parallèles et verticales le long desquelles ruisselle un film liquide. Deux liquides sont considérés dans cette étude : L'eau à cause de sa grande utilisation dans de nombreuses applications et l'éthanol à cause de sa grande volatilité. Les auteurs ont souligné la difficulté de mesurer le taux d'évaporation et de contrôler avec précision les conditions thermiques et hygrométriques de l'écoulement induit par l'air dans le conduit. Une discussion est présentée sur les effets du débit et de la température d'entrée du liquide sur l'échange net de chaleur entre l'entrée et la sortie du canal. Dans le cas de l'eau et celui de l'éthanol, il est montré que le meilleur refroidissement du liquide est obtenu lorsque sa température d'entrée est élevée ou lorsque son débit est faible. Aucune information n'est cependant fournie sur la variation des propriétés de l'air humide.

Récemment, Cherif et al. (2010) ont conduit une étude expérimentale dans un canal vertical formé de plaques planes parallèles et conçu pour jouer le rôle d'un évaporateur. Les parois verticales sont constituées de deux plaques métalliques et supportent des films en évaporation. Elles sont symétriquement chauffées et soumises à une densité de flux de chaleur constante. Les deux cas de la convection naturelle et de la convection forcée sont considérés. Les auteurs ont présenté les courbes de température aussi bien dans le film liquide que dans la phase gazeuse. Leurs résultats stipulent que l'influence des paramètres opératoires sur les profils de températures a été montrée : l'augmentation de la vitesse de soufflage d'air diminue la température dans la phase liquide et dans la phase gazeuse et induit une augmentation du rendement thermique de l'évaporation. Les auteurs ont montré que le rendement thermique de l'évaporation du film liquide est limité par la valeur de 0.8.

### 1.3.2. Tubes/Cylindres verticaux

Conder et al. (1982) ont construit un évaporateur cylindrique vertical à film liquide tombant. L'épaisseur du film est maintenue uniforme sur toute la circonférence du tube et trois thermocouples y sont fixés afin de mesurer la température d'entrée du liquide et celles d'entrée et sortie du gaz. Le liquide est constitué d'eau tandis que le gaz soufflé par le bas de la conduite est de l'azote avec une concentration croissante en vapeur d'eau à mesure que l'on remonte vers l'évaporateur. Les mesures prises ont permis aux auteurs de valider un modèle analytique unidimensionnel de prédiction des taux de transferts de chaleur et de masse dans un tel appareil.

Une étude expérimentale de l'évaporation de liquides binaires ruisselant le long de la paroi interne d'une conduite cylindrique verticale uniformément chauffée et en contact avec un écoulement gazeux co-courant a été menée par Palen et al. (1994). La température à l'interface paroi-liquide est déduite de celle mesurée le long de la surface extérieure par des thermocouples. L'évolution de la température dans la phase gazeuse est mesurée grâce à un thermocouple pouvant glisser dans l'axe du tube. Les liquides utilisés sont l'eau (fluide pur) et des mélanges eau-propylènes, eau-éthylène glycol à différentes concentrations. La composition du liquide à l'entrée et à la sortie du tube évaporateur est déterminée à partir d'un indice de réfraction. Grâce à ces mesures, les auteurs ont établi les coefficients d'échange de chaleur pour différentes conditions opératoires ainsi qu'une corrélation pour le nombre de Sherwood en fonction des nombres de Schmidt.

An et al. (1999) ont menée une étude sur les écoulements ascendants d'air dans un tube cylindrique vertical uniformément chauffé et mouillé à l'intérieur par un film tombant d'eau. Le dispositif expérimental utilisé comprend des appareils de mesure et de contrôle du débit et de la température de l'eau et du débit de l'air à l'entrée, ainsi que les thermocouples pour le suivi de la variation axiale de la température à la paroi du tube. Une sonde à ultrasons est utilisée pour vérifier l'uniformité de l'épaisseur du film liquide à l'entrée. Ce dernier résulte en fait d'une pulvérisation de fines gouttelettes d'eau contre la paroi interne supérieure du tube. L'écoulement gazeux est considéré en convection mixte ou purement naturelle. Les auteurs ont mené une discussion sur les effets des débits d'air et d'eau, de la température d'entrée de l'eau et du taux de chauffage pariétal sur l'évolution de la température pariétale. Ils mettent, par ailleurs, en évidence l'effet hautement bénéfique de la présence du film sur la protection thermique de la paroi notamment dans le cas de taux élevé de chauffage.

L'effet de l'angle d'inclinaison d'un écoulement d'air laminaire descendant caractérisé par les transferts de chaleur en convection mixte dans des tubes circulaires verticaux et inclinés avec un flux de chaleur uniforme à l'entrée a été étudié expérimentalement par Hussein et Yasin (2007). L'air a été utilisé comme étant un fluide test. Les résultats obtenus montrent que la température de la surface, pour des valeurs du nombre de Reynolds faibles, est plus grande que celle pour des nombres de Reynolds élevés et ce pour la même valeur du flux de chaleur, à cause de la valeur très faible du coefficient de transfert de chaleur. Les auteurs ont montré que pour un écoulement ascendant, les valeurs de la température à la surface des tubes sont faibles par comparaison avec le tube horizontal et ce pour les même nombre de Reynolds et Grashof. Les auteurs stipulent que les valeurs du nombre de Nusselt pour l'écoulement ascendant étaient plus élevées que celles pour les tubes horizontaux et pour l'écoulement descendant à un nombre de Grashof plus élevé.

#### **1.4. CONCLUSIONS**

Dans ce chapitre, une revue de la littérature des différents travaux numériques et expérimentaux portant sur les transferts de chaleur et de masse, en convection mixte, naturelle et forcée avec changement de phase a été présentée. Avec la complexité de ces phénomènes, la plupart des travaux numériques adoptent quelques hypothèses simplificatrices qui limitent le domaine de validité des modèles utilisés et des résultats obtenus. Ce qui fait que certains phénomènes physiques ne sont pas identifiables à cause de ces hypothèses simplificatrices. En effet, le modèle parabolique souvent utilisé dans la littérature en est un exemple. Ce modèle ne prend pas en compte la diffusion axiale de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces chimiques. Ce modèle ne peut donc être utilisé pour étudier le renversement d'écoulement. Il s'en suit que ce phénomène est très peu étudié dans la littérature surtout dans les écoulements en développement simultané avec transfert de chaleur et de masse avec changement de phase. Nous avons adopté, dans ce travail, un modèle elliptique qui prend en considération la diffusion axiale afin d'étudier le phénomène de renversement d'écoulement. On se propose, dans ce travail, d'analyser ce phénomène, ses effets sur les transferts de chaleur et de masse et sur le champ hydrodynamique. Une étude expérimentale accompagnera cette étude numérique afin de s'assurer de la validité du code de calcul mais aussi toucher la réalité des phénomènes observés par son application pratique.

## CHAPITRE 2

# MODÉLISATION MATHÉMATIQUE ET MÉTHODE DE RÉSOLUTION

### 2. 1. INTRODUCTION

Nous présentons, dans le présent chapitre, le modèle mathématique régissant les transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase dans un canal asymétrique. Les équations différentielles traitant ce problème sont présentées dans leurs généralités avant de passer par des hypothèses simplificatrices. La méthode numérique concernant la résolution du système d'équations de conservation régissant le problème ainsi que les procédures de validation du code de calcul sont présentés en fin de ce chapitre.

### 2.2. PRÉSENTATION DU PROBLÈME

La configuration étudiée est un canal plan (asymétrique) vertical ou incliné formé de deux plaques planes parallèles de longueur  $L$  et d'écartement  $2b$  (figure 2.1). Dans ce travail les effets de bord sont négligés et le problème considéré est supposé bidimensionnel et stationnaire dépendant uniquement des paramètres spatiaux  $(x, y)$ . L'une des plaques est mouillée par un film d'eau liquide d'épaisseur négligeable tandis que l'autre est maintenue adiabatique et sèche. Le canal est ouvert de ses extrémités inférieure et supérieure. Un écoulement laminaire d'air chaud/frais circule entre les deux plaques avec une température  $T_0$ , une humidité  $C_0$  en eau constantes et un profil de vitesse  $u_0$  uniforme.

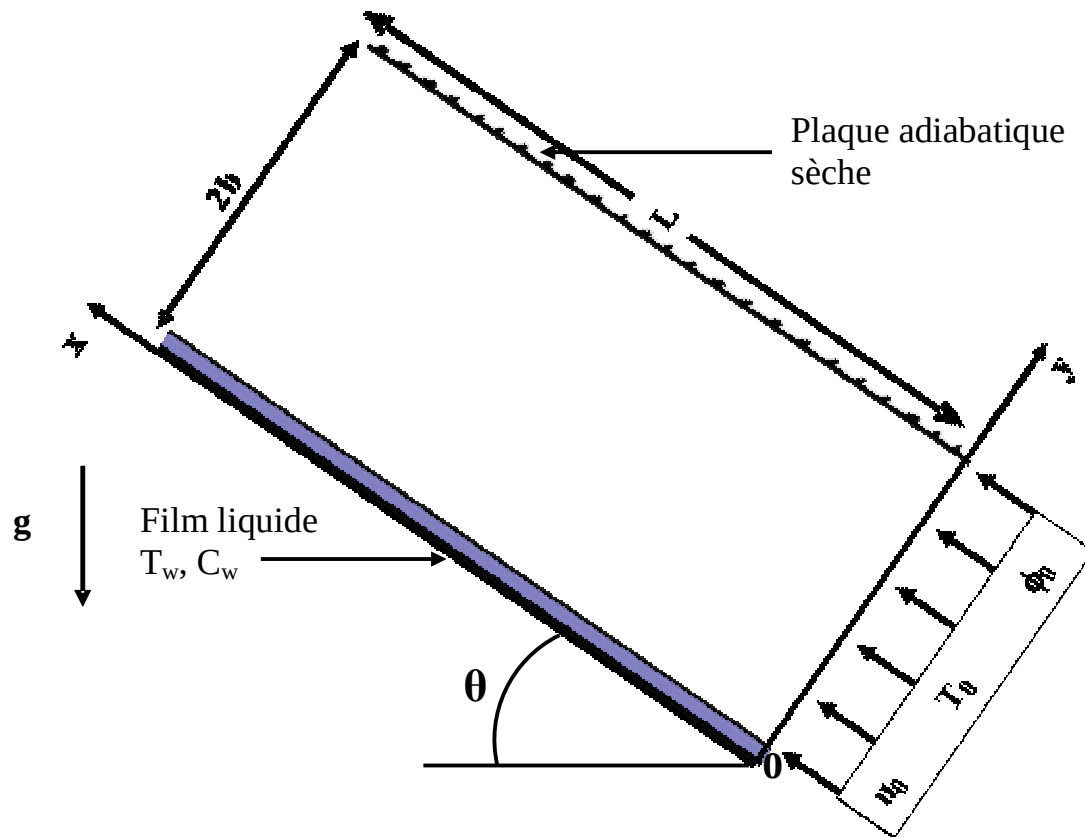


Fig.2. 1. Schéma du modèle physique.

### 2.2.1. Formulation générale

Dans ce qui suit, la formulation générale des équations est présentée dans le cas d'un régime stationnaire et bidimensionnel. Dans le mélange air vapeur d'eau, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse sont obtenues en appliquant les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de la conservation de l'énergie et des espèces chimiques en présence.

### 2.2.1.1. Équation générale de conservation de la masse.

L'équation générale de conservation de la masse totale pour un écoulement bidimensionnel, laminaire et permanent en absence de réaction chimique est donnée par :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

Cette équation stipule que la matière est conservée sur l'ensemble du volume de contrôle pris dans l'écoulement. En effet, elle est valable aussi bien dans la phase liquide que celle gazeuse.

### 2.2.1.2. Équations générales de conservation de la quantité de mouvement

Les équations générales de conservation de la quantité de mouvement pour un écoulement laminaire permanent d'un fluide newtonien s'écrivent sous la forme suivante :

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + X \quad (2.2)$$

$$\text{Avec } \sigma_x = P - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2.3)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.4)$$

Les équations (2.3) et (2.4) sont respectivement les contraintes visqueuses normales et tangentielles. La combinaison de ces deux équations avec l'équation (2.2) donne :

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2\mu}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + X \quad (2.5)$$

Pour un cas particulier intéressant où le fluide traité est supposé incompressible et la viscosité dynamique considérée est constante, l'équation de la quantité de mouvement suivant l'axe des abscisses est donnée par :

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + X \quad (2.6)$$

Avec  $X = \rho g_x$  exprime les forces de gravité dans la direction axiale.

Un raisonnement similaire donne l'équation de la quantité de mouvement suivant l'axe des ordonnées sous la forme suivante :

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + Y \quad (2.7)$$

Avec  $Y = \rho g_y$  représente les forces de gravité dans la direction transversale. Ces forces sont aussi connues sous le nom de terme source.

### 2.2.1.3. Équation générale de conservation de l'énergie

L'équation générale de conservation de l'énergie est obtenue en appliquant le premier principe de la thermodynamique. En effet, d'une manière générale, le premier principe de la thermodynamique sur un volume de contrôle donné s'exprime par :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \lambda \Delta T + q''' + \beta T \frac{DP}{Dt} + \mu \Theta \quad (2.8)$$

$$\text{Avec } \Theta = 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \quad (2.9)$$

L'équation (2.9) représente la fonction de dissipation visqueuse pour un écoulement incompressible bidimensionnel.

$\beta T \frac{DP}{Dt}$  , exprime l'effet de compressibilité de l'écoulement et  $q'''$  exprime la génération

interne de chaleur. En considérant le cas d'un gaz parfait ( $\beta T = 1$ ) sachant que

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.10)$$

En supposant que le fluide est à conductivité constante  $\lambda$ , avec une génération de chaleur interne nulle, et en négligeant l'effet de la compressibilité pour un écoulement stationnaire et en supposant que la dissipation visqueuse est négligée, l'équation (2.6) se réduit à :

$$\rho c_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.11)$$

#### 2.2.1.4. Équation générale de conservation des espèces chimiques

Dans cette équation, la forme générale est présentée sous forme molaire comme suit :

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( D \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \dot{n} \quad (2.12)$$

Avec  $\dot{n}$  représente la création de l'espèce chimique s'il y a lieu.

#### 2.2.2. Hypothèses simplificatrices adoptées.

La formulation mathématique du problème a été faite en adoptant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Nous avons considéré un écoulement laminaire, bidimensionnel, incompressible et permanent.

En écoulement interne ou confiné, le nombre de Reynolds ne doit pas dépasser 2 300 pour être considéré comme étant laminaire. L'incompressibilité de l'écoulement est expliquée par le fait que la densité du mélange air-vapeur ne dépend pas de la pression et l'écoulement est indépendant du temps. Cette hypothèse a été utilisée par plusieurs auteurs : [Lin et al., 1988 ; Tsay et Yan, 1990 ; Aguounaoun et al. 1994 ; Siow et al., 2004].

- L'air humide est considéré comme étant un gaz parfait.

L'air humide peut être considéré comme un mélange de deux gaz parfaits sous la pression atmosphérique. A l'aide de la loi des gaz parfait, on peut déterminer sa densité et la pression totale qui n'est autre que la somme des pressions partielles [Debbissi 2000 ; Mezaache et Dagenet, 2005 ; Siow et al., 2007].

- La dissipation visqueuse ainsi que le travail des forces de pression sont négligés.

Cette hypothèse est beaucoup plus considérée dans le cas où la vitesse de l'air et sa viscosité sont faibles, comme dans notre cas : [Tsay et Yan, 1990 ; Ali Cherif et Daif, 1999 et Debbissi et al., 2001].

- L'épaisseur du film liquide est négligée.

Le fait de négliger l'épaisseur du film liquide est une hypothèse très répandue dans la littérature. Dans ce cas on traite le film comme étant une condition aux limites, la température

du film liquide est égale à celle de la paroi ou support du ruissellement. Les équations de conservation sont résolues alors uniquement dans la phase gazeuse. Yan (1992) a mené une étude traitant la validité de cette hypothèse et a montré que cette hypothèse est valable seulement pour des faibles débits de liquide. Dans la littérature, plusieurs auteurs ont utilisés cette hypothèse [Gebhat et Pera 1971 ; Yan, 1993 ; Ait Hammou et al., 2004 ; Azizi et al., 2007 ; Laaroussi et al, 2009 ; Desrayaud et Lauriat, 2009].

- L'interface liquide-vapeur est en équilibre thermodynamique. Cette hypothèse signifie que le changement de phase ne se produit que sous des conditions de saturation. En effet, l'interface liquide-vapeur est considérée saturée à la température de saturation. Dans notre étude, c'est la température imposée sur la paroi mouillée  $T_w$ . Cette hypothèse a été utilisée par plusieurs auteurs [Tsay et Yan, 1990; Yan et Soong, 1995 ; Ait Hammou et al., 2004 ; Azizi et al., 2007 ; Siow et al., 2007].

- Le transfert par rayonnement de la plaque est négligé.

L'importance de négliger le transfert du rayonnement des parois de la plaque est due au fait que la gamme de température dans notre étude reste faible et l'effet radiatif des parois peut être considéré négligeable [Gebhart et Pera, 1971 ; Agounaoune et al., 1996 ; Debbissi, 2000 ; Mezaache et Daguenet, 2005 ; Azizi et al., 2007].

- Les effets Soret et Dufour sont considérés négligeables.

- Effet Soret : C'est le flux de masse causé par un gradient de température.

- Effet Dufour : C'est le flux de chaleur causé par un gradient de concentration.

Ces deux effets secondaires ne sont pas pris en compte dans notre étude car les gradients de température et de concentration sont faibles. Plusieurs auteurs les ont négligés dans des études similaires à la nôtre [Gebhart et Pera, 1971 ; Tsay et Yan, 1990 ; Ali Cherif et Daif, 1999 ; Azizi et al., 2007].

- L'approximation de Boussinesq est adoptée.

Afin de tenir compte des effets de flottabilité, sans s'encombrer de la variation des propriétés thermophysiques, l'approximation de Boussinesq est utilisée. Ainsi, les propriétés thermophysiques (Annexe B) sont considérées constantes et évaluées à la température et à la concentration de référence calculées par la loi du tiers [ $T_{ref} = (T_0 + 2T_w)/3$ ] et

$[C_{\text{ref}} = (C_0 + 2C_w)/3]$ , données par Chow et Chung (1983), sauf la masse volumique qui varie comme une fonction linéaire de la température et de la concentration (Boussinesq, 1903). Cette approximation est largement adoptée par plusieurs auteurs [Gebhart et Pera, 1988 ; Tsay et Yan, 1990 ; Ait Hammou et al., 2004 ; Azizi et al., 2007 ; Laaroussi et al., 2009 ; Desrayaud et Lauriat 2009 ; Yang et al. 2010]. Elle est confirmée par une littérature largement abondante et rapportant d'excellents accords aussi bien en numérique qu'expérimental. La validité de cette approximation a été étudiée dans la littérature [Gray et Giorgini, 1976]. Les auteurs montrent que cette approximation est bien valide pour des faibles différences de température et de concentration. Cette approximation est exprimée par la relation suivante :

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta_T (T - T_0) - \beta_M (C - C_0)) \quad (2.13)$$

Avec  $\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{c=\text{cste}, p=\text{cste}}$  : Coefficient d'expansion volumique dû à la température.

Et

$\beta_M = -\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{T=\text{cste}, p=\text{cste}}$  : Coefficient d'expansion volumique dû à la concentration.

Comme le gaz considéré ici est de l'air humide, supposé comme un gaz parfait, ces coefficients sont donnés par :

$$\beta_T = \frac{1}{T_0} \quad \text{et} \quad \beta_M = \frac{M_a - M_v}{(M_a - M_v)C + M_v}$$

La fraction massique de la vapeur d'eau dans l'air humide  $C$  est faible, alors la dernière expression peut être simplifiée par :

$$\beta_M = \frac{M_a}{M_v} - 1$$

### 2.2.3. Équations simplifiées régissant les champs hydrodynamique, thermique et massique

En tenant compte des hypothèses simplificatrices précitées, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse dans un canal vertical ou incliné s'écrivent sous la forme suivante :

Équation de continuité

$$\frac{\partial(u)}{\partial x} + \frac{\partial(v)}{\partial y} = 0 \quad (2.14)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant (ox)

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \rho g \sin \theta \quad (2.15)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant (oy)

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g \cos \theta \quad (2.16)$$

Équation de conservation de l'énergie

$$\rho c_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.17)$$

Équation de conservation des espèces chimiques

$$\left( u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} \right) = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (2.18)$$

En tenant compte de la relation (2.13), le gradient de pression et le terme de gravité dans l'équation (2.15) vont s'écrire sous la forme suivante :

$$-\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g \sin \theta = -\frac{\partial P_m}{\partial x} + \rho_0 g \sin \theta (\beta_T (T - T_0) + \beta_M (C - C_0))$$

Avec  $P_m = P + \rho_0 g (x \sin \theta + y \cos \theta)$  la pression modifiée.

#### 2.2.4. Les nombres adimensionnels caractérisant les transferts hydrodynamique, thermique et massique.

Au cours de notre étude, des nombres sans dimension interviennent pour caractériser l'écoulement et les transferts définis comme suit :

##### **Nombre de Reynolds :**

Ce nombre représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité.

$$Re = \frac{u_0 D_h}{\nu} \quad (2.19)$$

##### **Rapport de forme :**

C'est le rapport entre la largeur et la hauteur du canal définit par :

$$\gamma = \frac{2b}{L} \quad (2.20)$$

**Nombre de Grashof thermique :**

C'est le rapport entre les forces d'Archimède thermique et les forces de viscosité.

$$Gr_T = \frac{g\beta_T D_h^3 (T_w - T_0)}{\nu^2} \quad (2.21)$$

**Nombre de Grashof massique :**

C'est le rapport entre les forces d'Archimède massique et les forces de viscosité.

$$Gr_M = \frac{g\beta_M D_h^3 (C_w - C_0)}{\nu^2} \quad (2.22)$$

Où  $C_0$  et  $C_w$  correspondent respectivement à la concentration en vapeur d'eau à l'entrée du canal et à celle de la saturation à l'interface air-eau :

L'expression de la concentration en vapeur d'eau est donnée par [Yan et Soong, 1995, An et al., 1999, Debbissi et al., 2003].

$$C_w = \frac{M_v P_{sat}(T)}{M_a [P - P_{sat}(T)] + M_v P_{sat}(T)} \quad (2.23)$$

Où  $M_v$  and  $M_a$  sont respectivement les masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air.  $P_{sat}$  est la pression partielle de la vapeur à l'interface donnée par l'expression suivante :

[Vachon, 1979, Debbissi et al., 2003]

$$\log_{10} P_{sat}(T) = 28.59051 - 8.2 \log T + 2.4804 \times 10^{-3} T - 3142.32 / T \quad (2.23bis)$$

**Rapport de flottabilité :**

C'est le rapport entre le nombre de Grashof massique et le nombre de Grashof thermique définit par :

$$N = \frac{Gr_M}{Gr_T} \quad (2.24)$$

**Nombre de Prandtl :**

Il représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (2.25)$$

**Nombre de Schmidt :**

Il représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (2.26)$$

**Coefficient de frottement local :**

Il mesure le frottement du fluide sur les parois du canal.

$$f = \pm \frac{\mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0;2b}}{\frac{1}{2} \rho u_0^2} \quad (2.27)$$

**Densité de flux de chaleur :**

La densité de flux de chaleur échangé sur la paroi mouillée se compose de deux grandeurs relatives :

- Chaleur sensible : C'est l'énergie transférée directement au liquide sous l'effet du gradient de température. Tenant compte de l'hypothèse simplificatrice qui stipule de négliger l'énergie échangée par rayonnement sur la paroi humide, l'expression de cette densité de flux de chaleur est donnée par la relation suivante :

$$q_s'' = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.28)$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique de l'air humide.

- Chaleur latente : Energie transférée au liquide pour changer son état en vapeur.

L'expression de cette densité de flux de chaleur latente est donnée par la relation :

$$q_l'' = -\frac{\rho^* D^* h_{fg}}{1 - C_w} \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.29)$$

La densité de flux de chaleur total échangé est :

[Eckert et Frake, 1972]

$$q_T'' = q_s'' + q_l'' = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} - \frac{\rho^* D^* h_{fg}}{1 - C_w} \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.30)$$

Avec  $h_{fg} = 2.5016 \times 10^6 - 2.37 \times 10^3 (T_{ref} - 273.15)$

**Nombre de Nusselt sensible :**

Il fournit une comparaison entre le flux échangé par convection thermique et celui échangé par conduction. Il est défini par la relation suivante :

[Yan and Lin 1989, Tsay et al. 1990, Yan 1992 and Debbissi et al. 2003].

$$Nu_s = \frac{D_h \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_m - T_w} \quad (2.31)$$

### Nombre de Sherwood :

C'est le rapport entre le flux transmis par convection massique et celui transmis par diffusion des espèces. Il caractérise le transfert de masse à l'interface air-liquide.

$$Sh = \frac{h_m D_h}{D} = \frac{\dot{m}}{\rho(C_w - C_m)} \frac{D_h}{D} \quad (2.32)$$

A l'interface gaz-liquide, le liquide et le flux massique de vapeur sont en équilibre thermodynamique. Ce flux dû par le transfert de la convection et de la diffusion est donné par (Burmeister, 1993)

$$\dot{m} = \rho_l v_l = C_w \rho V_e - \rho D \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.33)$$

Pour un faible transfert de masse à l'interface liquide-gaz, cas de notre étude, l'expression du nombre de Sherwood suivante est donnée par :

[Tsay et al., 1990, Yan 1992, Debbissi et al., 2003, Oulaid et al., 2010b]

$$Sh = \frac{D_h \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0}}{C_m - C_w} \quad (2.34)$$

Avec  $C_m$  la concentration du mélange (Annexe A) définie par :

$$C_m = \frac{\int_0^{2b} \rho u C dy}{\int_0^{2b} \rho u dy} \quad (2.35)$$

### Nombre de Nusselt latent :

C'est le rapport entre le flux transmis par chaleur latente et celui transmis par conduction. Il est défini par la relation suivante :

[Tsay et al., 1990 ; Yan, 1992]

$$Nu_L = - \frac{\rho \cdot D_h \cdot D \cdot h_{fg}}{\lambda (1 - C_w) (T_w - T_m)} \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.36)$$

Avec  $T_m$  la température du mélange (Annexe A) définie par :

$$T_m = \frac{\int_0^{2b} \rho u T dy}{\int_0^{2b} \rho u dy} \quad (2.37)$$

L'association de ces deux nombres ( $Nu_S$  et  $Nu_L$ ) donne le nombre de Nusset total noté  $Nu_T$  tel que :

$$Nu_T = Nu_S + Nu_L \quad (2.38)$$

### 2.2.5. Conditions aux limites

Ce sont les conditions imposées sur les parois, à l'entrée et à la sortie du canal elles sont données sous la forme suivante :

- A l'entrée du canal ( $x = 0$ )

$$u = u_0, v = 0, T = T_0, C = C_0 \quad (2.39)$$

- Sur la paroi gauche humide ou inférieure du canal ( $y = 0, 0 < x < L$ )

$$u = 0, v = V_e, T = T_w, C = C_w \quad (2.40)$$

Où  $V_e$  est la vitesse transversale de la vapeur à l'interface liquide-vapeur. En supposant que l'interface air-vapeur est semi-perméable, c'est-à-dire que la solubilité de l'air dans le film liquide est négligeable et que la composante de la vitesse de l'air est nulle à l'interface, cette vitesse d'évaporation est donnée sous la forme suivante :

[Burmeister, 1993 ; Eckert, 1972]

$$V_e = - \frac{D}{(1 - C_w)} \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.41)$$

Le débit massique d'évaporation/condensation est lié à la vitesse d'évaporation par

$$\dot{m} = \rho V_e \quad (2.42)$$

La comparaison entre numérique-expérimentale pour le débit évaporé est donnée par la relation suivante

$$\dot{m} = \frac{1}{L} \int_0^L \rho V_e dx \quad (2.42bis)$$

Sur la paroi adiabatique sèche ou supérieure ( $y = 2b$ ,  $0 < x < L$ )

$$u = v = 0, \text{ et } \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=2b} = \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=2b} = 0 \quad (2.43)$$

- A la sortie du canal ( $x = L$ ,  $0 < y < 2b$ )

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial C}{\partial x} = 0 \quad (2.44)$$

## 2.2.6. Méthodes numérique

### 2.2.6.1. Méthode aux volumes finis

Pour remédier à l'inconvénient que présente la méthode aux différences finies, non continuité du flux entre deux nœuds pour un maillage non raffiné, la méthode des volumes finis a été élaborée. Cette technique consiste à subdiviser le domaine de calcul en volumes élémentaires appelés volumes de contrôle. L'avantage de cette méthode est qu'elle s'adapte facilement à des formes géométriques complexes. Les flux convectifs sont discrétisés selon un schéma en loi de puissance, contrairement aux flux diffusifs qui sont discrétisés avec un schéma centré.

**a. Schéma centré :** ce schéma consiste à évaluer la valeur de la fonction par interpolation linéaire entre deux nœuds adjacents. Il est stable au second ordre alors qu'il devient instable pour des nombres de Peclet dépassant 2, [Patankar (1980)].

**b. Schéma décentré en amont :** son avantage est d'être très stable numériquement, ce schéma conduit à des imprécisions lorsqu'il est utilisé pour des configurations multidimensionnelles [Patankar (1980)].

**c. Schéma exponentiel :** élaboré par Patankar (1980). Ce schéma est bien stable et réaliste mais son inconvénient est qu'il nécessite un grand temps de calcul du fait que l'opération de calcul doit être répétée sur chaque volume de contrôle pour chaque variable et en chaque itération.

**d. Schéma hybride :** c'est une association entre le schéma centré et décentré en fonction des conditions d'écoulement sur les surfaces délimitant le volume de contrôle. Ce schéma est plus rapide en temps de calcul et aussi stable numériquement.

**e. Schéma en loi de puissance :** Il produit l'interpolation du schéma exponentiel avec une expression polynomiale.

#### 2.2.6.2. Couplage des équations de continuité et de mouvement

Au cours de la résolution numérique des équations de Navier-Stokes, le problème de couplage entre la pression et la vitesse se pose. Différents schémas de couplage sont proposés dans le cas d'écoulement incompressible. Nous citons :

##### **a. Méthode semi-implicite de couplage de la pression par l'introduction d'une fonction potentielle auxiliaire.**

Cette méthode consiste à corriger le champ de vitesse par l'introduction d'une fonction potentielle auxiliaire, [Braza (1981)]. Ce type de schéma cause des problèmes de stabilité et de convergence surtout en régime transitoire.

##### **b. Méthode semi-implicite de couplage de la pression (Semi-Implicit Method for Pressure-Linkage (S.I.M.P.L.E.R))**

La méthode semi-implicite dite SIMPLE est une méthode itérative basée sur la procédure de la prédiction et la correction de la pression [Patankar (1980)]. Cette procédure est répétée jusqu'à la satisfaction de l'équation de conservation de masse.

En effet, pour assurer la convergence du schéma précédent un autre algorithme dit S.I.M.P.L.E.R a été élaboré en ajoutant une étape de correction de la pression en chaque itération [Patankar (1980)].

### c. Schéma à pas prédicteur-correcteur (pressure-Implicite with Splitting of Operators, (P.I.S.O))

Ce schéma consiste à résoudre l'équation de correction de la pression en utilisant deux pas correcteurs ou plus et un pas prédicteur, ce schéma est itératif [Issa (1985)].

## Conclusion

Pour modéliser numériquement un problème de transfert de chaleur et de masse, nous avons cité quelques outils numériques utilisés dans ce domaine. Dans notre étude nous utilisons la méthode des volumes finis, basée sur l'algorithme SIMPLER [Patankar (1980)], avec un schéma en loi de puissance pour les flux convectifs et un schéma centré pour les flux de diffusion.

### 2.2.7. Méthode des volumes finis

Une variable dépendante  $\Phi$  est gouvernée généralement par l'équation aux dérivées partielles suivante :

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial J_i}{\partial x_i} = S \quad (2.45)$$

Où  $\rho$  est la densité,  $t$  est le temps,  $S$  est le terme source ou le taux de génération volumique et  $J_i$  est le flux total (la somme des flux de diffusion et de convection) donné par :

$$J_i = \rho u_i \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (2.46)$$

Où  $\Gamma$  est le coefficient de diffusion.

En combinant ces deux équations, on trouve :

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \Phi)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S \quad (2.47)$$

Pour retrouver les équations régissant les échanges de chaleur et de masse dans notre problème, nous représentons dans le tableau ci-dessous les valeurs de  $\Phi$ ,  $S$  et  $\Gamma$ .

Tableau 2.1 : Valeurs de  $\Phi$ ,  $S$  et  $\Gamma$  correspondantes aux équations gouvernantes.

| Equation                        | $\Phi$ | $\Gamma$  | $S$                                                             |
|---------------------------------|--------|-----------|-----------------------------------------------------------------|
| Continuité                      | 1      | 0         | 0                                                               |
| Quantité de mouvement suivant x | u      | $\mu$     | $-\rho_0 g \sin \theta [\beta_T (T - T_0) + \beta_M (C - C_0)]$ |
| Quantité de mouvement suivant y | v      | $\mu$     | $\rho_0 g \cos \theta [\beta_T (T - T_0) + \beta_M (C - C_0)]$  |
| Energie                         | T      | $\lambda$ | 0                                                               |
| Concentration                   | C      | D         | 0                                                               |

### 2.2.7.1. Principe de la méthode

La résolution des équations analogues à l'équation (2.45) par la méthode des volumes finis passe par la discrétisation dans chaque cellule, appelée volume de contrôle, des formes intégrales des équations à résoudre à la place de leurs formes différentielles considérées [Patankar (1980)].

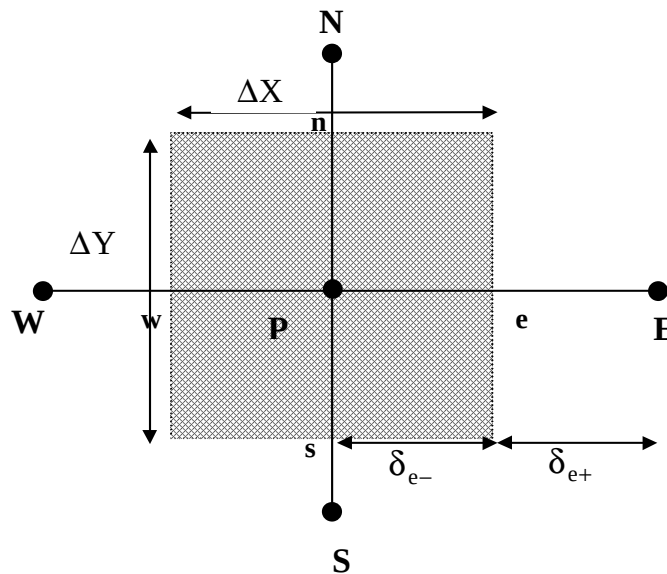


Fig. 2.2 : Schéma d'un volume de contrôle principal

### 2.2.7.2 Equations discrétisées

Les équations discrétisées sont obtenues par intégration de l'équation (2.45) autour de chaque volume de contrôle schématisé sur la figure 2.2. L'intégration de cette équation sur un volume de contrôle donne :

$$(\rho_p \Phi_p - \rho_p^0 \Phi_p^0) \frac{\Delta V}{\Delta t} = J_w A_w - J_e A_e + J_s A_s - J_n A_n + \bar{S} \Delta V \quad (2.48)$$

Où  $J_e$ ,  $J_w$ ,  $J_s$  et  $J_n$  sont les flux totaux donnés par les relations suivantes :

[Microcompact, 1991]

$$\bullet J_e A_e = F_e \Phi_e + A^+[D_e, F_e](\Phi_p - \Phi_e) \quad (2.49a)$$

$$\bullet J_w A_w = F_w \Phi_w + A^+[D_w, F_w](\Phi_w - \Phi_p) \quad (2.49b)$$

$$\bullet J_s A_s = F_s \Phi_s + A^+[D_s, F_s](\Phi_s - \Phi_p) \quad (2.49c)$$

$$\bullet J_n A_n = F_n \Phi_n + A^+[D_n, F_n](\Phi_p - \Phi_n) \quad (2.49d)$$

Avec :

$$A^+[D, F] = \frac{F}{\exp\left(\frac{F}{D}\right) - 1} \quad (2.50)$$

La forme exponentielle en  $A^+$ , cause un risque de divergence, pour éviter ce risque on utilise l'écriture suivante (Schéma en loi de puissance):

$$A^+[D, F] = D \times \max \left\{ 0, \left( 1 - 0.1 \frac{|F|}{D} \right)^5 \right\} + \max\{0, -F\} \quad (2.51)$$

Avec :

$F$  : le taux d'écoulement de masse à travers une face du volume de contrôle donné par la relation suivante :

$$\text{Par exemple pour la face (e)} : F_e = \rho_e u_e A_e \quad (2.52)$$

$D$  : la conductance de diffusion calculée par les valeurs de  $\Gamma$  définies aux points  $P$  et  $E$ .

$$D_e = A_e \left[ \left( \frac{\delta_{e-}}{\Gamma_p} \right) + \left( \frac{\delta_{e+}}{\Gamma_E} \right) \right] \quad (2.53)$$

Pour favoriser la stabilité du schéma de discrétisation, on linéarise le terme  $\bar{S}$  figurant dans l'équation (2.48) en utilisant la décomposition suivante :

$$\bar{S} = S_C + S_p \Phi_p \quad (2.54)$$

En substituant  $J$  et  $\bar{S}$  avec leurs expressions dans l'équation (2.48) on trouve l'équation de discrétisation générale :

$$a_p \Phi_p = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (2.55)$$

Tel que :

$$\bullet a_E = A^+[D_e, F_e] \quad (2.56a)$$

$$\bullet a_W = A^+[D_w, F_w] + F_w \quad (2.56b)$$

$$\bullet a_N = A^+[D_n, F_n] \quad (2.56c)$$

$$\bullet a_S = A^+[D_s, F_s] + F_s \quad (2.56d)$$

$$\bullet b = S_C \Delta V + a_p^0 \Phi_p^0 \quad (2.56e)$$

$$\bullet a_p^0 = \rho_p^0 \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (2.56a)$$

$$\bullet a_p = a_E + a_W + a_N + a_S + a_p^0 - S_p \Delta V \quad (2.56b)$$

### 2.2.7.3 Discrétisation des équations de quantité de mouvement

Le couplage entre l'équation de continuité et les équations de quantité de mouvement nécessite un traitement spécifique. Pour cela on va utiliser un maillage décalé pour évaluer le champ de vitesse (Fig. 2.3). Le maillage principal sera réservé pour les grandeurs scalaires (pression, température et concentration).

#### *a- Maillage décalé*

Pour évaluer la composante  $u$  de la vitesse, le maillage a été décalé vers la droite (Fig.2.3a) et vers le haut pour la composante  $v$  (Fig.2.3b)

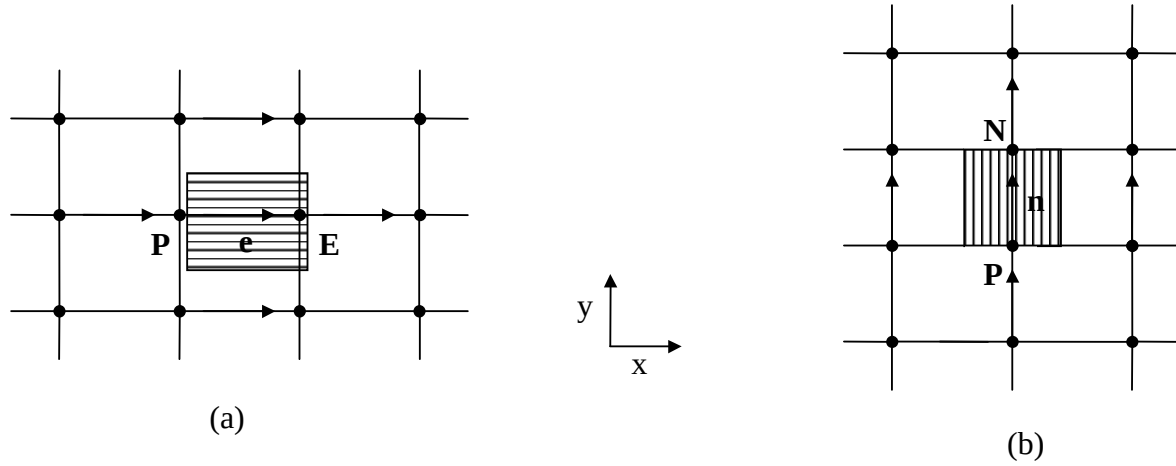


Fig.2.3 : schémas des maillages pour les deux composantes de la vitesse (u, v).

La discrétisation de l'équation de quantité de mouvement est retrouvée par intégration de l'équation (2.45) en remplaçant  $\Phi$  par u et/ou v. Après simplification on trouve :

$$a_e u_e = \sum_n a_{nb} u_{nb} + b_u + A_e (p_P - p_E) \quad (2.57a)$$

$$a_n v_n = \sum_n a_{nb} v_{nb} + b_v + A_n (p_P - p_N) \quad (2.57b)$$

### **b- Correction du champ de vitesse**

Le couplage entre les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité, pose un problème du fait que le champ de vitesse calculée par les équations de quantité de mouvement ne satisfait plus l'équation de continuité. Pour dépasser ce problème, Patankar (1980) a élaboré un algorithme appelé S.I.M.P.L.E.R. Cet algorithme consiste à donner une estimation au champ de pression et de calculer le champ de vitesse. Comme ce champ de vitesse ne satisfait plus l'équation de continuité, un calcul itératif qui permet la correction de ce champ est nécessaire jusqu'à la satisfaction de l'équation de conservation de masse la (continuité).

Si on note par  $p^*$  le champ de pression estimé, les équations de quantité de mouvement par lesquelles on calcul le champ de vitesse ( $u^*, v^*$ ) deviennent :

$$a_e u_e^* = \sum_n a_{nb} u_{nb}^* + b_u + A_e (p_P^* - p_E^*) \quad (2.58a)$$

$$a_n v_n^* = \sum_n a_{nb} v_{nb}^* + b_v + A_n (p_P^* - p_N^*) \quad (2.58b)$$

Le champ de vitesse obtenu par la résolution de ces équations est corrigé, ainsi que le champ de pression en écrivant :

$$p = p^* + p' \quad (2.59a)$$

$$u = u^* + u' \quad (2.59b)$$

$$v = v^* + v' \quad (2.59c)$$

Les corrections sur les vitesses se déduisent facilement en soustrayant les équations (2.57) et (2.58). On obtient alors :

$$a_e u'_e = \sum_n a_{nb} u'_{nb} + A_e (p'_P - p'_E) \quad (2.60a)$$

$$a_n v'_n = \sum_n a_{nb} v'_{nb} + A_n (p'_P - p'_N) \quad (2.60b)$$

L'hypothèse de l'algorithme SIMPLE consiste à négliger les sommes dans les équations précédentes. On obtient donc :

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_P - p'_E) \quad (2.61a)$$

$$v_n = v_n^* + d_n (p'_P - p'_N) \quad (2.61b)$$

$$\text{Où} \quad d_e = \frac{A_e}{a_e} \quad \text{et} \quad d_n = \frac{A_n}{a_n}$$

Ces corrections sont déduites directement d'une manière explicite à partir de la correction de la pression

### ***c- Equation de correction de la pression***

Pour les cas des fluides incompressibles, l'équation de correction de la pression est obtenue à partir d'une discrétisation de l'équation de continuité. L'intégration de cette équation sur le volume de contrôle principal conduit à :

$$(Au)_w - (Au)_e + (Av)_s - (Av)_n = 0 \quad (2.62)$$

En substituant  $u$  et  $v$  par leurs expressions données dans l'équation (2.61), on trouve l'équation qui permet la correction de la pression et qu'on peut écrire sous la forme :

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \quad (2.63)$$

Avec :

$$\bullet \quad a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (2.64a)$$

$$\bullet \quad a_E = (Ad)_e \quad (2.64b)$$

$$\bullet \quad a_W = (Ad)_w \quad (2.64c)$$

$$\bullet \quad a_N = (Ad)_n \quad (2.64d)$$

$$\bullet \quad a_S = (Ad)_s \quad (2.64e)$$

$$\bullet \quad b = (Au^*)_w - (Au^*)_e + (Av^*)_s - (Av^*)_n \quad (2.64f)$$

Le champ de vitesse satisfait l'équation de continuité, Lorsque le terme  $b$  tend vers 0.

Les équations de discrétisation pour les autres variables scalaires sont obtenues en prenant dans l'équation (2.55), la température comme variable pour l'équation de l'énergie et la concentration pour l'équation de concentration.

#### 2.2.7. 4. Résumé de l'algorithme S.I.M.P.L.E.R

L'algorithme SIMPLER se résume aux étapes suivantes :

1. Choix de  $p^*$
2. Calcul de  $u^*$  et  $v^*$
3. Calcul de  $p'$
4. En déduire  $p$ ,  $u$  et  $v$
5. Test de Convergence

Si le test est non satisfait : retour à l'étape 2 en utilisant le nouveau champ  $p$  comme un champ d'estimation.

#### Critères de convergence

La résolution des équations discrétisées, nécessite un calcul itératif à cause de la non-linéarité et du couplage entre celles-ci. Ainsi au cours de la résolution de l'équation d'une variable, les autres variables sont considérées constantes et leurs valeurs sont égales à celles de l'itération qui précède. Ce processus d'itération est répété jusqu'à la convergence de toutes les variables. Le critère de convergence comprend deux indicateurs basés sur la masse résiduelle résultant

de l'intégration de l'équation de continuité sur un volume de contrôle. Ces indicateurs sont définis comme étant la plus grande valeur (SMAX) et la somme algébrique (SSMU) de la masse résiduelle à travers tout le domaine de calcul. Ces indicateurs doivent être inférieurs à  $10^{-4}$  pour SMAX et  $10^{-6}$  pour la somme algébrique de la masse résiduelle (SSMU).

Nous considérons un maillage non uniforme suivant les deux directions avec une densité de nœuds plus grande près de l'entrée et près des parois où les gradients de température et de concentration sont plus élevés. Afin d'étudier la sensibilité du maillage, nous avons considéré différents maillage (100x35, 200x70 et 400x140). Les résultats de cette étude sont obtenus en comparant les valeurs de  $Nu_s$ ,  $f.Re_{IS}$ ,  $Ve$  et  $T_m$ . Les tableaux 2.2 et 2.3, montrent que les résultats de cette étude diffèrent de moins de 5%, le maillage 100x35 a été adopté.

Les tests sur la sensibilité du maillage ont été effectués avec les conditions suivantes :

$Re = 300$  ( $u_0 = 0.169\text{m/s}$ ),  $T_0 = 70^\circ\text{C}$  et  $\phi_0 = 70\%$ ,  $T_w = 20^\circ\text{C}$  et  $\gamma = 1/130$ .

Tableau 2.2 : Comparaison des valeurs du coefficient de friction, nombre de Nusselt sensible pour différents maillages.

| X              | x/L = 0.025 |             | x/L = 0.1 |             | x/L = 0.5 |             | x/L = 0.95 |             |
|----------------|-------------|-------------|-----------|-------------|-----------|-------------|------------|-------------|
| Maillage (X.Y) | $Nu_s$      | $f.Re_{IS}$ | $Nu_s$    | $f.Re_{IS}$ | $Nu_s$    | $f.Re_{IS}$ | $Nu_s$     | $f.Re_{IS}$ |
| 100x35         | 2.07        | - 22.78     | 3.75      | - 38.23     | 4.14      | 6.86        | 4.66       | 18.36       |
| 200x70         | 2.09        | - 21.66     | 3.86      | - 37.66     | 4.26      | 7.02        | 4.69       | 19.2        |
| 400x140        | 2.18        | - 21.60     | 3.94      | - 37.01     | 4.28      | 7.36        | 4.71       | 19.4        |

Tableau 2.3 : comparaison des valeurs de la vitesse d'évaporation et de la température moyenne pour différents maillages.

| X              | x /L = 0.025           |            | x /L = 0.5             |            | x /L = 0.75            |            | x /L = 0.975           |            |
|----------------|------------------------|------------|------------------------|------------|------------------------|------------|------------------------|------------|
| Maillage (X.Y) | $V_e$ (m/s)            | $T_m$ (°C) | $V_e$ (m/s)            | $T_m$ (°C) | $V_e$ (m/s)            | $T_m$ (°C) | $V_e$ (m/s)            | $T_m$ (°C) |
| 100x35         | $-1.7 \times 10^{-3}$  | 63.45      | $-6.8 \times 10^{-4}$  | 38.14      | $-2.1 \times 10^{-4}$  | 29.79      | $-6.04 \times 10^{-5}$ | 25.45      |
| 200x70         | $-1.74 \times 10^{-3}$ | 63.51      | $-6.91 \times 10^{-4}$ | 38.72      | $-2.16 \times 10^{-4}$ | 29.97      | $-6.05 \times 10^{-5}$ | 26.01      |
| 400x140        | $-1.77 \times 10^{-3}$ | 64.03      | $-6.98 \times 10^{-4}$ | 39.04      | $-2.19 \times 10^{-4}$ | 30.04      | $-6.07 \times 10^{-5}$ | 26.17      |

### 2.2.8. Validation du code de calcul

Afin d'assurer la validité de ce code de calcul à toutes les combinaisons possibles, nous avons comparé nos résultats avec certains de la littérature.

#### 2.2.8.1. Écoulement en développement simultané en convection thermique dans un canal

Afin de vérifier la validité des résultats obtenus avec notre code de calcul, nous l'avons appliqué au problème de transfert de chaleur, dans un écoulement forcé en développement dont les propriétés thermo physiques sont supposés constantes, dans un canal vertical. L'une des plaques est isolée thermiquement (plaque gauche), tandis que l'autre est isotherme (plaque droite). Ce problème a été résolu numériquement par la méthode des différences finies par Mercer (cité par Shah et London, 1978). Les calculs obtenus concernant le nombre de Nusselt moyen au niveau de la plaque isotherme ont été comparés par résolution simultanée des équations de la quantité de mouvement et de l'énergie en convection forcée, avec ceux obtenus par Mercer [Shah & London (1978)].

$$\text{Nu}_{m,T} = 4.86 + \frac{0.32(X^*)^{-1.2}}{1 + 0.24(X^*)^{-0.7} \text{Pr}^{0.17}} \quad (2.65)$$

$$\text{Avec} \quad X^* = \frac{x}{D_h \text{Re}_{D_h} \text{Pr}} \quad \text{et} \quad \text{Nu}_{m,x} = \frac{1}{x} \int_0^x \text{Nu}_x dx$$

De façon similaire le nombre de Sherwood moyen du côté de la plaque adiabatique a été comparé à la solution de Mercer en utilisant l'analogie entre transferts thermique et massique en prenant nombre de Lewis égal à l'unité soit  $\text{Le} = \frac{\alpha}{D} = 1$ . ( $\text{Pr} = \text{Sc}$ ).

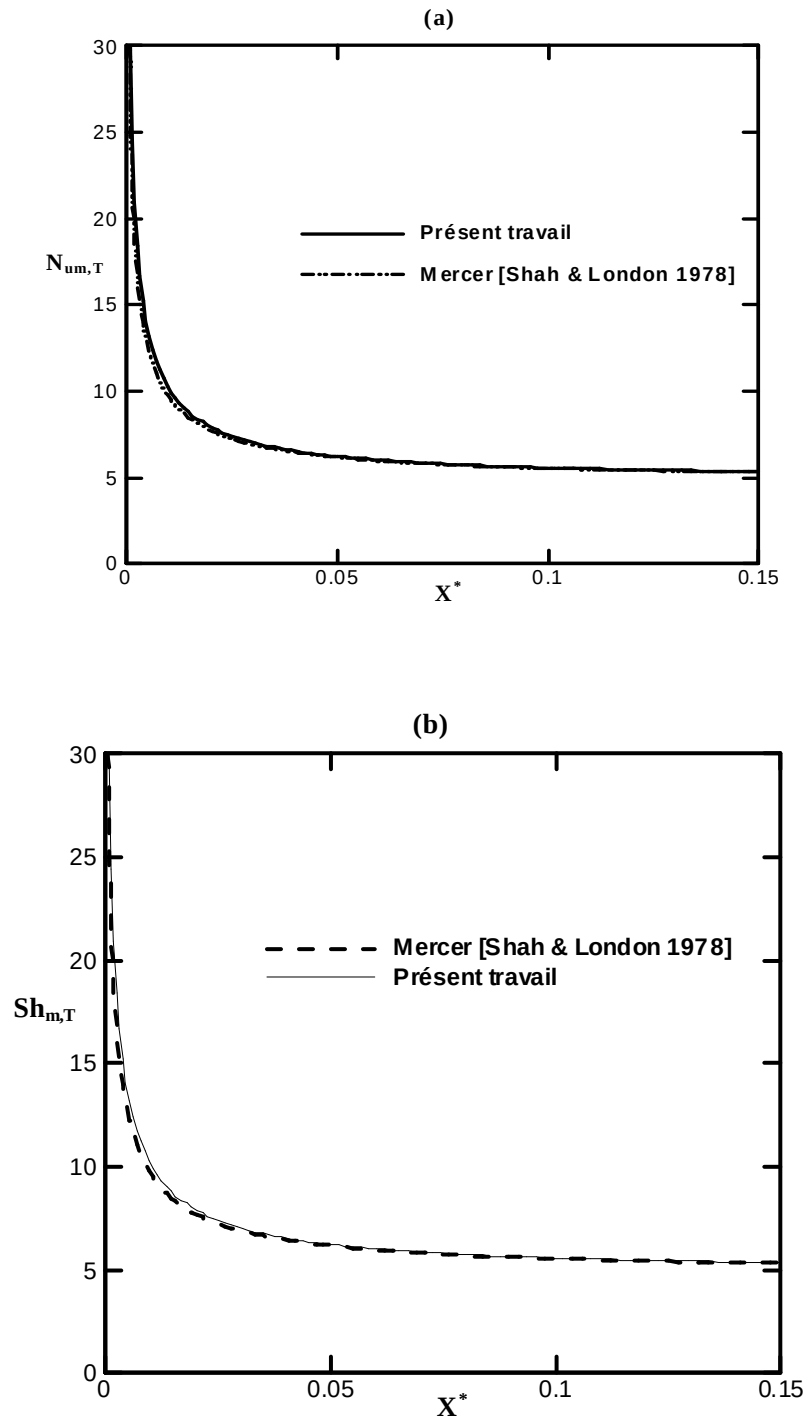


Fig.2.4 : Comparaison entre nos résultats et ceux de Mercer, (a) Évolution du nombre de Nusselt, (b) Évolution du nombre de Sherwood.

Tableau.2.4. Ecart entre nos résultats et ceux de Mercer [Shah & London (1978)] du nombre de Nusselt et Sherwood moyen.

| $X^*$               | 0.007 | 0.045 | 0.085 | 0.144 |
|---------------------|-------|-------|-------|-------|
| Nos résultats       | 11.56 | 6.35  | 5.67  | 5.35  |
| Résultats de Mercer | 10.97 | 6.28  | 5.63  | 5.32  |
| Écart (%)           | 5     | 1     | 0.7   | 0.5   |

On constate que nos résultats sont en bon accord avec ceux de Mercer car les écarts notés ne dépassent pas 5% pour les deux cas étudiés. L'erreur constatée peut être due à la méthode numérique utilisée par l'auteur (différences finies) qui diffère de la nôtre.

Fort est de constater que l'analogie transfert thermique/transfert massique donnant les résultats de Sherwood assure bien l'accord de nos résultats. Ainsi, cet accord noté entre ces résultats nous permet d'assurer la validité de notre code de calcul pour un tel écoulement.

#### 2.2.8.2. Écoulement en développement thermique avec transfert de masse.

Pour assurer la validité des résultats nous avons effectué un deuxième test de validation obtenu par la résolution de l'équation de l'énergie. La comparaison est faite avec les résultats de Yan et Lin (1989) pour un écoulement en développement thermique avec transfert de masse dans un canal vertical symétrique avec température imposée sur les parois. Le nombre de Reynolds à l'entrée du canal est de 400, avec une température d'entrée de l'air de 20°C et une humidité de 50%. La température des parois humides est maintenue à 40°C. Les résultats obtenus pour les nombres de Nusselt latent et sensible sont présentes sur les figures 2.5 et 2.6, respectivement, ainsi que les tableaux regroupant les écarts entre nos résultats et ceux de Yan et Lin (1989).

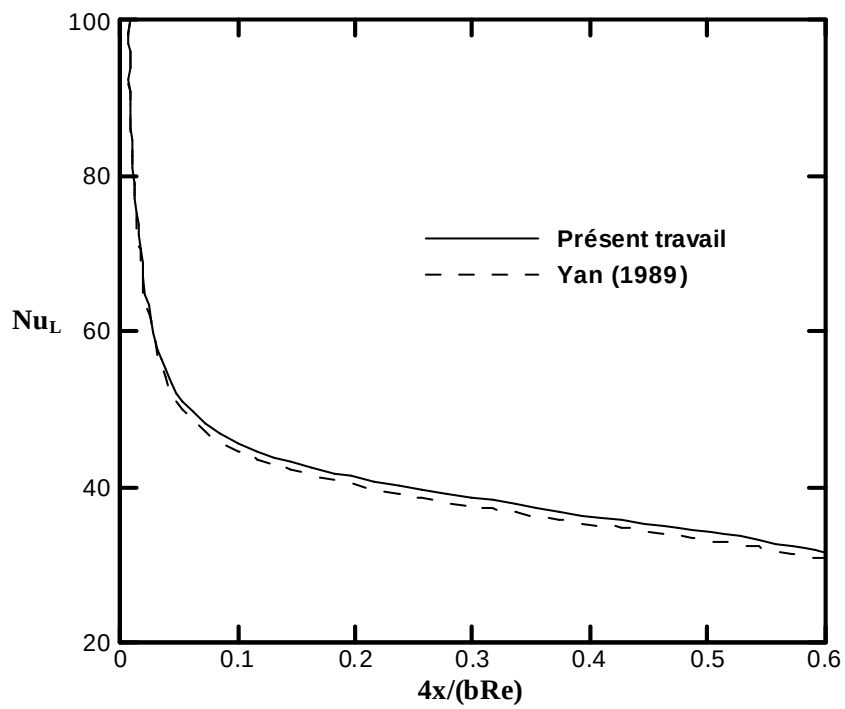


Figure 2.5. Évolution du nombre de Nusselt latent

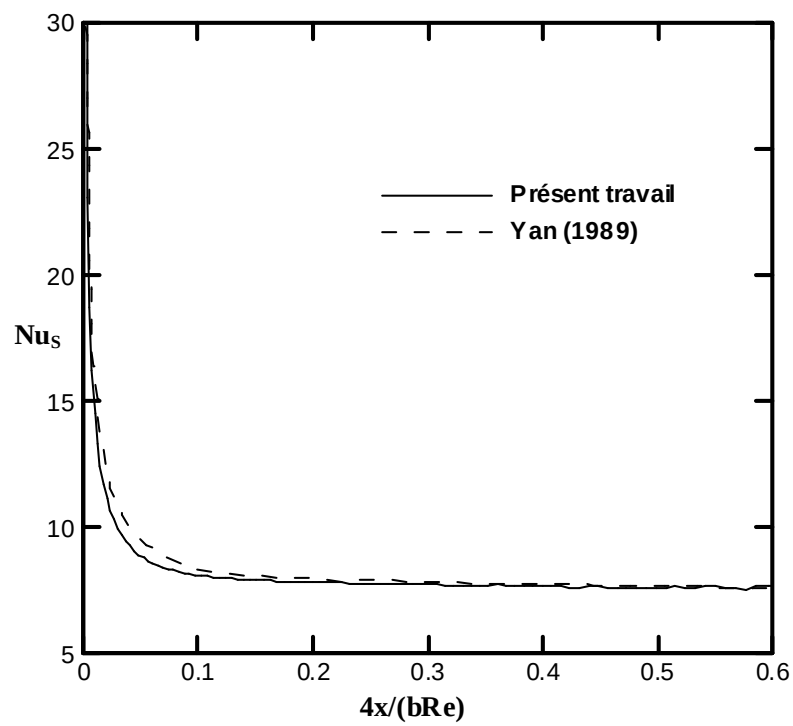


Figure 2.6. Évolution du nombre de Nusselt sensible

Tableau 2.5. Ecart relatif entre le nombre de Nusselt sensible de nos résultats et ceux de Yan et Lin (1989).

| $4x/bRe$         | 0.05 | 0.1  | 0.3  | 0.4  | 0.5  |
|------------------|------|------|------|------|------|
| Nos Résultats    | 8.89 | 8.11 | 7.75 | 7.65 | 7.61 |
| Résultats de Yan | 9.54 | 8.35 | 7.86 | 7.74 | 7.67 |
| Ecart (%)        | 6.8  | 2.8  | 1.39 | 1.16 | 0.78 |

Tableau 2.6. Ecart relatif entre le nombre de Nusselt latent de nos résultats et ceux de Yan et Lin (1989).

| $4x/bRe$         | 0.05  | 0.1   | 0.3   | 0.4   | 0.5   |
|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Nos Résultats    | 51.39 | 45.55 | 38.53 | 36.20 | 34.18 |
| Résultats de Yan | 50.39 | 44.75 | 37.93 | 35.90 | 33.88 |
| Ecart (%)        | 1.94  | 1.75  | 1.55  | 0.82  | 0.87  |

Un examen méticuleux de ces courbes montre que nos résultats sont en bon accord avec ceux de Yan et Lin (1989), puisque les écarts ne dépassent pas 6% aussi bien pour le nombre de Nusselt sensible que latent. Cet écart peut être expliqué par le modèle de la couche limite utilisé par cet auteur qui ignore la diffusion axiale de la chaleur qui joue un rôle très important près de l'entrée. L'importance de la diffusion axiale de la chaleur a été étudiée par Nesreddine (1997). D'autre part, la méthode par laquelle nous avons transformé les courbes publiées par cet auteur en données numériques (digitalisation) peut être aussi source d'erreur. Ainsi, cet accord obtenu entre nos résultats et ceux de ces auteurs nous permet de nous assurer de la validité de notre code de calcul pour ce type d'écoulement.

### 2.2.8.3. Écoulement en développement thermique avec transfert de chaleur

Nous avons effectué un troisième test de validation de notre code de calcul dans un écoulement d'air en convection mixte laminaire avec transfert de chaleur dans un canal vertical symétrique, Desrayaud et Lauriat (2009). Le canal est formé de deux plaques planes parallèles de longueur 150 cm et distantes de 3 cm. La température des parois est maintenue à 60°C celle de l'écoulement d'air à l'entrée du canal est de 10°C avec une vitesse de  $u_0 = 8.22$  cm/s et un nombre de Reynolds de 300. Les figures 2.7, 2.8 et 2.9, illustrent cette

comparaison entre nos résultats et ceux de ces auteurs pour les profils de température dans différentes positions axiales du canal,  $x = 0.18 \text{ m}$ , et  $0.3 \text{ m}$  ainsi que sur l'évolution axiale de la température moyenne et celle de la température sur l'axe centrale du canal.

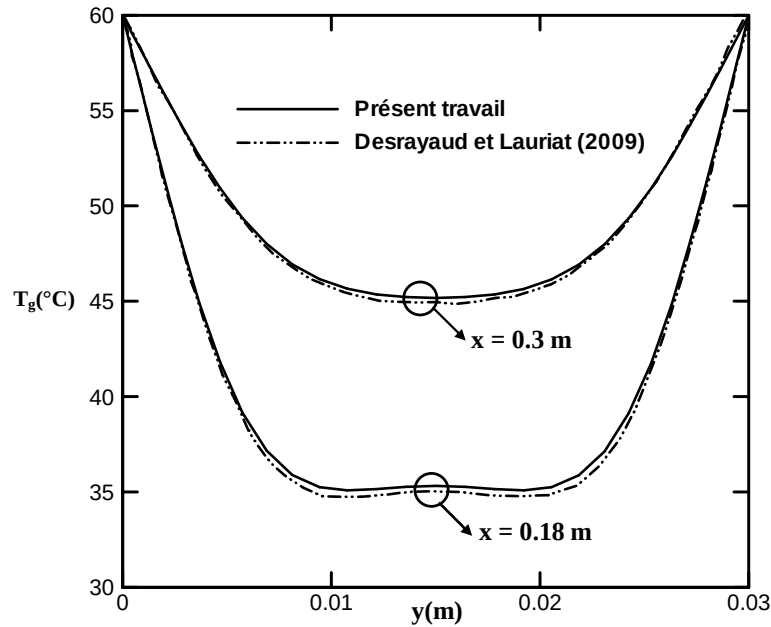


Figure 2.7: Evolution du profil de la température dans la phase gazeuse

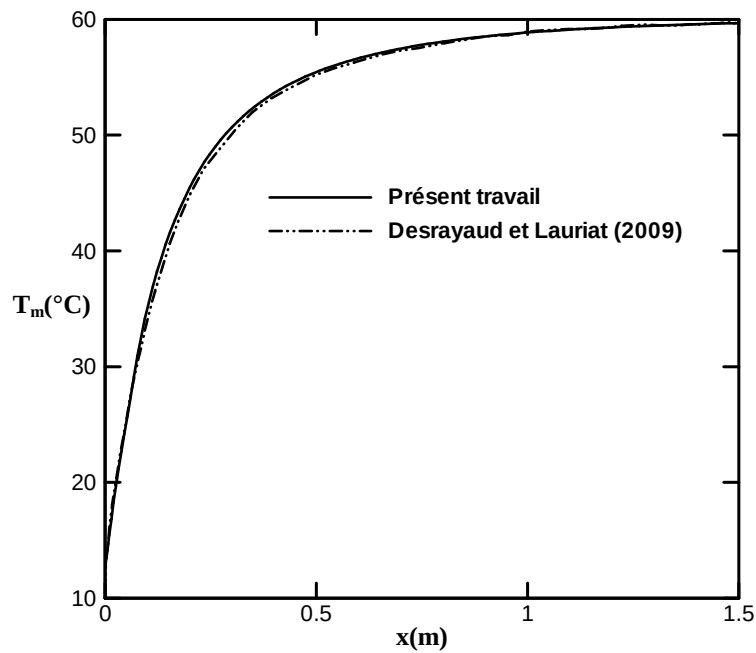


Figure 2.8: Evolution axiale de la température moyenne dans le canal

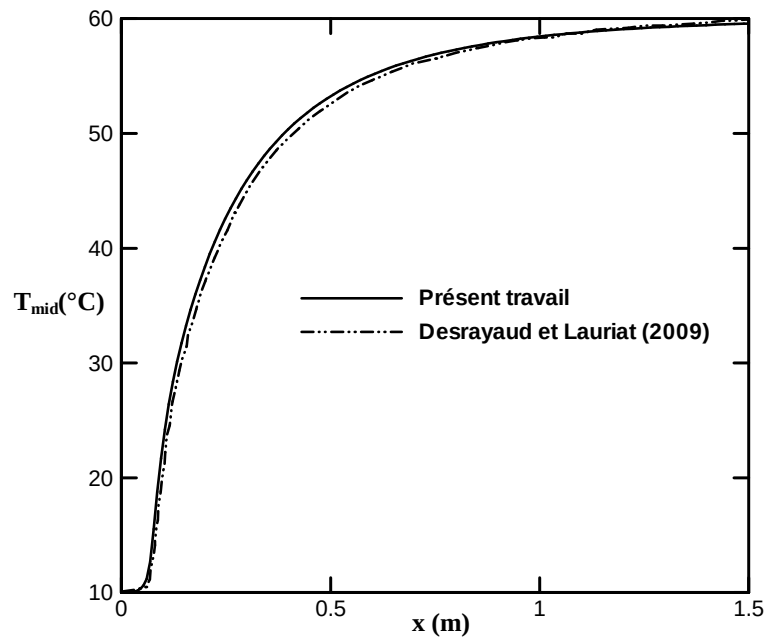


Figure 2.9 : Evolution de la température dans l'axe central du canal

Tableau 2.7. Ecart relatif de la température dans la phase gazeuse entre nos résultats et ceux de Desrayaud et Lauriat (2009).

| Position axiale du canal ( $x = 0.18\text{m}$ ) |       |       |       |       |
|-------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|
| $x(\text{m})$                                   | 0.005 | 0.015 | 0.02  | 0.025 |
| Nos résultats                                   | 40.93 | 35.31 | 35.19 | 39.24 |
| Résultats de Desrayaud                          | 40.62 | 35.03 | 34.82 | 39.37 |
| Ecart (%)                                       | 0.75  | 0.79  | 1.05  | 0.33  |
| Position axiale du canal ( $x = 0.3\text{m}$ )  |       |       |       |       |
| $x(\text{m})$                                   | 0.005 | 0.015 | 0.02  | 0.025 |
| Nos résultats                                   | 50.41 | 45.18 | 45.96 | 49.83 |
| Résultats de Desrayaud                          | 50.22 | 44.95 | 45.71 | 49.77 |
| Ecart (%)                                       | 0.37  | 0.5   | 0.54  | 0.12  |

Tableau 2.8. Ecart relatif de la température moyenne dans le canal entre nos résultats et ceux de Desrayaud et Lauriat (2009).

| $x(\text{m})$          | 0.25  | 0.5   | 0.75  | 0.225 |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Nos résultats          | 42.79 | 53.31 | 56.89 | 59.13 |
| Résultats de Desrayaud | 41.41 | 52.63 | 56.51 | 59.26 |
| Ecart (%)              | 3.22  | 1.27  | 0.66  | 0.21  |

Tableau 2.9. Ecart relatif de la température dans l'axe central du canal entre nos résultats et ceux de Desrayaud et Lauriat (2009).

| x(m)                   | 0.25  | 0.5   | 0.75  | 0.225 |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Nos résultats          | 48.51 | 55.42 | 57.80 | 59.35 |
| Résultats de Desrayaud | 47.89 | 55.20 | 57.58 | 59.44 |
| Ecart(%)               | 1.27  | 0.39  | 0.38  | 0.15  |

Un traitement de ces courbes montre que nos résultats sont en bon accord avec ceux de Desrayaud et Lauriat (2009), puisque les écarts ne dépassent pas 3.2 % sur l'ensemble des courbes comparées. Cet écart peut être expliqué par la méthode pour laquelle nous avons transformé les courbes publiées par cet auteur en données numériques (digitalisation) qui peut être aussi source d'erreur. Ainsi, nous constatons un bon accord entre nos résultats et ceux de ces auteurs qui nous permet d'assurer la validité de notre code de calcul.

### 2.3. CONCLUSION

Nous avons présenté, dans ce chapitre, la formulation mathématique du problème à étudier, la méthode numérique par laquelle nous avons résolu les équations discrétisées ainsi qu'une série de tests de validation de notre code de calcul. Ces tests de validation montrent un bon accord entre nos résultats et ceux de la littérature. Ils nous assurent de la validité de notre code de calcul et ce dernier peut simuler les écoulements en convection mixte avec transfert de chaleur et de masse en milieux confinés.

## CHAPITRE 3

### MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE

#### 3.1. INTRODUCTION

Pour assurer la validité des résultats de la simulation numérique, une confrontation avec des résultats expérimentaux s'avère nécessaire. Cette confrontation avec les résultats de l'expérience représente un moyen efficace pour juger de la validité du modèle mathématique à décrire et de la robustesse de notre code de calcul.

L'étude expérimentale a été réalisée au Laboratoire d'Energétique et des Transferts Thermique et Massique, à la Faculté des Sciences de Bizerte, en Tunisie. Les essais expérimentaux ont été menés durant plusieurs stages au sein de ce laboratoire dans le cadre d'un accord de coopération Maroc-Tunisie (Action Intégrée MT/06/41).

Ce chapitre est consacré à la description des différents éléments du dispositif expérimental et des appareils de mesures utilisés. Nous présentons le protocole de mesure ainsi que le mode opératoire adopté lors des campagnes de mesures.

#### 3.2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental est composé d'un canal vertical formé de deux plaques planes parallèles (Figure 3.1). Ces deux plaques sont en acier inoxydable de dimensions 50 cm x 50 cm distantes de 5 cm et d'une épaisseur de 1cm. Un film liquide, émanant d'un réservoir à niveau constant placé au-dessus du canal, ruisselle par gravité sur chaque face interne des parois du canal. Un ensemble de thermocouples fixés sur les parois internes et dans la phase gazeuse est relié à un système d'acquisition nous permettant de relever les températures sur ordinateur. La description de l'ensemble de l'appareillage sera présentée dans ce chapitre.

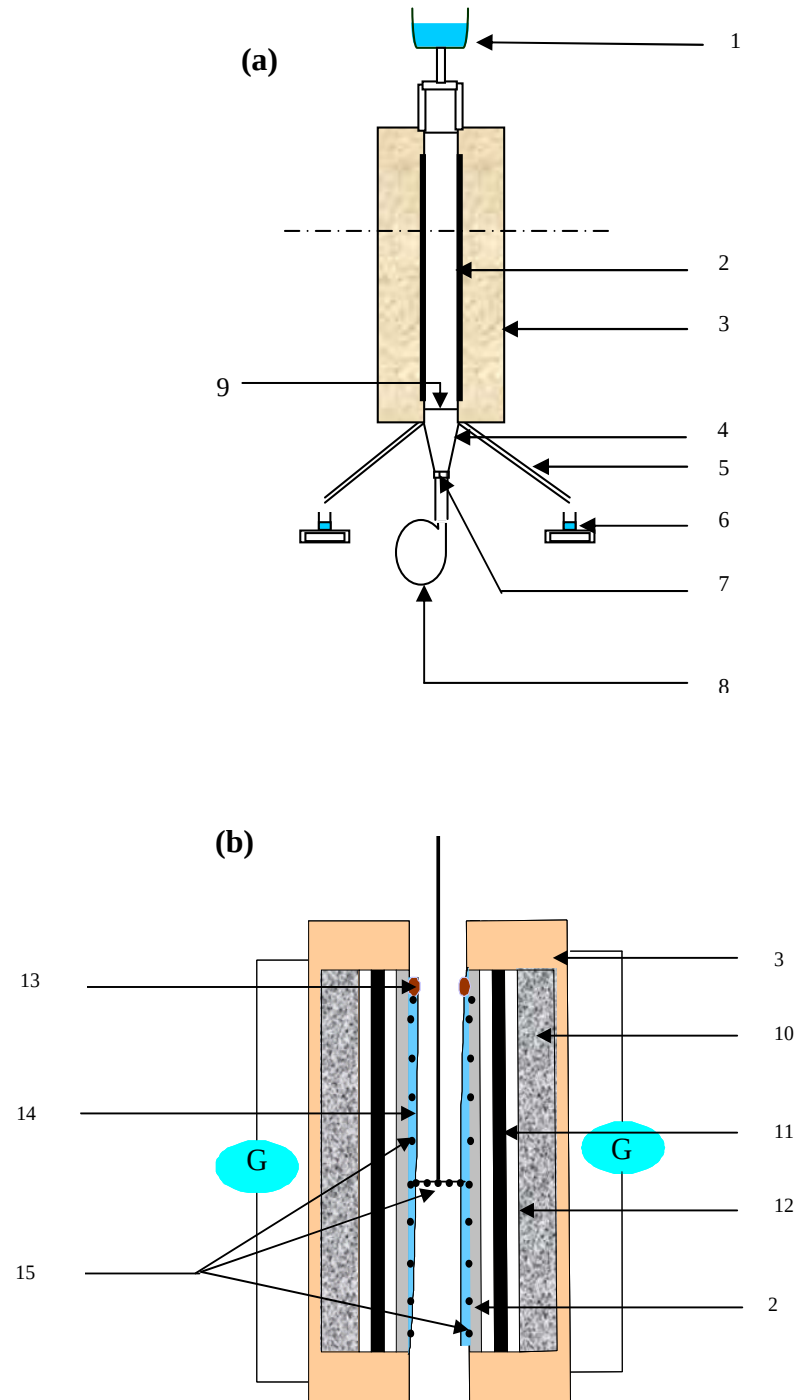


Figure 3.1. Dispositif expérimental : (a) système de mesure, (b) détail du canal.

1 : Réservoir à niveau constant, 2 : Plaque en acier inox, 3 : Cadre en bois, 4 : Diffuseur, 5 : Tuyau de récupération du surplus d'eau, 6 : Balance et bécher, 7 : Nid d'abeille, 8 : Ventilateur centrifuge, 9 : Plaque en Plexiglas, 10 : Liège aggloméré noir, 11 : Résistance chauffante, 12 : Plaque isolante, 13 : Tube d'alimentation, 14 : Film liquide, 15 : Thermocouples types K.

### 3.2.1. Plaques d'évaporation

#### 3.2.1.1. Système de chauffage

Les deux parois d'évaporation peuvent être soumises soit à un flux de chaleur constant ou maintenues adiabatique selon le cas étudié. Pour soumettre les plaques d'évaporation à un flux de chaleur constant, une résistance en feuille de carbone de 0.5 mm d'épaisseur insérée entre deux feuilles en samicanite (isolant électrique), a été placée du côté de la face arrière de la plaque supportant le film liquide. Une couche de 16 cm de liège aggloméré est placée derrière chacune des deux plaques afin de les isoler thermiquement et diriger le flux de chaleur fourni vers le film liquide. Cette couche isolante permet de réduire les pertes de chaleur vers le milieu environnant. L'ensemble formé par la résistance, les plaques de samicanite et les couches de liège est maintenue par un cadre en bois contre les parois en acier.

La résistance est alimentée par un générateur à courant continu. Il permet d'imposer une tension entre 0 et 60 V et une intensité pouvant atteindre plus que 50 A pour chauffer les parois. Cette alimentation stabilisée permet ainsi d'imposer une puissance de chauffage allant jusqu'à 3kW. Pour assurer l'homogénéité de la répartition du flux, la résistance est découpée en bandes pour couvrir toute la surface de la plaque.

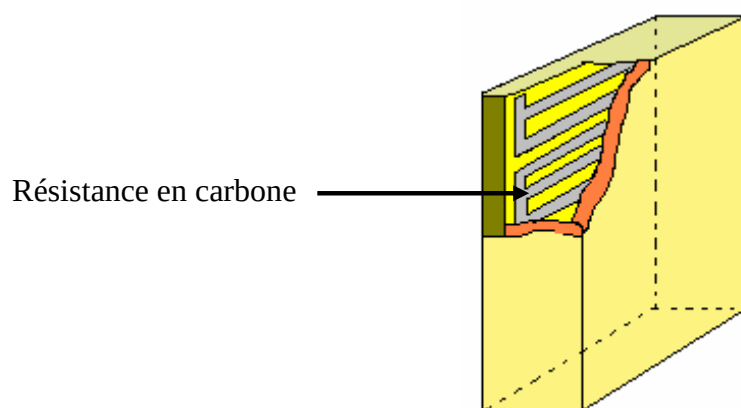


Figure 3.2 : Emplacement de la résistance en feuille de carbone

### 3.2.1.2. Système d'alimentation en eau

Le système d'alimentation en eau conçu doit permettre :

- Le maintien d'un débit d'alimentation constant
- Une répartition uniforme du liquide sur la totalité de la surface d'évaporation.

En effet, pour le système d'alimentation, nous avons opté pour un réservoir à niveau constant placé à une hauteur de 1 m au-dessus du canal et relié à deux tubes cylindriques en cuivre de diamètre  $d = 0.8$  cm, percés le long de l'une de leurs génératrices par des trous de 1mm de diamètre. Les tubes ainsi percés, sont ensuite enveloppés d'un tissu (la gaze) afin de répartir l'eau sortant des trous sur toute la largeur des plaques. À l'intérieur de chaque tube d'alimentation nous avons installé un thermocouple type K afin de relever la température d'alimentation d'équilibre. L'ensemble est placé au-dessus de chacune des deux plaques, contre la face interne de la paroi chauffée/adiabatique, de telle manière que l'eau qui en sort s'écoule directement le long du tissu, qui adhère à la plaque par capillarité et assure ainsi une imbibition uniforme et continue de la paroi au cours de l'évaporation. La circulation de l'eau d'alimentation s'effectue à la fois par capillarité et par gravité.

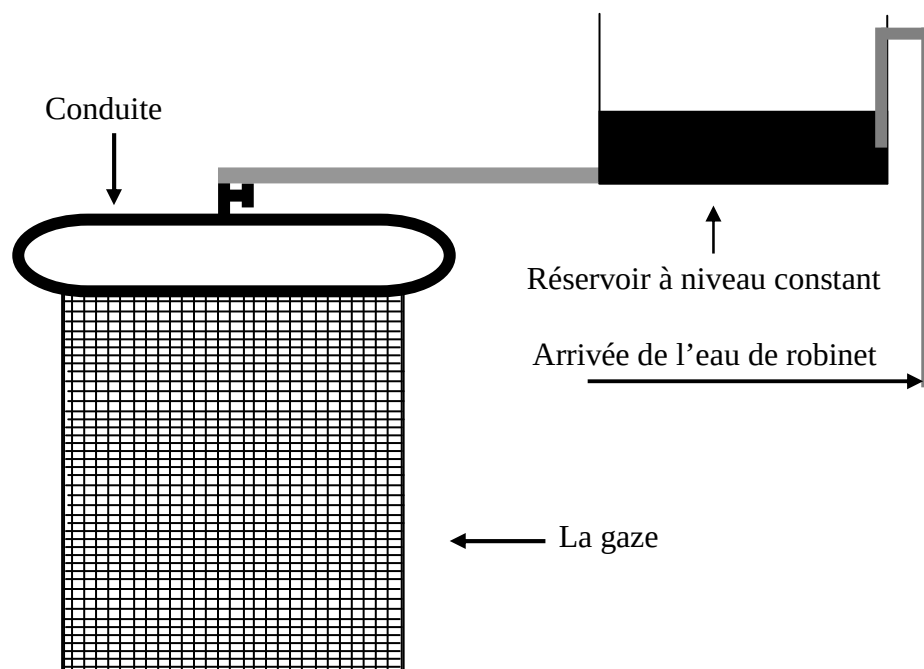


Figure 3.3 : Système d'alimentation en eau

### 3.2.1.3. Isolation thermique

Afin de minimiser les pertes de chaleur, nous avons appliqué sur la face arrière de chaque plaque chauffée/adiabatique :

- Deux plaques de samicanite (isolant électrique) placées de part et d'autre de la résistance en feuille de carbone.
- Une couche de liège aggloméré noir d'épaisseur 16 cm.
- Un cadre en bois qui rassemble tous ces éléments et assure le maintien de tout le système ou chauffage en contact avec la face interne de la paroi.

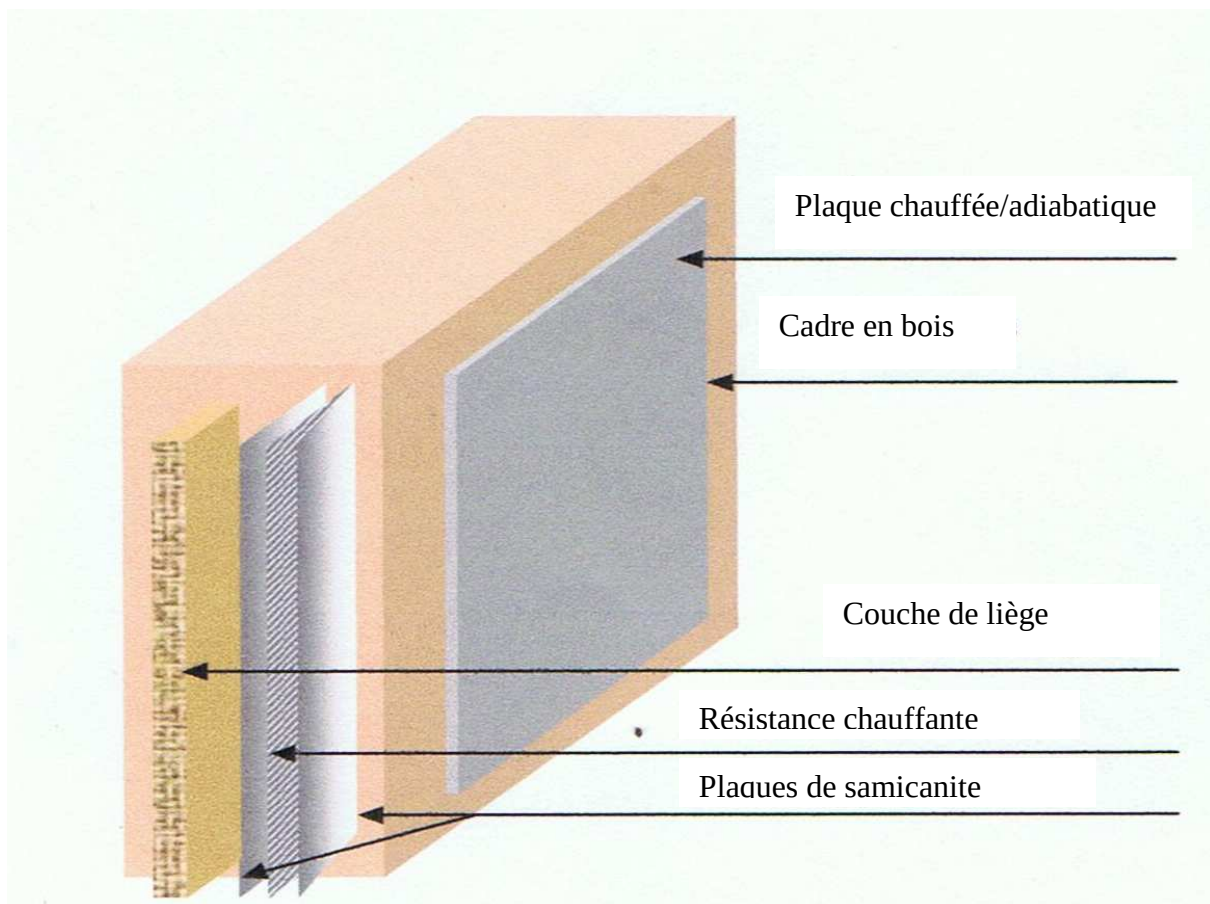


Figure 3.4 : Isolation de la face arrière de la plaque

### 3.2.2. Instrumentation et Protocole d'essais

#### 3.2.2.1. Mesure du débit

La fixation du débit d'alimentation est la première étape de l'expérimentation. Elle est très délicate surtout que l'on doit imposer le même débit sur chacune des parois. Une fois que nous nous assurons de la mouillabilité des parois, nous procédons à la mesure du débit d'alimentation. Nous relevons la masse d'eau recueillie en fonction du temps dans une durée déterminée. Une balance de sensibilité 0.01g et un chronomètre précis à 0.01s sont utilisés à cet effet. En absence d'évaporation, le débit mesuré est égal au débit d'alimentation  $m_a$ . Si on désigne par  $m_s$  le débit massique du rejet d'eau non évaporé, le débit évaporé est :

$$\dot{m}'' = m_a - m_s$$

Le débit d'alimentation étant fixé et mesuré, nous appliquons un flux de chauffage sur les deux faces externes des plaques mouillées (ou nous maintenons adiabatiques les deux plaques et envoyons un courant d'air chaud à l'entrée du canal pour l'évaporation du film liquide). Nous attendons l'établissement du régime permanent en convection naturelle (entre 3 et 6 heures), puis nous imposons des vitesses /température de soufflage de l'air pour étudier la convection mixte.

#### 3.2.2.2. Mesure de la température dans le film et dans la phase gazeuse

Pour étudier la répartition de la température dans le film liquide en évaporation, 9 thermocouples type K (Chromel/Alumel) ont été placés tous les 5 cm le long de chaque plaque mouillée. Deux autres thermocouples type K ont été aussi placés : l'un dans la tige horizontale d'alimentation d'eau et l'autre collé à 2.5 cm en dessous de ce dernier.

Pour relever la température du mélange gazeux à l'intérieur du canal, nous avons placé 6 thermocouples type K sur un support soudé à une tige de 3 mm de diamètre pouvant coulisser verticalement.

Avant d'entamer l'expérimentation, le dispositif a été soumis à des essais préliminaires afin d'assurer de la symétrie des systèmes de chauffage et d'alimentation de l'eau, de l'homogénéité et l'uniformité du système de soufflage de l'air.

Afin de vérifier le caractère bidimensionnel du problème étudié, nous avons suivi l'évolution des températures de deux points situés dans un plan horizontal et à mi-hauteur de la plaque

chauffée. L'un de ces points ( $M$ ) est situé au centre de la plaque et le deuxième ( $M'$ ) est placé à mi-distance entre le point ( $M$ ) et le bord de la plaque.

Nous remarquons que l'écart entre les deux températures est très faible (inférieur à 5 %). On en déduit que la température de la paroi mouillée reste constante à un niveau donné. Ce résultat prouve aussi que la mouillabilité de la paroi est homogène. Nous pouvons aussi justifier l'hypothèse qui consiste à considérer, lors de la modélisation, que l'écoulement du film liquide se fait verticalement et que le problème étudié est à caractère bidimensionnel.

### 3.2.2.3. Mesure de la température et de la vitesse de l'air à l'entrée du canal

La mesure de la température et de l'humidité de l'air à l'entrée du canal a été réalisée par l'intermédiaire d'une sonde hygrothermique (TESTO 445) placée à l'entrée du canal. La vitesse de l'air soufflé par le bas du canal est mesurée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud. Nous avons aussi relevé la température et l'humidité ambiante du laboratoire et la température de l'eau du réservoir d'alimentation. Ces mesures sont réalisées au moyen d'une sonde hygrothermique reliée à un appareil multifonction à affichage digital instantanée permettant de relever les grandeurs hygrothermiques (L'incertitude de mesure de ces sondes sont de  $\pm 2$  % pour l'humidité relative ;  $\pm 0,4^\circ\text{C}$  pour la température). Ces mesures permettent de vérifier l'établissement du régime permanent pour les différentes vitesses et température de soufflage.

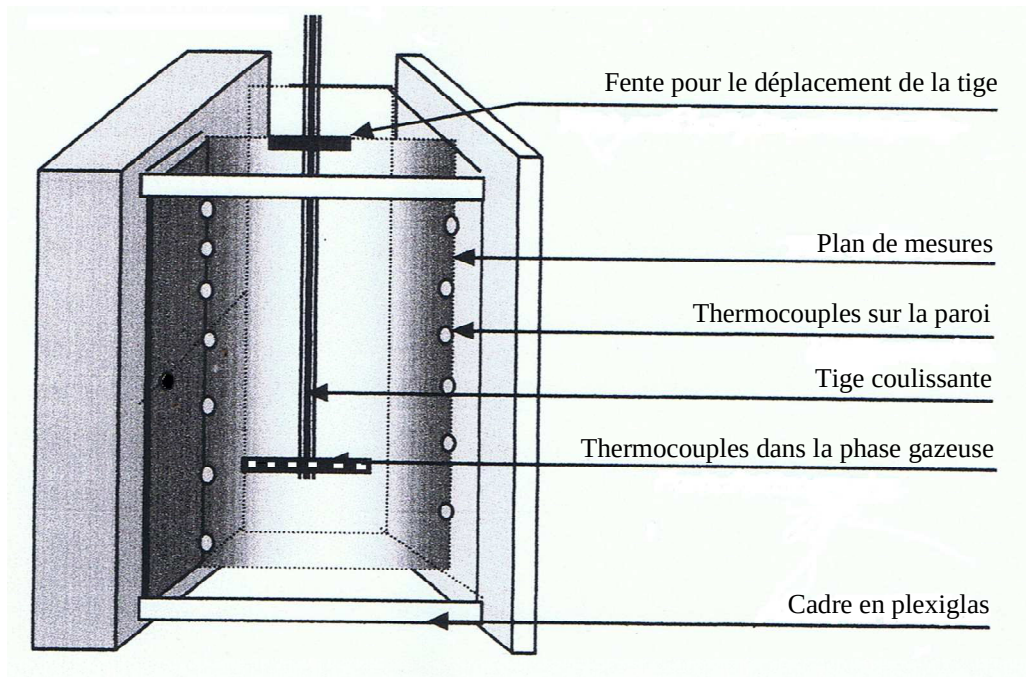


Figure 3.5 : Emplacement des thermocouples

### 3.2.2.4. Évaluation d'incertitude

#### 3.2.2.4.1. Mesure de la température dans le film liquide et dans la phase gazeuse

La température dans le film liquide et dans la phase gazeuse est mesurée à l'aide de thermocouple de type K et de classe 2. L'incertitude de ces thermocouples peut être estimée par  $\Delta T = \pm 2.5^\circ\text{C}$  d'après la norme CEI 584.2 donnant l'écart maximale admissible en  $^\circ\text{C}$  dans les plages de température, compte tenu de la plage de température considérée ( $-40^\circ\text{C}$  à  $333^\circ\text{C}$ ). Nous pouvons dire que l'incertitude de mesure des thermocouples ne dépasse pas, dans notre cas,  $\Delta T = \pm 2.5^\circ\text{C}$ .

#### 3.2.2.4.2. Mesure de la vitesse

La vitesse d'écoulement d'air est mesurée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud. L'incertitude de mesure déduite des indications du fabricant est  $\Delta V = 0.02 \text{ m/s}$ .

#### 3.2.2.4.3. Mesure de l'humidité

La sonde hygrométrique utilisée possède une incertitude de mesure déduite des indications du fabricant qui est de  $\Delta\phi = 2\%$ .

#### 3.2.2.4.4. Mesure du flux

Le flux de chauffage est calculé par  $q = U \cdot I$  ;  $\Delta q/q = \Delta U/U + \Delta I/I$ . soit  $\Delta q = q(\Delta U/U + \Delta I/I)$  avec  $\Delta U = 0.5 \text{ V}$  et  $\Delta I = 0.1 \text{ A}$ .

#### 3.2.2.4.5. Mesure du débit

Le débit d'écoulement du liquide est calculé par l'expression  $m_a = \frac{m}{t}$  où  $m$  est la masse du liquide récupéré (10g) mesurée par une balance électronique de sensibilité :  $\Delta m = 0.01 \text{ g}$  et  $t$  la durée du recueil mesurée par un chronomètre dont l'incertitude est estimée  $\Delta t = 0.01 \text{ s}$ .

$\frac{\Delta m_a}{m_a} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta t}{t}$ . Rappelons que le débit d'évaporation est obtenu par la différence entre le

débit d'alimentation et le débit de sortie  $\dot{m}'' = m_a - m_s$  mais cette différence n'est appréciable que lorsque le débit de sortie  $\dot{m}_s$  peut être considéré différent du débit d'alimentation, c'est-à-dire, lorsque la valeur de  $m_s$  est située en dehors de l'intervalle d'incertitude de  $m_a$ . Dans notre étude cette condition est vérifiée par la majorité des cas.

Nous pouvons alors affirmer que le débit de sortie est différent du débit d'alimentation et que le débit d'évaporation peut être déduit par la différence entre ces deux débits.

### 3.2.3. Appareillage

#### 3.2.3.1. Alimentation stabilisée

Il s'agit d'un générateur qui permet de travailler avec une tension continue dont on peut choisir la valeur entre 0 et 60Volts et une intensité pouvant atteindre 50 A. Ainsi, en vertu de la loi d'Ohm appliquée aux bornes du générateur, la valeur de l'intensité du courant qui traverse la résistance chauffante prend une valeur entre 0 et 5 Ampères. Le générateur est muni de deux cadrans qui affichent les valeurs de la tension et de l'intensité du courant. Un multimètre est relié au générateur pour permettre d'afficher la valeur de la tension,  $U$  et de l'intensité du courant,  $I$  avec une précision de 0.5Volts en tension et 0.1A pour l'intensité du courant.

#### 3.2.3.2. Centrale d'acquisition de thermocouples

Tous les thermocouples utilisés pour l'acquisition des températures le long des deux plaques sont de type K (Chromel / Alumel). Ces thermocouples sont reliés à deux centrales ayant 16 canaux chacune reliées vers deux ordinateurs. Cet appareil est à affichage digital et permet de lire instantanément et de stocker la valeur de la température mesurée (Fig. 3.6).



Figure 3.6. Centrale d'acquisition

#### 3.2.3.3. Variateur de vitesse

Un moteur d'une puissance de 0.55kW et d'un débit de 850 m<sup>3</sup>/h permet d'aspirer l'air de l'extérieur vers l'intérieur du canal suivant le régime imposé à l'aide d'un variateur de vitesse.

### 3.2.3.4. Ventilateur centrifuge

Un variateur de vitesse triphasé d'une puissance de 0.75kW permet de faire varier la vitesse de l'air à l'entrée du canal pour des positions allant de 0 à 60. Ce variateur est relié à un ventilateur centrifuge permettant d'aspirer l'air vers le canal suivant la position imposée au variateur.

### 3.2.3.5. Système de préchauffage de l'air

Un conduit coudé en aluminium de 10 cm de diamètre est relié à l'entrée du moteur (ventilateur) afin d'aspirer l'air vers l'intérieur du canal (Fig. 3.7). Dans le cas du chauffage de l'air à l'entrée du canal, 8 résistances chauffantes d'une valeur totale de  $R_T = 8.3 \Omega$  montées en parallèles et reliées par le générateur de tension sont introduites dans le conduit. La puissance délivrée par le générateur de tension,  $P = U^2/R$ , nécessaire pour chauffer les résistances nous permet de déterminer la température utile au chauffage de l'air à l'entrée du canal. En effet, on fixe une tension  $U$  (volts) et on lit la température de l'air à l'entrée du canal par une sonde hygrothermiques fixée à l'entrée de celui-ci.

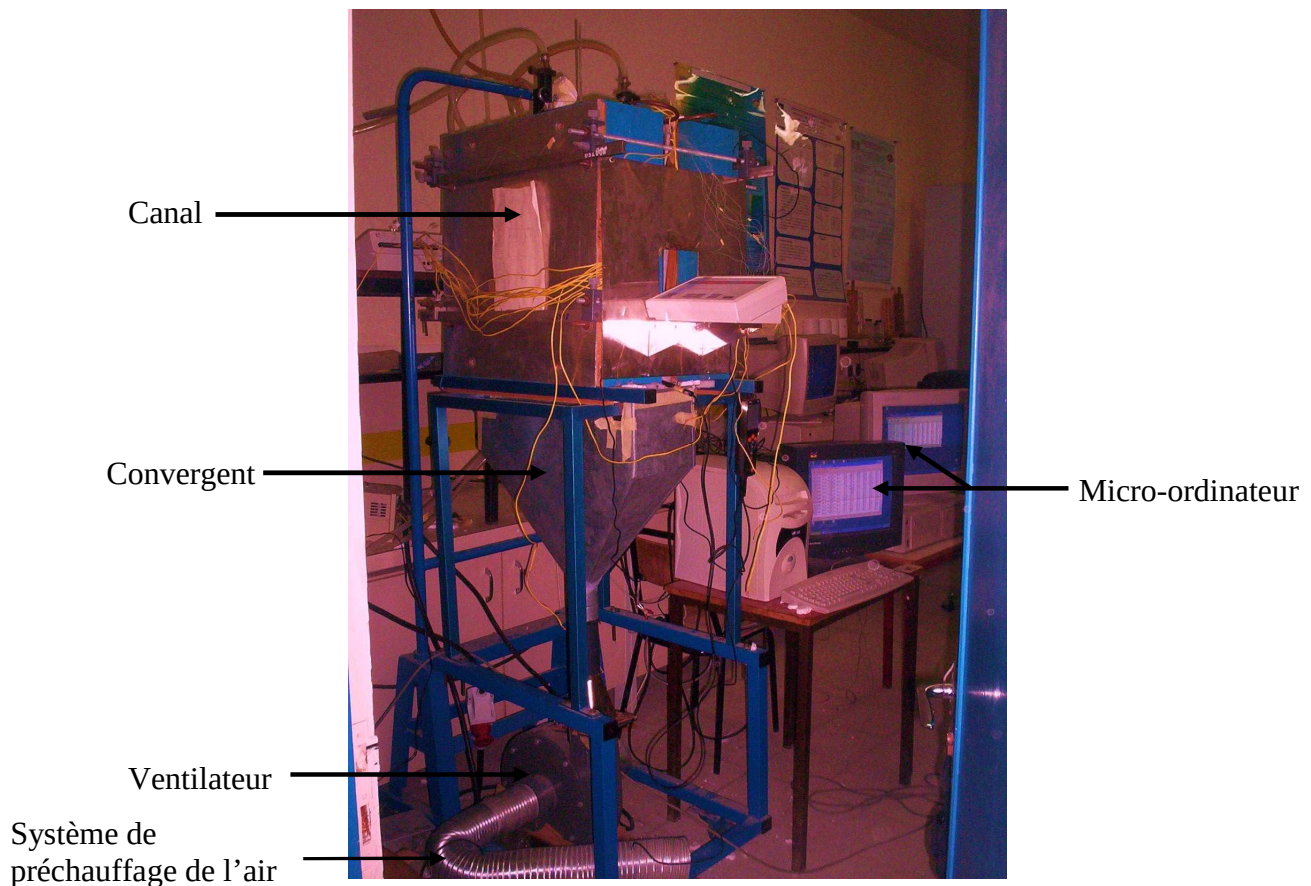


Figure 3.7. Dispositif expérimental global.

### 3.2.4. Mode opératoire

Avant d'entamer les campagnes de mesures, le dispositif expérimental a été soumis à des essais préliminaires. Au cours de ces essais, nous avons pu vérifier :

- L'étanchéité à l'eau
- Le bon fonctionnement du dispositif de mesures
- La fiabilité du dispositif en faisant varier les paramètres opératoires.

Le mode opératoire suivi lors des mesures est décrit comme suit :

L'alimentation en eau est d'abord mise en marche pour assurer la mouillabilité des faces internes des parois. Pour ce faire, on ouvre le robinet légèrement pour remplir les réservoirs. On ouvre les robinets d'alimentation des plaques et on laisse s'écouler l'eau jusqu'à ce que le tissu soit imbibé totalement (Fig. 3.3). Le débit d'eau d'alimentation est fixé en agissant sur ces robinets situés dans la partie supérieure des parois, le réservoir est à volume constant, ce qui assure un débit constant. On allume les centrales d'acquisition simultanément et on procède à leurs calibrages.

On choisit la densité de flux de chauffage/la température de chauffage de l'air, en fixant la valeur de la tension délivrée par le générateur. On attend l'établissement du régime permanent entre 3 et 6 heures. Une fois le régime permanent établi, on réalise les mesures concernant les grandeurs suivantes :

- Les températures indiquées par les thermocouples des faces internes des parois mouillées.
- Les températures indiqués par les thermocouples dans la phase gazeuse pour différentes hauteurs du canal ( $L = 5 \text{ cm}$ ,  $25 \text{ cm}$  et  $45 \text{ cm}$ ).
- Les différents débits : de sortie et évaporé.

Notons que l'acquisition des mesures est automatisée par l'utilisation de deux ordinateurs reliés aux deux centrales d'acquisition de thermocouples permettant d'envisager cette étude expérimentale dans de bonnes conditions (Figure 3.8).

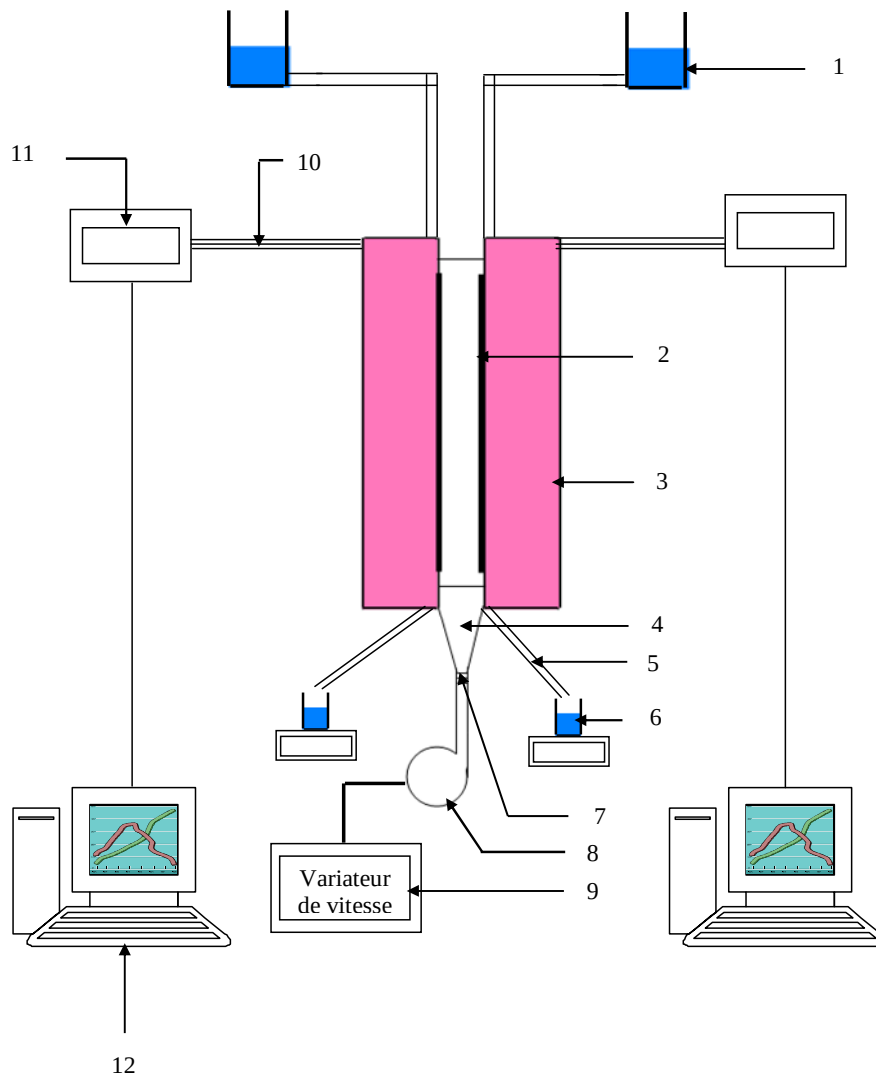


Figure 3.8 : Protocole des mesures.

| Numéros | Légende                             |
|---------|-------------------------------------|
| 1       | Réservoir à niveau constant         |
| 2       | Plaque en acier inox                |
| 3       | cadre en bois                       |
| 4       | Diffuseur en tôle                   |
| 5       | tuyau de récupération de la saumure |
| 6       | Balance et bécher                   |
| 7       | Nid d'abeille                       |
| 8       | Ventilateur centrifuge              |
| 9       | Variateur de vitesse                |
| 10      | Thermocouples                       |
| 11      | Centrale d'acquisition              |
| 12      | Micro-ordinateur                    |

Tableau 3.1 : Protocole des mesures.

### 3.3. ÉTABLISSEMENT DU RÉGIME PERMANENT

Notre travail concerne l'évaporation de films liquide dans un canal en régime permanent. Toutefois, nous avons suivi le fonctionnement du dispositif durant la phase du démarrage avant d'atteindre le régime stationnaire. Nous avons relevé les valeurs du débit de sorti chaque demi-heure pour en déduire celui évaporé et ce pour un débit d'alimentation en eau fixé avec différentes valeurs de températures de soufflage de l'air. Nous avons cherché à déterminer la durée et les conditions de l'établissement du régime stationnaire. La figure 3.9 montre l'évolution du débit d'évaporation d'eau en fonction du temps depuis la phase de démarrage. Cette courbe est obtenue pour  $T_0 = 40^\circ\text{C}$  avec un débit d'eau d'alimentation de  $m_a = 2\text{l/h}$  et une vitesse de soufflage de l'air de  $u_0 = 0.26\text{m/s}$ . La courbe de cette figure montre que l'équilibre s'établit à partir d'une durée de chauffage de l'air d'environ 4.5 heures. Durant nos premiers essais, nous avons constaté que la durée de l'établissement du régime permanent change lorsqu'on fait varier l'un des paramètres opératoires. En effet, pour mettre en évidence la dépendance de cette durée par rapport à la température de soufflage de l'air nous avons effectué la même série de mesures avec les mêmes conditions en changeant la valeur de la température de soufflage qui devient égale à  $45^\circ\text{C}$  comme le montre la figure 3.10. La durée d'établissement du régime permanent est environ 3.5 heures, plus courte que celle du premier cas. Il est à noter que d'autres paramètres opératoires peuvent influencer la durée du régime permanent comme la température d'alimentation en eau, le débit d'alimentation, la température ambiante de la salle où est installé le dispositif.

Les séries de mesures, en régime transitoire, nous ont permis d'avoir un ordre de grandeur sur la durée d'établissement du régime permanent. En effet, la dépendance de cette durée à la température de soufflage de l'air ou la densité de flux de chauffage des parois a été mise en évidence. Nous considérons que le régime stationnaire s'est établi lorsque les valeurs de la température sur les parois mouillées et le débit d'évaporation ne varient plus en fonction du temps.

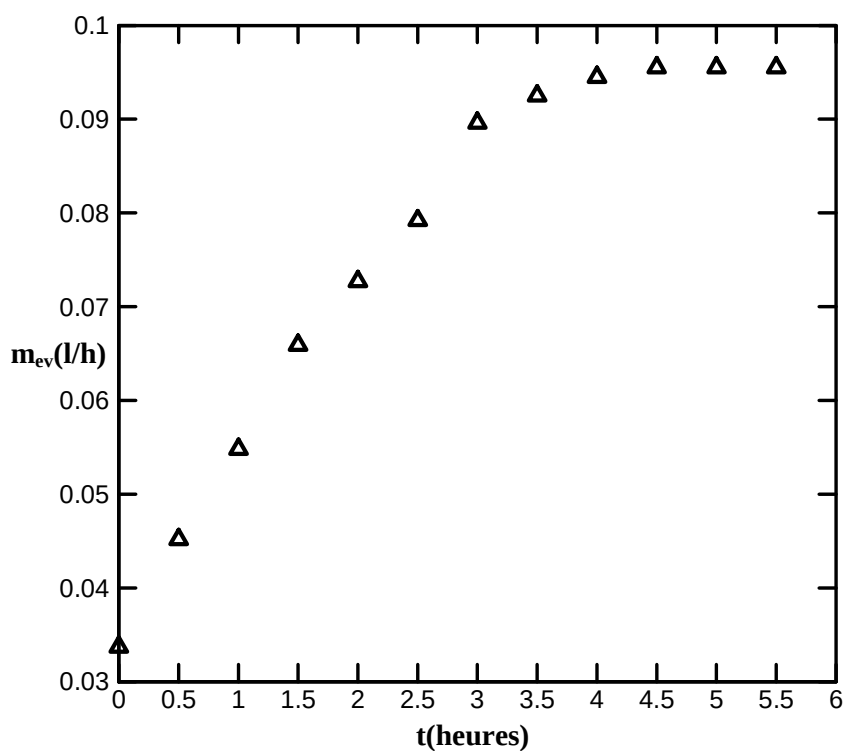


Figure 3.9 : Établissement du régime permanent pour  $T_0 = 40^\circ\text{C}$ .

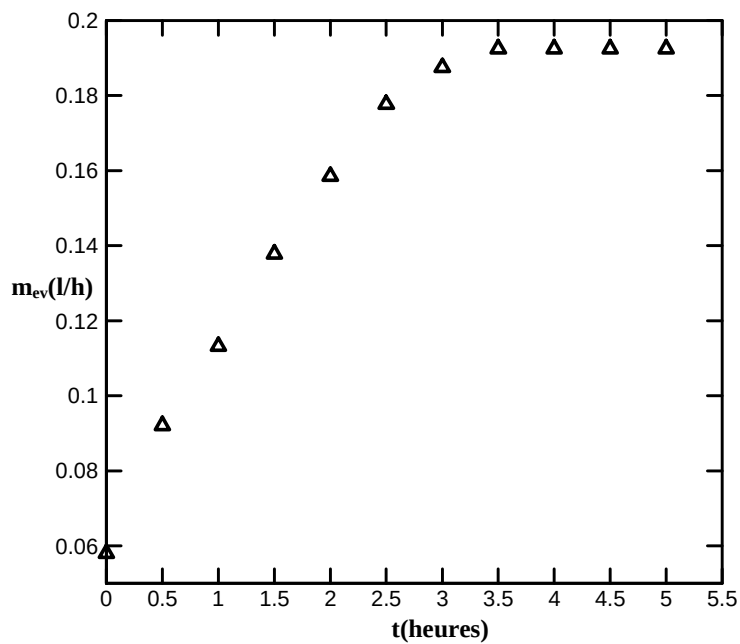


Figure 3.10 : Établissement du régime permanent pour  $T_0 = 45^\circ\text{C}$ .

### **3.4. CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons décrit le dispositif et les différentes mesures effectuées qui nous ont permis de mener au mieux nos essais expérimentaux. Les résultats de ces essais expérimentaux réalisés et leurs interprétations seront exposés au chapitre 6.

## CHAPITRE 4

# TRANSFERTS COUPLÉS DE CHALEUR ET DE MASSE AVEC CHANGEMENT DE PHASE DANS UN CANAL VERTICAL

### 4.1. INTRODUCTION

Les simulations numériques présentées dans ce chapitre ont pour objectif la compréhension du processus de condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air chaud sur la paroi humide maintenue isotherme dans un canal vertical en présence du phénomène de renversement d'écoulement (Fig. 2.1, avec  $\theta = 90^\circ$ ). De la même manière le processus d'évaporation par convection mixte d'un film liquide de faible épaisseur en présence d'un écoulement d'air laminaire ascendant a été étudié. Ce chapitre comprend trois parties :

Dans la première partie, on s'intéresse à l'influence de l'humidité de l'air chauffé à l'entrée du canal, sur les transferts de chaleur et de masse ainsi que sur le champ hydrodynamique. Dans la seconde partie, l'effet de la température de l'air soufflé à l'entrée du canal a été étudié, alors que sur la troisième partie on présente l'effet des forces de flottabilités sur l'écoulement et les transferts.

### 4.2. EFFET DE L'HUMIDITÉ D'ENTRÉE DE L'AIR SUR L'ÉCOULEMENT ET LES TRANSFERTS

Pour étudier l'influence de l'humidité relative de l'écoulement d'air à l'entrée du canal sur les transferts de chaleur et de masse, nous présentons les résultats de la simulation numérique pour trois valeurs différentes de l'humidité de l'air. Le canal étudié (Fig. 2.1) est formé de deux plaques planes parallèles et verticales de longueur  $L = 2\text{m}$  et distantes de  $2b = 1/65\text{ m}$  ( $\gamma = 1/130$ ). Les profils caractérisant les échanges sont illustrés pour une température imposée sur la paroi humide  $T_w = 20^\circ\text{C}$  ( $C_w = 14.6\text{g/kg}$ ) alors que l'autre plaque est adiabatique et sèche. L'air ambiant est caractérisé par une température  $T_0 = 70^\circ\text{C}$  et une humidité relative variable. La vitesse de l'air à l'entrée du canal est de  $u_0 = 0.169\text{ m/s}$  ( $Re = 300$ ).

Le tableau 4.1 représente les nombres de Grashof thermique et massique calculés pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal. On remarque que les nombres de Grashof massiques sont négatifs pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$ . On en déduit que les forces d'Archimède d'origine thermique et massique agissent dans le sens opposé à l'écoulement ascendant. Pour  $\phi_0 = 3\%$ , le nombre de Grashof massique est positif, les forces d'Archimède massique agissent dans le même sens que l'écoulement ascendant.

Tableau 4.1 : Nombres de Grashof pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

| $\phi_0 (\%)$        | 3           | 30          | 70          |
|----------------------|-------------|-------------|-------------|
| $C_0 (\text{kg/kg})$ | 0.00583     | 0.0602      | 0.146       |
| Pr                   | 0.707       | 0.707       | 0.708       |
| Sc                   | 0.604       | 0.601       | 0.596       |
| Le                   | 0.854       | 0.850       | 0.841       |
| $\text{Gr}_M$        | + 43 314    | - 226 095   | - 670 789   |
| $\text{Gr}_T$        | - 1 177 866 | - 1 189 782 | - 1 208 840 |

La figure 4.1 présente l'évolution axiale du coefficient de frottement  $f^*Re_{IS}$  sur la paroi isotherme. On constate que  $f^*Re_{IS}$  diminue près de la paroi isotherme. Cette diminution est due à un développement de la couche limite. Par ailleurs on constate que son évolution n'est pas monotone. En effet,  $f^*Re_{IS}$  diminue jusqu'à atteindre des minimums locaux avant d'augmenter pour atteindre les valeurs de 19.9, 19.7 et 19,5, respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$  et ce à la sortie du canal. Ces valeurs sont légèrement différentes de celles correspondant à une convection forcée pour un écoulement complètement développée  $f^*Re = 24$  [Shah et London, 1978 ; Bejan,1984]. Ce qui implique que l'écoulement reste encore en développement. On note, par ailleurs, que pour toutes les valeurs considérées  $f^*Re_{IS}$  devient négative à partir de  $x/L = 0.008$ . Les valeurs négatives de  $f^*Re_{IS}$  correspondent à celle de la vitesse axiale dans la direction opposée à l'écoulement d'air (négatif  $u$ ). Ceci peut être expliqué par la présence d'un renversement d'écoulement dû aux forces d'Archimède opposées à l'écoulement ascendant pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$ . L'intensité de ces forces dépend fortement des valeurs de  $\phi_0$  (Tableau 4.1). Les valeurs négatives de  $f^*Re_{IS}$  sont observées sur les plages d'intervalles  $0.008 < x/L < 0.335$  ;  $0.008 < x/L < 0.390$  et  $0.021 < x/L < 0.475$  respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Il est important de noter que les minimums de  $f^*Re_{IS}$  se produisent en  $x/L = 0.079$  ;  $0.082$ , et  $0.088$ , respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Ces minimums correspondent au maximum d'intensité des forces de flottabilité.

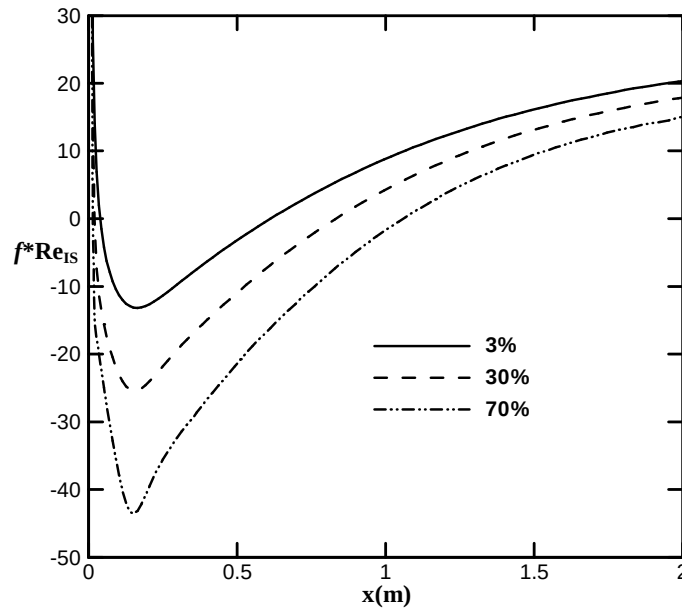


Figure 4.1 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi isotherme pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Le profil de vitesse axial en  $x/L = 0.088$  qui correspond au minimum de  $f^*Re_{1s}$  et ce Pour  $\phi_0 = 70\%$  est présenté sur la figure 4.2. Cette figure indique un effet important de l'humidité de d'air à l'entrée du canal. En effet, l'augmentation de  $\phi_0$  donne naissance à des forces d'Archimède plus importantes, qui affectent sérieusement le profil de vitesse. Près de la paroi isotherme et humide, l'écoulement est ralenti par ces forces de flottabilité, qui deviennent si importantes qu'elles vainquent les forces d'inertie, et provoquent une vitesse axiale négative dans la direction opposée à l'écoulement ascendant (vitesse axiale négative  $u$ ). La zone où les vitesses axiales sont négatives constitue une cellule de recirculation d'écoulement (c.-à-d., zone d'inversion d'écoulement). La dimension de cette cellule peut être visualisée par les lignes de courant (fig. 4.4). La fig. 4.2 indique que l'écoulement est accéléré près de la paroi droite (adiabatique). Cette accélération peut être expliquée par une compensation de la décélération du flux d'air près de la paroi isotherme afin de satisfaire à l'équation de conservation de la masse. Le cas de la convection forcée présenté montre que le profil de vitesse est parfaitement parabolique.

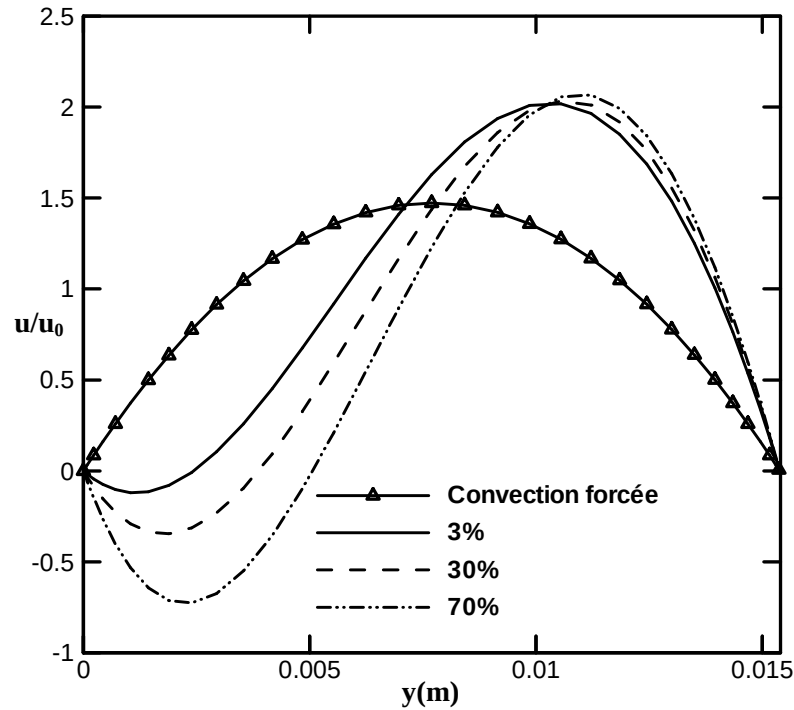


Figure 4.2 : Profil de vitesse axiale en  $x/L = 0.088$  pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

La figure 4.3 montre les profils de vitesse axiale près de l'entrée et de la sortie du canal. Le cas de la convection forcée est également rapporté pour fin de comparaison. Il est clair que l'humidité de l'air à l'entrée présente un effet important sur l'écoulement et les transferts. En effet, les profils de vitesse axiale présentent une déformation importante due aux forces de flottabilité qui deviennent importantes avec l'augmentation de  $\phi_0$ . Cette déformation est observée proche de l'entrée du canal ( $x/L = 0.009$ ) où les gradients thermiques et massiques sont les plus importants. Ainsi, le maximum de la vitesse axiale est renvoyé vers la paroi adiabatique. Près de cette paroi, le flux d'air est accéléré dû à une décélération près de celle isotherme (Fig. 4.2). Il est à noter que près de la sortie du canal ( $x/L = 0.977$ ), les gradients thermiques et massiques diminuent à cause d'un refroidissement de l'air et son humidité diminue (comme cela peut être vu dans la figure 4.8). Ainsi donc, l'intensité des forces d'Archimède diminue et les profils de vitesse axiale se rapprochent de celle de la convection forcée. Comme mentionné ultérieurement, l'écoulement reste toujours en développement et le profil d'un écoulement complètement développé n'est pas encore atteint.

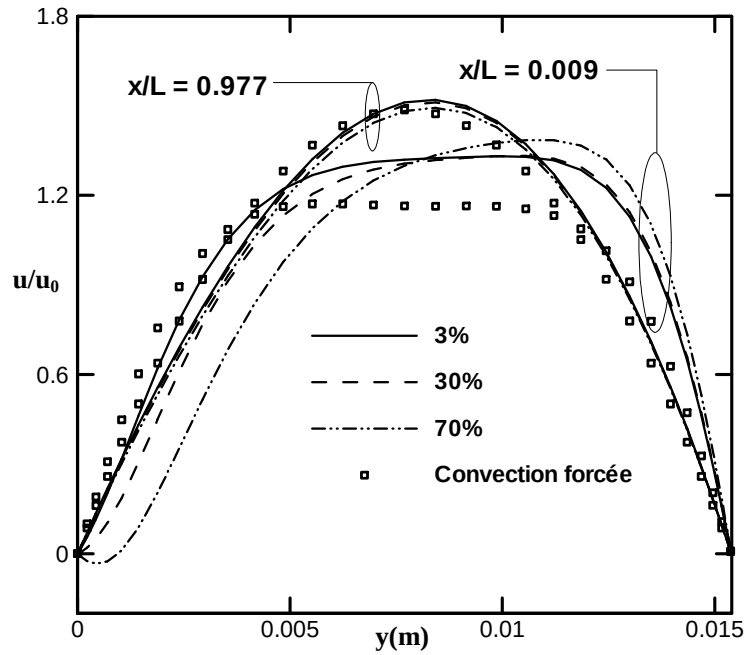


Figure 4.3 : Profil de vitesse axiale près d'entrée et sortie du canal pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Les lignes de courant sont présentées sur la figure 4.4 pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$  et  $70\%$ . Cette figure montre l'évolution de la cellule de recirculation de l'air induite par les forces de flottabilité. On constate que les dimensions de cette cellule de recirculation deviennent plus importantes à mesure que  $\phi_0$  augmente. L'œil de cette cellule est localisée en  $x/L = 0.071$  et  $y/L = 0.0145$  pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $x/L = 0.075$  et  $y/L = 0.00207$  pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $x/L = 0.082$  et  $y/L = 0.0024$  pour  $\phi_0 = 70\%$ . On note que l'œil correspondant à chaque humidité d'entrée est de ( $\psi_{\min} = -2.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ), ( $\psi_{\min} = -6.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ) et ( $\psi_{\min} = -18.35 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ) respectivement pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$  et  $70\%$ . Par ailleurs, on constate qu'une augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal intensifie la recirculation de l'écoulement d'air et augmente l'amplitude des forces de flottabilité.

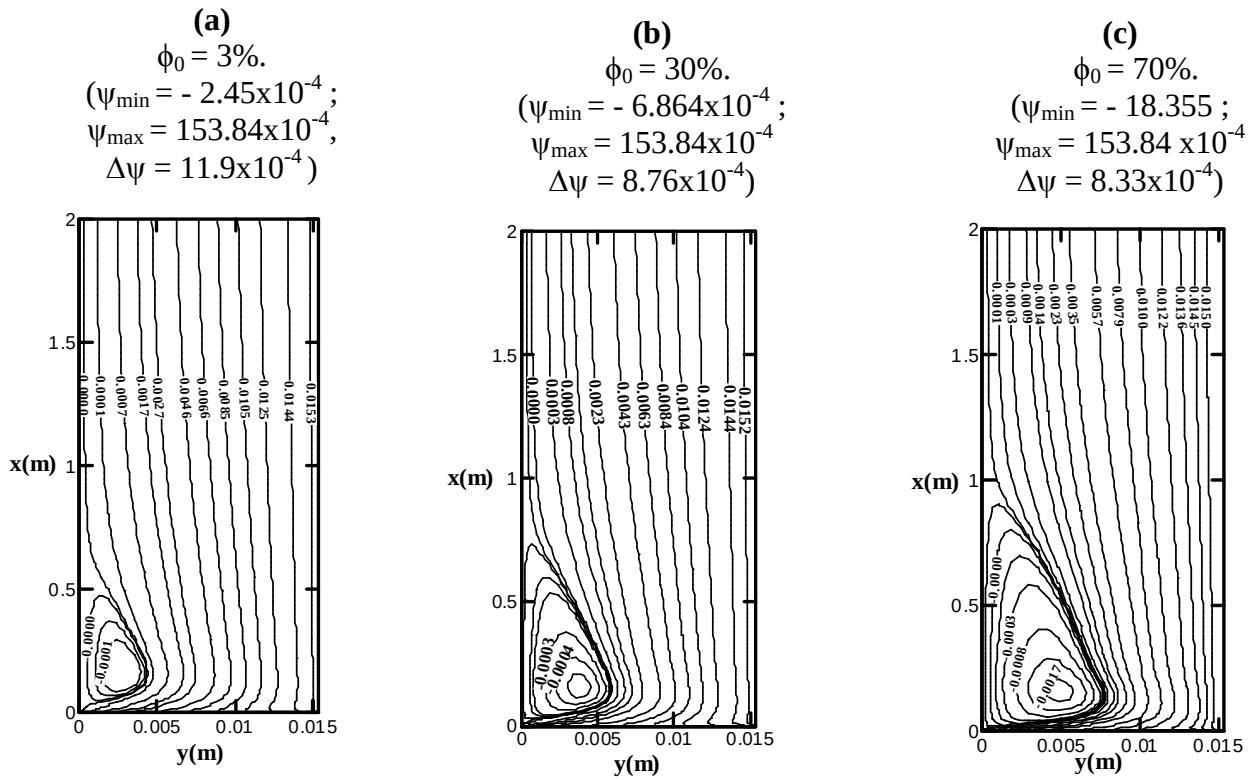


Figure 4.4 : Lignes de courant pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

L'évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi adiabatique est présentée sur la figure 4.5. Près de l'entrée du canal ( $x/L < 0.006$ , ce facteur de frottement diminue brusquement et prend les mêmes valeurs pour toutes les humidités données à l'entrée du canal comme le montre la figure insérée (Fig. 5.4). Cette évolution est due au développement de la couche limite. Dans cette région, l'effet de l'humidité de l'air à l'entrée du canal, en l'occurrence l'effet des forces d'Archimède, est faible. Au delà de cette région,  $f^*Re_{AD}$  augmente en fonction de la position axiale jusqu'à atteindre un maximum en  $x/L = 0.051$ ,  $0.045$ , et  $0.038$  respectivement pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Cette augmentation est due à l'accélération de l'écoulement près de la paroi adiabatique dû à sa décélération près de celle isotherme. Ceci est dû à un transfert de quantité de mouvement de la paroi isotherme, où l'écoulement est ralenti, vers celle adiabatique, où il est accéléré (voir les profils de vitesse axiale fig. 4.2 et 4.3). Les maximums de  $f^*Re_{AD}$  sont 54,51, 62,48, et 82,11, respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Au delà de la position  $x/L = 0.038$ . En effet, dans cette région, l'importance de forces de flottabilité diminue, et la vitesse axiale près de la paroi adiabatique est réduite (voir la fig.4.3). À la sortie de canal,  $f^*Re_{AD}$  prend les valeurs 26,61, 26,5, et

26,28, respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ , 30%, et 70%. Encore, ces valeurs sont légèrement différentes de celles correspondant à la convection forcée pour un écoulement complètement développé,  $f^*Re = 24$  [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

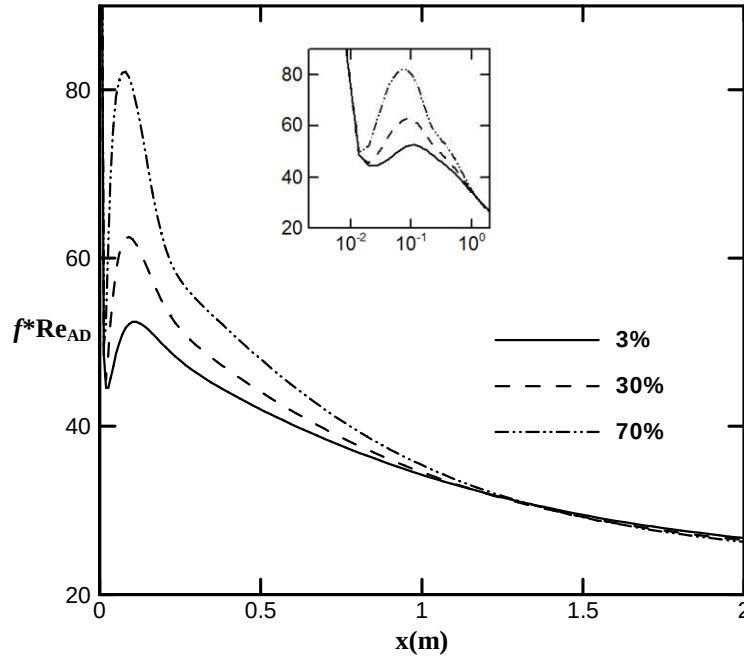


Figure 4.5 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi adiabatique pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

L'évolution axiale de la fraction massique  $C_{AD}$  sur la paroi adiabatique est présentée sur la figure 4.6. Nous notons que  $C_{AD}$  augmente légèrement pour  $\phi_0 = 3\%$  alors qu'elle diminue dans les autres cas. En effet, comme la paroi adiabatique est sèche, sa fraction massique est celle prise par l'air à l'entrée du canal et elle diminue au fur et à mesure que l'air avance dans le canal pour  $\phi_0 = 30\%$  et 70% alors qu'elle augmente pour  $\phi_0 = 3\%$ . On constate, par ailleurs, que pour  $\phi_0 = 3\%$  ( $C_0 = 5.83\text{g/kg}$ ) la fraction massique de l'air est inférieure à celle du film en ruissellement ( $C_w = 14.6\text{g/kg}$ ), l'évaporation du film liquide a eu lieu. Par contre dans les deux autres cas,  $\phi_0 = 30\%$  et 70%, la fraction massique de l'air est supérieure à celle du film (voir tableau 4.1) et la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense sur la paroi humide. Cette condensation devient intense de plus en plus que  $\phi_0$  augmente.

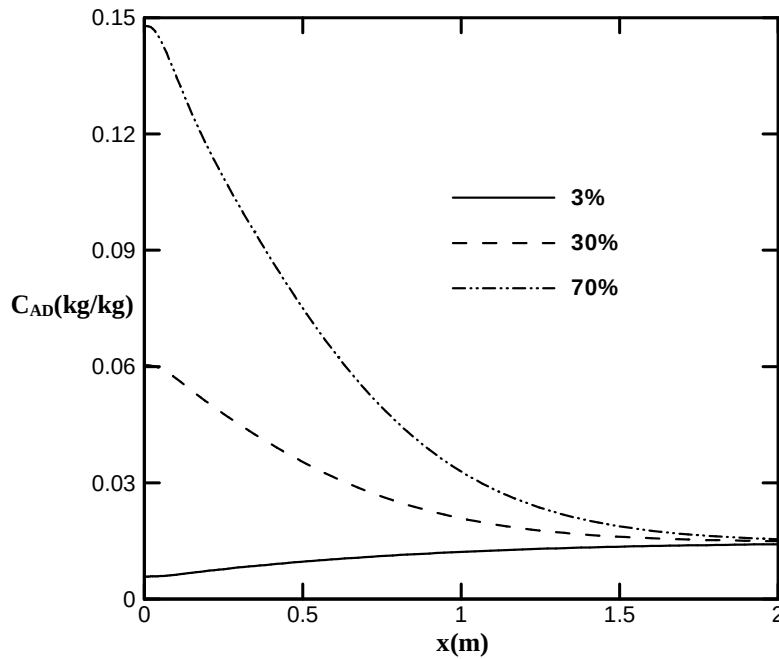


Figure 4.6 : Évolution axiale de la fraction massique sur la paroi adiabatique pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Le débit massique de la vapeur d'eau condensée et du film d'eau évaporé à l'interface liquide-air est présenté sur la figure 4.7. Comme expliqué ci-dessus, la vapeur d'eau contenue dans l'air est condensée sur la paroi isotherme pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$  où le débit massique est négatif alors que le film s'évapore pour  $\phi_0 = 3\%$ . Dans ce dernier cas le débit massique diminue et prend des valeurs positives en tendant vers zéro à la sortie du canal, le nombre de Grashof massique est aussi positif. Ces valeurs positives correspondent au cas de l'évaporation du film liquide car la fraction massique de l'air à l'entrée du canal est inférieure à celle de la paroi isotherme ( $C_0 = 5.8\text{g/kg} < C_w = 14.6\text{g/kg}$ ). Dans les deux autres cas correspondant à  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$ , nous observons qu'en valeur absolue le débit massique augmente avec  $\phi_0$ . On note la présence d'une déformation du débit massique pour  $\phi_0 = 70\%$  et ce en  $x/L = 0.038$  (minimum du débit massique) où a été observée une cellule de recirculation de l'écoulement d'air (voir Fig. 4.4) due à une intensification de la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air. Cette déformation est aussi le résultat de l'action des forces d'Archimède qui deviennent plus importantes avec l'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal. Ainsi, il peut être déduit du fait que l'augmentation du débit massique condensé vers une valeur maximale locale est attribuée à une cellule de recirculation de l'air. Ce dernier provoque un mélange

près de la paroi isotherme et augmente ainsi le flux de masse condensée. Celui-ci atteint son maximum local en  $x/L = 0.088$  et ce pour  $\phi_0 = 70\%$ . C'est à cet endroit où le facteur de frottement admet son minimum près de la paroi isotherme (Fig. 4.1). Comme l'amplitude des forces de flottabilité diminue (au delà de  $x/L = 0.088$  pour  $\phi_0 = 70\%$ ), la cellule de recirculation de l'air s'arrête.

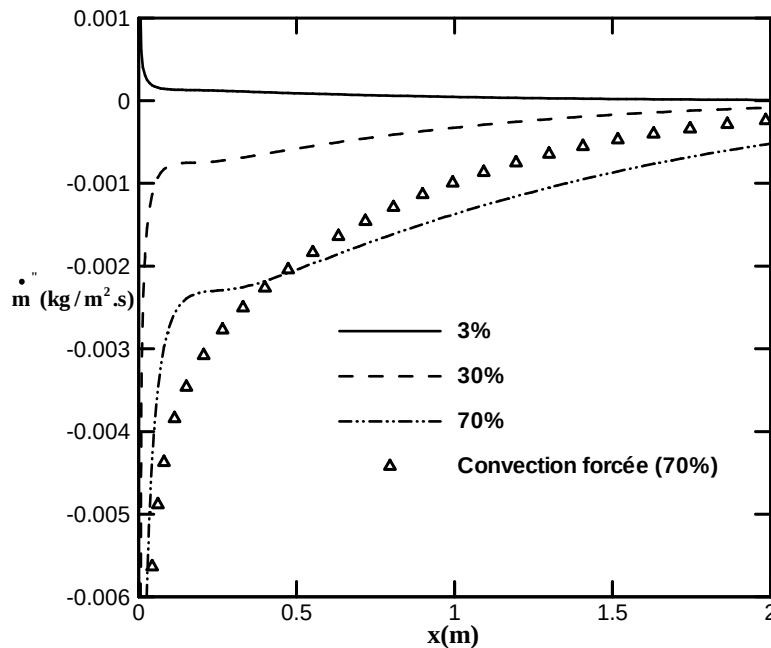


Figure 4.7 : Évolution axiale du débit massique condensé/évaporé sur l'interface liquide-air pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

La figure 4.8 présente le développement axial de la température de l'air sur l'axe du canal ( $y/L = 0.0034$ ). Le cas de la convection forcée est rapporté pour fin de comparaison. On note, par ailleurs que l'air est refroidi dans tous les cas de plus en plus qu'il s'écoule dans le canal. Ce refroidissement est dû à un transfert par chaleur sensible de l'air vers la paroi isotherme. Cette paroi a été refroidie afin de la maintenir à une température constante de  $20^\circ\text{C}$ . Comme a été rapporté par Ait Hammou et al. (2004) cette situation est présentée aussi bien dans le cas de la condensation de la vapeur d'eau que celui de l'évaporation du film liquide. La température de l'air sur l'axe du canal présente deux extremums locaux près de l'entrée du canal plus prononcés pour  $\phi_0 = 70\%$ . Dans ce cas-ci, le minimum local de la température de l'air est  $44.24^\circ\text{C}$ , qui se produit en  $x/L = 0.046$  suivi d'un maximum local de  $46.59^\circ\text{C}$  en  $x/L = 0.104$ . Ces positions axiales sont proches de celles correspondant aux minimums et maximums locaux du débit massique condensé/évaporé (Fig. 4.7). Encore une fois, il est clair que

l'existence des extremums locaux de la température de l'air à l'axe du canal est liée au mélange du fluide induit par le renversement d'écoulement d'air près de la paroi isotherme. Le mélange du fluide augmente le débit massique condensé et la température de l'écoulement d'air augmente. En effet, la condensation de la vapeur d'eau libère de la chaleur latente, qui est en partie absorbée par l'écoulement d'air. Par ailleurs, près de l'entrée du canal ( $x/L < 0.046$ ), l'écoulement d'air sur l'axe du canal est refroidi de plus en plus que  $\phi_0$  augmente. Dans cette région, l'importance de forces de flottabilité augmente, et sa valeur est plus importante pour de grandes valeurs l'humidité de l'air  $\phi_0$  (voir le tableau 4.1). Comme ces forces décélèrent l'écoulement d'air et induisent un renversement d'écoulement ces dernières augmentent le refroidissement de l'air par transfert de chaleur sensible de l'écoulement d'air vers la paroi isotherme. En effet, l'écoulement d'air est plus frais quand la convection naturelle est prise en considération et que  $\phi_0$  augmente. Ainsi, nous devons retenir qu'à la sortie du canal, la température de l'écoulement d'air sur l'axe du canal tend vers une valeur asymptotique qui se rapproche de 20°C correspondant à celle de la température du film sur la paroi mouillée.

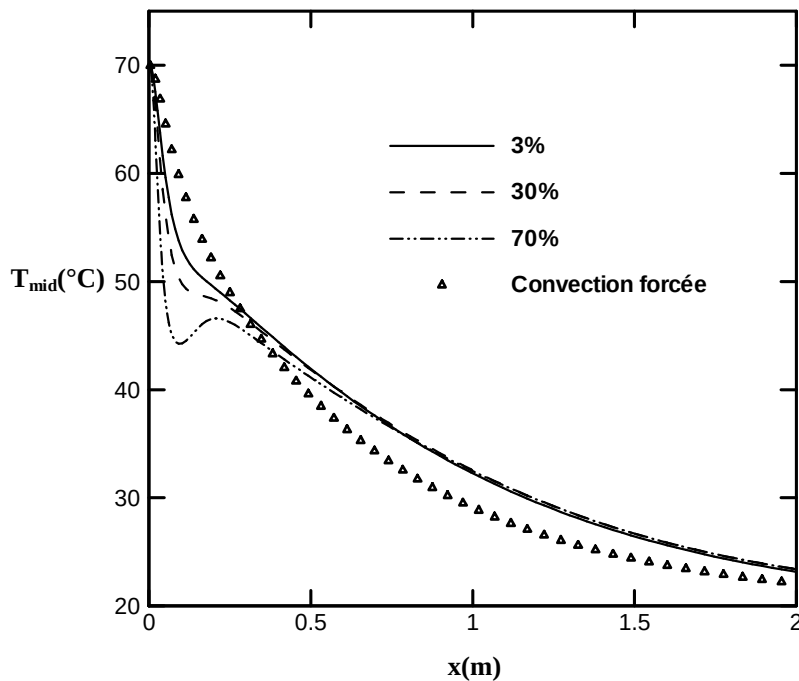


Figure 4.8 : Évolution axiale de la température sur l'axe du canal ( $y/L = 0.0034$ ) pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

L'évolution axiale de la température sur la paroi adiabatique  $T_{AD}$  est présentée figure 4.9. Rappelons que cette température est celle de l'écoulement d'air à ses environs. Il est clair que sur la fig. 4.9  $T_{AD}$  diminue au fur et à mesure que l'écoulement pénètre dans le canal. Cette diminution est due à un transfert par chaleur sensible de l'écoulement d'air vers la paroi isotherme. Un examen méticuleux de la fig. 4.9 montre que l'écoulement d'air est refroidi d'autant plus que l'humidité de l'air à l'entrée du canal augmente. Ceci est le résultat d'un transfert de chaleur de la paroi isotherme humide vers celle adiabatique sèche qui est induit par le mélange du fluide causé par le renversement d'écoulement (Fig. 4.4). Près de la sortie du canal,  $T_{AD}$  prend les valeurs 24.76°C, 24.77°C, et 24.78°C, respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ , 30%, et 70%. Comme l'air se refroidit de plus en plus qu'il s'écoule dans le canal, sur la paroi adiabatique, la température diminue et cette paroi se refroidit.

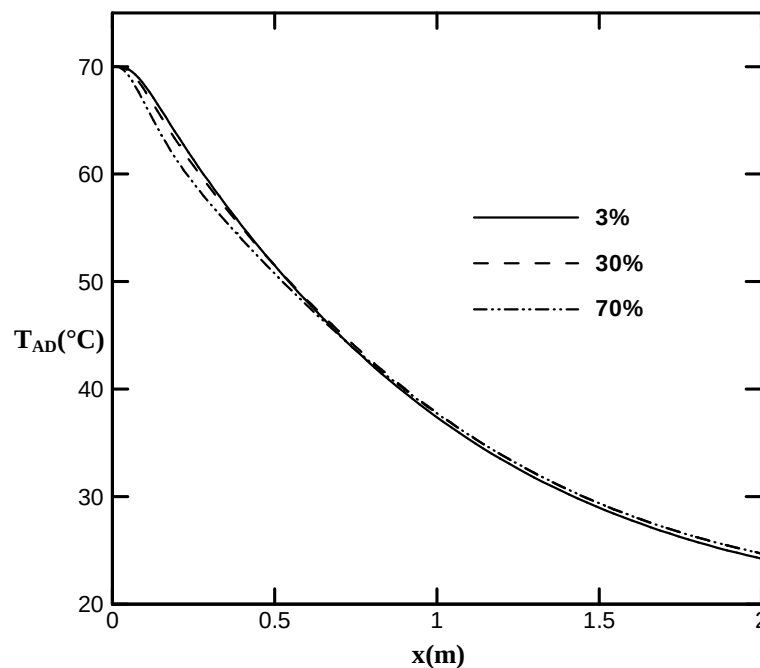


Figure 4.9 : Évolution axiale de la température sur la paroi adiabatique pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

L'évolution axiale du nombre de Nusselt latent ( $Nu_L$ ) près de la paroi isotherme est représenté sur figure 4.10. Près de l'entrée du canal,  $Nu_L$  diminue dû au développement de la couche limite. Pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $Nu_L$  augmente et prend des valeurs négatives. Ces valeurs négatives correspondent à l'évaporation du film liquide. En effet, Chang et al. (1986) ont montré dans

une étude similaire que les valeurs négatives de  $Nu_L$  expliquent que la direction de la chaleur latente échangée est opposée à celle échangée par chaleur sensible. Par contre les cas où  $Nu_L$  est positif ( $\phi_0 = 30\%$ , et  $70\%$ ) expliquent que la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense sur la paroi isotherme. En effet, pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$ ,  $Nu_L$  présente un minimum local suivi d'un maximum. Les positions de ces extrema dépendent fortement de  $\phi_0$  et sont beaucoup plus prononcées pour  $\phi_0 = 70\%$ . L'équation (Eq.2.36) prouve que  $Nu_L$  dépend essentiellement du gradient de la fraction massique, qui est lié au débit massique [Eq. (2.42)]. Ainsi les positions des extremums de ces deux paramètres sont exactement identiques (cf. fig. 4.7). En outre, le développement des deux paramètres ( $Nu_L$  et le débit de masse condensé) est analogue. Ainsi les extremums locaux atteints par  $Nu_L$  sont dus à l'interaction entre le phénomène de renversement d'écoulement et la condensation, comme expliqué ci-dessus. Par ailleurs, on note que,  $Nu_L$  (c.-à-d., la chaleur latente) augmente avec  $\phi_0$ . En effet, comme  $\phi_0$  augmente la fraction massique de l'air à l'entrée du canal, le flux de chaleur latente lié à la condensation de la vapeur d'eau/évaporation du film liquide augmente.

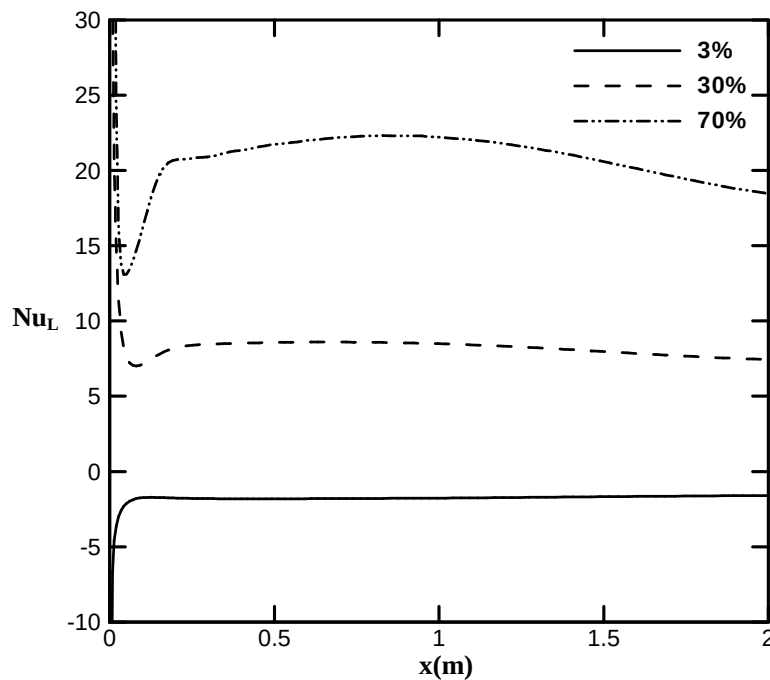


Figure 4.10 : Évolution axiale du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

La figure 4.11 présente l'évolution axiale du nombre de Nusselt sensible ( $Nu_S$ ) sur la paroi isotherme. Cette paroi est mouillée par un film d'eau liquide mince et maintenue à une

température  $T_w = 20^\circ \text{C}$  inférieure à celle de l'écoulement d'air à l'entrée de canal ( $T_0 = 70^\circ \text{C}$ ) alors l'écoulement d'air est refroidi. Une comparaison de la Fig. 4.11 et 4.10 montre que l'effet de l'humidité de l'air à l'entrée du canal est moins important sur  $Nu_S$  que sur  $Nu_L$ . Ceci peut être expliqué par Eq. (2.31), qui prouve que  $Nu_S$  n'est pas directement affecté par la fraction massique contrairement à  $Nu_L$  qui en dépend fortement. On note par ailleurs que, l'évolution de  $Nu_S$  présente un minimum dont sa position dépend légèrement de  $\phi_0$ . Ce minimum est dû à l'effet des forces d'Archimède qui décélèrent l'écoulement d'air près de la paroi humide (comme montré sur la fig. 4.1) et diminuent ainsi les transferts par chaleur sensible. Il est important de noter que le minimum de  $Nu_S$  est détecté en  $x/L = 0.054$  ;  $0.043$  et  $0.027$  respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Ainsi, à la sortie de canal,  $Nu_S$  prend les valeurs  $4.82$  ;  $4.72$  et  $4.76$  respectivement pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Ces valeurs sont proches de celles correspondant à un écoulement complètement développé en convection forcée dans un canal asymétrique,  $Nu_S = 4.86$  [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

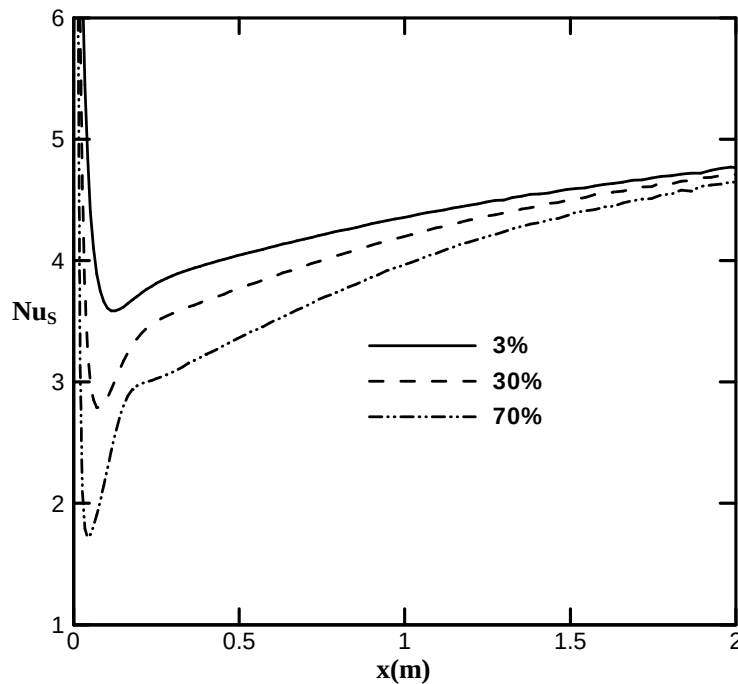


Figure 4.11 : Évolution axiale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Le nombre de Sherwood  $Sh$  caractérise le transfert de masse entre le film liquide ruisselant sur la paroi isotherme et l'écoulement d'air. Son évolution axiale près de la paroi humide est

présentée sur la figure 4.12. Une analyse globale de cette figure montre que l'évolution de  $Sh$  n'est pas monotone. En effet, à l'entrée du canal,  $Sh$  prend des valeurs importantes à cause d'un gradient de concentration très important et diminue jusqu'à atteindre un minimum local. Ce minimum local est détecté en  $x/L = 0.054$  ;  $0.043$  et  $0.027$ , respectivement, pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$  (même position que  $Nu_s$ ). C'est en ces positions où l'amplitude des forces d'Archimède est importante. Il est clair que  $Sh$  présente la même allure que  $Nu_s$ . En effet, les nombres de Prandtl et de Schmidt prennent des valeurs très proches ( $Pr. = 0.707$  et  $Sc = 0.603$ ). Cette tendance a été bien observée par Tsay et al. (1990) sur une étude similaire qui montre bien l'existence de l'analogie transfert de chaleur-transfert de masse. En outre, à la sortie de canal,  $Sh$  prend les valeurs  $5.62$ ,  $5.60$ , et  $5.58$  respectivement pour  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . Ainsi donc, il est important de noter que ces valeurs sont proches de celle correspondant à un écoulement complètement développé en convection forcée [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

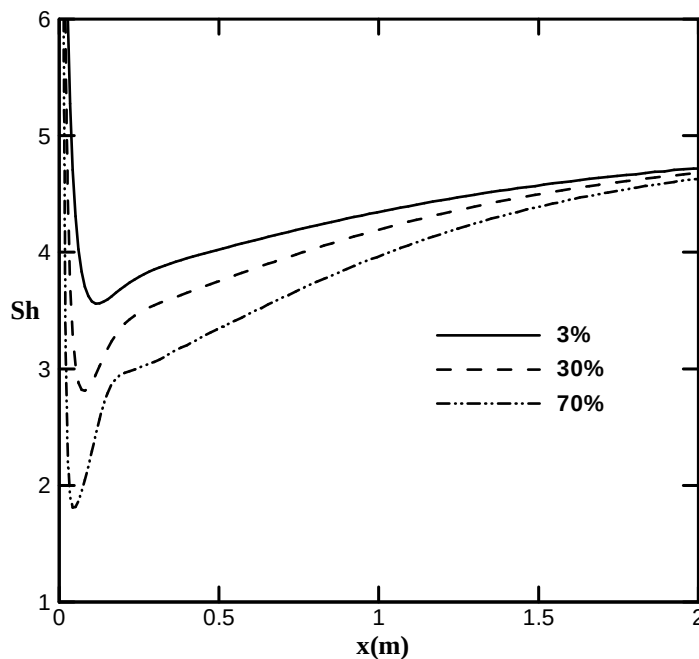


Figure 4.12 : Évolution axiale du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Les isothermes sont des lignes le long desquelles la température reste constante sur tout le long du canal. La figure 4.13 les présente pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal,  $\phi_0 = 3\%$ ,  $30\%$ , et  $70\%$ . En comparant ces isothermes pour les différentes humidités de l'air données à l'entrée, on constate que l'écoulement d'air est refroidi au fur et à mesure qu'il avance dans le canal. Dans le cas de la convection forcée (fig. 4.13a) les isothermes sont orientées perpendiculairement vers la paroi adiabatique conformément à la condition adiabatique imposée sur cette paroi (Eq. 2.43). On constate, par ailleurs, que la courbure des isothermes est identique partout dans le champ d'écoulement. Cependant, dans le cas de la convection mixte (Figs. 4.13 b-c), la courbure des isothermes change d'allure depuis l'entrée vers la sortie. En effet, près de l'entrée du canal, les isothermes subissent une déformation qui s'intensifie avec l'augmentation de  $\phi_0$  vers la paroi adiabatique. Cette déformation, plus importante pour  $\phi_0 = 70\%$  (fig. 4.13c), est due par la présence du renversement d'écoulement. Comme montré ci-dessus (fig. 4.4) la cellule de recirculation de l'écoulement pousse l'air vers la paroi adiabatique et les isothermes sont par conséquent déformées. On note (Figs. 4.13b-c) que l'air est plus chaud de plus en plus qu'il s'approche de la paroi adiabatique lorsque  $\phi_0$  augmente (convection mixte). En effet, les isothermes  $T = 295.5\text{K}$  se rapprochent plus de la température de la paroi humide pour  $\phi_0 = 70\%$  comparée avec  $\phi_0 = 3\%$ . A la position où a été observée l'œil de la cellule de recirculation de l'écoulement (qui correspond à  $\psi_{\min}$ , voir fig.4.4) les isothermes prennent les valeurs de  $T = 306.2\text{K}$  et  $T = 312.05\text{K}$  respectivement pour  $\phi_0 = 3\%$  et  $70\%$ . Ce comportement est dû au phénomène de changement de phase (évaporation/condensation). En effet, pour  $\phi_0 = 3\%$  (fig.4.13b) l'évaporation du film liquide a eu lieu, ainsi l'écoulement d'air est refroidi aussi bien par transfert sensible que latent. En effet, pour  $\phi_0 = 70\%$  (fig.4.13c) la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense sur la paroi humide, l'écoulement d'air est légèrement chauffé par chaleur latente libérée lors de la condensation.

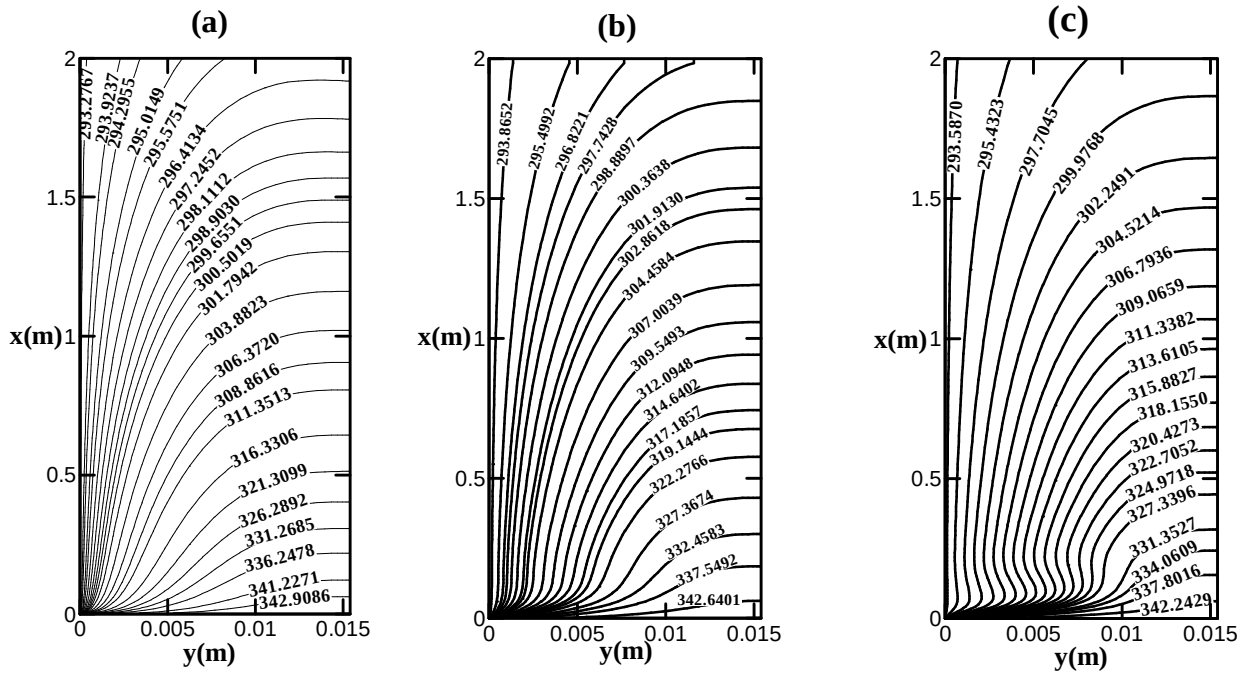


Figure 4.13 : Iso-thermes Pour (a) convection force ( $\phi_0 = 3\%$ ), (b) convection mixte  $\phi_0 = 3\%$ , (c) convection mixte  $\phi_0 = 70\%$  ( $T_{\min} = 293.15$  K;  $T_{\max} = 343.15$  K.  $\Delta T = 2.54$  K)

L'évolution axiale de la température moyenne le long du canal est présentée sur la figure 4.14. On constate que  $T_m$  diminue de plus en plus que l'écoulement d'air avance dans le canal. Cette diminution, qui se traduit par un refroidissement de l'air, est essentiellement due à la chaleur sensible transférée de l'écoulement d'air vers la paroi humide. Un examen minutieux de la fig. 4.14 montre qu'au fur et à mesure que l'humidité de l'air à l'entrée augmente, le refroidissement de l'air devient faible. Il est à noter que la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air, qui est plus importante pour  $\phi_0 = 70\%$  (fig. 4.14), joue un rôle important dans le comportement de  $T_m$  pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$ . En effet, le refroidissement de l'air est moins important car la condensation de la vapeur d'eau libère de la chaleur latente qui est en partie absorbée par l'écoulement d'air. Pour  $\phi_0 = 3\%$  l'évaporation du film liquide a lieu (fig. 4.7). La chaleur latente de l'évaporation est en partie puisée dans l'air qui est refroidi aussi bien par transfert sensible que latent. Ce qui est confirmé par l'évolution des isothermes (fig. 4.13). Une particularité quant au comportement de  $T_m$  pour  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$  est observée près de l'entrée du canal. En effet, l'augmentation soudaine de  $T_m$  est due à un

dégagement de la chaleur latente libérée lors de la condensation de la vapeur d'eau qui, à son tour, réchauffe l'air près de l'entrée. Un comportement similaire a été trouvé expérimentalement par Cherif *et al.* (2010).

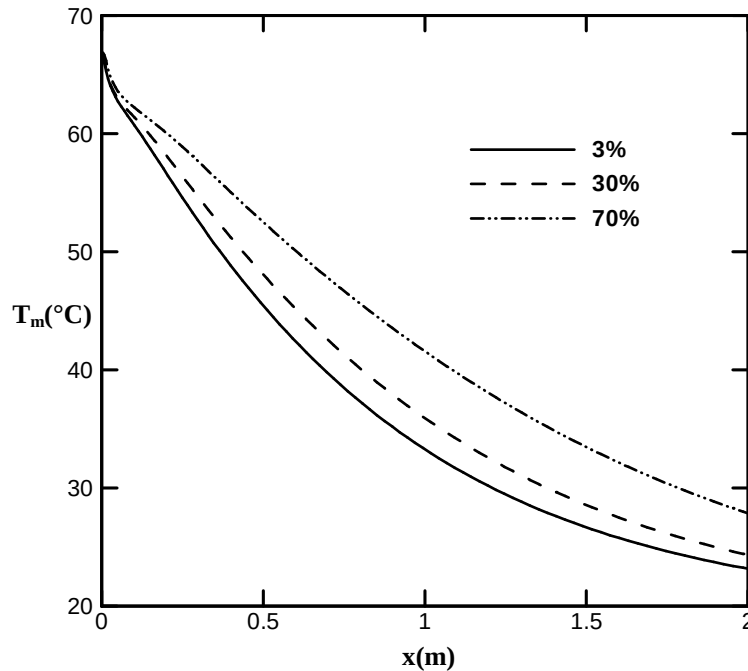


Figure 4.14 : Évolution axiale de la température moyenne pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

Les iso-concentrations qui caractérisent des lignes le long desquelles la fraction massique reste constante sur tout le long du canal sont présentées sur la fig. 4.15. Fort est de constater que les valeurs de la fraction massique augmentent pour  $\phi_0 = 3\%$  à mesure que l'écoulement avance dans le canal à cause de l'évaporation du film liquide qui augmente les transferts de masse. Pour  $\phi_0 = 70\%$  les iso-concentration diminuent. Cette diminution est due à la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air qui réduit les transferts de masse entre l'écoulement d'air et le film liquide. Dans le problème actuel, le nombre de Lewis est presque égal à l'unité ( $Le = Sc/Pr = 0.8$ ). Ainsi le comportement des iso-concentrations est semblable à celui des isothermes (fig.4.13).

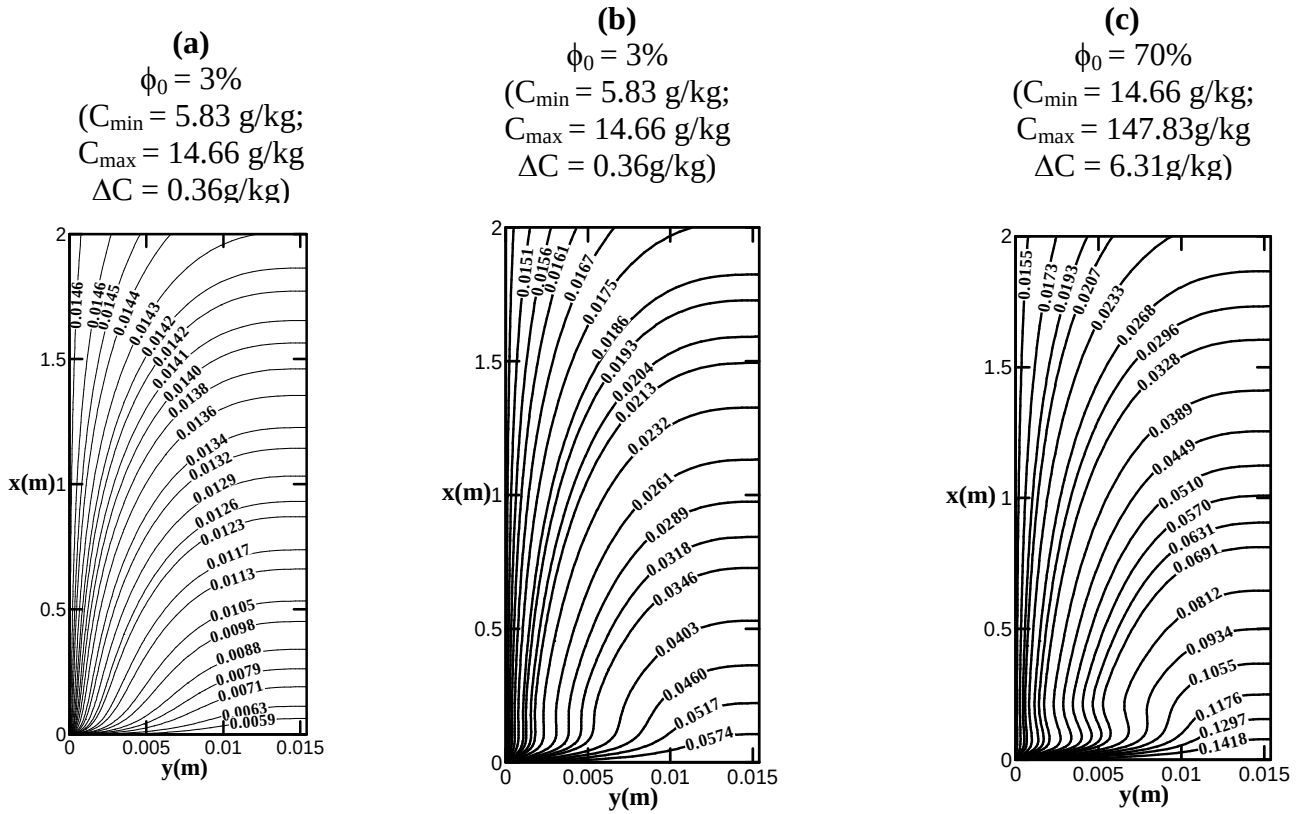


Figure 4.15 : Iso-concentration pour (a) convection forcée ( $\phi_0 = 3\%$ ), (b) convection mixte ( $\phi_0 = 3\%$ ), (c) convection mixte ( $\phi_0 = 70\%$ ).

L'évolution axiale de la concentration moyenne  $C_m$  le long du canal est présentée sur la figure 4.16. On voit très bien que pour  $\phi_0 = 3\%$   $C_m$  augmente en raison de l'évaporation du film liquide alors qu'il diminue dans les autres cas  $\phi_0 = 30\%$  et  $70\%$  qui traduisent la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sur la paroi humide. En effet, comme montré sur la figure 4.7, le débit massique évaporé diminue et s'approche de zéro pour  $\phi_0 = 3\%$  vers la sortie du canal et la concentration moyenne reste pratiquement constante à la sortie du canal. Dans tous les cas, à la sortie  $C_m$  s'approche de la valeur asymptotique  $14.6 \text{ g/kg}$ , qui est la concentration de saturation correspondant à la température imposée sur la paroi humide.

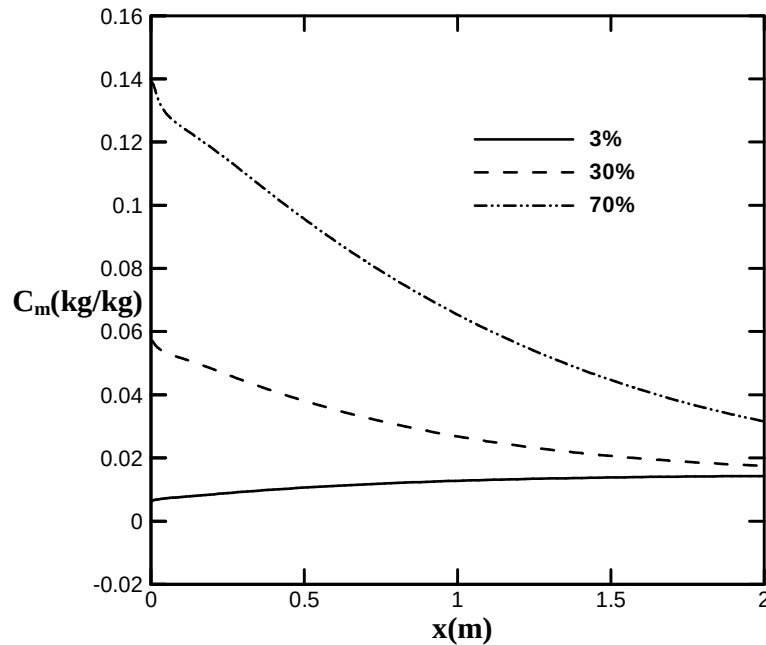


Figure 4.16 : Évolution axiale de la concentration moyenne pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée.

### 4.3. EFFET DE LA TEMPÉRATURE DE L'AIR À L'ENTREE DU CANAL

Nous présentons les résultats de la simulation numérique obtenus pour  $u_0 = 0.169\text{m/s}$  (soit  $Re = 300$ , avec  $L = 2\text{m}$  et  $\gamma = 1/130$ ). La température de la plaque humide est maintenue à  $T_w = 20^\circ\text{C}$  la concentration correspondante est de  $C_w = 14.6\text{g/kg}$  (concentration de saturation à  $T_w$ ). Pour illustrer l'effet de la température d'entrée de l'air dans le canal, nous avons considéré trois valeurs différentes, soient :  $T_0 = 50^\circ\text{C}$ ,  $70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$ . L'humidité de l'air à l'entrée du canal est prise constante et égale à  $C_0 = 44.7\text{g/kg}$ . Les valeurs des nombres de Grashof thermique et massique sont présentées dans le Tableau 4.2 pour différentes températures données.

Tableau 4.2 : Nombres de Grashof pour différentes valeurs de  $T_0$ .

| $T_0$ ( $^\circ\text{C}$ ) | 50        | 70          | 90          |
|----------------------------|-----------|-------------|-------------|
| $\phi_0$ (%)               | 57        | 22.5        | 10          |
| $Gr_M$                     | - 161 744 | - 148 946   | - 138 001   |
| $Gr_T$                     | - 817 424 | - 1 186 400 | - 1 454 086 |

La figure 4.17 présente l'évolution axiale du coefficient de frottement ( $f^*Re_{IS}$ ) sur la plaque isotherme. Près de l'entrée du canal, on constate que  $f^*Re_{IS}$  prend les mêmes valeurs dans les trois cas étudiés. Plus l'écoulement avance dans le canal, la couche limite se développe ce qui fait diminuer  $f^*Re_{IS}$  jusqu'à une position axiale où ce dernier présente un minimum qui dépend fortement de la température de l'air à l'entrée du canal. Ce minimum est le résultat de l'action des forces d'Archimède, qui sont opposées à l'écoulement ascendant ( $Gr_M$  et  $Gr_T$  négatifs dans tous les cas, voir tableau 4.2). En effet, ces forces décélèrent l'écoulement d'air près de la paroi isotherme. On constate que  $f^*Re_{IS}$  prend des valeurs négatives dans tous les cas et par conséquent c'est la manifestation d'un renversement d'écoulement (vitesse axiale négative). En effet, les forces d'Archimède thermiques et massiques, opposées à l'écoulement ascendant, vainquent les forces d'inertie et créent un renversement d'écoulement en induisant une vitesse axiale négative, d'où les valeurs négatives de  $f^*Re_{IS}$ . Les valeurs minimales de  $f^*Re_{IS}$  sont de -15.14, -23.75 et -31.10 pour  $T_0 = 50^\circ\text{C}$ ,  $70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$  respectivement. Les zones où sont observés les renversements d'écoulement ( $f^*Re_{IS} < 0$ ) sont respectivement  $0.016 \leq x/L \leq 0.3$ ,  $0.016 \leq x \leq 0.4$  et  $0.016 \leq x/L \leq 0.47$ . On constate donc que la largeur de la zone du renversement d'écoulement augmente avec  $T_0$ . Dans ces zones se produisent des cellules de recirculation de l'écoulement (illustrés sur la figure 4.18). Ainsi, pour  $T_0 = 90^\circ\text{C}$ ,  $f^*Re_{IS}$  prend des valeurs négatives sur presque la première moitié du canal.

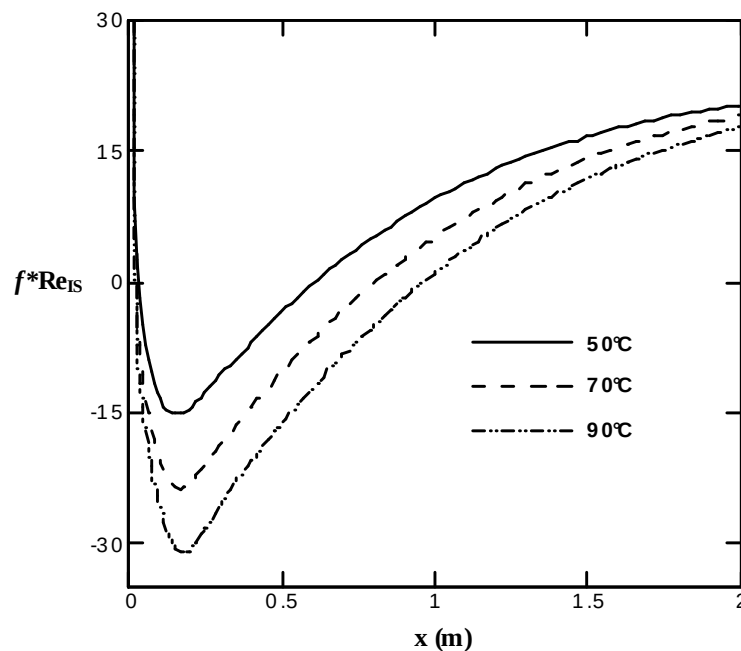


Figure 4.17 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi isotherme.

Afin de mieux décrire l'écoulement d'air à l'intérieur du canal les lignes de courant sont présentées sur la figure 4.18 pour  $T_0 = 90^\circ\text{C}$ . Cette figure illustre la zone de recirculation où on note des valeurs négatives de la fonction de courant. Les dimensions de cette zone sont :  $0.017 \leq x/L \leq 0.503$  et  $0.00035 \leq y/L \leq 0.0035$ . La recirculation de l'écoulement d'air occupe presque la moitié du canal (Figure 4.17). Dans le reste du canal la fonction de courant prend des valeurs positives jusqu'à la sortie du canal.

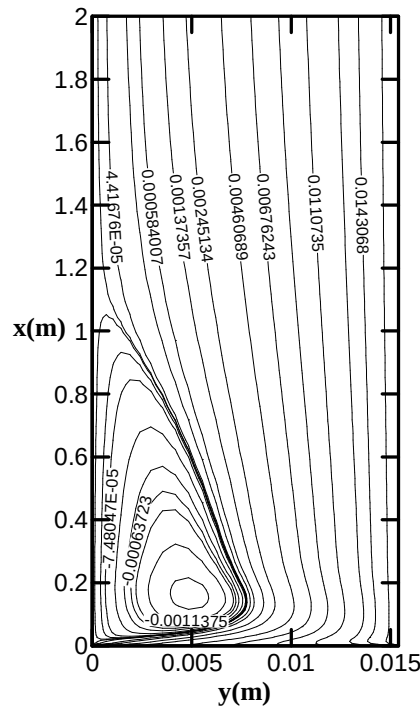


Figure 4.18 : Lignes de courant ( $T_0 = 90^\circ\text{C}$ ).

Le changement de phase (évaporation du film ruisselant ou condensation de la vapeur contenue dans l'air) présent dans ce problème induit un flux de chaleur latent entre l'air et la plaque humide. Ce flux est représenté par le nombre de Nusselt latent ( $Nu_L$ ). La figure 4.19 présente son évolution axiale. Dans tous les cas étudiés, on constate que  $Nu_L$  est positif, le flux de chaleur latente est dirigé de l'écoulement d'air vers le film liquide, ce qui correspond à la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sur la paroi isotherme du canal. Une situation similaire à celle-ci a été analysée par Azizi et al. (2007). Près de l'entrée du canal,  $Nu_L$  diminue et prend des valeurs importantes du fait que les gradients de concentration sont importants. Par ailleurs, on constate que l'augmentation de  $T_0$  induit la diminution de  $Nu_L$  du

fait de l'augmentation de l'intensité des forces d'Archimède. En effet, ces dernières décélèrent l'écoulement (Figure 4.17) et font diminuer les transferts thermiques aussi bien en chaleur sensible que latente. Les minimums de  $Nu_L$  sont de 157.85 en  $x/L = 0.05$ , 33.21 en  $x/L = 0.046$  et 8.77 en  $x/L = 0.035$  respectivement pour  $T_0 = 50\text{ °C}$ ,  $70\text{ °C}$  et  $90\text{ °C}$ . Ces positions correspondent au maximum de l'intensité des forces d'Archimède. Au-delà de ces positions les forces d'Archimède deviennent faibles devant les forces d'inertie.  $Nu_L$  diminue et le transfert thermique entre la plaque humide et l'écoulement se voit diminuer jusqu'à la sortie du canal.

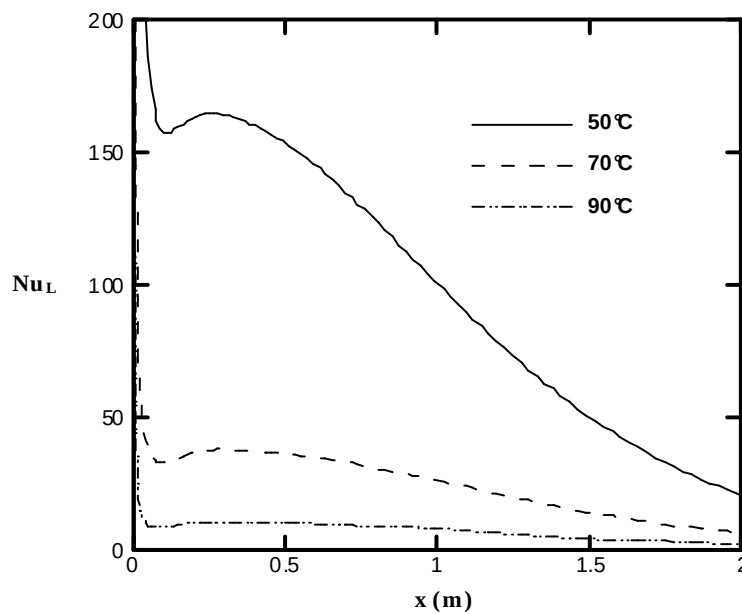


Figure 4.19 : Évolution axiale du nombre de Nusselt latent près de la paroi isotherme.

Le transfert de masse entre le film liquide ruisselant sur la paroi isotherme et l'air est caractérisé par le nombre de Sherwood ( $Sh$ ). La figure 4.20 présente son évolution le long du canal. Près de l'entrée du canal, on constate que  $Sh$  diminue progressivement au fur et à mesure que l'air avance dans le canal par l'effet du développement des couches limites. Plus l'air avance dans le canal, plus il est décéléré par les forces d'Archimède. Cette décélération réduit les transferts de masse entre l'écoulement d'air et le film liquide. On constate par ailleurs que  $Sh$  admet un minimum qui s'accroît avec l'augmentation de la température d'entrée de l'air. En effet, les minimums de  $Sh$  se produisent aux mêmes positions que pour  $Nu_L$ . Vers la sortie du canal,  $Sh$  tend vers une valeur asymptotique de 5.69, 5.62 et 5.55 respectivement pour  $T_0 = 50\text{ °C}$ ,  $70\text{ °C}$  et  $90\text{ °C}$ . Ces valeurs sont voisines de celles correspondant à un écoulement complètement développé (4.86) en convection forcé [Shah et

London, 1978 ; Bejan, 1984]. Notons par ailleurs que du fait que dans notre cas le nombre de Lewis est voisin de 1 ( $Sc = 0.574$  et  $Pr = 0.724$ ) le nombre de Nusselt sensible (lié au flux de chaleur sensible échangé entre la plaque isotherme et l'écoulement d'air) s'apparente avec le nombre de Sherwood.

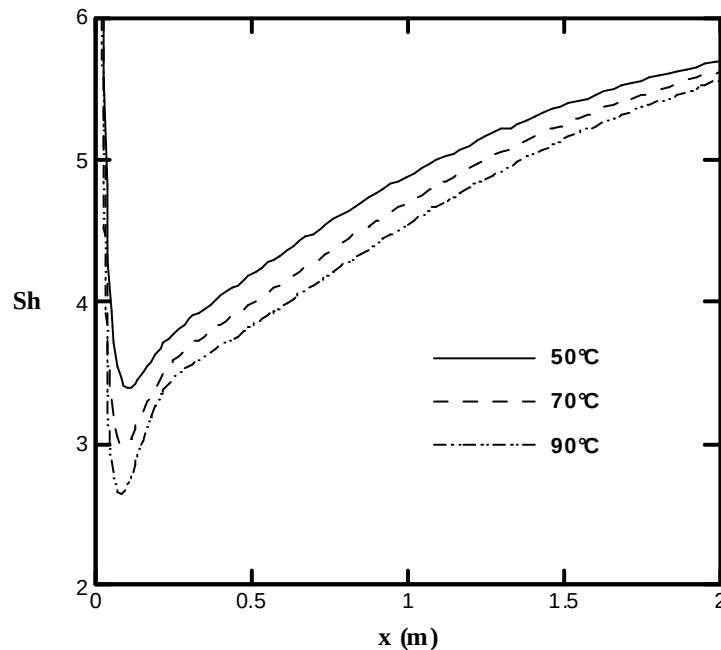


Figure 4.20 : Évolution axiale du nombre de Sherwood près de la paroi isotherme.

Le débit massique de la vapeur d'eau condensée à l'interface air-liquide est présenté sur la figure 4.21. Le cas de la convection forcée est présenté pour fin de comparaison. Près de l'entrée du canal, on constate que ce débit augmente rapidement à cause du développement de la couche limite jusqu'à la position  $x/L = 0.043$  où il atteint son maximum suivi d'un minimum en  $x/L = 0.082$  pour  $T_0 = 70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$ . En effet, comme la fraction massique de l'air à l'entrée  $C_0 = 44.7\text{g/kg}$  est supérieure à celle du film  $C_w = 14.6\text{g/kg}$ , le transfert de masse se fait de l'écoulement d'air vers la plaque isotherme et la vapeur d'eau contenue dans l'air est condensée sur cette plaque. Cette condensation est importante avec les grandes valeurs de la température de l'air à l'entrée du canal (voir Tableau 4.2). On note par ailleurs, que l'air se déshumidifie au lieu de s'humidifier dans tous les cas. Pour qu'il ait évaporation et donc humidification de l'air, il faut chauffer le film à une température supérieure à celle de saturation à  $C_0 = 44.7\text{g/kg}$ , soit  $T_{WC} = 38.46^\circ\text{C}$ . Pour  $x/L = 0.082$ , on note la position où le débit massique de la vapeur prend les mêmes valeurs dans tous les cas. C'est à cette position où est observé l'œil de la cellule de recirculation de l'air (voir Figure 4.2). Au-delà de cette

position, le débit massique de la vapeur augmente légèrement à cause du développement de la couche limite et tend vers des valeurs asymptotiques qui se rapprochent à la sortie du canal, soient en valeur absolue  $5.7 \times 10^{-6}$ ,  $7.9 \times 10^{-6}$  et  $9.4 \times 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$  respectivement pour  $T_0 = 50^\circ\text{C}$ ,  $70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$ . Ces valeurs sont plus grandes que celles du cas de la convection forcée  $4.22 \times 10^{-6} \text{ kg/(s.m}^2\text{)}$ . Ainsi, l'air se condense plus en convection mixte qu'en convection forcée.

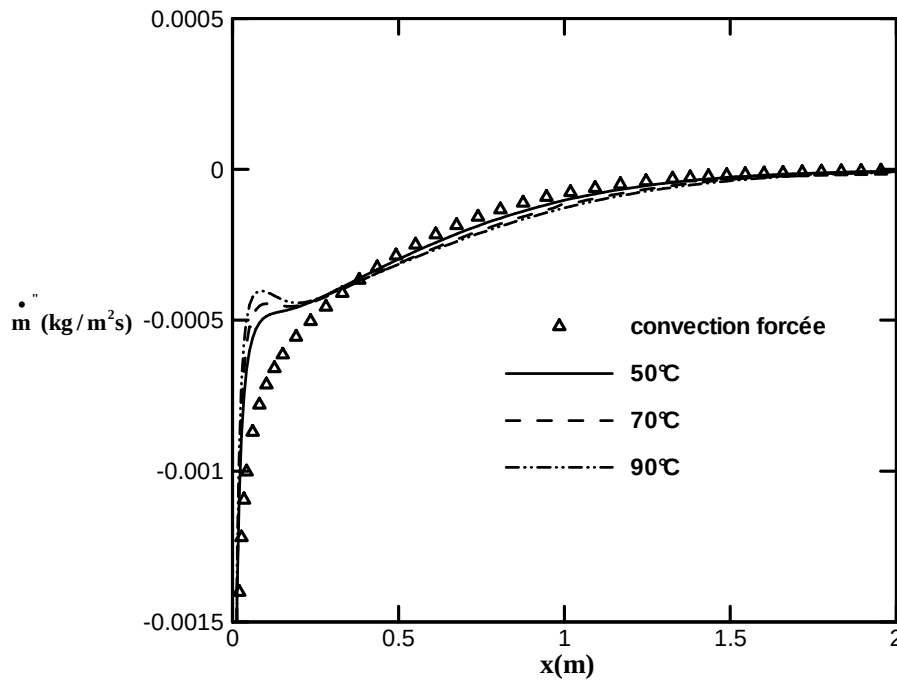


Figure 4.21 : Évolution du débit massique à l'interface air-liquide.

L'évolution axiale de la température sur la plaque adiabatique est représentée sur la figure 4.22. L'examen de cette figure montre que  $T_{AD}$  diminue au fur et à mesure que l'air avance dans le canal. Cette diminution est due à la chaleur sensible transférée de l'air vers la paroi isotherme. Puisque la température de l'air est supérieure à celle de la paroi isotherme  $T_w = 20^\circ\text{C}$ , l'air est refroidi au contact de la paroi isotherme. Par ailleurs, le renversement d'écoulement (Fig. 4.18) induit un transfert de quantité de mouvement de la plaque isotherme vers celle adiabatique, cette dernière donne naissance à un refroidissement sur cette plaque. Une observation minutieuse de cette figure montre que la pente de la température devient plus importante avec l'augmentation de la température de l'air à l'entrée. Ce qui montre que le transfert par chaleur sensible augmente. Vers la sortie du canal la température sur la paroi adiabatique diminue et prend la valeur de  $22.9^\circ\text{C}$ ,  $25^\circ\text{C}$  et  $27.44^\circ\text{C}$  respectivement pour

$T_0 = 50^\circ\text{C}$ ,  $70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$ . Ces valeurs sont proches de celle imposée sur la paroi isotherme ( $T_w = 20^\circ\text{C}$ ).

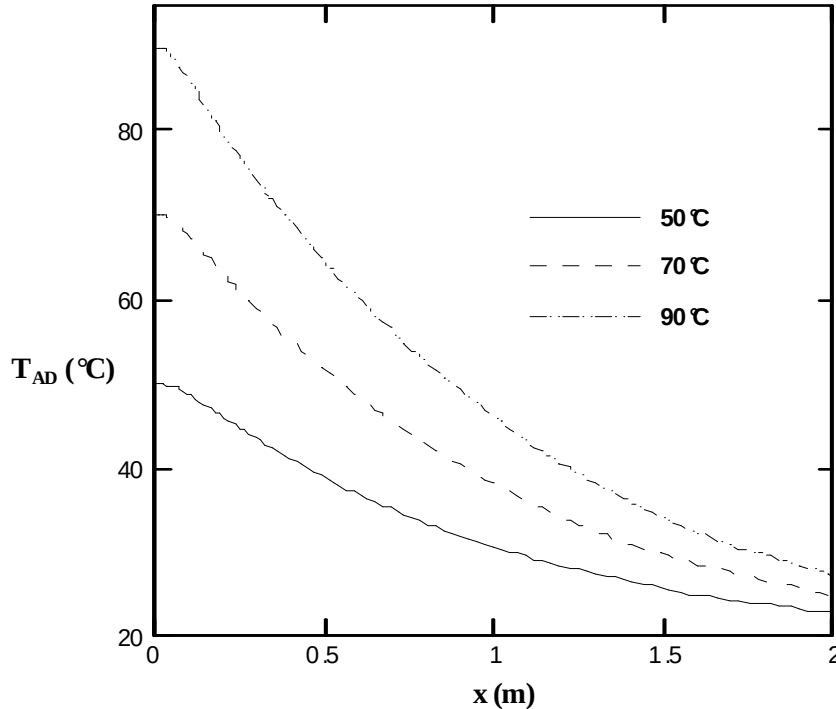


Figure 4.22 : Évolution de la température sur la plaque adiabatique.

La figure 4.23 présente l'évolution axiale de la température de l'air sur l'axe du canal ( $y/L = 0.0034$ ). Le cas de la convection forcée est représenté pour  $T_0 = 90^\circ\text{C}$  pour fin de comparaison. Près de l'entrée du canal, la température diminue rapidement et atteint un minimum en  $x/L = 0.06$  et un maximum en  $x/L = 0.082$  pour  $T_0 = 70^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$  avant de tendre vers des valeurs asymptotiques. Le minimum observé correspond à la position où l'amplitude des forces d'Archimède est plus grande avec la présence de vitesses négatives. Le maximum noté ici correspond à la position où est observé l'œil de la cellule de recirculation de l'air (voir Fig. 4.18). Pour  $T_0 = 90^\circ\text{C}$ , c'est à cette même position que le débit massique de la vapeur à l'interface liquide-air présente son maximum (voir Fig. 4.21). On constate que pour  $0 < x/L < 0.2$ , à  $T_0 = 90^\circ\text{C}$ , l'air se refroidit davantage en convection mixte qu'en convection forcée. Contrairement pour  $x/L > 0.2$ , on constate un refroidissement important dans le cas de la convection forcée par rapport à la convection mixte pour  $T_0 = 90^\circ\text{C}$ . En effet, une partie de la chaleur dégagée lors de la condensation est absorbée par l'écoulement d'air, ce qui fait augmenter la température dans cette zone. Vers la sortie du canal, la température

prend ses valeurs asymptotiques de 22°C, 23.6°C et 25.3°C respectivement pour  $T_0 = 50^\circ\text{C}$ , 70°C et 90°C qui sont proches de celle imposée sur la plaque isotherme.

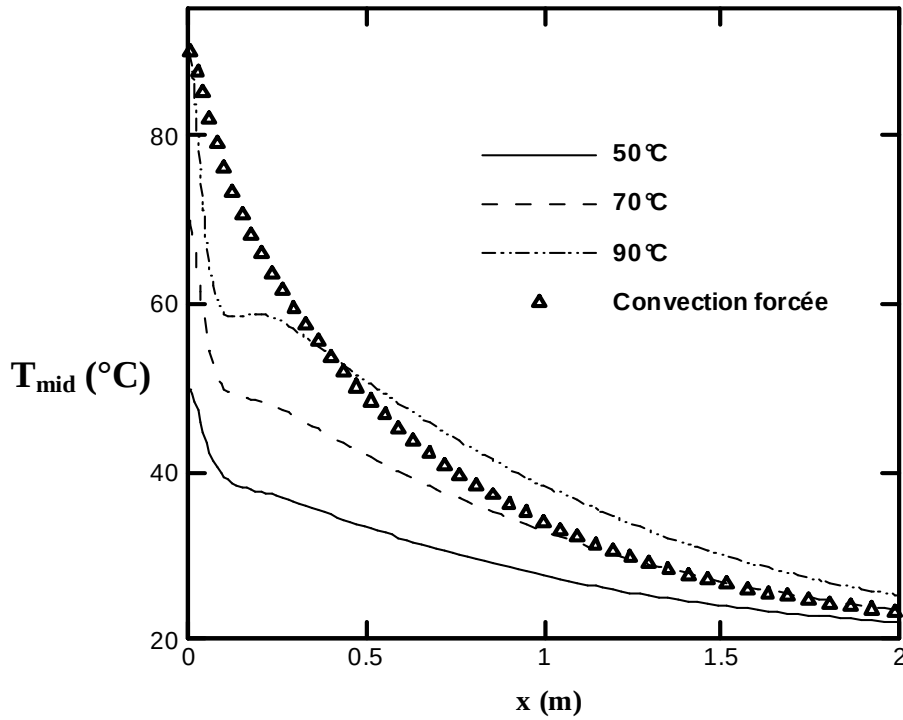


Figure 4.23 : Évolution de la température de l'air à l'axe du canal ( $y/L = 0.0034$ ).

#### 4.4. EFFET DES FORCES DE FLOTTABILITÉ SUR L'ÉCOULEMENT ET LES TRANSFERTS

Nous présentons, dans cette partie une étude numérique portant sur l'effet du nombre de Grashof massique sur l'écoulement et les transferts. Les résultats présentés ici ont été calculés avec  $u_0 = 0.169$  m/s ( $Re = 300$ ), avec  $L = 2$  m et  $\gamma = 1/130$ . Le tableau 4.3 présente les nombres de Grashof thermique et massique pour quatre cas différents afin de pouvoir visualiser l'effet des forces d'Archimède sur l'écoulement et les transferts.

Tableau 4.3 : Paramètres des cas étudiés.

| Cas | $T_w$ (°C) | $C_w$ (g/kg) | $T_0$ (°C) | $C_0$ (g/kg) | $\phi_0$ (%) | $Gr_T$             | $Gr_M$             |
|-----|------------|--------------|------------|--------------|--------------|--------------------|--------------------|
| 1   | 22         | 16.5974      | 83         | 62.055       | 18           | $-1.3 \times 10^6$ | $-2 \times 10^5$   |
| 2   | 15.5       | 11.015       | 70         | 11.015       | 3.33         | $-1.3 \times 10^6$ | 0                  |
| 3   | 50         | 80.459       | 184        | 17.166       | 0.25         | $-1.3 \times 10^6$ | $+2 \times 10^5$   |
| 4   | 51.9       | 88.878       | 69.6       | 4.775        | 2.5          | $-3.3 \times 10^5$ | $+3.3 \times 10^5$ |

La figure 4.24 présente l'évolution axiale du coefficient de frottement  $f^*Re_{IS}$  sur la paroi isotherme. L'étude est faite pour différentes valeurs des nombres de Grashof afin de pouvoir visualiser l'effet des forces d'Archimède thermique et massique sur l'écoulement et les transferts. Nous avons fixé le nombre de Grashof thermique à une valeur constante ( $Gr_T = -1.3 \times 10^6$ ) alors que celui d'origine massique varie dans les trois premiers cas. Le cas 4 où les deux nombres de Grashof ont la même valeur avec des signes opposés est aussi représenté. On constate que près de l'entrée du canal  $f^*Re_{IS}$  diminue à cause de l'effet de la couche limite au fur et à mesure que l'air avance dans le canal jusqu'à la position  $x = 0.177$  m où  $f^*Re_{IS}$  atteint ses minimums, -27.91, -19.45 et -21.33 respectivement dans les cas 1, 2 et 3. Cette position correspond à l'intensité maximale des forces d'Archimède. Un examen minutieux de la figure 4.24 montre que  $f^*Re_{IS}$  prend des valeurs négatives sur une partie de la longueur du canal (soit  $0.03 \text{ m} \leq x \leq 0.88 \text{ m}$  cas 1 et 3 et  $(0.03 \text{ m} \leq x \leq 0.75 \text{ m})$  cas 2). Dans ces portions du canal, la composante axiale de la vitesse d'écoulement  $u$  prend des valeurs négatives (Fig. 4.25). Cette situation indique un renversement d'écoulement provoqué par les forces d'Archimède, aussi bien thermique que massique. Le cas 4, où les nombres de Grashof ont les mêmes valeurs mais de signe opposés, montre que l'action des deux forces d'Archimède s'annule et l'écoulement se comporte comme en convection forcée et  $f^*Re_{IS}$  tend vers la valeur 24 à la sortie du canal. Cette valeur correspond bien à celle d'un écoulement complètement développé.

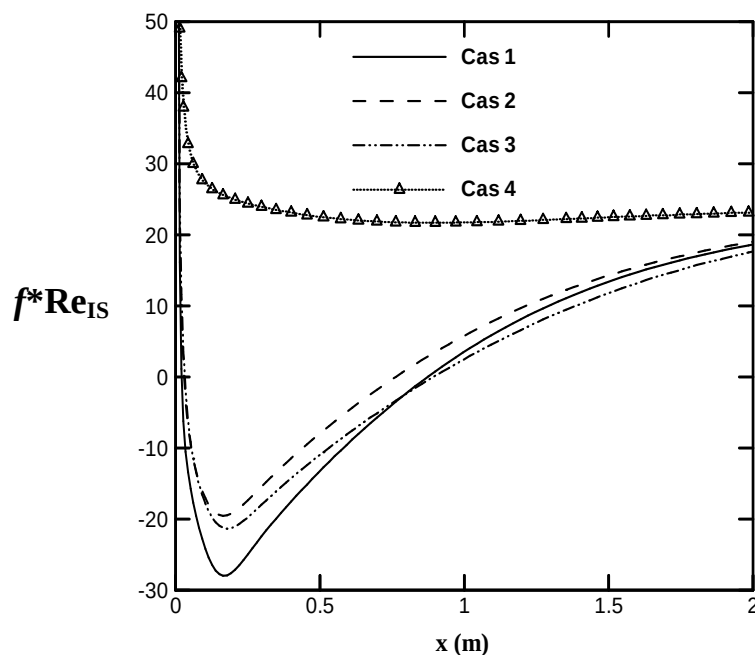


Figure 4.24 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi isotherme.

La figure 4.25 illustre l'effet des forces d'Archimède sur le profil de vitesse axiale. On constate que ces forces produisent une déformation importante de ce profil. L'écoulement est ainsi décéléré près de la paroi isotherme à cause des forces d'Archimède et est accéléré sur l'axe du canal afin de satisfaire à l'équation de conservation de la masse. Le cas 4 présente un profil parabolique similaire à celui d'une convection forcée.

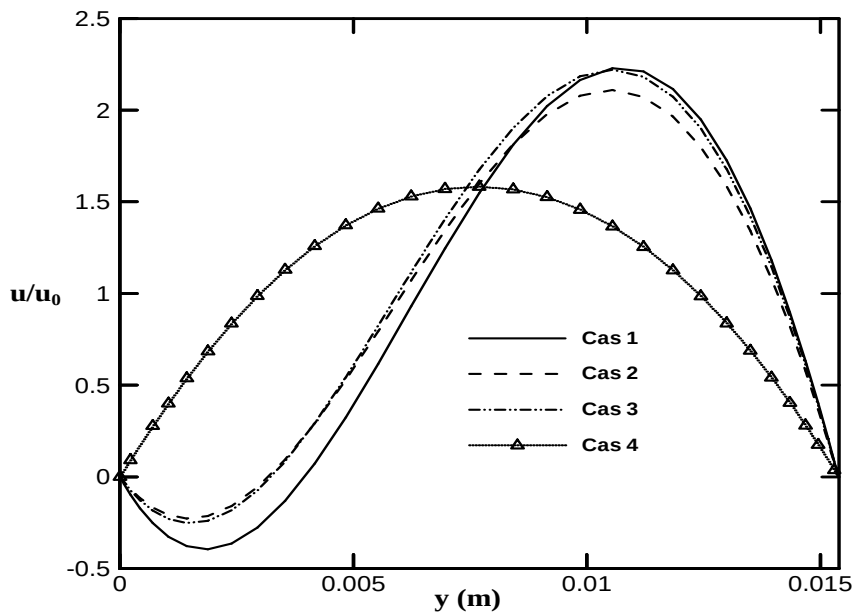


Figure 4.25 : Profil de vitesse axiale,  $x = 0.177$  m

La figure 4.26 présente l'évolution axiale du nombre de Sherwood qui caractérise le transfert de masse entre le film d'eau mouillant la paroi isotherme du canal et l'écoulement d'air. Notons que l'évolution de  $Sh$  n'est pas monotone. En effet,  $Sh$  présente un minimum dû aux forces d'Archimède dans les cas 1 et 3 et prend de faibles valeurs par rapport au cas 4 où l'écoulement est semblable à celui de la convection forcée. Ceci est dû aux forces d'Archimède qui décélèrent l'écoulement d'air près de la paroi isotherme et donc diminuent les transferts de masse. Dans le cas 2 ( $Gr_M = 0$ ),  $Sh$  diminue et tend vers zéro à la sortie du canal, les transferts de masse s'annulent.

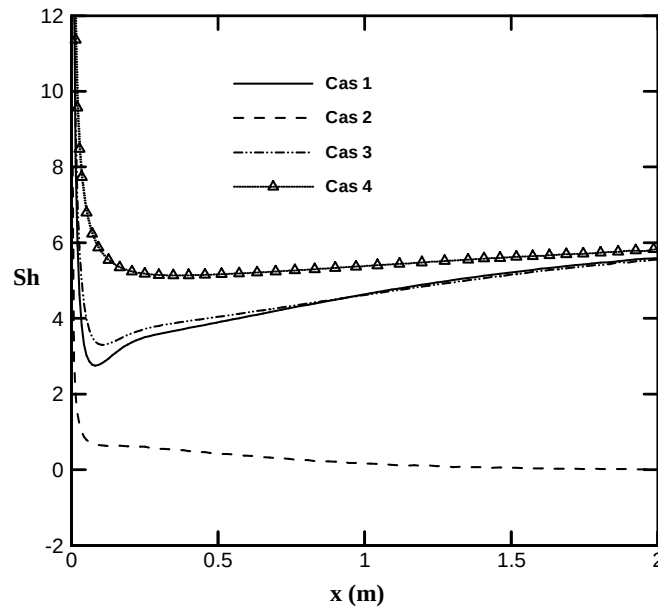


Figure 4.26 : Évolution axiale du nombre de Sherwood sur la paroi isotherme.

La figure 4.27 présente l'évolution axiale du nombre de Nusselt latent qui caractérise le transfert par chaleur latent entre l'écoulement d'air et la paroi isotherme et humide. Le cas 1 où  $Nu_L$  est positif explique la présence d'une condensation alors que les valeurs négatives de  $Nu_L$ , cas 3 et 4, montrent la présence d'une évaporation. Le cas 2 montre l'absence d'un changement de phase. Le même phénomène peut être observé à la figure 4.28.

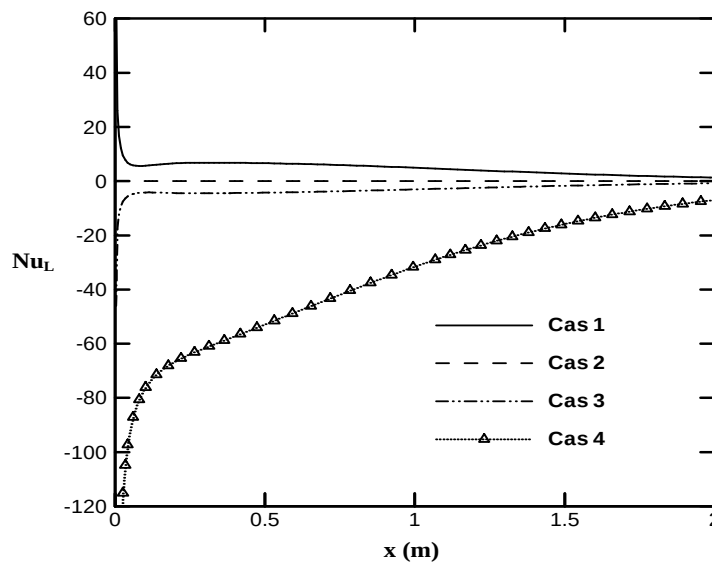


Figure 4.27 : Évolution axiale du nombre de Nusselt Latent sur la paroi isotherme.

La figure 4.28 présente le débit massique de la vapeur d'eau condensée/évaporée sur la paroi isotherme. On constate que près de l'entrée du canal ce débit augmente rapidement (cas 1) à cause d'un fort gradient de concentration jusqu'à la position  $x = 0.05$  m où il atteint son maximum avant de tendre vers une valeur asymptotique nulle à la sortie du canal. Ce maximum observé résulte de l'action combinée des forces d'Archimède thermique et massique opposées à l'écoulement ascendant et qui le décélère. Les valeurs négatives du débit massique montrent que la vapeur d'eau contenue dans l'air se condense sur la paroi humide. Dans le cas où  $Gr_M = 0$ , le débit massique est annulé du fait qu'il n'y a pas de transfert de masse dans ce cas. Dans les autres cas où  $Gr_M > 0$ , on assiste à une évaporation du film liquide sur la paroi humide due à la chaleur sensible transférée de l'air vers le film liquide.

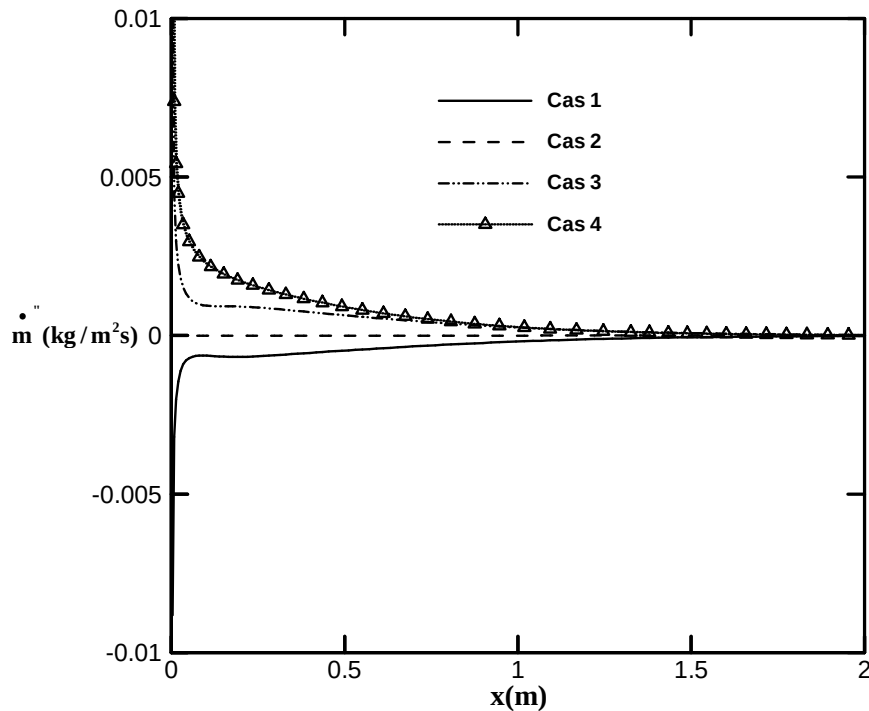


Figure 4.28 : Évolution axiale du débit massique évaporé/condensé sur la paroi isotherme.

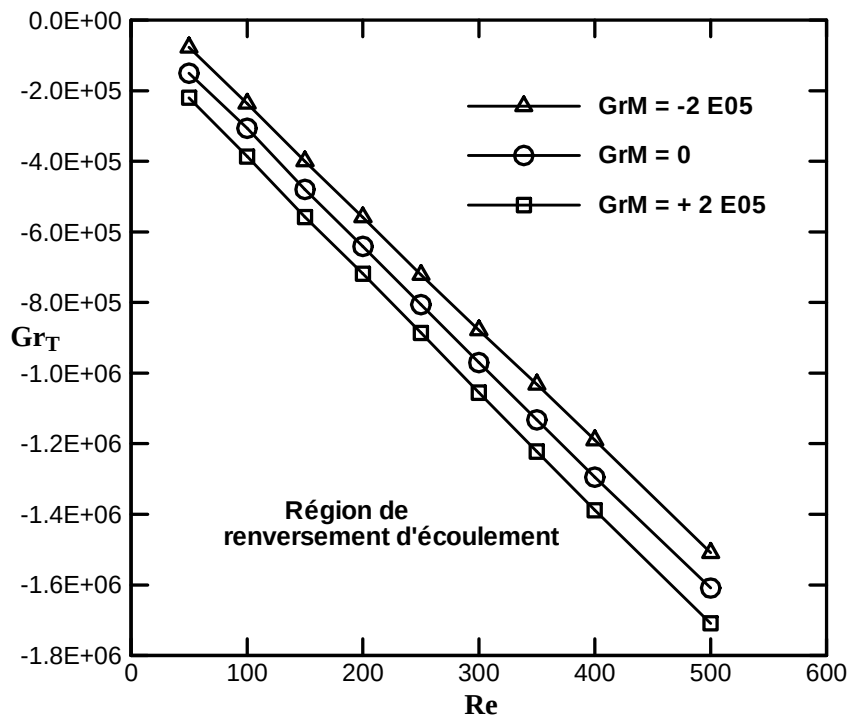
Afin de déterminer avec précision les conditions d'existence du renversement d'écoulement et ses limites, nous avons réalisé une série de simulations numériques. Ainsi, pour une valeur donnée de  $Re$  nous avons fait varier  $T_0$  (c.à.d.  $Gr_T$ ) et en même temps nous avons fixé  $\phi_0$  afin de maintenir  $Gr_M$  constant jusqu'à détecter une vitesse axiale négative. Trois valeurs de  $Gr_M$  ont été considérées ( $Gr_M = -2 \times 10^5$ ,  $0$ ,  $-2 \times 10^5$ ). On note par ailleurs que, toutes les

combinaisons de température et de fraction massique satisfont aux conditions d'application de l'approximation de Boussineq. Ces séries d'expériences numériques nous ont permis de dresser une carte de renversement d'écoulement présentée sur la figure 4.29. La valeur portée en ordonnée de cette figure est le nombre de Grashof thermique ( $Gr_T$ ). On constate que la courbe de renversement d'écoulement est linéaire. Il est important de noter que pour un  $Gr_M$  donné, une augmentation de  $Re$  augmente en valeur absolue le  $Gr_T$  critique qui induit le renversement d'écoulement. Plus la valeur de  $Re$  est grande plus l'amplitude des forces d'Archimède thermiques ( $Gr_T$ ) qui induisent le renversement d'écoulement devient importante. La dépendance du nombre de Grashof thermique critique sur le nombre de Reynold est essentiellement linéaire et peut être donnée par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} Gr_T = 82\,100 - 3182.2Re \\ Gr_T = 12\,099.94 - 3242.2Re \\ Gr_T = -57\,850 - 3243.2Re \end{cases} \text{ pour } \begin{cases} Gr_M = -2 \times 10^5 \\ Gr_M = 0 \\ Gr_M = +2 \times 10^5 \end{cases}$$

Récemment Oulaid (2010b) a dressé une carte de renversement d'écoulement dans une étude numérique similaire. L'auteur a montré que la dépendance de  $Gr_T$  critique sur  $Re$  est linéaire et que la pente de cette linéarité ne varie pas d'une manière considérable lorsque le rapport de forme est varié. L'auteur a affirmé que cette variation du rapport de forme ne dépasse pas 5% afin d'être sûr qu'il n'y a pas une instabilité de l'écoulement due au phénomène de renversement d'écoulement.

Par ailleurs, le renversement d'écoulement peut induire des instabilités d'écoulement [Nguyen et al. 2004], donc la carte du renversement d'écoulement établie ici peut nous servir d'éviter une telle situation.

Figure 4.29 : Carte du renversement :  $\gamma = 1/130$ .

#### 4.5. CONCLUSION

Nous avons présenté, dans ce chapitre, une analyse sur l'évaporation/condensation par convection mixte en présence d'un film liquide ruisselant sur la paroi d'un canal vertical asymétrique. L'influence de l'humidité et de la température de l'air à l'entrée du canal sur l'écoulement et les transferts a été étudiée. Les principales conclusions tirées de cette étude sont les suivantes :

- L'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal favorise la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air et diminue les transferts entre l'écoulement d'air et le film liquide.
- Une diminution de l'humidité de l'air à l'entrée du canal favorise l'évaporation du film liquide.

- Une augmentation de la température de l'écoulement d'air à l'entrée du canal favorise la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air et diminue les transferts entre l'écoulement d'air et le film liquide.
- La carte de renversement d'écoulement présentée montre que ce phénomène de renversement est limité dans un domaine de validité par certains nombres de Grashof critique.
- Pour améliorer l'évaporation du film liquide il faudra le chauffer, ce qui fait l'objet du chapitre 5.

## CHAPITRE 5

### CONVECTION MIXTE THERMOSOLUTALE DANS UN CANAL INCLINÉ

#### 5.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons et commentons les résultats obtenus pour le cas de l'évaporation en présence d'un écoulement d'air laminaire ascendant en convection mixte thermosolutale dans un canal asymétrique incliné. Le phénomène de renversement d'écoulement dans les milieux confinés en développement simultané avec transfert couplé de chaleur et de masse accompagné d'un changement de phase, évaporation/condensation, est très peu étudié dans la littérature. Notre modèle mathématique elliptique nous permet d'étudier ce phénomène. Pour ce faire, une étude portant sur la variation de différents paramètres a été réalisée.

Ce chapitre comprend quatre parties. La première partie concerne l'effet de l'angle d'inclinaison sur le renversement d'écoulement d'air ainsi que sur l'évaporation du film liquide. La deuxième partie s'intéresse à l'influence du rapport de forme sur les transferts de chaleur et de masse et sur le champ hydrodynamique. Dans la troisième partie, le film liquide est chauffé de manière isotherme à une température supérieure à celle de l'écoulement d'air. Cette température a été variée afin de pouvoir examiner son effet sur l'évaporation du film liquide ainsi que sur le renversement de l'écoulement d'air et sur les transferts. L'effet de la variation du nombre de Reynolds a été étudié et fait l'objet de la quatrième partie de ce chapitre.

Afin d'assurer un écoulement ascendant, nous avons considéré les conditions aux limites thermiques illustrées sur la figure 2.1. La plaque inférieure, mouillée par un film d'eau liquide d'épaisseur négligeable, est maintenue à une température  $T_w$  constante supérieure à celle de l'air à l'entrée du canal  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  et ( $\phi_0 = 30\%$ ).

## 5.2. EFFET DE L'ANGLE D'INCLINAISON SUR LE RENVERSEMENT D'ÉCOULEMENT ET SUR LES TRANSFERTS

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons une étude paramétrique sur la variation de l'angle d'inclinaison du canal. En effet, cet angle a été varié de  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ , afin de pouvoir examiner son effet sur l'écoulement et les transferts. Le cas de la convection forcée est aussi reporté pour but de comparaison. La température de la paroi humide est maintenue à  $T_w = 50^\circ\text{C}$  ( $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ), celle de l'air à l'entrée du canal est  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  ( $C_0 = 4.37\text{ g/kg}$ ). La longueur du canal est  $L = 2\text{ m}$ , l'écart entre les parois est de  $2b = 1/40\text{ m}$  ( $\gamma = 2b/L = 1/80$ ). La vitesse de l'air à l'entrée du canal est  $u_0 = 0.101\text{ m/s}$  ( $\text{Re} = 300$ ), l'humidité relative de l'air à l'entrée est de  $\phi_0 = 30\%$ . Le nombre de Prandtl et Schmidt sont respectivement de  $\text{Pr} = 0.708$  et  $\text{Sc} = 0.596$ .

Les nombres Grashof thermique et massique sont de  $\text{Gr}_T = 4.4 \times 10^5$  et  $\text{Gr}_M = 2 \times 10^5$ . On remarque que pour ces conditions, ces nombres sont positifs, ce qui induit des forces d'Archimède d'origines thermique et massique agissant dans le même sens que l'écoulement ascendant. L'écoulement est aidé par ces forces d'Archimède puisque  $T_w > T_0$ . On remarque, par ailleurs, que la force d'Archimède thermique est plus importante que celle d'origine massique  $|N| < 1$  et l'effet du terme correspondant qui intervient dans les équations (2.15) et (2.16) est alors prépondérant.

### 5.2.1. Évolution des coefficients de transfert

La figure 5.1 représente l'évolution axiale du coefficient de frottement  $f^*\text{Re}$  sur la paroi inférieure du canal maintenue isotherme et humide pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison. Pour fin de comparaison, le cas de la convection forcée est aussi reporté. On constate que près de l'entrée du canal,  $f^*\text{Re}$  diminue rapidement par l'effet de la couche limite et atteint des minimums locaux de 92.09, 103.82, 112.34 et 118.06 et ce à la position  $x = 0.013\text{ m}$  respectivement pour  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$  avant d'atteindre des maximums locaux de 115.46, 146.31, 167.87 et 184.07 en  $x = 0.17\text{ m}$  respectivement pour  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ . Les maximums observés près de l'entrée du canal sont essentiellement dus à l'effet des forces d'Archimède thermo-solutales qui agissent dans le sens de l'écoulement. Ces forces ascendantes aident l'écoulement d'air et l'accélèrent et les frottements augmentent en conséquence. Au-delà de la position  $x = 0.17\text{ m}$ ,  $f^*\text{Re}$  diminue jusqu'à la sortie du canal. On constate, par ailleurs, que l'augmentation de l'inclinaison du canal augmente les frottements sur la paroi humide et que ce dernier atteint sa plus grande valeur pour  $\theta = 90^\circ$  (canal

vertical). Dans le cas de la convection forcée et pour  $\theta = 0^\circ$  (canal horizontal)  $f^*Re$  diminue d'une manière monotone et tend vers une valeur asymptotique de 24. Cette valeur correspond à un écoulement développé en convection forcée [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

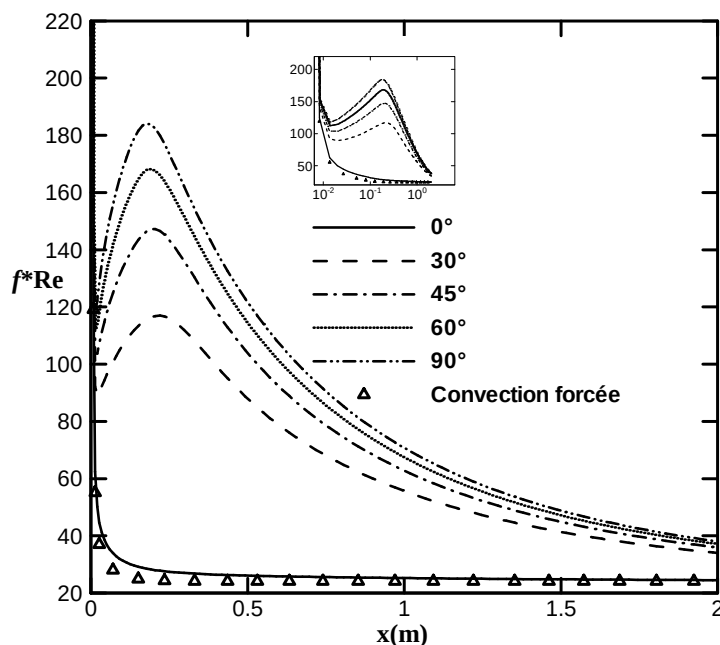


Fig. 5.1 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi humide.

La figure 5.2 représente l'évolution axiale du coefficient de frottement  $f^*Re_{AD}$  sur la paroi supérieure maintenue adiabatique et imperméable à la matière. Près de l'entrée du canal, on constate que  $f^*Re_{AD}$  diminue par l'effet de la couche limite sur tous les cas présentés. Considérant le cas d'un angle incliné, on constate que  $f^*Re_{AD}$  diminue d'une manière significative jusqu'à atteindre des minimums locaux négatifs. Ces minimums sont observés en  $x = 0.40$  m,  $0.43$  m,  $0.47$  m et  $0.50$  m, et  $fRe_{AD}$  en ces positions prend les valeurs de -7.89, -9.41, -9.54 et -9.83 respectivement pour  $\theta = 30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ . Les minimums de  $f^*Re_{AD}$  détectés sont dus à un renversement d'écoulement induit par un transfert de quantité de mouvement de la paroi isotherme vers la paroi adiabatique. En effet, l'accélération de l'air près de la paroi isotherme est compensée par sa décélération près de celle adiabatique afin de satisfaire à l'équation de conservation de la masse. Cette décélération induit un renversement d'écoulement ( $u < 0$ ) et la cellule de recirculation de l'écoulement est observée à ces positions. Sa taille augmente avec l'augmentation de l'inclinaison du canal. Considérant le cas

de la convection forcée et le cas du canal horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ), on constate que  $f^*Re_{AD}$  diminue rapidement dans les deux cas et prend la même allure vers la sortie du canal où il tend vers une valeur asymptotique de 24 correspondant à un écoulement développé.

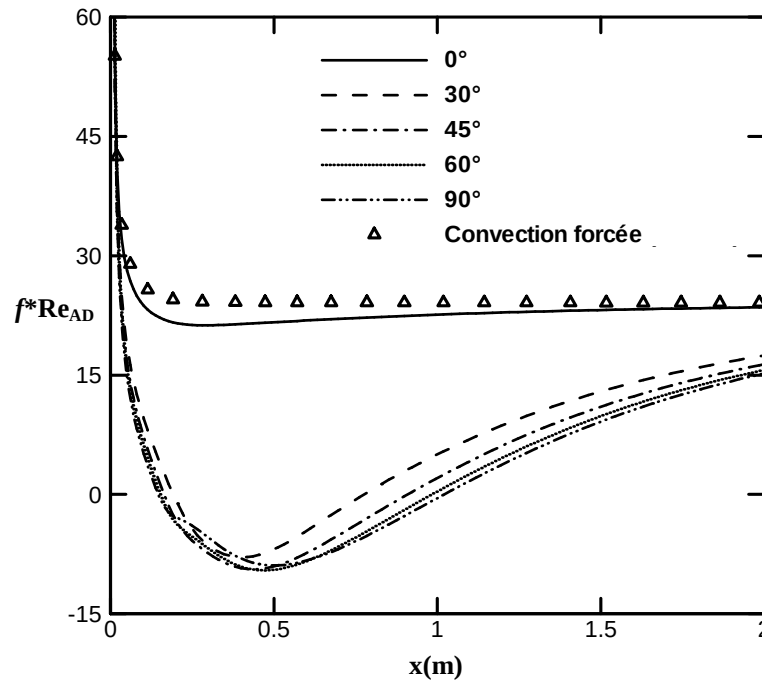


Fig. 5.2 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi adiabatique.

La figure 5.3 représente l'évolution axiale du nombre de Nusselt sensible  $Nu_s$  caractérisant le transfert de chaleur sensible sur la paroi isotherme. On constate que  $Nu_s$  diminue et passe par un minimum local suivi d'un maximum local. Ces maximums ont pour valeurs 9.08, 10.04, 10.66 et 11.11 respectivement pour  $\theta = 30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$  et ce en  $x = 0.17$  m. Ils sont dus à l'effet des forces d'Archimède ascendantes qui aident l'écoulement d'air et augmentent ainsi le transfert de chaleur entre la paroi isotherme et l'air. On constate qu'à la même position  $f^*Re$  admet ses maximums locaux (Fig. 5.1). Rappelons ici que la paroi isotherme est maintenue à une température supérieure à celle de l'air à l'entrée du canal, le transfert par chaleur sensible est donc dirigé de la paroi humide vers l'écoulement d'air et le réchauffe tout le long du canal. Par ailleurs, on constate que les transferts par chaleur sensible près de la paroi isotherme augmentent en fonction de l'augmentation de l'angle d'inclinaison. Au-delà de la position  $x = 0.17$  m,  $Nu_s$  diminue brusquement jusqu'à la sortie du canal où il tend vers la même valeur asymptotique. Le cas de la convection forcée, comparé à celui de la convection mixte en canal horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ) montre que,  $Nu_s$  prend des valeurs qui sont

presque confondues avec une légère différence évaluée à 4.37 % due à la composante transversale des forces d'Archimède. Dans ces deux cas,  $Nu_s$  tend vers une valeur asymptotique de 4.86 correspondant à celle d'un écoulement complètement développé en convection forcée pour un canal asymétrique [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

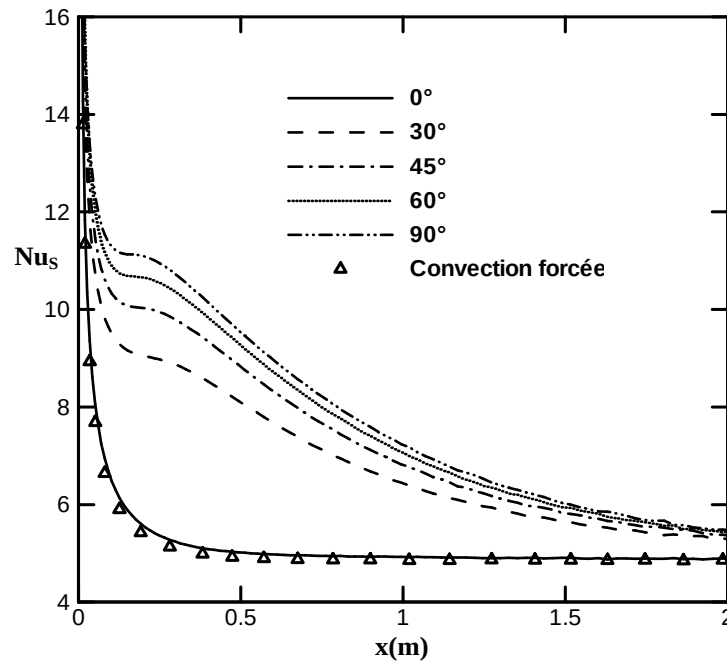


Fig.5.3 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt sensible sur la paroi humide

La figure 5.4 représente l'évolution axiale du nombre de Sherwood,  $Sh$ , qui caractérise le transfert de masse entre l'écoulement d'air et la paroi isotherme. Une analyse de cette figure montre que  $Sh$  diminue de manière analogue à  $Nu_s$  (Fig. 5.3). Par ailleurs, on constate que  $Sh$  passe par des minimums locaux suivis de maximums locaux. Les maximums atteints par  $Sh$  ont pour valeurs 8.79, 9.72, 10.34 et 10.79 respectivement pour  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$  et ce à la même position que  $Nu_s$  et  $f^*Re$ . Ces maximums locaux de  $Sh$  sont dus aux forces d'Archimède aidantes qui accélèrent l'écoulement et augmentent par conséquent le transfert de masse entre le film liquide et l'air. Plus l'angle d'inclinaison augmente, plus  $Sh$  augmente et prend des valeurs importantes ce qui caractérise une augmentation des transferts de masse près de la paroi humide. Ainsi, l'inclinaison du canal augmente les transferts de masse entre l'écoulement d'air et le film liquide près de la paroi isotherme. En examinant le cas d'un canal horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ) on constate que la diminution de  $Sh$  est monotone et tend vers une valeur asymptotique de 4.86.

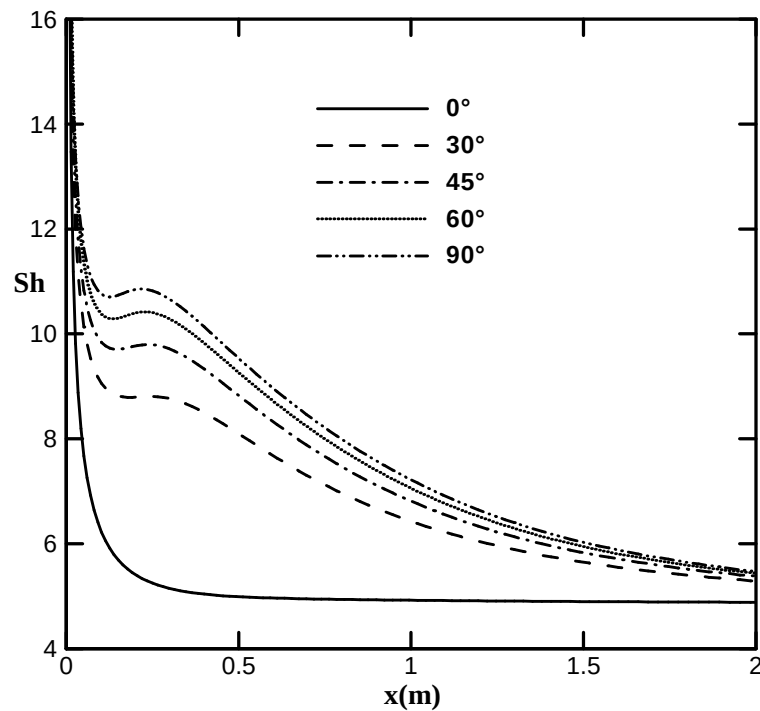


Fig.5.4 : Évolution axiale du coefficient de transfert massique, Sherwood sur la paroi humide.

L'évolution axiale du nombre de Nusselt latent,  $Nu_L$ , le long du canal pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison est représentée par la figure 5.5. Ce nombre donne le taux de chaleur échangé par évaporation entre l'écoulement d'air et le film liquide. En effet, près de l'entrée du canal  $Nu_L$  diminue de manière analogue à  $Nu_S$  et  $Sh$ . Fort est de constater que pour  $x = 0.17$  m  $Nu_L$  présente des maximums locaux dus aux forces d'Archimède qui augmentent la chaleur latente et prend des valeurs importantes lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Cette augmentation de l'inclinaison augmente les transferts par chaleur latente entre l'écoulement d'air et le film liquide. Une partie de cette chaleur latente nécessaire pour l'évaporation du film liquide est puisée sur la paroi chauffée et humide maintenue à une température supérieure à celle de l'écoulement d'air. On constate, par ailleurs, que le transfert par chaleur latente est beaucoup plus important que celui échangé par chaleur sensible comme illustré sur la figure 5.3 et par ordre de grandeur,  $Nu_L \approx 6 \cdot Nu_S$ . On en déduit que le taux de transfert par chaleur latente est beaucoup plus importante que celui échangé par chaleur sensible entre le film liquide et l'écoulement d'air. Yan et al. (1989) ont mené une étude des transferts de chaleur et de masse en écoulement turbulent et en convection naturelle dans un canal vertical isotherme chauffé par une température constante. Ils ont montré que le nombre de Nusselt latent est plus

important que celui du Nusselt sensible lorsqu'on augmente la température de la paroi chauffée.

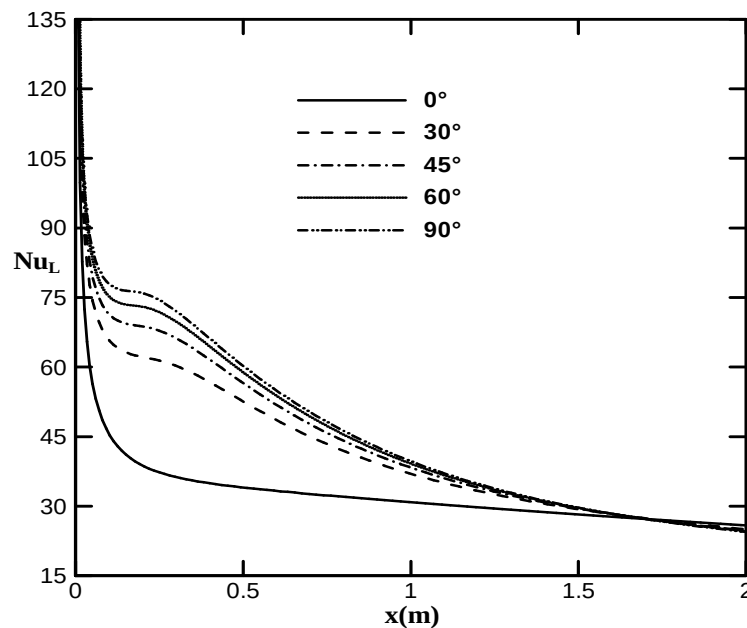


Fig.5.5 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique, Nusselt latent sur la paroi humide.

L'évolution axiale du débit d'eau évaporé, le long du canal est représentée par la figure 5.6. On remarque que le débit prend des valeurs positives et diminue d'une manière monotone. On constate, par ailleurs que, sur presque le premier quart du canal, l'effet de l'angle d'inclinaison est plus prononcé sur le débit évaporé qui augmente avec l'inclinaison du canal. Cette différence, observée sur le premier quart du canal, est due à l'action des forces d'Archimède agissant dans le même sens que l'écoulement d'air qui augmentent, par conséquent, l'évaporation du film liquide. Par contre sur le reste et vers la sortie du canal, le débit massique diminue et tend vers des valeurs faibles et s'approche de « 0 ». Par ailleurs, on constate que le débit est positif, ce qui signifie que le flux de masse se dirige du film liquide vers l'écoulement d'air entraînant l'évaporation du film liquide.

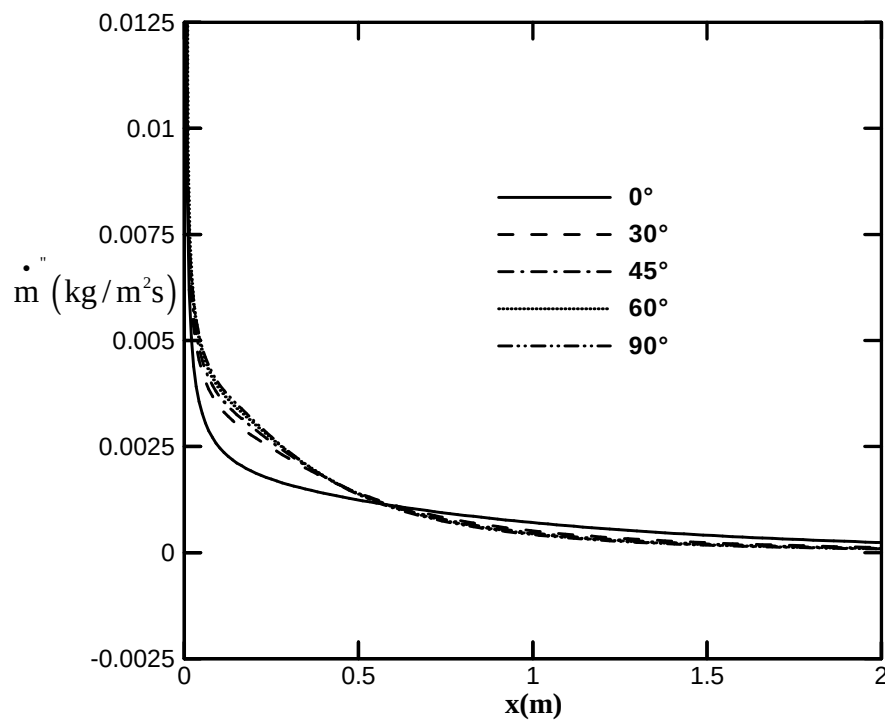


Fig.5.6 : Évolution axiale du débit évaporé sur la paroi humide.

### 5.2.2. Évolution de la température et de la concentration de mélange ainsi que celle de la paroi adiabatique.

Le taux de réchauffement de l'air au cours de son passage entre les parois du canal peut être déterminé par sa température de mélange  $T_m$ . On présente sur la figure 5.7 son évolution axiale. Cette figure montre que  $T_m$  croît au fur et à mesure que l'air avance dans le canal, et tend vers la température de 50°C imposée sur la paroi humide. Cette augmentation, qui exprime un réchauffement de l'air, est due à la chaleur sensible transférée de la paroi humide vers l'écoulement d'air. On constate que l'augmentation de  $T_m$  dépend de l'angle d'inclinaison donc l'augmentation de ce dernier augmente les transferts de chaleur entre le film liquide et l'écoulement d'air (Fig. 5.3). On constate, par ailleurs que, la pente de  $T_m$  augmente avec l'augmentation de l'inclinaison du canal, entraînant ainsi l'augmentation du flux de chaleur échangé entre la paroi humide et l'écoulement d'air qui devient maximal pour  $\theta = 90^\circ$  (canal vertical). L'air, en canal incliné, est plus chaud qu'en canal horizontal. Ceci est dû à l'effet des forces d'Archimède agissant dans le sens de l'écoulement qui augmentent les transferts entre l'écoulement d'air et le film liquide (Fig. 5.3).

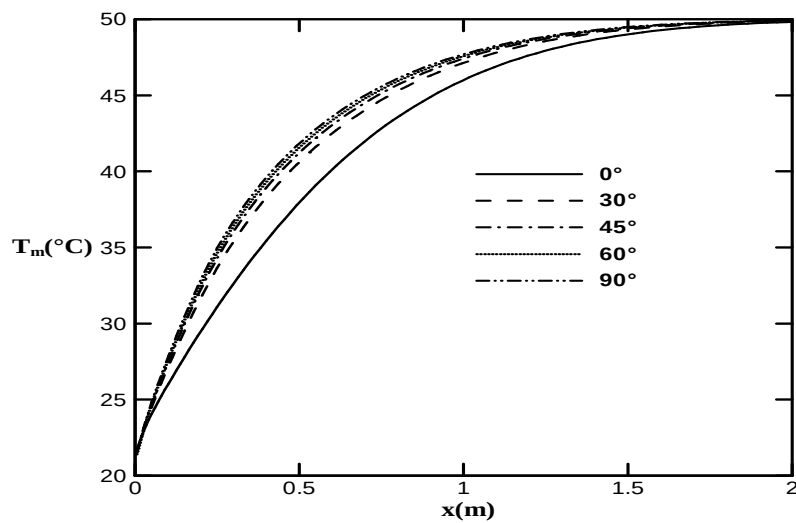


Fig.5.7 : Évolution axiale de la température de mélange.

L'évolution axiale de la concentration de mélange,  $C_m$ , le long du canal est représentée sur la figure 5.8. On constate que dans tous les cas présentés,  $C_m$  augmente au fur et à mesure que l'air pénètre dans le canal. Cette augmentation est due à l'évaporation du film liquide. Pour le cas d'un canal incliné,  $C_m$  prend des valeurs importantes avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison, ce qui est expliqué par une augmentation des transferts de masse induite par les forces d'Archimède (Fig. 5.5). Dans tous les cas présentés, et vers la sortie du canal,  $C_m$  tend vers une valeur asymptotique correspondant à celle de la concentration du film sur la paroi humide ( $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ).

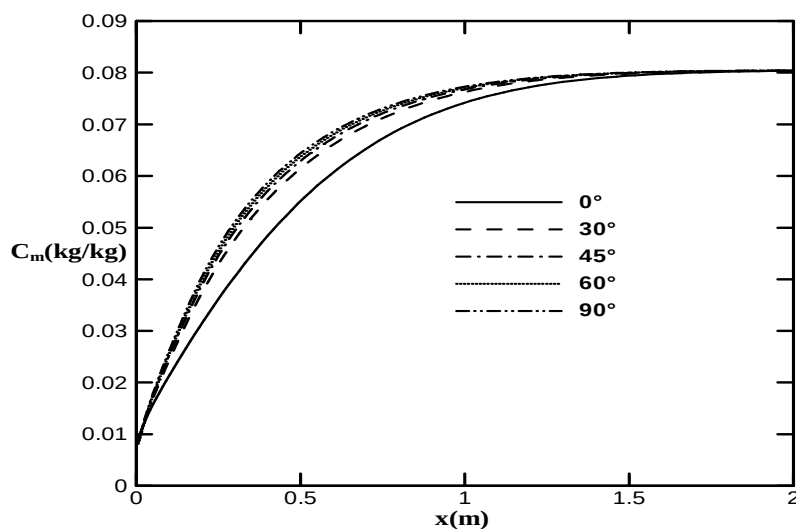


Fig.5.8 : Évolution axiale de la concentration de mélange.

Les figures 5.9a et 5.9b représentent respectivement l'évolution axiale de la température sur l'axe du canal,  $T_{\text{mid}}$  et celle sur la paroi adiabatique  $T_{\text{AD}}$ . On constate que  $T_{\text{mid}}$  et  $T_{\text{AD}}$  augmentent et présentent la même allure que  $T_{\text{m}}$ . L'augmentation de  $T_{\text{mid}}$  implique que l'air se réchauffe sur l'axe central du canal suite à un transfert par chaleur sensible du film liquide vers celui-ci. Près de l'entrée du canal,  $T_{\text{mid}}$  reste constante pour  $x < 0.12$  m. Ce comportement n'est pas dû au phénomène de renversement d'écoulement car ceci peut être observé dans un canal en présence d'un écoulement d'air sans renversement d'écoulement. Cette tendance a été obtenue en transfert de chaleur par Desrayaud et Lauriat (2009). L'augmentation de  $T_{\text{AD}}$  est due à un transfert de quantité de mouvement de la paroi humide vers celle adiabatique qui vient la réchauffer. Par ailleurs, on constate que le réchauffement de la paroi adiabatique augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison.

L'évolution axiale de la concentration sur la paroi adiabatique,  $C_{\text{AD}}$ , est reportée sur la figure 5.10. On constate que  $C_{\text{AD}}$  augmente comme  $C_{\text{m}}$  et prend des valeurs comprises entre 4.37g/kg et 80.4g/kg correspondant respectivement à celle de l'air à l'entrée du canal et celle prise par la paroi humide. L'augmentation de la concentration sur la paroi adiabatique est due à un transfert de masse de la paroi humide vers celle-ci. On constate que le taux de transfert de masse, exprimé par la pente de  $C_{\text{AD}}$ , augmente au fur et à mesure que l'air avance dans le canal et en fonction de l'inclinaison du canal. Cette tendance est observée entre  $0.17 \text{ m} < x < 1.5 \text{ m}$  où l'effet de l'inclinaison est plus important. Pour  $x > 1.5 \text{ m}$ ,  $C_{\text{AD}}$  tend vers la valeur asymptotique de 80.4g/kg correspondant à celle imposée sur le film liquide.

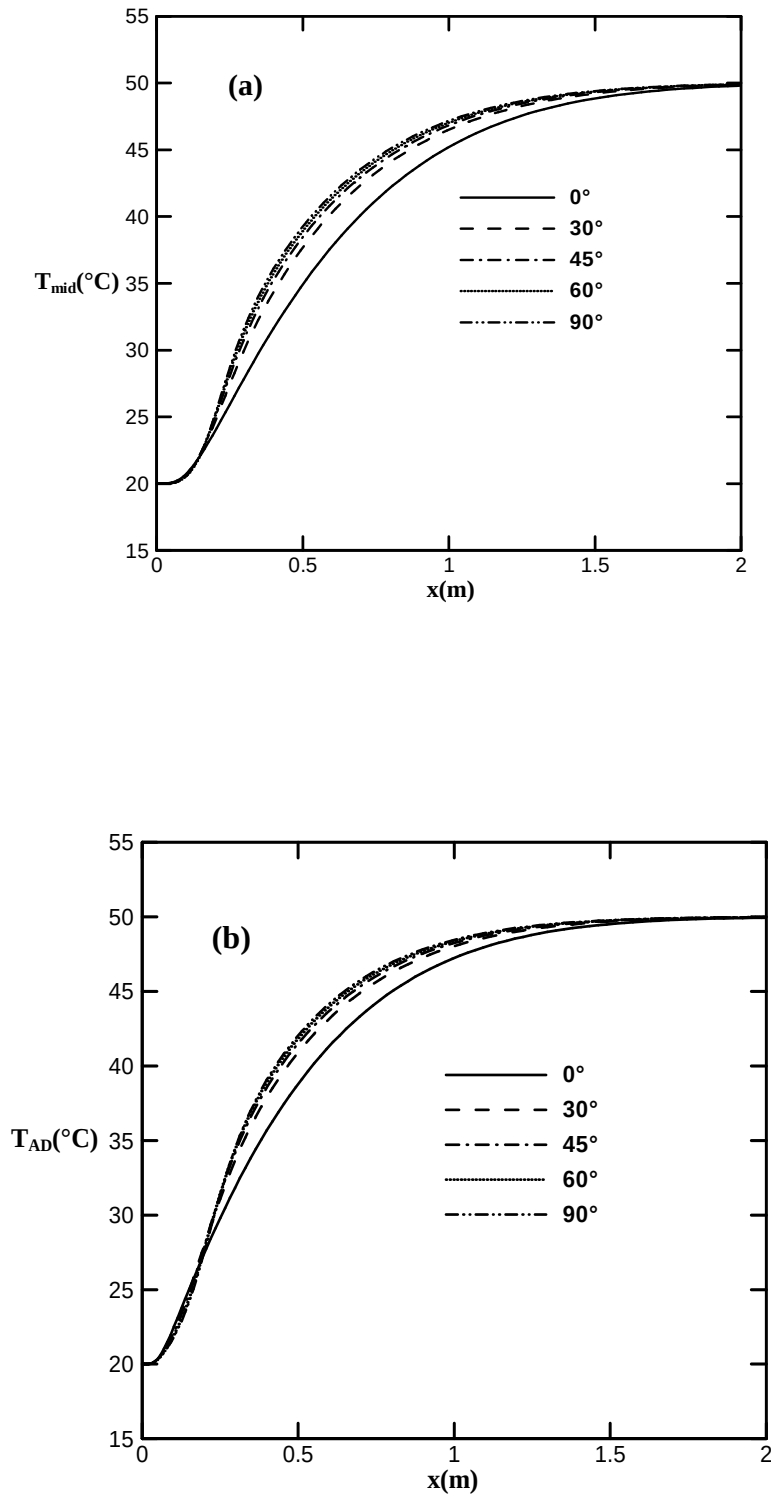


Fig.5.9 : (a) Évolution axiale de la température sur l'axe du canal et (b) sur la paroi adiabatique.

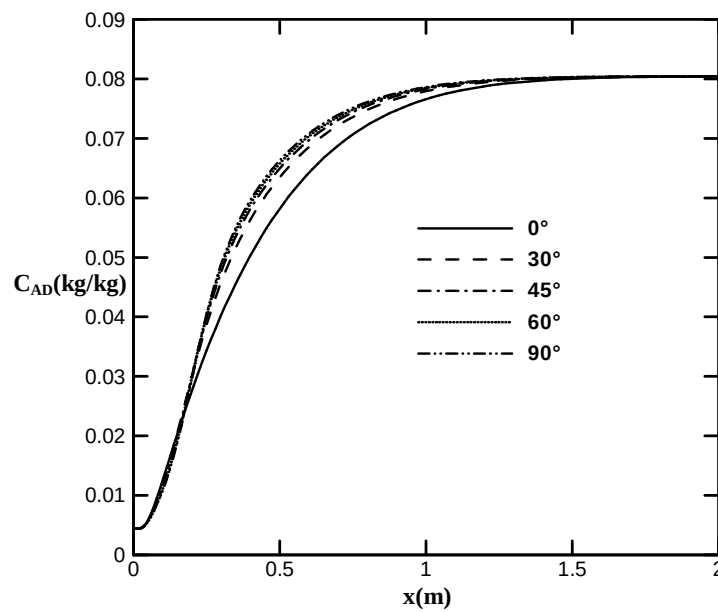


Fig.5.10 : Évolution axiale de la concentration sur la paroi adiabatique.

### 5.2.3. Développement des champs thermique, massique et hydrodynamique

La figure 5.11 présente l'évolution du profil de la température dans la phase gazeuse sur différentes section du canal. Cette figure montre que le profil de température dans la phase gazeuse est décroissant dû à l'établissement de la couche limite thermique près de la paroi humide et s'étale vers la veine centrale du canal. Au-delà de cette veine centrale, le champ thermique tend vers des valeurs asymptotiques sur la paroi adiabatique. On constate, par ailleurs, que la température dans le champ thermique prend des valeurs importantes avec l'inclinaison du canal pour une position axiale donnée. Proche de la paroi adiabatique, l'effet de l'inclinaison sur le champ thermique est important. Plus l'air avance dans le canal, plus il se réchauffe suite à un transfert par chaleur sensible du film liquide vers l'écoulement d'air (Fig. 5.7) mais aussi par chaleur latente dû à l'évaporation du film liquide.

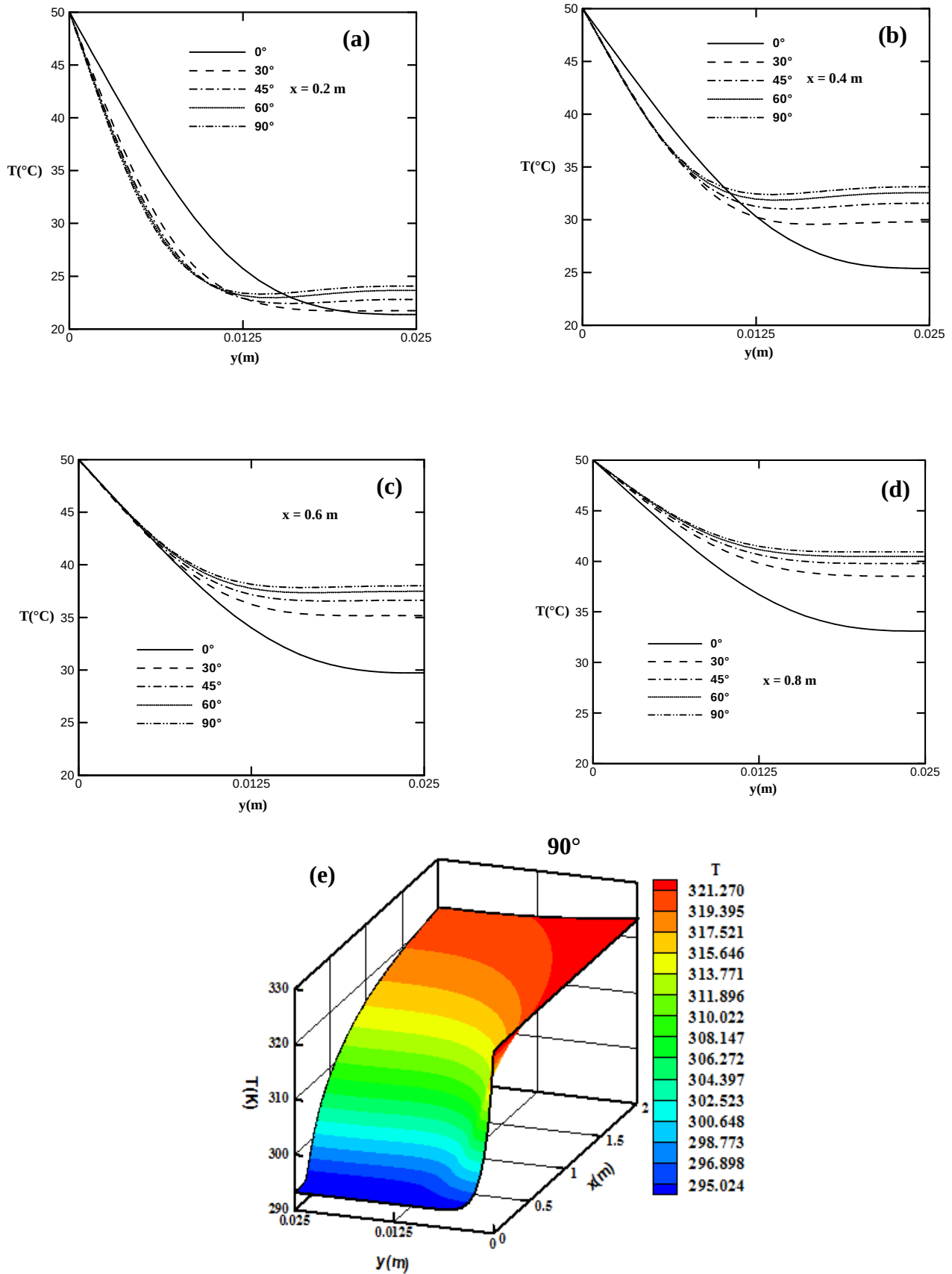
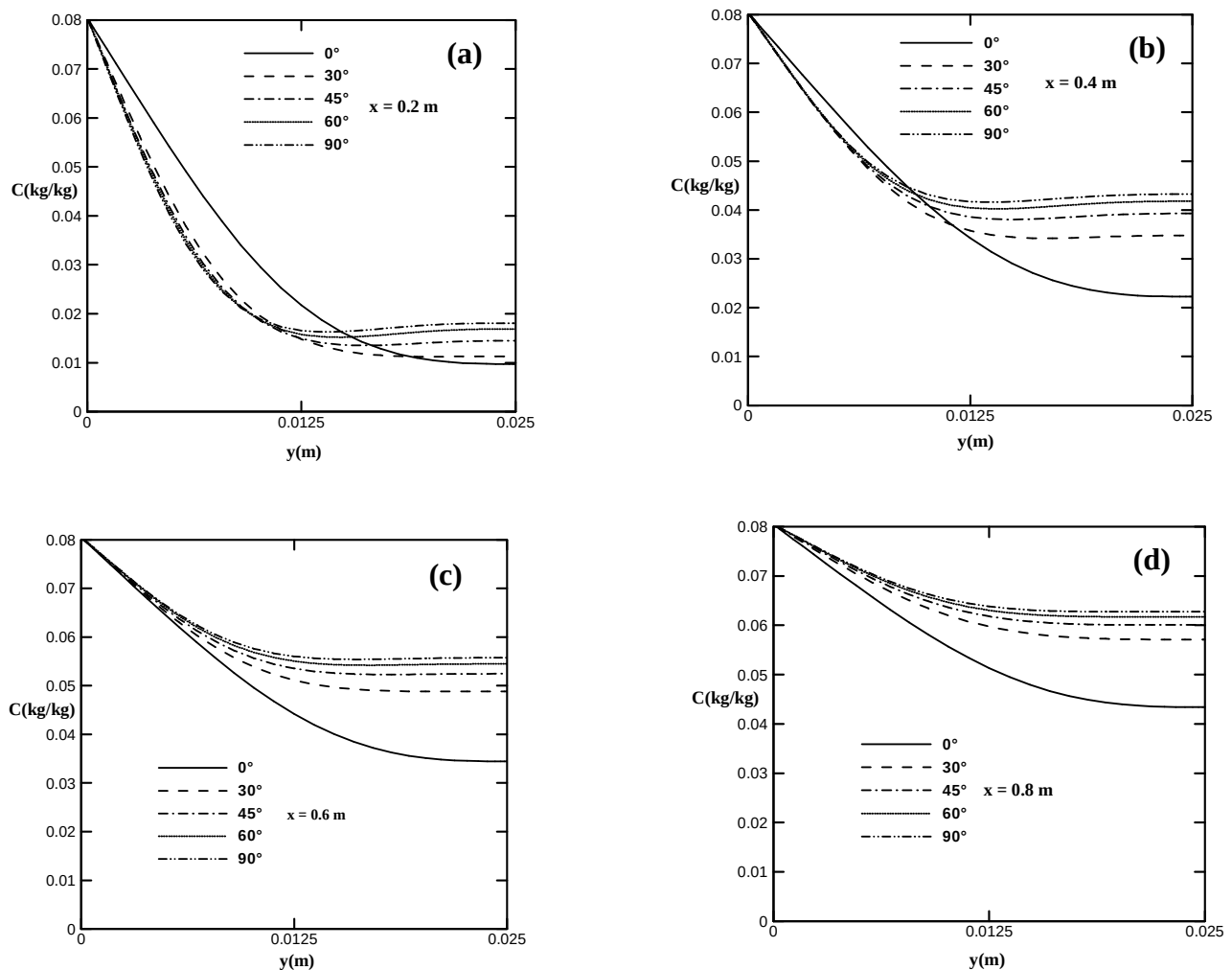


Figure 5.11. Effet de l'angle d'inclinaison sur les profils de température. [ $T_w = 50^{\circ}\text{C}$ ,  $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ,  $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$ ,  $C_0 = 4.37\text{ g/kg}$ ,  $\gamma = 1/80$  et  $u_0 = 0.101\text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 300$ ,  $\phi_0 = 30\%$ ].

La figure 5.12 illustre l'évolution du profil de concentration dans la phase gazeuse. Cette figure montre que le champ massique décroît par l'établissement de la couche limite près de la paroi humide jusqu'au centre du canal où ce dernier prend des valeurs presque constantes vers la paroi adiabatique. Une analyse globale de cette figure montre que le champ massique augmente avec l'augmentation de l'inclinaison du canal. Cette augmentation résulte de l'accumulation de la vapeur convectée dans le sens de l'écoulement mais aussi par l'effet des forces d'Archimède.



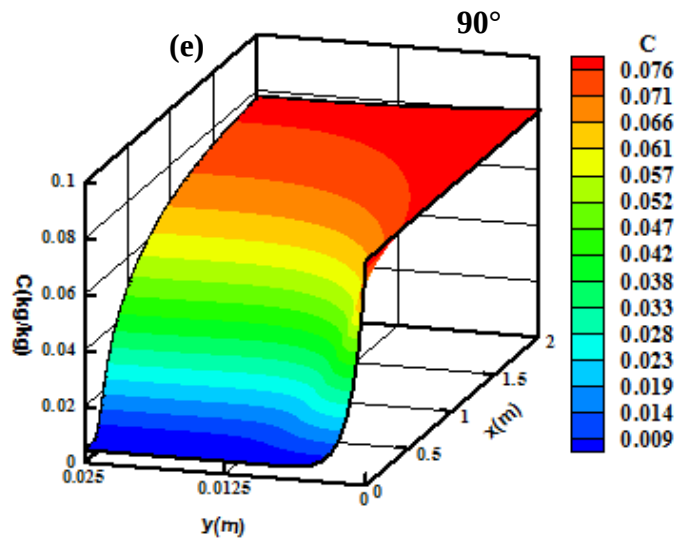
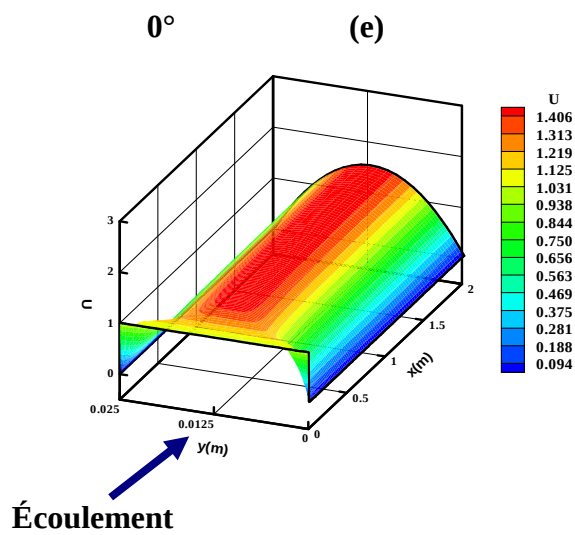
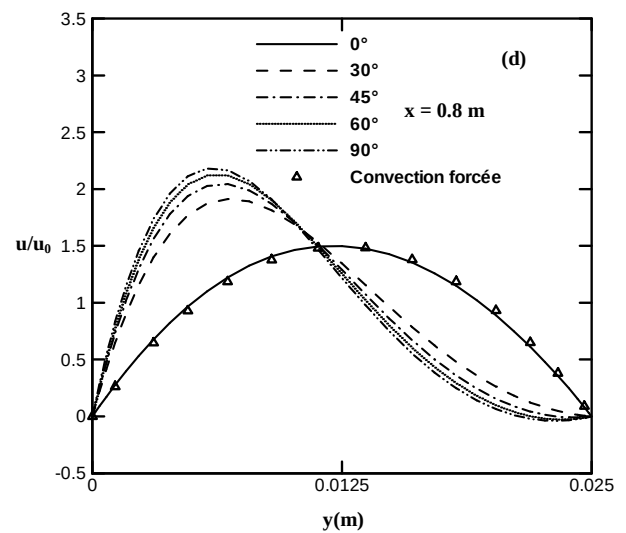
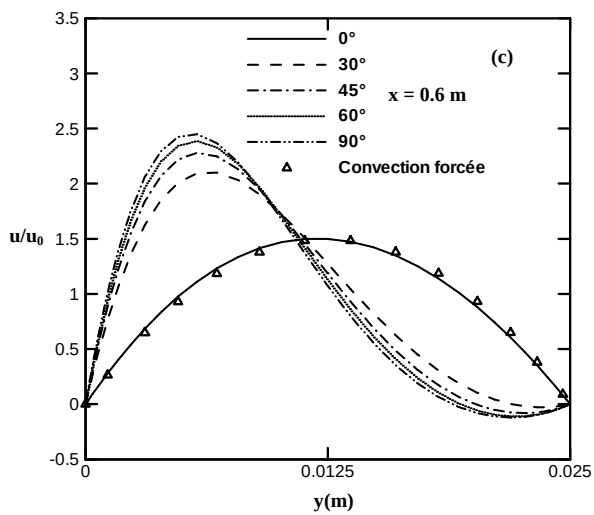
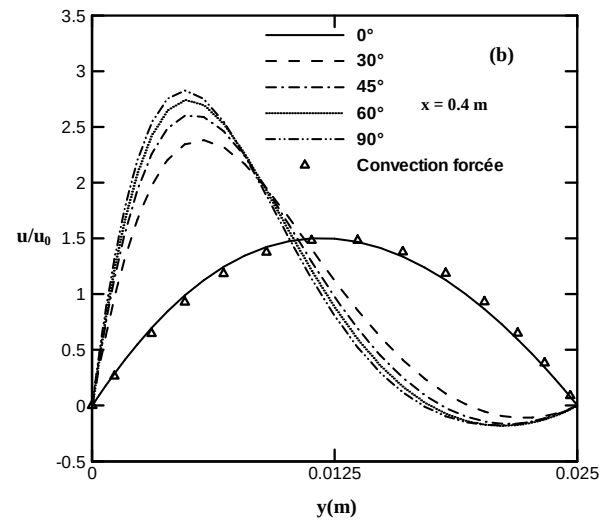
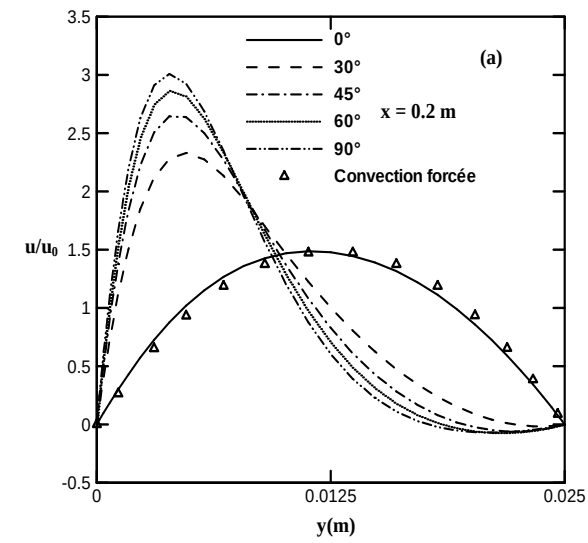


Figure 5.12. Effet de l'angle d'inclinaison sur les profils de concentration.

$[T_w = 50^\circ\text{C}, C_w = 80.4\text{g/kg}, T_0 = 20^\circ\text{C}, C_0 = 4.37\text{ g/kg}, \gamma = 1/80 \text{ et } u_0 = 0.101\text{ m/s}, \text{Re} = 300, \phi_0 = 30\%]$ .

La figure 5.13 représente le profil de vitesse axiale sur différentes positions axiales le long du canal. Près de la paroi humide l'air est accéléré alors qu'il est décéléré près de la paroi adiabatique. Les maximums observés sont dus aux effets combinés des forces de flottabilité qui aident l'écoulement ascendant et l'accélèrent tandis que la chute de la vitesse observée proche de la paroi adiabatique illustre la présence d'une décélération de l'écoulement en vue de respecter la conservation du débit massique le long de chaque section du canal. On constate par ailleurs que, les maximums sont beaucoup plus prononcés près de l'entrée du canal dépendamment de l'augmentation de l'angle d'inclinaison et diminuent au fur et à mesure que l'air pénètre dans le canal. La décélération de l'écoulement près de la paroi adiabatique crée une cellule de recirculation de l'air qui induit des vitesses axiales négatives (figure 5.2). La taille de la cellule de recirculation de l'air augmente avec l'augmentation de l'inclinaison du canal. Cette cellule s'étale sur une gamme d'intervalles allant de  $0.18\text{ m} < x < 0.77\text{ m}$ ,  $0.18\text{ m} < x < 0.90\text{ m}$ ,  $0.18\text{ m} < x < 0.97\text{ m}$  et  $0.18\text{ m} < x < 1.02\text{ m}$  respectivement pour  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ .



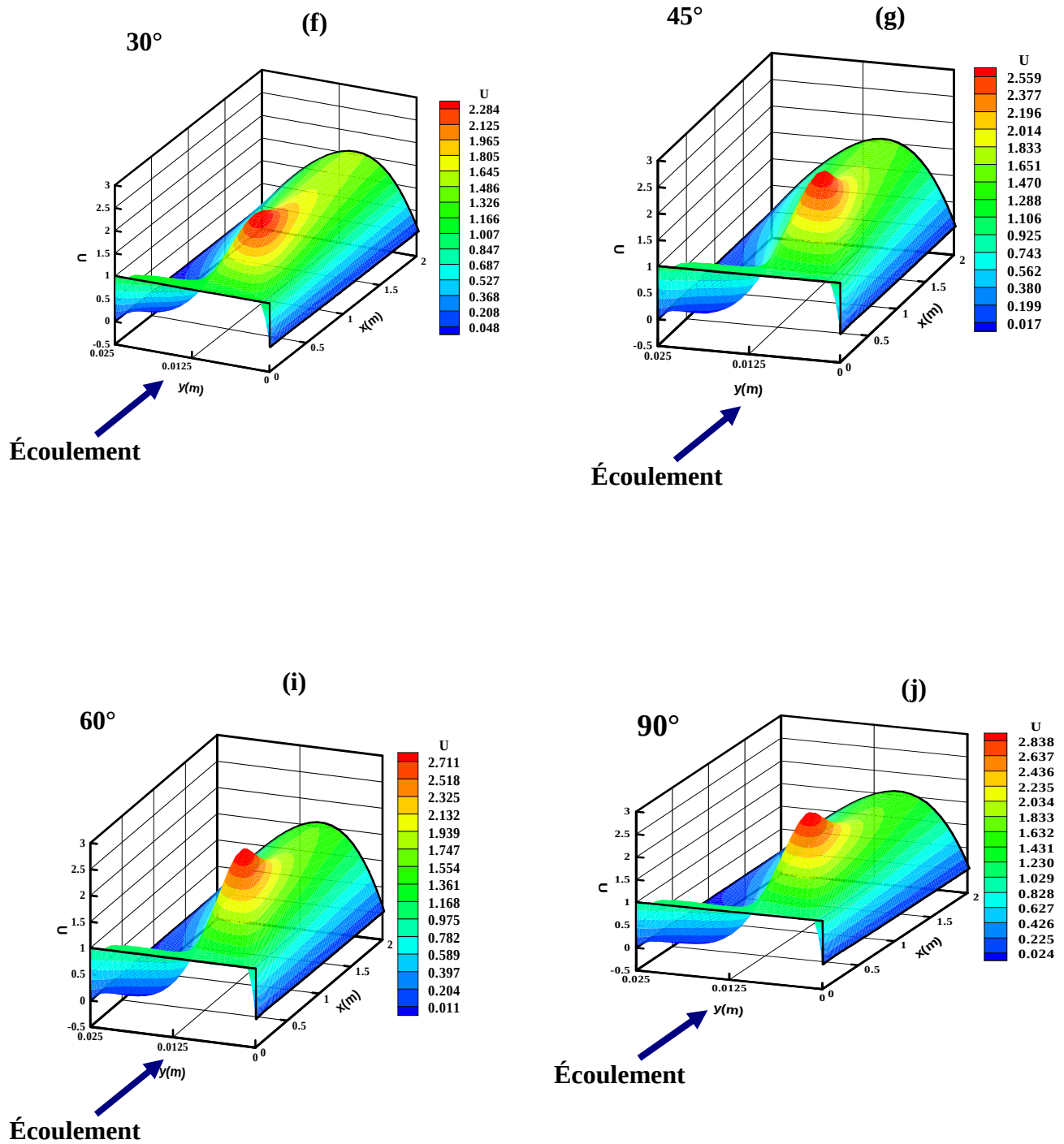


Figure 5.13. Effet de l'angle d'inclinaison sur les profils de vitesse [ $T_w = 50^\circ\text{C}$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $C_0 = 4.37 \text{ g/kg}$ ,  $\gamma = 1/80$  et  $u_0 = 0.101 \text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 300$ ,  $\phi_0 = 30\%$ ].

#### 5.2.4. Les iso-valeurs : lignes de courant, isothermes et iso concentrations.

Le suivi de chaque particule fluide à l'intérieur du canal peut être visualisé par sa trajectoire qui est confondue avec les lignes de courant en régime stationnaire. La figure 5.14 représente les lignes de courant le long du canal. Pour le cas du canal horizontal (Fig. 5.14a) on constate que les lignes de courant sont parfaitement parallèles et le profil de vitesse est parabolique (Fig. 5.13e). Les valeurs prises par chaque particule fluide varient d'une ligne de courant à l'autre par ordre croissant et ce de la paroi humide vers celle adiabatique. Pour  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$  l'accélération de l'écoulement près de la paroi humide due aux forces d'Archimède ascendantes induit une décélération de celui-ci proche de celle adiabatique. Cette décélération crée une cellule de recirculation de l'écoulement qui donne naissance à des vitesses axiales négatives (Fig. 5.13). La taille de cette cellule de recirculation croît avec l'augmentation de l'inclinaison du canal. L'œil de la recirculation de l'écoulement est de  $\psi_{\max} = 0.0259 \text{ m}^2/\text{s}$  détecté en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.017 \text{ m}$  qui reste constant quelque soit l'angle d'inclinaison du canal. Par contre l'accroissement de l'inclinaison augmente la plage de la cellule de recirculation de l'écoulement (Fig. 5.2). Bazdidi-Tehrani et Shahini (2009) comme Desrayaud et Lauriat (2009) ont mené une étude sur le renversement d'écoulement d'air avec transfert de chaleur dans un canal vertical symétriquement chauffé par une température constante. Leurs résultats montrent la présence d'une cellule de recirculation de l'écoulement d'air au centre du canal. Notre étude présentant une cellule de recirculation de l'écoulement sur la paroi adiabatique dans un canal asymétrique est un cas simplifié (moitié du canal) de ceux-ci. La particularité de nos résultats résulte sur le fait que nous avons mené une étude du renversement d'écoulement avec transfert de chaleur et de masse, qui est un cas rarement étudié dans la littérature [Laaroussi et al. 2009 ; Oulaid et al. 2010].

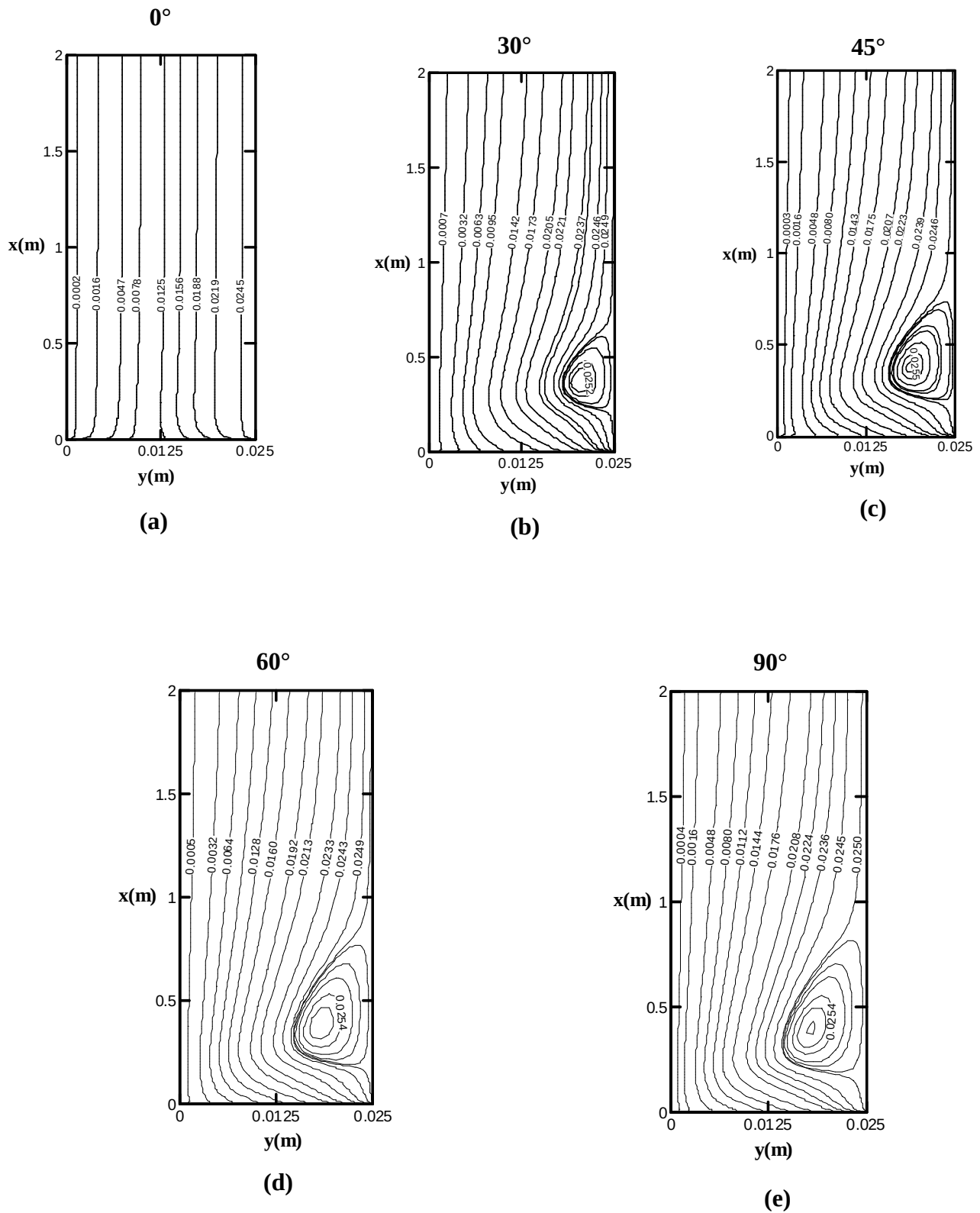


Figure 5.14. Effet de l'angle d'inclinaison sur les lignes de courant [ $T_w = 50^\circ\text{C}$ ,  $C_w = 80.4\text{ g/kg}$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $C_0 = 4.37\text{ g/kg}$ ,  $\gamma = 1/80$  et  $u_0 = 0.101\text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 300$ ,  $\phi_0 = 30\%$ ].

La figure 5.15 représente les isothermes pour chaque particule fluide en mouvement le long du canal. Ces isothermes sont présentées dans le cas d'un canal vertical. On constate que l'écoulement d'air qui entre dans le canal avec une température de 293.15K, se réchauffe au fur et à mesure qu'il pénètre dans le canal pour sortir à 323.15K qui correspond à la température imposée sur la paroi humide (Fig.5.7). Près de l'entrée du canal et proche de la paroi humide, les isothermes sont déformées sous l'action des forces d'Archimède et cette déformation devient intense avec l'augmentation de l'inclinaison du canal. L'augmentation des transferts de chaleur est due à un transfert par chaleur sensible du film liquide vers l'écoulement d'air (Fig.5.3).

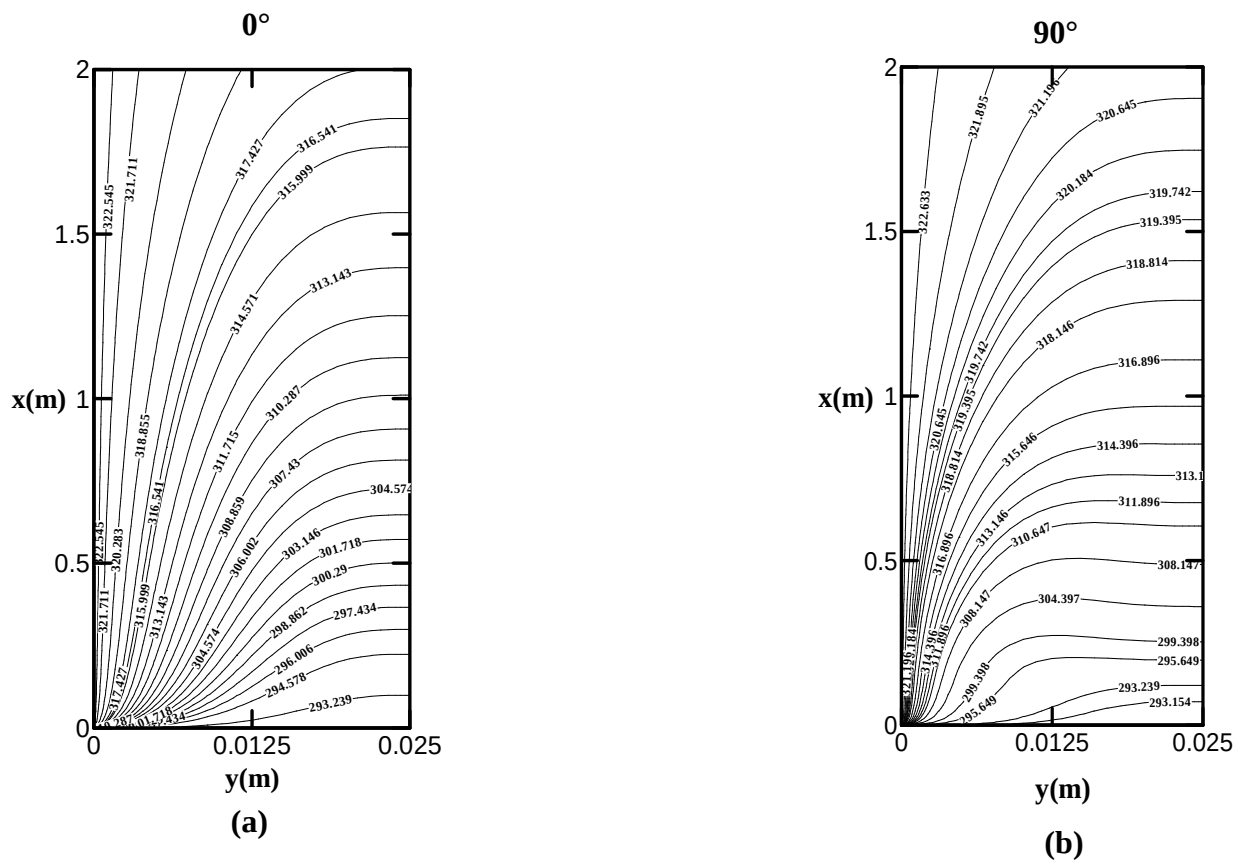


Figure 5.15. Effet de l'angle d'inclinaison sur les iso-thermes [ $T_w = 50^\circ\text{C}$ ,  $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $C_0 = 4.37\text{ g/kg}$ ,  $\gamma = 1/80$  et  $u_0 = 0.101\text{ m/s}$ ,  $Re = 300$ ,  $\phi_0 = 30\%$ ].

Les iso-concentrations qui caractérisent les lieux de particules où la concentration de mélange reste constante sont représentés sur la figure 5.16. On constate que chaque particule fluide entre dans le canal avec une concentration de 4.37g/kg et en sort avec 80.4g/kg. Par ailleurs, on remarque que le transfert de masse augmente au fur et à mesure que l'air pénètre dans le canal. Cette augmentation de transfert est déjà prévisible (Fig.5.8) dépendamment de l'inclinaison du canal qui est due à un transfert par chaleur latente du film liquide vers l'écoulement d'air.

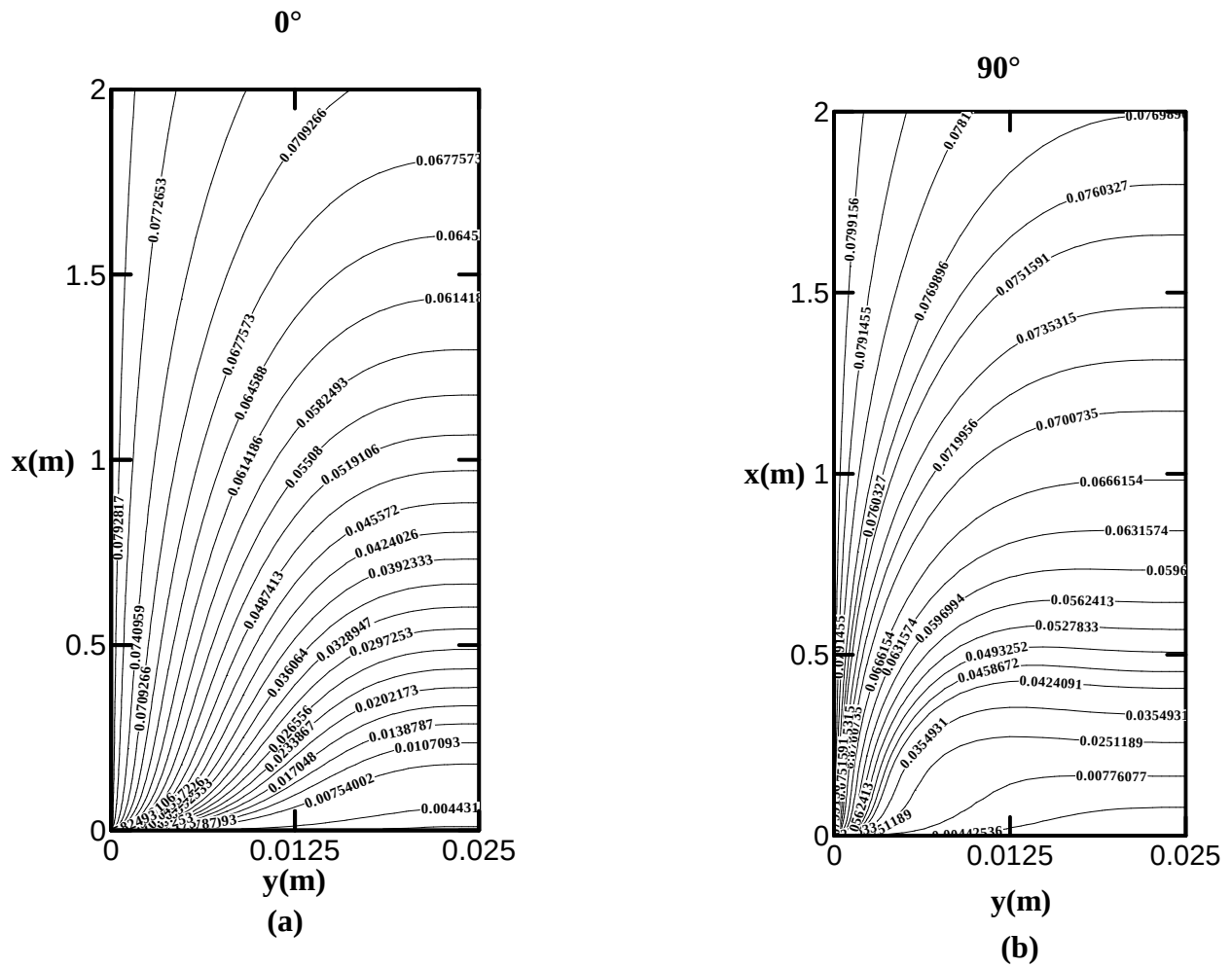
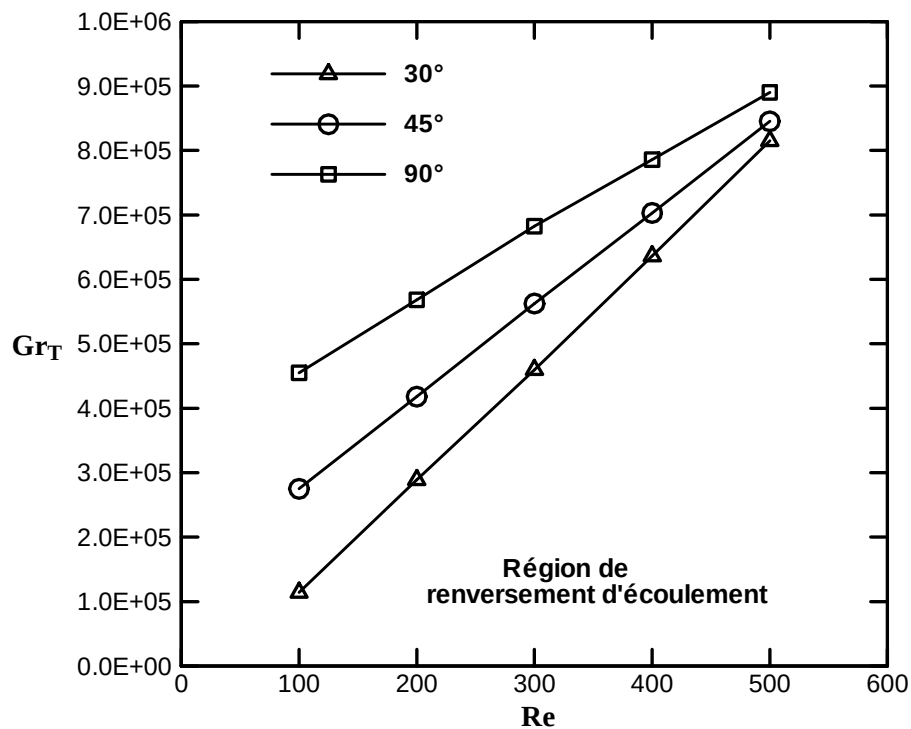


Figure 5.16. Effet de l'angle d'inclinaison sur les iso-concentration [ $T_w = 50^\circ\text{C}$ ,  $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $C_0 = 4.37\text{ g/kg}$ ,  $\gamma = 1/80$  et  $u_0 = 0.101\text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 300$ ,  $\phi_0 = 30\%$ ].

### 5.2.5. Carte de renversement d'écoulement

Le phénomène de renversement d'écoulement doit répondre à certaines conditions spécifiques pour qu'il se produise. Pour déterminer avec précision ces conditions, une série de simulations numériques a été réalisée. En effet, pour un angle d'inclinaison et  $Re$  donnés, nous avons varié  $T_0$  (c.à.d.  $Gr_T$ ) jusqu'à ce que le renversement d'écoulement se produise (vitesse axiale négative). Après avoir changé  $T_0$  on change  $\phi_0$  afin de maintenir le nombre de Grashof massique à une valeur constante ( $Gr_M = +3 \times 10^5$ ). Plusieurs valeurs de  $Re$  ont été considérées. Les résultats de la simulation numérique sont présentés sur la carte du renversement d'écoulement dans la figure 5.17 pour trois valeurs différentes de l'inclinaison du canal ( $\theta = 30^\circ, 45^\circ$  et  $90^\circ$ ). On note, par ailleurs, que les courbes du renversement d'écoulement sont linéaires. Pour une valeur de  $Re$  et  $Gr_M$  donnée, la valeur critique de  $Gr_T$  donnant le renversement d'écoulement augmente et dépend de l'inclinaison du canal. En effet, quand l'inclinaison du canal augmente, la valeur du  $Gr_T$  donnant naissance au renversement d'écoulement augmente et la pente de la courbe représentative devient moins importante ce qui fait augmenter la zone de renversement d'écoulement. Il est important de noter que pour le cas d'un canal horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ), le renversement d'écoulement n'a pas eu lieu car la composante axiale de la force de flottabilité est nulle. Le  $Gr_T$  est défini comme une fonction linéaire de  $Re$  donnée par les corrélations suivantes :

$$\begin{cases} Gr_T = -86\,850.11 + 2\,008.65Re \\ Gr_T = 132\,436.45 + 1\,425.82Re \\ Gr_T = 346\,265.45 + 1\,087.53Re \end{cases} \quad \text{pour} \quad \begin{cases} \theta = 30^\circ \\ \theta = 45^\circ \\ \theta = 90^\circ \end{cases} \quad \text{et} \quad Gr_M = +3 \times 10^5$$

Fig.5.17 : carte de renversement d'écoulement :  $\gamma = 1/80$ .

### 5.3. EFFET DU RAPPORT DE FORME SUR LE RENVERSEMENT D'ÉCOULEMENT ET SUR LES TRANSFERTS.

Tableau 5.1 : Valeurs des différents paramètres pour la variation du facteur de forme.

| Cas | $\gamma$ | $u_0(\text{m/s})$ | $Gr_T$            | $Gr_M$            |
|-----|----------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 1   | 1/160    | 0.203             | $5.4 \times 10^4$ | $2.4 \times 10^4$ |
| 2   | 1/120    | 0.152             | $1.3 \times 10^5$ | $5.8 \times 10^4$ |
| 3   | 3/320    | 0.135             | $1.8 \times 10^5$ | $8.3 \times 10^4$ |
| 4   | 1/80     | 0.101             | $4.4 \times 10^5$ | $2 \times 10^5$   |

Dans cette deuxième partie, nous avons fait varier le facteur de forme du canal, en l'occurrence l'écartement entre les deux parois, pour quatre cas différents,  $\gamma_1 = 1/160$ ,  $\gamma_2 = 4/3 \gamma_1$ ,  $\gamma_3 = 3/2 \gamma_1$  et  $\gamma_4 = 2 \gamma_1$  afin de pouvoir examiner son effet sur l'écoulement d'air et les transferts. Le tableau 5.1 montre que les nombres de Grashof thermique et massique sont tous

positifs et augmentent avec l'accroissement du facteur de forme. Le signe positif des Grashof montre que les forces d'Archimède agissent dans le sens de l'écoulement d'air et l'accélère. La température du film liquide a été maintenue à  $T_w = 50^\circ\text{C}$  ( $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ) alors que celle de l'air à l'entrée du canal reste fixée à  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  ;  $\phi_0 = 30\%$  ( $C_0 = 4.37\text{g/kg}$ ) et  $\theta = 90^\circ$ . Le nombre de Prandtl est de  $Pr = 0.708$  celui de Schmidt est de  $Sc = 0.596$ . Le nombre de Reynolds est de 300 et la vitesse de l'air à l'entrée du canal varie avec l'écartement des plaques vue l'interdépendance entre vitesse et diamètre hydraulique sur l'expression du nombre de Reynolds.

### 5.3.1. Évolution des coefficients de transfert.

L'évolution axiale du coefficient de frottement  $f^*Re$  sur la paroi mouillée est représentée sur la figure 5.18 pour différentes valeurs du facteur de forme. Près de cette paroi, on constate que  $f^*Re$  diminue par l'effet de la couche limite jusqu'à la position  $x = 0.013\text{ m}$  où ce dernier présente des minimums locaux avant d'atteindre des maximums en  $x = 0.17\text{ m}$ . Ces maximums observés sont dus à l'effet des forces d'Archimède qui augmentent avec l'augmentation de l'écartement du canal (Tableau 5.1). Par ailleurs, on constate que l'écartement entre les deux parois a un effet important sur les frottements de la paroi humide. En effet, pour  $\gamma_1 = 1/160$   $f^*Re$  présente un maximum très faible qui correspond à un écartement très faible. Ceci est dû au fait que lorsque le canal est rétréci, les forces d'Archimède diminuent en intensité car les nombres de Grashof dépendent de l'écartement entre les parois et les frottements diminuent près de la paroi humide. Inversement, lorsqu'on augmente l'écartement des plaques  $\gamma_4 = 2 \gamma_1 = 1/80$ , les forces d'Archimède augmentent en intensité (tableau 5.1) et ces dernières augmentent les frottements sur la paroi humide. Le cas de la convection forcée reporté pour fin de comparaison, montre qu'à la sortie du canal, les frictions tendent vers une valeur asymptotique de 24 qui correspond à un écoulement développé en convection forcée par [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984].

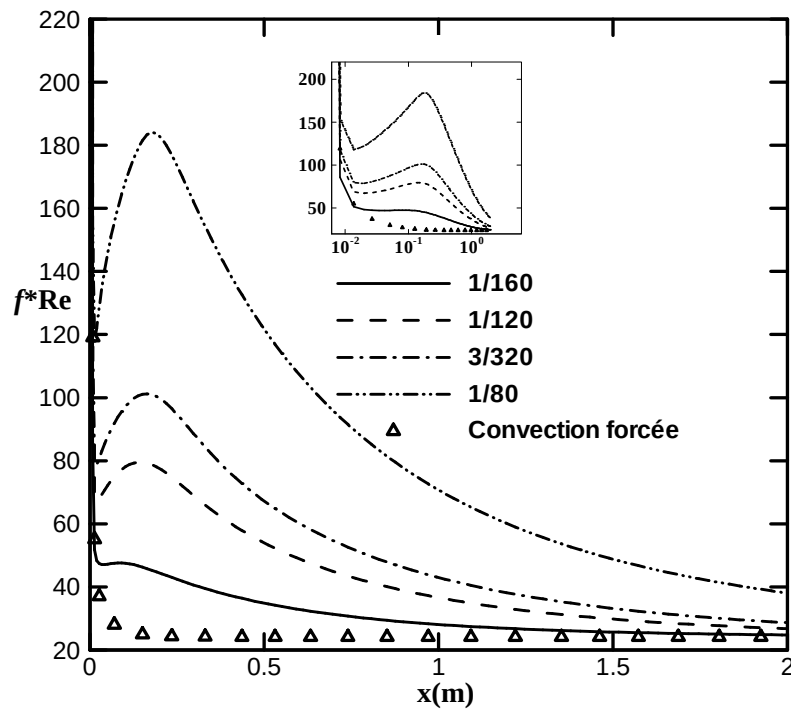


Figure 5.18 : Évolution axiale du coefficient de frottement près de la paroi humide.

La figure 5.19 présente l'évolution axiale du coefficient de frottement,  $f^*Re_{AD}$ , sur la paroi adiabatique. La diminution de  $f^*Re_{AD}$  est due à l'effet de la couche limite près de cette paroi. Contrairement à la paroi humide, on constate que sur cette paroi adiabatique, la diminution de l'écartement des plaques augmente les frictions. En effet, lorsque l'écoulement est accéléré près de la paroi humide un transfert de quantité de mouvement de la paroi isotherme vers celle adiabatique le décélère près de cette paroi afin de satisfaire à l'équation de continuité. Cette décélération devient importante avec l'augmentation de l'écartement entre les plaques qui se traduit par une valeur importante des forces d'Archimède. Cette décélération induit un renversement d'écoulement (vitesse axiale négative). Seuls les cas où  $\gamma_3 = 3/2$ ,  $\gamma_1 = 3/320$  et  $\gamma_4 = 1/80$  présentent le renversement d'écoulement où la taille de la cellule de recirculation augmente lorsqu'on augmente le rapport de forme. On constate par ailleurs que la plage où la cellule de recirculation est observée s'élargit de  $0.17 \text{ m} < x < 0.47 \text{ m}$  et  $0.14 \text{ m} < x < 1.01 \text{ m}$  respectivement pour  $\gamma_3$  et  $\gamma_4$ . Le cas de la convection forcée présente une allure monotone de  $f^*Re_{AD}$  qui tend bien vers la valeur asymptotique de 24 donnée dans la littérature comme explicité précédemment (Fig.5.18).

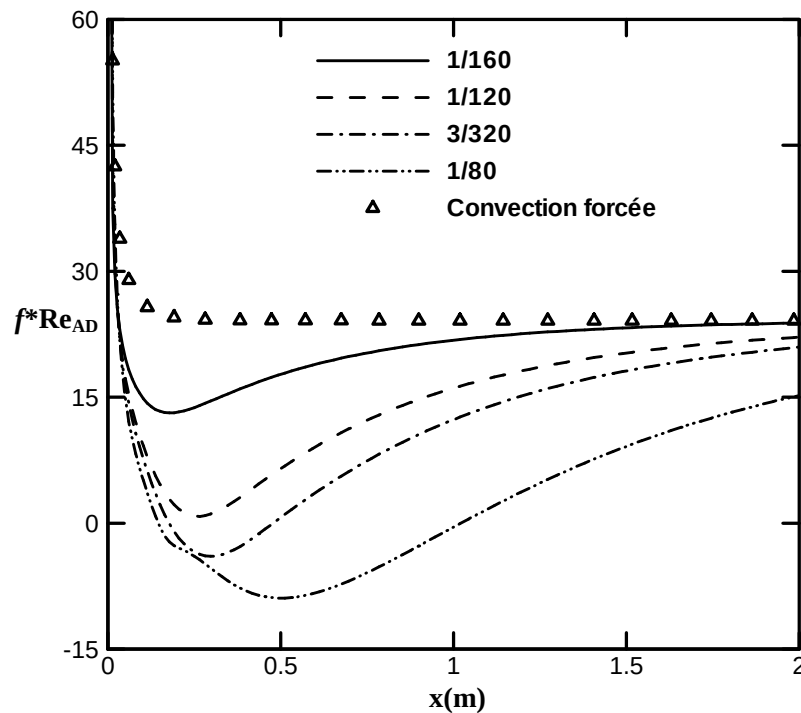


Figure 5.19 : Évolution axiale du coefficient de frottement près de la paroi adiabatique.

Le transfert par chaleur sensible près de la paroi isotherme représenté par le nombre de Nusselt sensible,  $Nu_s$ , est reporté sur la figure 5.20. Le cas de la convection forcée est aussi présenté pour but de comparaison. On constate que près de cette paroi  $Nu_s$  diminue par l'effet de la couche limite. Cette diminution devient importante avec la diminution de l'écartement des parois. On note, par ailleurs que, les transferts par chaleur sensible augmentent avec l'augmentation du rapport de forme du canal. En effet, l'augmentation du rapport de forme augmente l'intensité des forces d'Archimède aidant l'écoulement d'air et ces dernières augmentent les transferts par chaleur sensible entre l'écoulement d'air et la paroi isotherme. On constate que pour un rapport de forme plus important ( $\gamma_4 = 1/80$ ) le transfert par chaleur sensible augmente et présente un maximum local en  $x = 0.17$  m plus prononcé que dans les autres cas et caractérisé par l'effet des forces d'Archimède qui aident l'écoulement d'air. Vers la sortie du canal, dans le cas de la convection forcée,  $Nu_s$  tend vers la valeur asymptotique de 4.86 donnée dans [Shah et London, 1978 ; Bejan, 1984] pour un canal asymétrique.

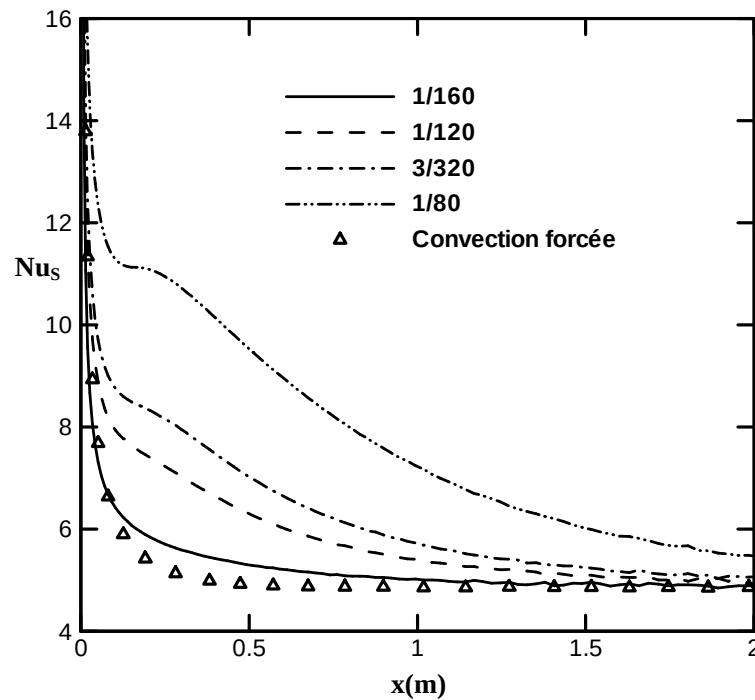


Fig.5.20 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt sensible sur la paroi humide.

La figure 5.21 représente l'effet du facteur de forme sur l'évolution axiale du nombre de Sherwood caractérisant le transfert de masse entre le film liquide et l'écoulement d'air. On constate que l'évolution de  $Sh$  est analogue à celle de  $Nu_s$  car  $Pr (= 0.708)$  s'approche de  $Sc (= 0.596)$ . Dans ce cas, on peut adopter l'analogie transfert de chaleur-transfert de masse,  $Pr \approx Sc$ . Les transferts de masse augmentent avec l'augmentation de l'écartement des parois. En effet, les forces d'Archimède aidant l'écoulement d'air augmentent avec l'augmentation de l'écartement du canal et par conséquent les transferts de masse augmentent. Par ailleurs, Chang et al. (1986) ont mené une étude des transferts couplés de chaleur et de masse en convection naturelle dans un tube vertical. Les auteurs ont montré que les transferts de masse sur le nombre de Sherwood augmentent en augmentant le rapport de forme (diminution de la longueur du tube).

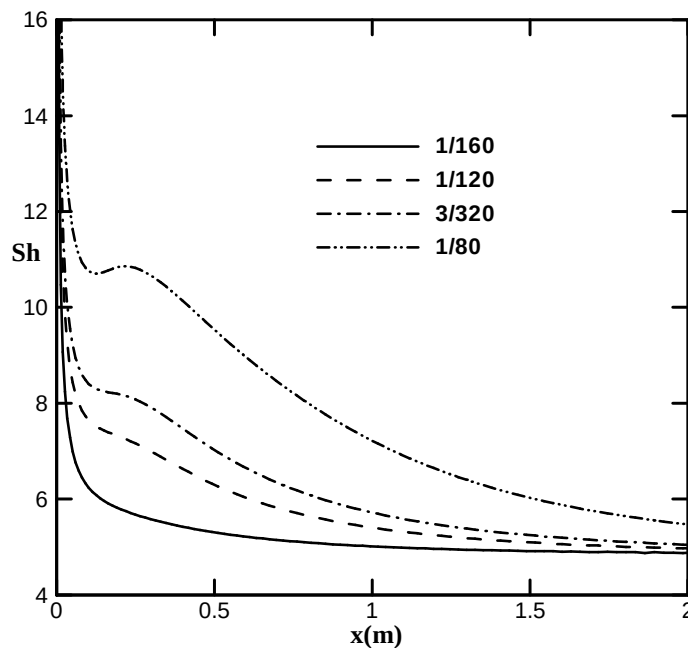


Fig.5.21 : Évolution axiale du coefficient de transfert massique Sherwood sur la paroi humide.

La figure 5.22 représente le nombre de Nusselt latent,  $Nu_L$ , qui caractérise le flux échangé par chaleur latente entre le film liquide et l'écoulement d'air. Près de l'entrée du canal  $Nu_L$  diminue par un fort gradient de concentration sur la paroi humide. Cette diminution est plus importante avec les faibles valeurs de l'écartement des parois. On constate, par ailleurs, que l'augmentation de l'écartement des plaques augmente le flux par chaleur latente sur la paroi humide et favorise l'évaporation du film liquide. Fort est de constater que  $Nu_L$  prend des valeurs importantes par rapport à  $Nu_S$  ce qui explique un transfert par chaleur latente plus importante,  $Nu_L \approx 6 \cdot Nu_S$ .

Le taux d'évaporation du film liquide est caractérisé par le débit massique évaporé présenté par la figure 5.23. Près de la paroi humide, ce débit diminue d'une manière monotone lorsque l'air avance dans le canal et tend vers des valeurs qui se rapprochent de zéro à la sortie du canal. Cette diminution est due à un gradient de concentration près de cette paroi. Plus l'écartement des parois devient important, plus on constate que le débit prend des valeurs importantes. Ce qui explique une augmentation de l'évaporation du film liquide. Par ailleurs on constate que la pente du débit évaporé augmente avec l'augmentation du rapport de forme ce qui implique une augmentation du taux d'évaporation sur la première moitié du canal.

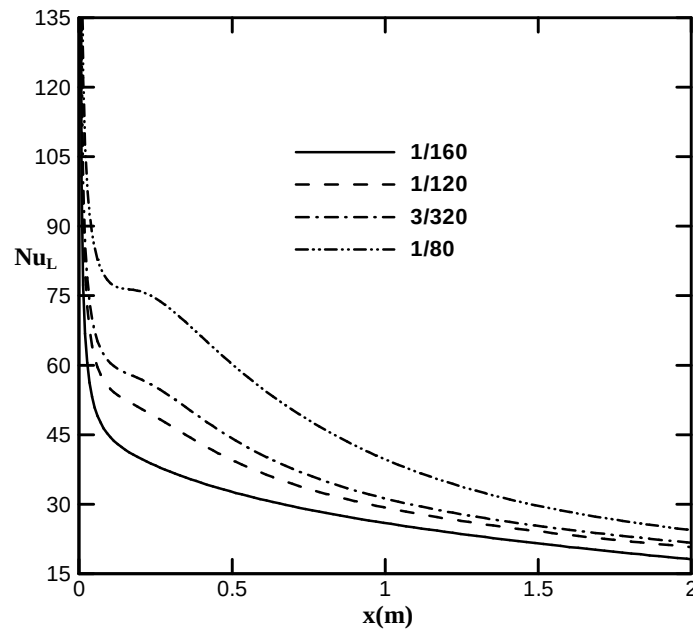


Fig.5.22 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt latent sur la paroi humide.

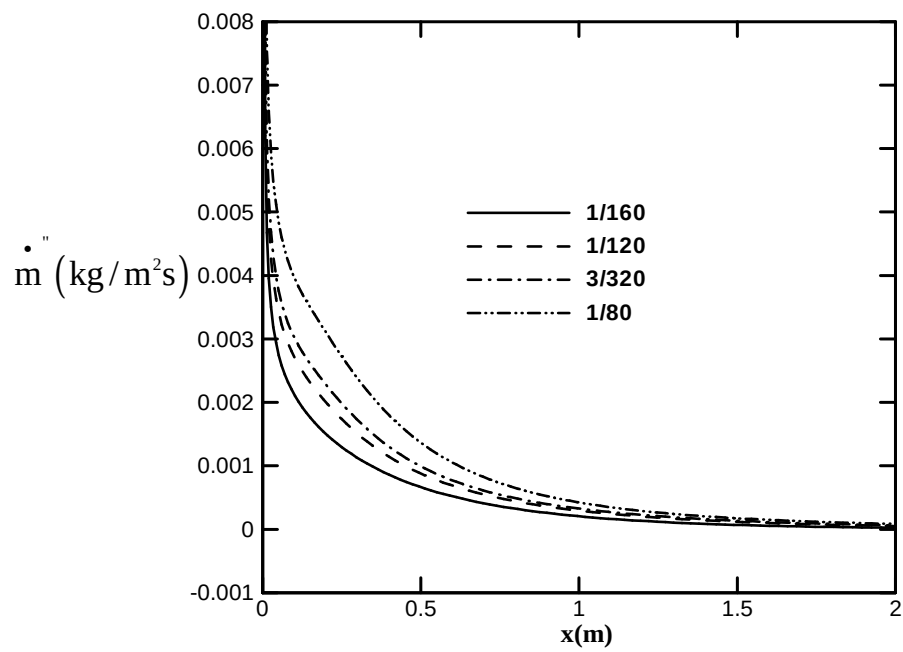
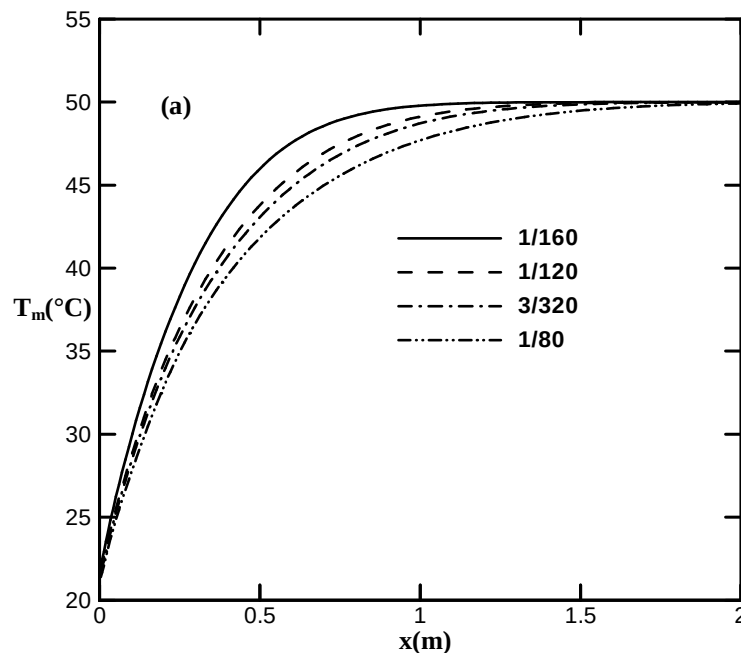


Fig.5.23 : Évolution axiale du débit évaporé sur la paroi humide.

### 5.3.2. Évolution de la température, de la concentration du mélange, dans l'axe du canal et sur la paroi adiabatique.

L'évolution axiale de la température de mélange le long du canal, celle sur l'axe du canal et sur la paroi adiabatique sont représentées sur la figure 5.24. On constate que la température de mélange, Fig. 5.24a, augmente dans tous les cas. Cette augmentation explique un réchauffement de l'air au sein du canal qui dépend fortement du rapport de forme.

Ce réchauffement est aussi constaté sur l'évolution de la température dans l'axe du canal, Fig. 5.24b et sur la paroi adiabatique Fig. 5.24c. Par ailleurs, on constate que le réchauffement de l'air est beaucoup plus important lorsque l'écartement des plaques est faible. Ceci peut être expliqué par le fait que lorsque l'écoulement fluide est confiné entre les parois du canal, l'écoulement est beaucoup plus accéléré l'énergie cinétique des particules augmente (augmentation de la vitesse axiale Tableau 5.1) ce qui fait augmenter les transferts de chaleur au sein du canal. Pour  $x > 1.5$  m, on constate que la température de mélange, celle dans l'axe du canal et sur la paroi adiabatique restent presque constantes et tendent vers  $50^\circ\text{C}$ , correspondant à la température imposée sur la paroi humide.



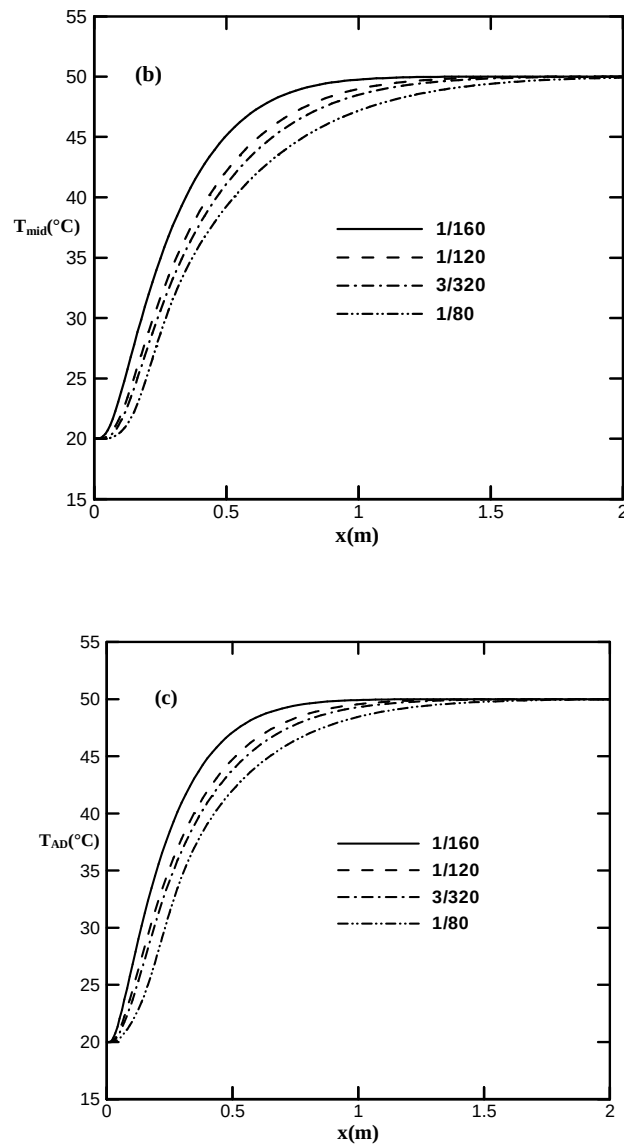


Fig.5.24 : Évolution axiale de la température de mélange (a), de la température sur l'axe du canal (b) et de la température sur la paroi adiabatique (c).

L'évolution axiale de la concentration de mélange le long du canal ainsi que celle sur la paroi adiabatique sont représentées sur la figure 5.25. On constate que ces concentrations augmentent, ce qui peut être traduit par une augmentation des transferts de masse au sein du canal. Cette augmentation est favorisée dans le cas du rapport de forme faible comme expliqué ci-dessus (Fig. 5.24) ce qui montre que les transferts de masse augmentent avec les faibles rapports de forme. Vers la sortie du canal la concentration de mélange, et celle sur la paroi adiabatique restent constantes et tendent vers 80.4g/kg correspondant à celle imposée sur la paroi humide.

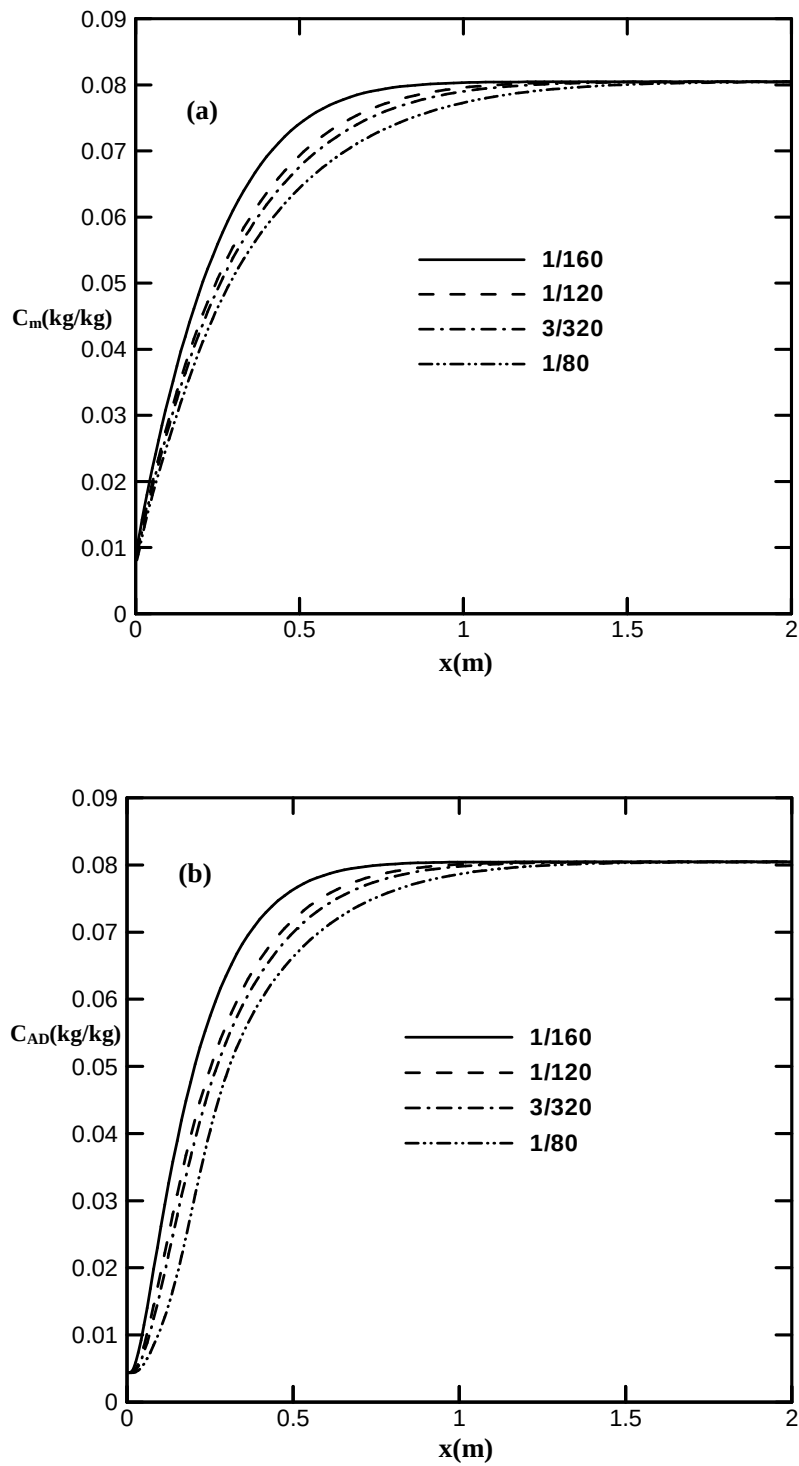


Fig.5.25 : Évolution axiale de la concentration mélange (a) et de la concentration sur la paroi adiabatique (b).

### 5.3.3. Développement des champs hydrodynamique.

L'évolution du profil de vitesse le long du canal est représentée sur la figure 5.26 et 5.26 bis. On constate que près de la paroi humide les profils de vitesse présentent des maximums locaux suivis de minimums détectés proches de la paroi adiabatique. Ces extremums locaux augmentent avec l'augmentation de l'écartement des parois, ce qui se traduit par une augmentation de l'amplitude des forces d'Archimède qui dépende du diamètre hydraulique ( $Gr_T$  et  $Gr_M$ ) voir (Eq. 2.20 et 2.21). En effet, la décélération de l'écoulement près de la paroi adiabatique devient intense et induit un renversement d'écoulement (vitesse axiale négative). Ce renversement est beaucoup plus prononcé dans les cas  $\gamma_3 = 3/320$  et  $\gamma_4 = 1/80$  où le rapport de forme est plus important. Le maximum de vitesse atteint est de 2.88 détecté pour  $\gamma_4 = 1/80$ .

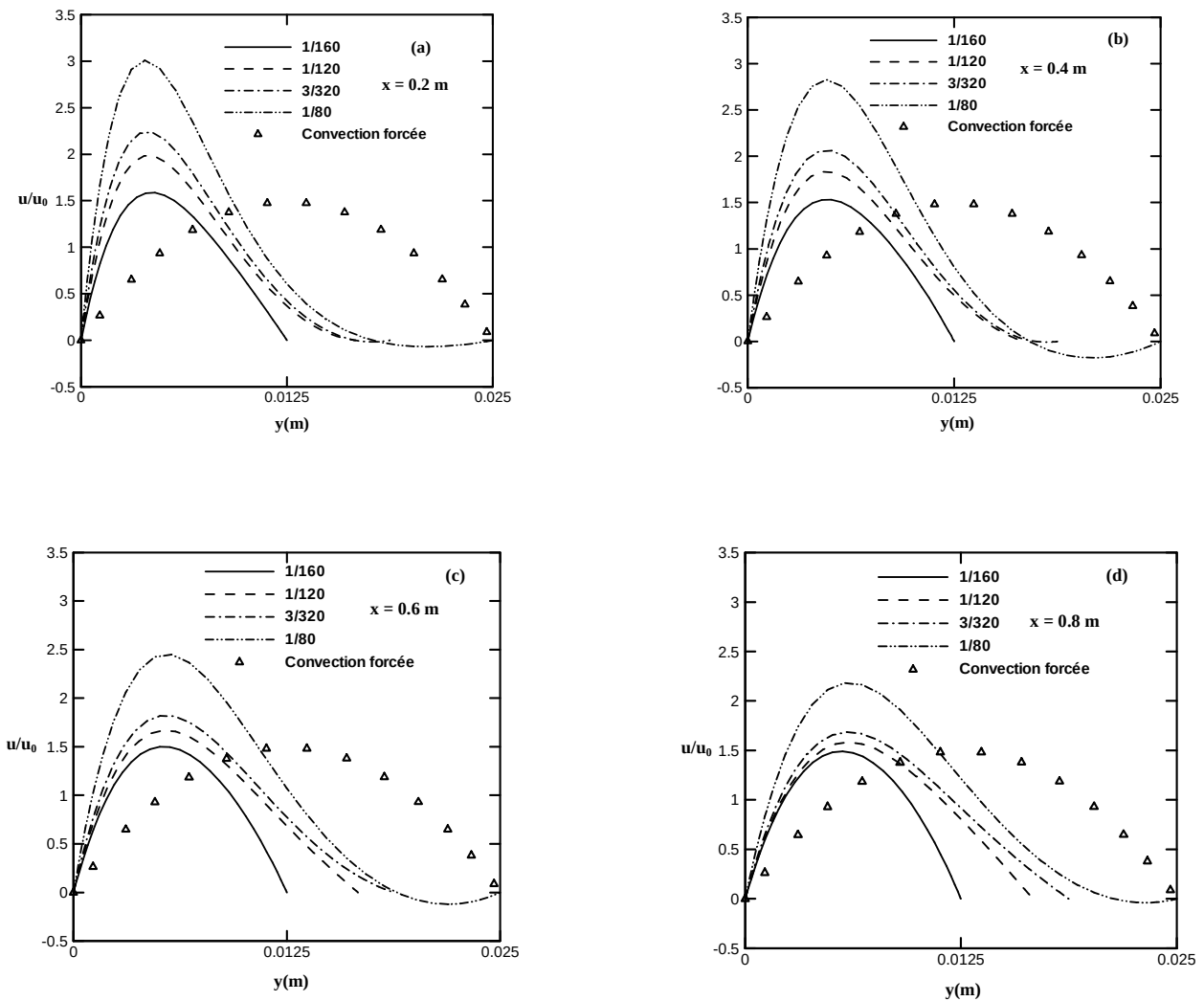


Fig.5.26 : Évolution du profil de vitesse pour différentes sections du canal.

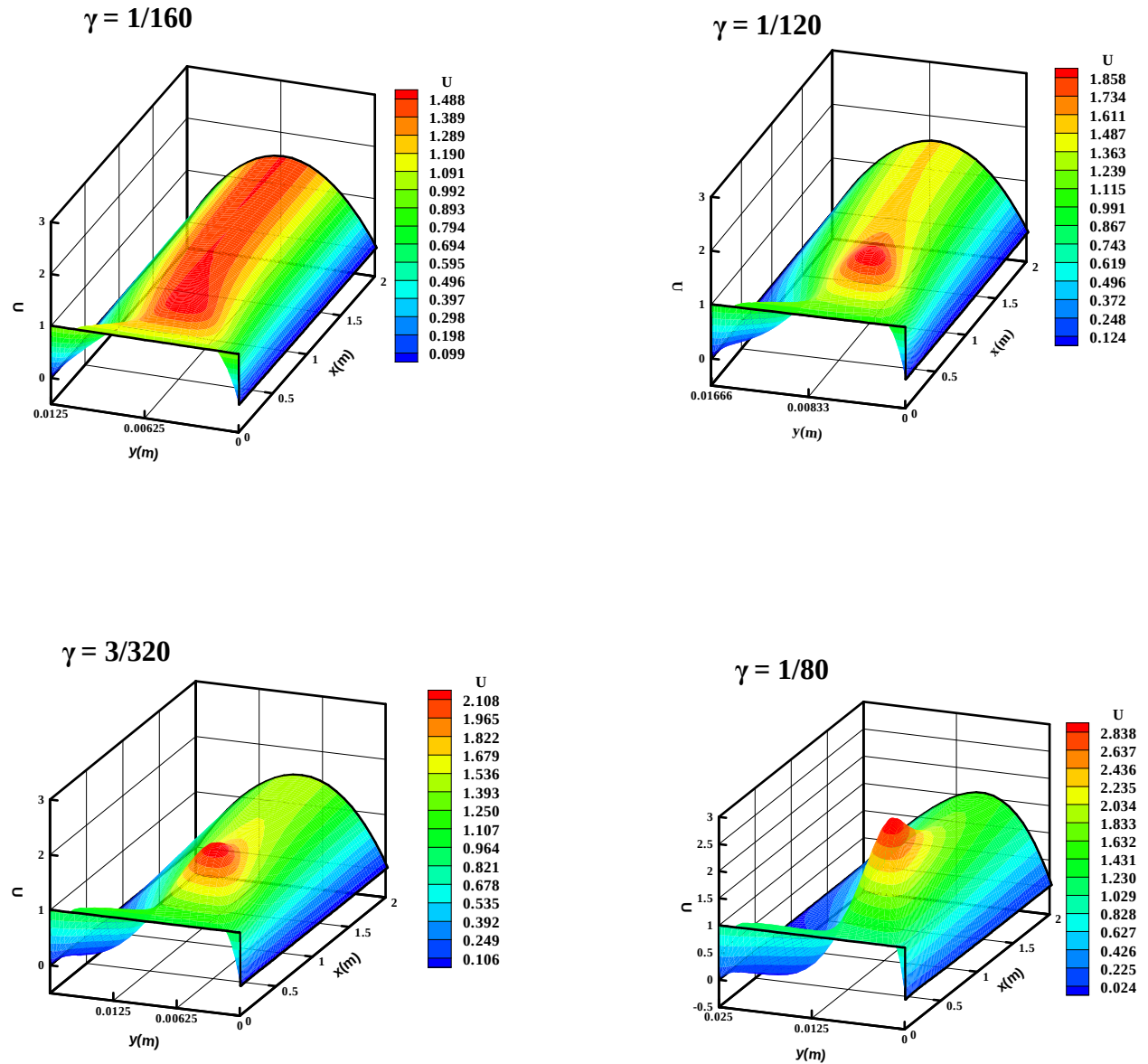


Fig.5.26 bis : Évolution du profil de vitesse dans le champ hydrodynamique.

### 5.3.4. Les lignes de courant

La figure 5.27 représente les lignes de courant le long du canal pour différents valeurs de rapport de forme. On constate que pour des faibles valeurs du rapport de forme, la déformation des lignes de courant près de la paroi adiabatique reste encore faible. L'amplitude des forces de flottabilités diminue ( $Gr_T$  et  $Gr_M$ ). Au fur et à mesure que le rapport de forme augmente, la déformation de lignes de courant devient intense et ce dernier crée une

cellule de recirculation près de la paroi isolée dont la taille augmente avec l'augmentation du rapport de forme (Fig. 5.19). L'œil de la cellule de recirculation de l'écoulement est de  $\psi_{\max} = 0.0188 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.29 \text{ m}$  et  $y = 0.0164 \text{ m}$  pour un rapport de forme de  $\gamma_3 = 3/320$  alors qu'il est de  $\psi_{\max} = 0.0259 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.017 \text{ m}$  pour un rapport de forme de  $\gamma_4 = 1/80$ . On constate une augmentation de l'œil de la cellule de recirculation de l'écoulement en fonction du facteur de forme.

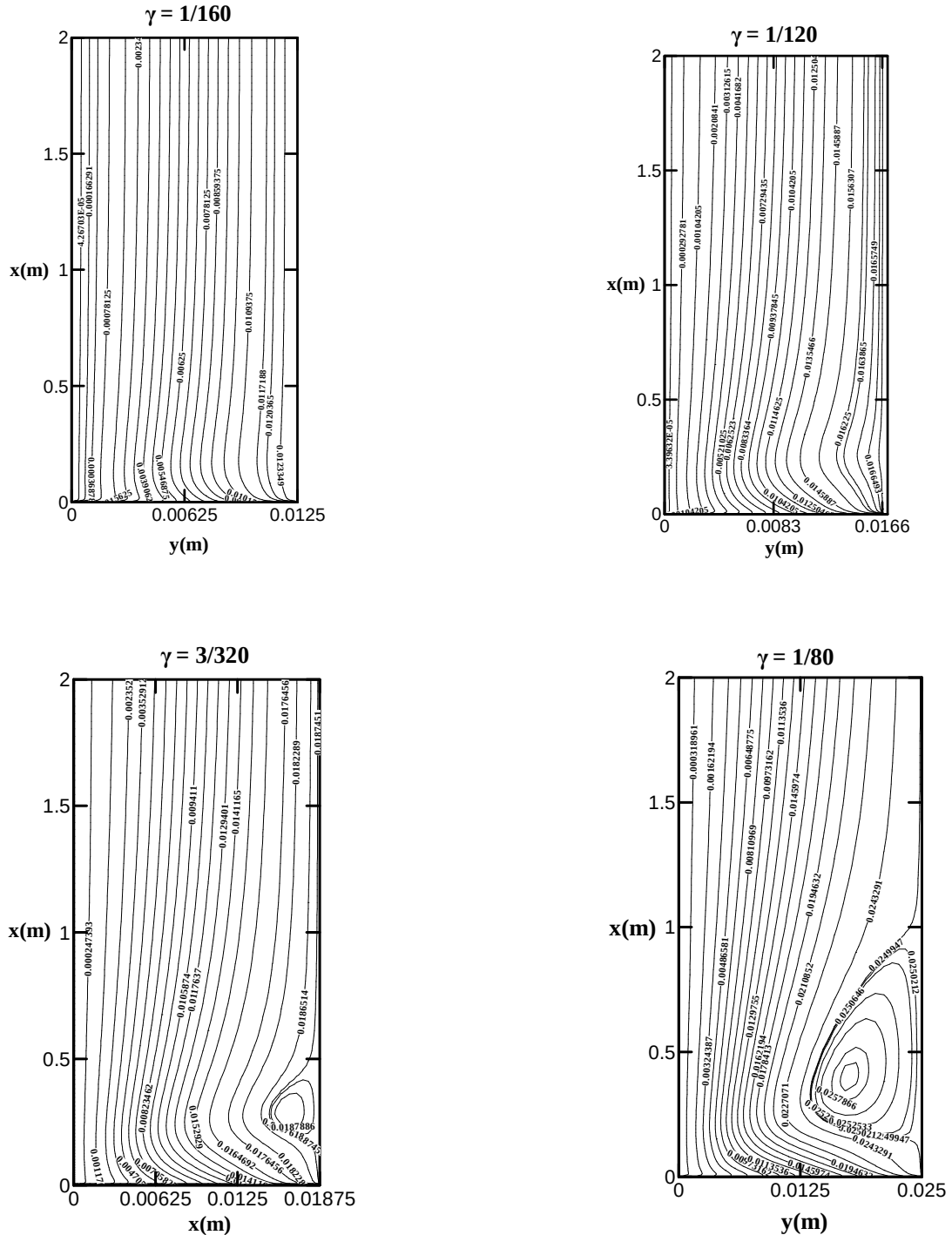


Fig.5.27 : Effet du rapport de forme sur les lignes de courant

## 5.4. EFFET DE LA TEMPERATURE DU FILM LIQUIDE SUR L'ÉCOULEMENT ET LES TRANSFERTS

Tableau 5.2 : Valeurs des différents paramètres pour la variation de la température du film

| $T_w$ (°C) | $C_w$ (g/kg) | $Gr_T$            | $Gr_M$            | Pr    | Sc    |
|------------|--------------|-------------------|-------------------|-------|-------|
| 30         | 26.8         | $1.6 \times 10^5$ | $6.6 \times 10^4$ | 0.708 | 0.603 |
| 35         | 35.71        | $2.4 \times 10^5$ | $9 \times 10^4$   | 0.708 | 0.602 |
| 40         | 47.17        | $3 \times 10^5$   | $1.5 \times 10^5$ | 0.708 | 0.600 |
| 50         | 80.4         | $4.4 \times 10^5$ | $2 \times 10^5$   | 0.708 | 0.596 |

Dans cette partie, nous présentons l'effet de la température du film liquide  $T_w$  sur les transferts. La température de l'écoulement d'air est maintenue à  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  et  $\phi_0 = 30\%$  ;  $C_0 = 4.37$  g/kg avec un facteur de forme  $\gamma = 1/80$ , avec un nombre de Reynolds de  $Re = 300$  ( $u_0 = 0.101$  m/s). Le canal est maintenu vertical ( $\theta = 90^\circ$ ). Le tableau 5.2 montre que les nombres de Grashof thermique et massique augmentent avec l'augmentation de la température de la paroi humide et restent tous positifs. On en déduit que les forces d'Archimède agissent dans le même sens que l'écoulement d'air ascendant et l'accélèrent.

### 5.4.1. Évolution des coefficients de transfert.

L'effet de la température du film liquide sur le coefficient de frottement,  $f^*Re$ , près de la paroi humide est représenté sur la figure 5.28. L'évolution de  $f^*Re$  n'est pas monotone. En effet,  $f^*Re$  diminue par l'effet de la couche limite jusqu'à la position  $x = 0.013$  m où il atteint ses minimums avant d'atteindre des maximums en  $x = 0.17$  m. Par ailleurs, on constate que les frictions augmentent avec l'augmentation de la température du film liquide. En effet, lorsque la température du film liquide augmente, l'amplitude des forces de flottabilité augmente car les nombres de Grashof augmentent (Tableau 5.2) et l'écoulement est accéléré près de la paroi humide ce qui fait augmenter les frottements sur cette paroi. La convection forcée reportée sur cette figure montre que  $f^*Re$  diminue brusquement jusqu'à la position  $x = 0.17$  m où il tend vers une valeur asymptotique constante de 24 comme explicité ci-dessus.

L'évolution axiale du coefficient de frottement,  $f^*Re_{AD}$ , sur la paroi adiabatique est représentée sur la figure 5.29. Près de cette paroi, les frottements diminuent avec l'augmentation de la température du film liquide. En effet, l'accélération de l'écoulement près de la paroi humide est suivie d'une décélération près de celle adiabatique afin de respecter la conservation du débit massique sur chaque section du canal. Cette décélération devient

intense avec des températures du film plus élevées. Par ailleurs, on constate que dans tous les cas présentés,  $f^*Re_{AD}$ , prend des valeurs négatives près de l'entrée du canal. La décélération de l'écoulement induit une cellule de recirculation qui provoque des vitesses axiales négatives dépendamment de la température du film liquide. La plage où  $f^*Re_{AD}$  est négative augmente avec l'augmentation de la température du film liquide. Elle est de  $0.27 \text{ m} < x < 0.53 \text{ m}$  ;  $0.20 \text{ m} < x < 0.74 \text{ m}$ ,  $0.17 \text{ m} < x < 0.86 \text{ m}$  et  $0.14 \text{ m} < x < 1.08 \text{ m}$  respectivement pour  $T_w = 30^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$ ,  $40^\circ\text{C}$  et  $50^\circ\text{C}$ .

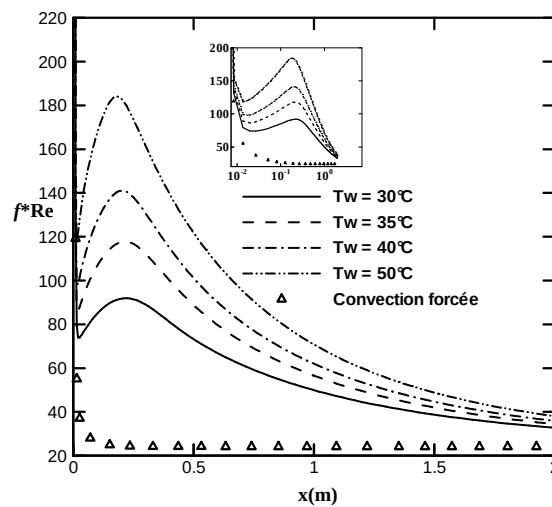


Fig. 5.28 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi humide.

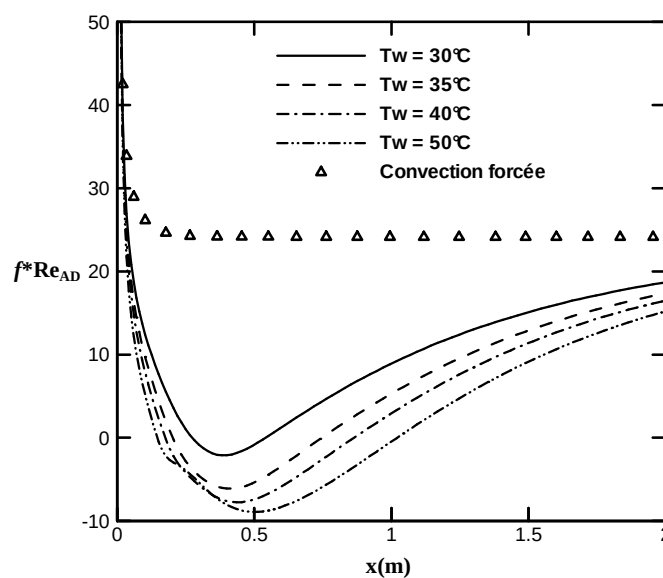


Fig. 5.29 : Évolution axiale du coefficient de frottement sur la paroi adiabatique.

La figure 5.30 représente l'évolution axiale du nombre de Nusselt sensible,  $Nu_s$ , près de la paroi humide. On constate que,  $Nu_s$ , diminue par un gradient de température et présente un maximum en  $x = 0.17m$ . On remarque que  $Nu_s$  prend des valeurs importantes avec l'augmentation de la température de la paroi humide. Sur cette paroi, les transferts par chaleur sensible entre le film liquide et l'écoulement d'air augmentent. Cette augmentation des transferts est due à une augmentation des nombres de Grashof thermiques et massique caractérisant les forces d'Archimède (Tableau 5.2).

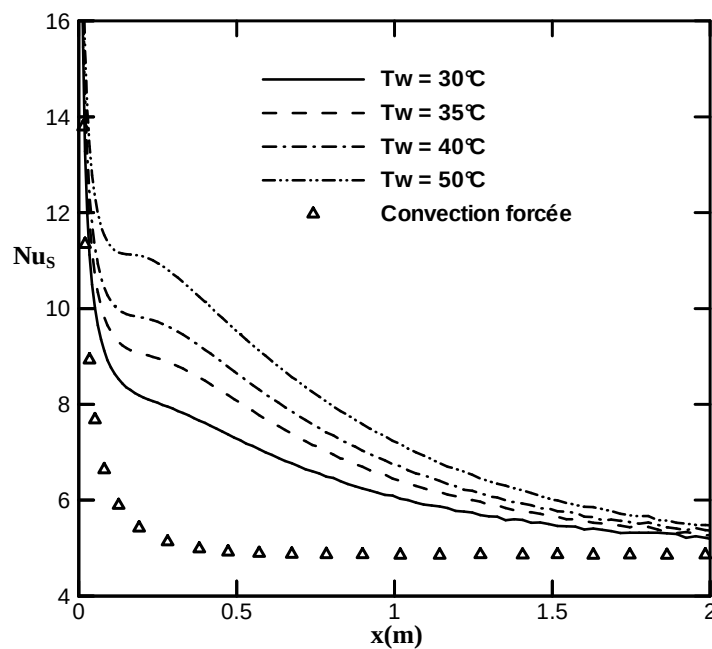


Fig.5.30 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt sensible sur la paroi humide.

La variation du nombre de Sherwood,  $Sh$ , qui caractérise les transferts de masse entre le film liquide et l'écoulement d'air est représentée sur la figure 5.31. On constate que  $Sh$  est analogue à  $Nu_s$  car  $Pr (= 0.70)$  est proche de  $Sc (= 0.60)$  voir (Tableau 5.2). On peut donc appliquer l'analogie transfert de chaleur-transfert de masse. En effet, on remarque que l'augmentation de la température du film liquide augmente les transferts de masse et favorise l'évaporation du film liquide. Un résultat similaire a été trouvé par Chang et al. (1986) dans une étude portant sur les transferts de chaleur et de masse en convection naturelle dans un tube vertical. D'autre part, Yan et David (2001) ont montré dans une étude similaire que les faibles valeurs de  $Sh$  et  $Nu_s$  pour les faibles températures de chauffages sont dues à des faibles valeurs des forces d'Archimède thermique et massique.

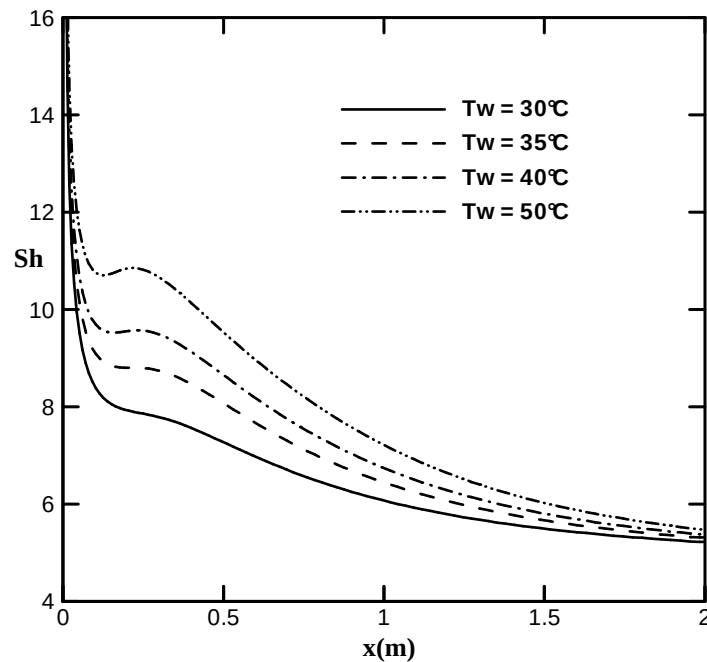


Figure.5.31 : Évolution axiale du coefficient de transfert massique, Sherwood, sur la paroi humide.

Afin d'étudier la contribution de l'échange par chaleur latente entre le film liquide et l'écoulement d'air, nous représentons le nombre de Nusselt latent,  $Nu_L$ , sur la figure 5. 32. On remarque que  $Nu_L$  diminue par un gradient de concentration près de la paroi humide. Lorsque la température du film liquide augmente,  $Nu_L$ , augmente et prend des valeurs importantes que celles de  $Nu_S$ . Les transferts par chaleur latente sont beaucoup plus importants que celles par chaleur sensible. L'augmentation de  $Nu_L$  peut être expliquée par la relation qui la détermine (Eq. 2.36). Dans une étude similaire portant sur l'effet de la paroi humide sur les transferts de chaleur et de masse en convection mixte laminaire dans un canal vertical, Yan et Lin (1989) ont pu montrer que l'augmentation de  $Nu_L$  par chauffage de la paroi est due aux paramètres qui le définissent dépendant de la température de la paroi humide. D'autre part, Yan et David (2001) ont montré que l'augmentation  $Nu_L$  lorsqu'on augmente le chauffage de la paroi est due à une forte évaporation du film liquide.

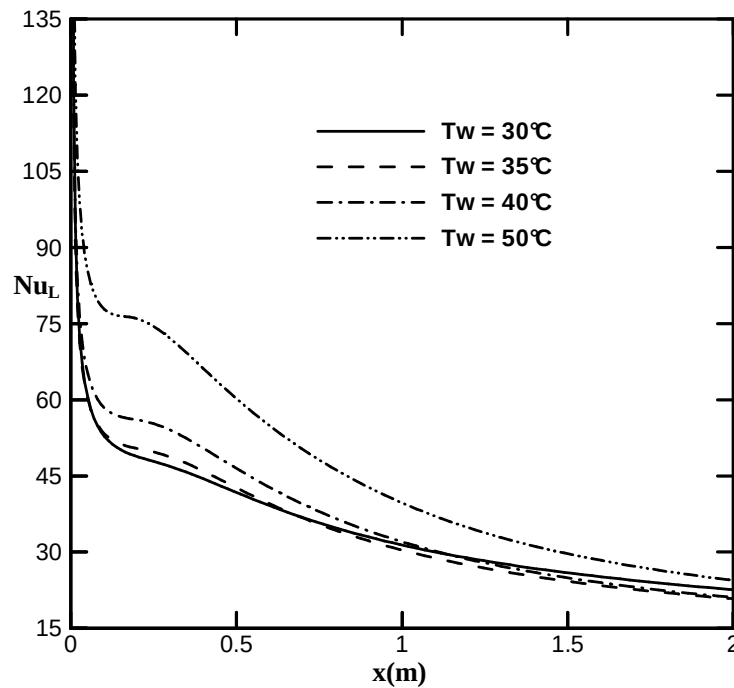


Fig.5.32 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt latent sur la paroi humide.

Nous représentons sur la figure 5.33, l'évolution axiale du débit d'eau évaporé sur la paroi humide. On constate que le débit diminue par un gradient de concentration près de la paroi humide jusqu'à la moitié du canal où il prend des valeurs asymptotiques et constantes vers la sortie. On remarque que le débit reste toujours positif dans tous les cas étudiés. Ces valeurs positives du débit signifient que les transferts de masse se dirigent du film liquide vers l'écoulement d'air. Donc dans tous les cas étudiés l'évaporation du film liquide a eu lieu. En effet, on voit très bien que sur la première moitié du canal, le débit prend des valeurs importantes avec l'augmentation de la température du film liquide, ceci peut être expliqué par une augmentation de l'évaporation du film liquide dépendamment de la température de la paroi humide.

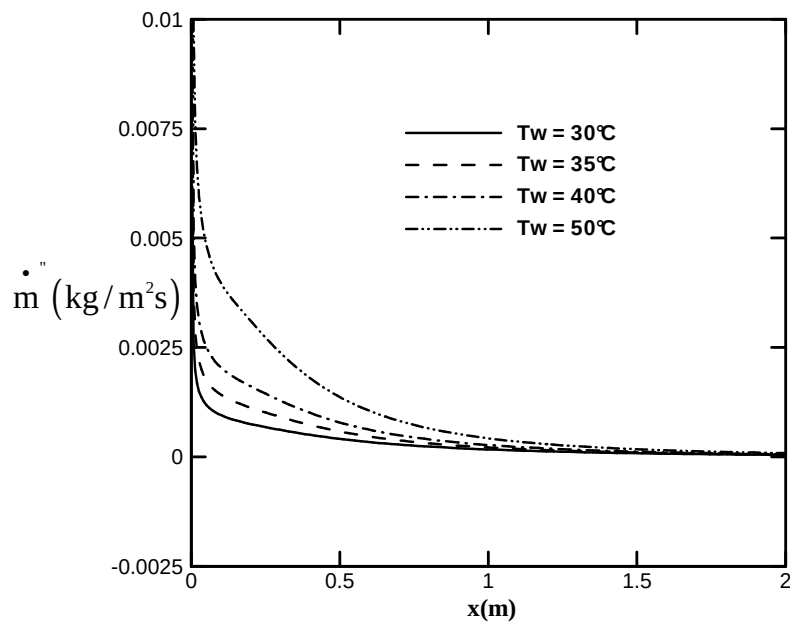


Fig.5.33 : Évolution axiale du débit évaporé sur la paroi humide.

#### 5.4.2. Évolution de la température et de la concentration du mélange ainsi que celle sur l'axe du canal et sur la paroi adiabatique.

La figure 5. 34 représente l'évolution axiale de la température de mélange le long du canal, celle sur l'axe du canal ainsi que sur la paroi adiabatique avec différentes valeurs de la température du film liquide. On constate que les profils de températures augmentent avec l'augmentation de la température de la paroi humide. Ce qui explique un réchauffement de l'air au sein du canal qui augmente avec l'augmentation de la température du film. Ce réchauffement est dû à un transfert par chaleur sensible du film liquide vers l'écoulement d'air, ce qui augmente les transferts de chaleur au sein du canal et favorise l'évaporation du film liquide (Fig. 5.30). Sur la paroi adiabatique (Fig. 5.34c) l'augmentation de la température est due à un transfert de quantité de mouvement de la plaque humide vers celle adiabatique. Le renvoi de l'écoulement vers la paroi adiabatique augmente les transferts par chaleur sensible sur cette paroi. On constate par ailleurs que vers la sortie du canal, la température reste constante et tend vers celle imposée sur la paroi humide.

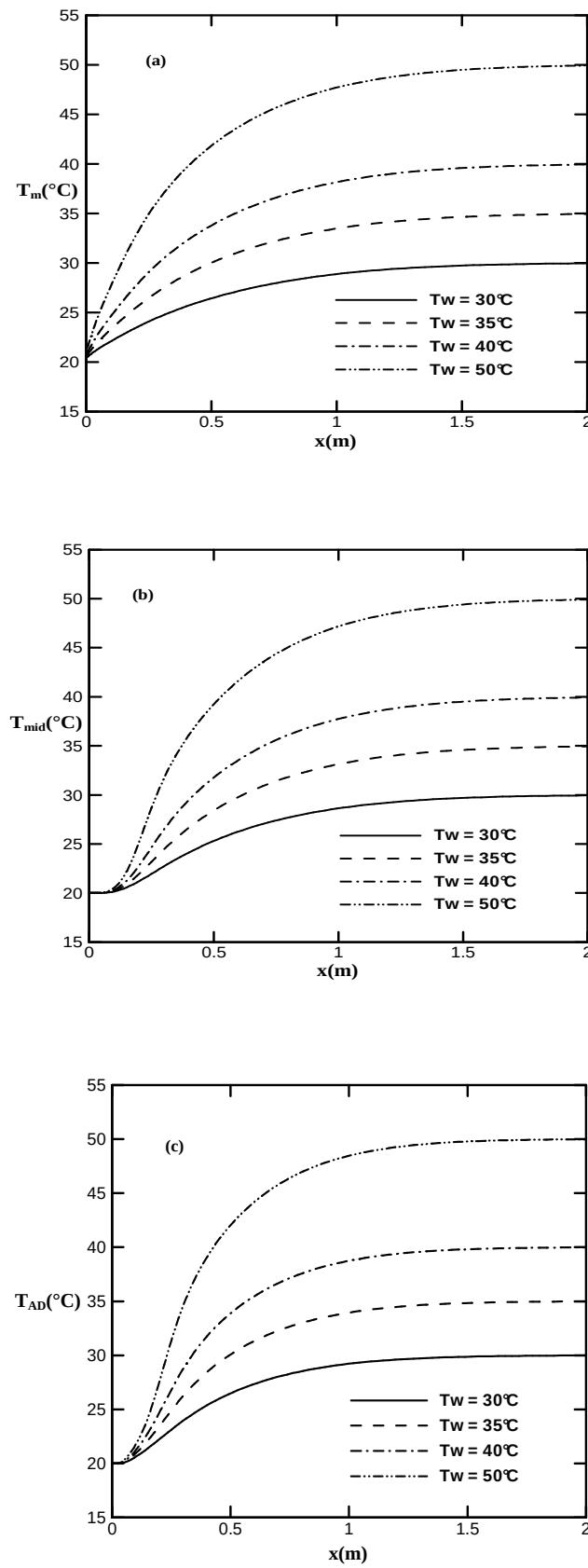


Figure 5. 34 : Évolution axiale de la température de mélange le long du canal (a), de la température sur l'axe du canal (b) et celle sur la paroi adiabatique (c).

Nous représentons dans cette figure 5. 35, l'évolution axiale de la concentration de mélange le long du canal ainsi que celle sur la paroi adiabatique. On constate une augmentation de la concentration de mélange (Fig. 5.35a) ainsi que celle sur la paroi adiabatique (Fig. 5.35b). Cette augmentation de concentrations peut être traduite par une augmentation des transferts de masse au sein du canal et sur la paroi adiabatique. L'augmentation de la température du film liquide favorise les transferts de masse entre le film liquide et l'écoulement d'air. Vers la sortie du canal la concentration de mélange, et celle sur la paroi adiabatique restent pratiquement constantes dans tous les cas présentés et tendent vers 80.4g/kg correspondant à celle imposée sur la paroi humide.

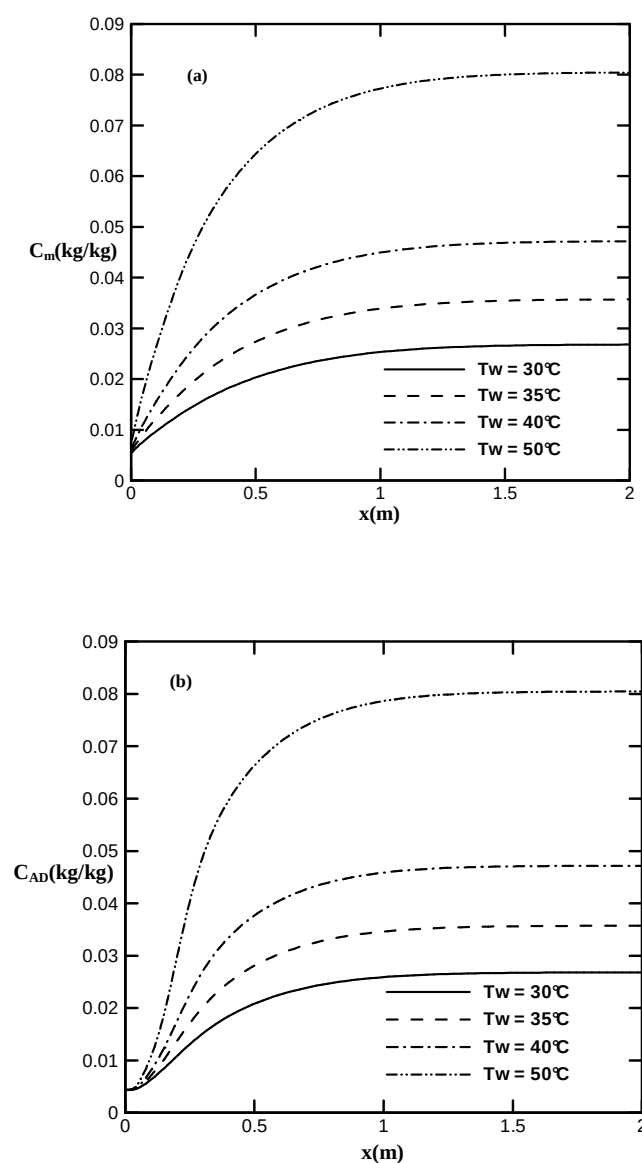


Figure 5.35 : Évolution axiale de la concentration de mélange le long du canal (a) et celle sur la paroi adiabatique (b).

### 5.4.3. Développement thermique, massique et hydrodynamique

Sur la figure 5.36 on représente le profil de température dans la phase gazeuse pour différentes température du film liquide. Son évolution montre un réchauffement de l'air au fur et à mesure qu'il avance dans le canal comme expliqué ci-dessus (figure 5. 34). On constate que sur la paroi adiabatique, le profil de température est parfaitement perpendiculaire à cette paroi conformément aux conditions adiabatiques imposées sur celle-ci. On note, par ailleurs, que la température est beaucoup plus élevée sur la paroi humide selon la valeur imposée sur cette plaque.

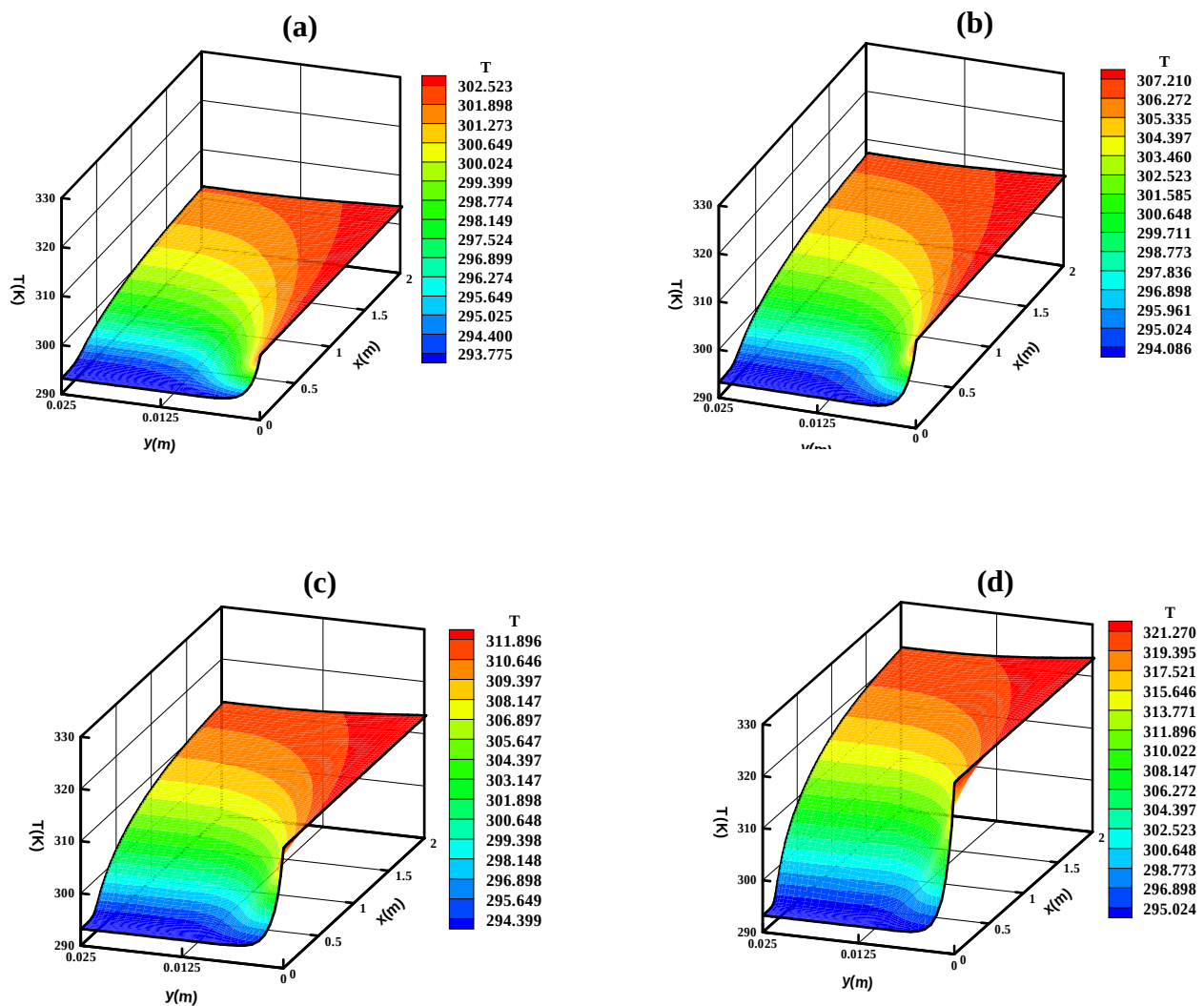


Figure 5.36 : Profils de température dans la phase gazeuse (a)  $T_w = 30^\circ\text{C}$ , (b)  $T_w = 35^\circ\text{C}$ , (c)  $T_w = 40^\circ\text{C}$  et (d)  $T_w = 50^\circ\text{C}$ .

La figure 5.37 représente le profil de concentration dans la phase gazeuse. L'évolution de la concentration est analogue à celle de la température dans la phase gazeuse. On assiste à une augmentation de la concentration sur le champ massique. Les transferts de masse augmentent avec l'augmentation de la température du film liquide qui favorise l'évaporation de celui-ci (Fig. 5.31).

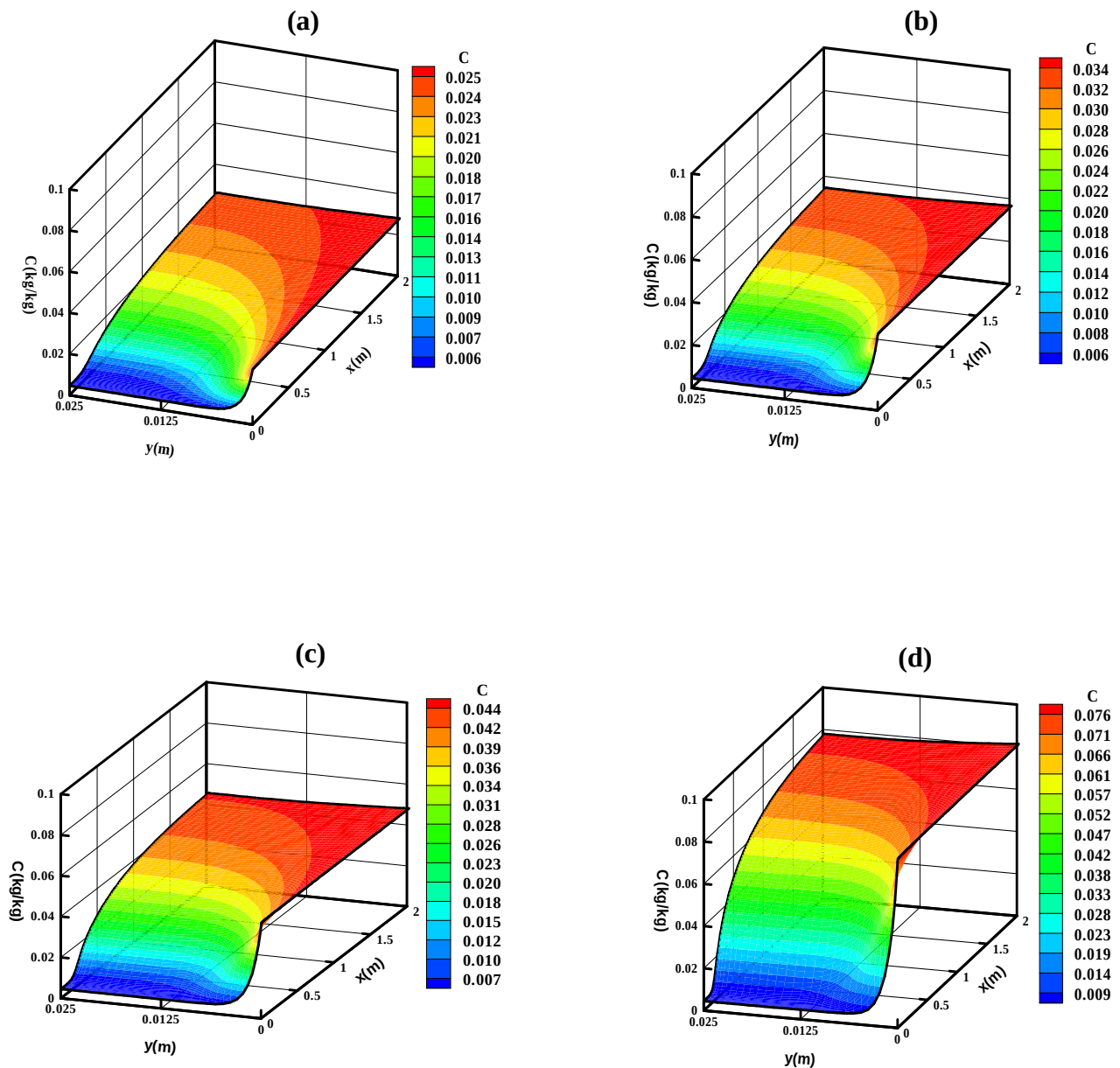


Figure 5.37 : Profils de concentration dans la phase gazeuse (a)  $T_w = 30^\circ\text{C}$ , (b)  $T_w = 35^\circ\text{C}$ , (c)  $T_w = 40^\circ\text{C}$  et (d)  $T_w = 50^\circ\text{C}$ .

L'évolution du champ hydrodynamique au sein du canal est représentée par la figure 5.38. On constate une augmentation de la vitesse au sein du canal. Cette augmentation qui dépend de la température du film est due à une intensification des forces de flottabilités qui accélèrent l'écoulement d'air près de la paroi humide. Cette accélération de l'écoulement est bien visible sur les profils de vitesse avec un maximum près de la paroi humide alors que ce dernier est décéléré près de la paroi adiabatique qui est caractérisée par la déformation des profils de vitesses détectée près de cette paroi (Fig. 5.38) qui induit une cellule de recirculation de l'écoulement (vitesses axiales négatives). Vers la sortie du canal, les profils de vitesses sont paraboliques, l'écoulement est complètement développé.

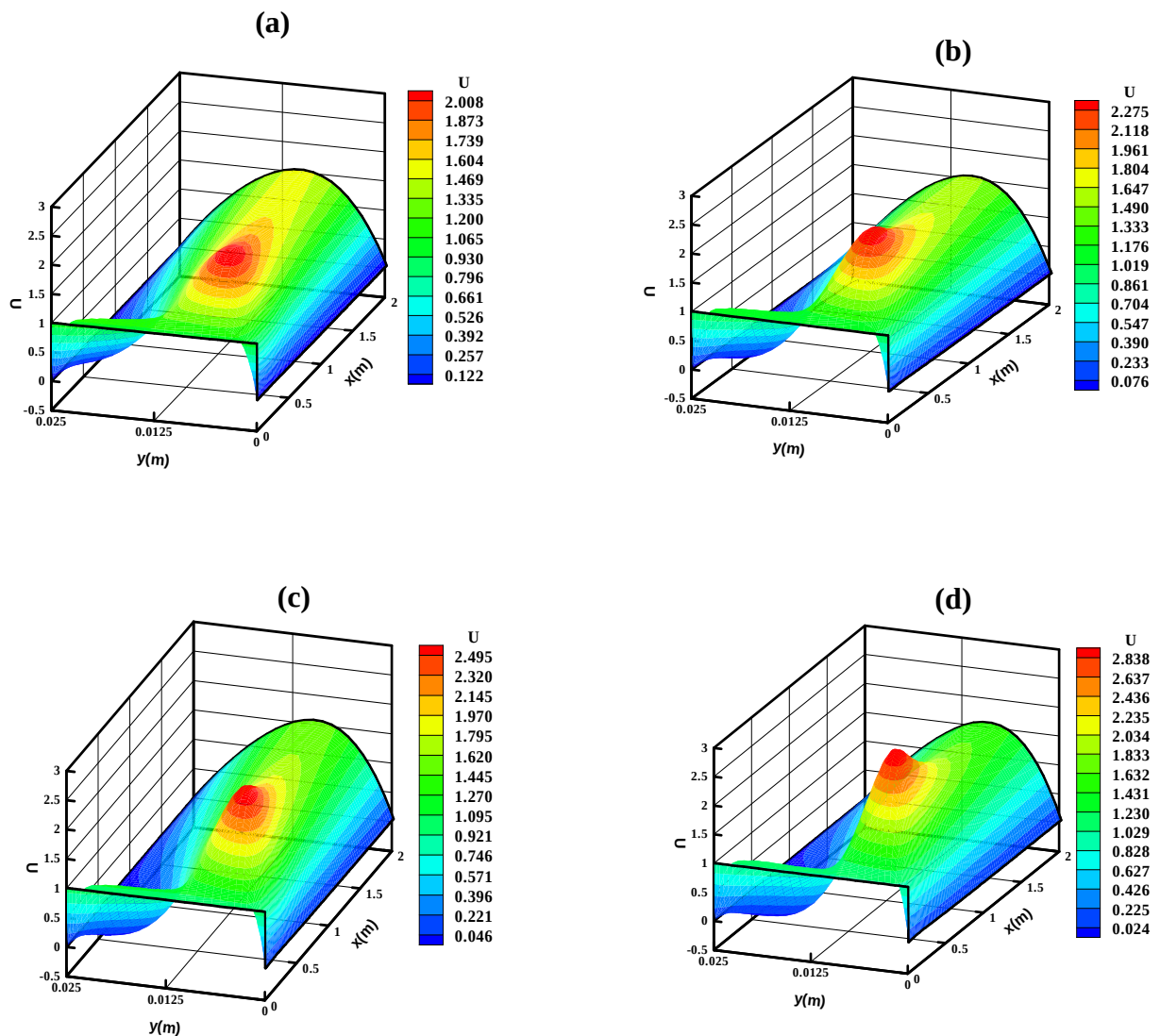


Figure 5.38 : Profils du champ hydrodynamique (a)  $T_w = 30^\circ\text{C}$ , (b)  $T_w = 35^\circ\text{C}$ , (c)  $T_w = 40^\circ\text{C}$  et (d)  $T_w = 50^\circ\text{C}$ .

#### 5.4.4. Les lignes de courant.

Les lignes de courant pour différentes valeurs de la température du film liquide sont représentées dans la figure 5.39. On constate que ces lignes de courant présentent une cellule de recirculation près de la paroi adiabatique dont sa taille augmente avec l'intensité des forces de flottabilités ( $Gr_T$  et  $Gr_M$  Tableau 5.2). Un examen de ses lignes de courant montre que, pour des faibles températures du film liquide, l'œil de la recirculation de l'écoulement se rapproche davantage de la paroi adiabatique. Plus on augmente la température de la paroi humide, plus la taille de cette cellule augmente et son œil se déplace en se rapprochant du centre du canal. On note les valeurs de l'œil de la cellule de recirculation qui sont de  $\psi_{\max} = 0.0250 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.023 \text{ m}$  ;  $\psi_{\max} = 0.0252 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.020 \text{ m}$  ;  $\psi_{\max} = 0.0254 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.018 \text{ m}$  et  $\psi_{\max} = 0.0259 \text{ m}^2/\text{s}$  en  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.017 \text{ m}$  respectivement pour  $T_w = 30^\circ\text{C}$  ;  $35^\circ\text{C}$  ;  $40^\circ\text{C}$  et  $50^\circ\text{C}$ . Vers la sortie du canal, les lignes de courant ne sont pas totalement parallèles, ce qui explique que l'écoulement est en développement. Ceci peut être bien visualisé sur la figure 5.38.

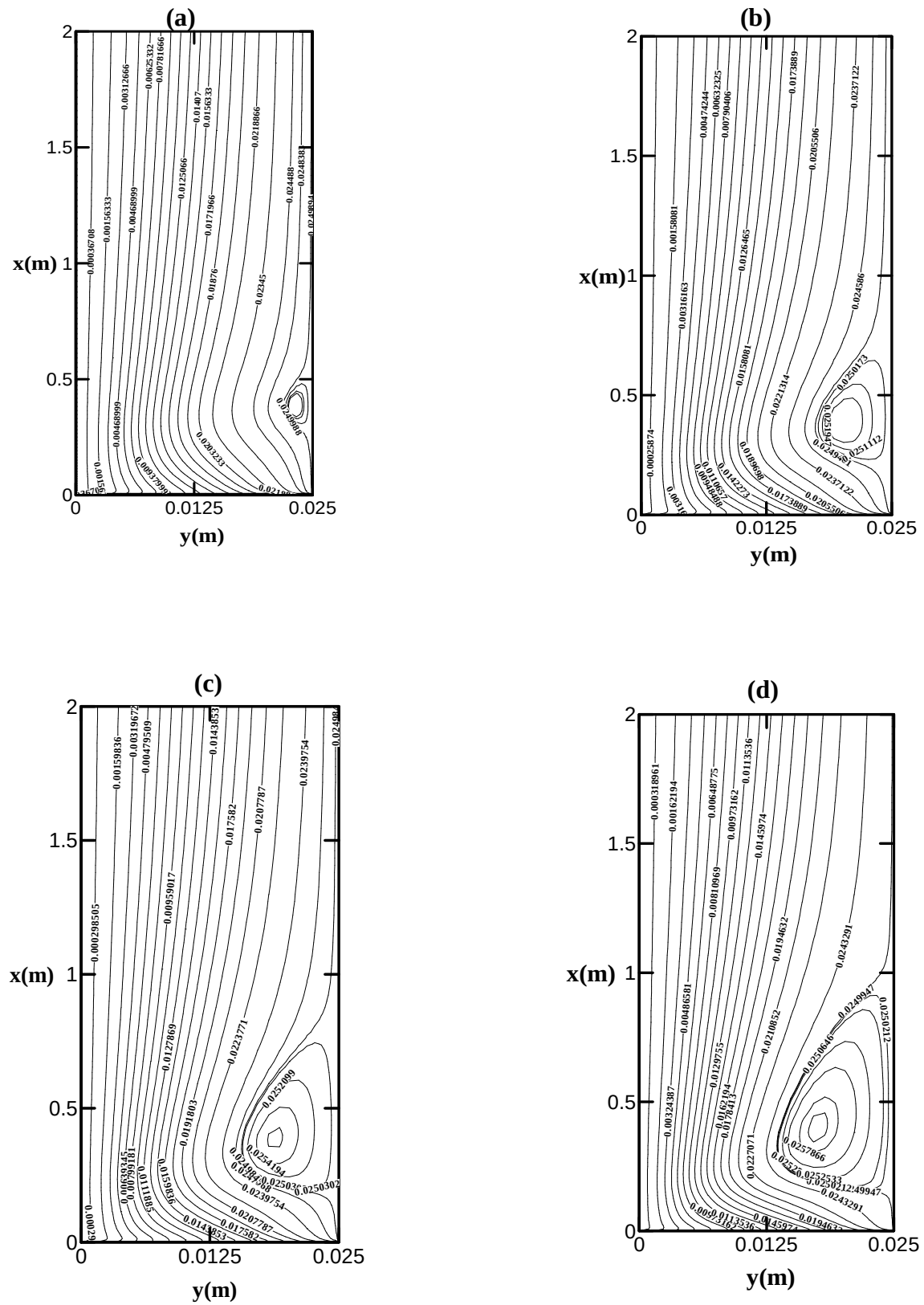


Figure 5.39 : Lignes de courant pour différentes température du film liquide (a)  $T_w = 30^\circ\text{C}$ , (b)  $T_w = 35^\circ\text{C}$ , (c)  $T_w = 40^\circ\text{C}$  et (d)  $T_w = 50^\circ\text{C}$ .

## 5.5. EFFET DU NOMBRE DE REYNOLDS SUR LE RENVERSEMENT D'ÉCOULEMENT ET SUR LES TRANSFERTS

Tableau 5.3 : Valeurs des différents paramètres pour la variation du nombre de Reynolds.

| Re  | $u_0(\text{m/s})$ |
|-----|-------------------|
| 300 | 0.101             |
| 500 | 0.169             |
| 700 | 0.237             |
| 800 | 0.271             |

Pour pouvoir examiner l'effet de la vitesse de l'air à l'entrée du canal, nous avons fait varier le nombre de Reynolds de l'écoulement d'air en considérant les cas suivants,  $Re = 300$  ;  $500$  ;  $700$  et  $800$ . La température de la paroi mouillée est de  $T_w = 50^\circ\text{C}$  ( $C_w = 80.4\text{g/kg}$ ), celle de l'air à l'entrée du canal reste fixée à  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  ; son humidité est de  $\phi_0 = 30\%$  ( $C_0 = 4.37\text{g/kg}$ ), avec une inclinaison de  $90^\circ$  (canal vertical) et un facteur de forme de  $\gamma = 1/80$ . Les nombres de Grashof thermique et massique sont respectivement de  $Gr_T = 4.4 \times 10^5$  et  $Gr_M = 2 \times 10^5$ . On constate que ces nombre de Grashof sont positifs. Ce qui montre que les forces d'Archimède thermique et massique agissent dans le sens de l'écoulement d'air ascendant.

### 5.5.1. Évolution des coefficients de transfert

L'effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de frottement,  $f^*Re$ , près de la paroi humide est représenté sur la figure 5.40. On constate que,  $f^*Re$  diminue par l'effet de la couche limite jusqu'à la position  $x = 0.013 \text{ m}$  où il atteint ses minimums avant de prendre ses valeurs maximales en  $x = 0.17 \text{ m}$ ,  $0.6 \text{ m}$ ,  $0.62 \text{ m}$  et  $0.67 \text{ m}$  respectivement pour  $Re = 300, 400, 700$  et  $800$ . Les maximums atteints par  $f^*Re$  sont dus à l'action des forces d'Archimède. Ces maximums diminuent avec l'augmentation de la vitesse de l'air à l'entrée du canal (grande valeur de  $Re$ ). Par ailleurs, on constate que, sur la première moitié du canal les frottements sont plus importantes avec les faibles nombre de Reynolds par contre sur le reste du canal ces dernières augmentent avec l'augmentation de  $Re$ . La convection forcée reportée sur cette figure, montre une diminution monotone de  $f^*Re$  jusqu'à la position  $x = 0.17 \text{ m}$  où il tend vers une valeur asymptotique constante de 24 correspondant.

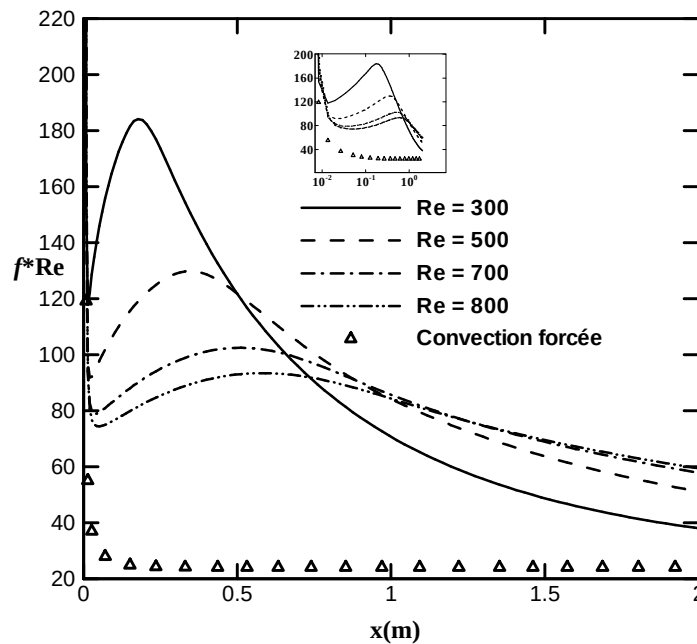


Figure 5.40 : Évolution axiale du coefficient de frottement près de la paroi humide.

Les frottements sur la paroi adiabatique exprimées par  $f^*Re_{AD}$ , sont présentées sur la figure 5.41. Près de cette paroi,  $f^*Re_{AD}$  diminue par l'effet de la couche limite et atteint des minimums locaux qui dépendent du nombre de Reynolds. En effet, l'accélération de l'écoulement près de la paroi humide est suivie d'une décélération près de celle adiabatique et  $f^*Re_{AD}$  prend des valeurs faibles avec les faibles nombre de Reynolds. Près de cette paroi adiabatique, les forces visqueuses deviennent plus importantes pour les plus grands nombre de Reynolds sur la première moitié du canal. Un changement de tendance du phénomène est observé sur le reste du canal où les frottements augmentent avec les faibles nombres de Reynolds. Sur la paroi adiabatique, on remarque que la taille de la cellule de recirculation diminue avec l'augmentation de Re soit  $0.14 < x < 1.018$  m ;  $0.31 < x < 1.32$  m ;  $0.54 < x < 1.47$  m et  $0.69 < x < 1.47$  m respectivement pour Re = 300, 500, 700 et 800. Ce qui implique un déplacement de la cellule de recirculation de l'écoulement vers l'intérieur du canal.

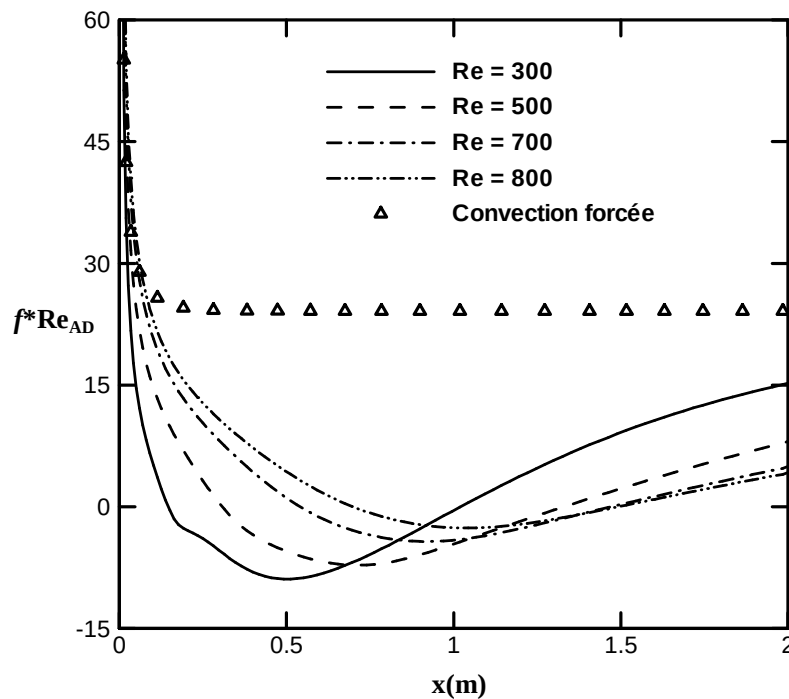


Figure 5.41 : Évolution axiale du coefficient de frottement près de la paroi adiabatique.

La figure 5.42 représente l'évolution axiale du nombre de Nusselt sensible qui caractérise les transferts par chaleur sensible sur la paroi humide. La diminution de  $Nu_S$ , est due à un gradient de température près de cette paroi. Fort est de constater que  $Nu_S$  diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui caractérise une diminution des transferts par chaleur sensible sur cette paroi. Ce phénomène est observé sur la première moitié du canal alors que dans le reste du canal  $Nu_S$  augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. En effet, vu que la paroi humide est maintenue à une température constante, l'augmentation du nombre de Reynolds augmente la vitesse d'évaporation et diminue les transferts par chaleur sensible sur cette paroi.

Le taux de transfert de masse échangé entre le film liquide et l'air est caractérisé par nombre de Sherwood,  $Sh$ , présenté dans la figure 5.43. Une vue d'ensemble de cette figure montre que l'allure de  $Sh$  est analogue à celle de  $Nu_S$  (Fig. 5.42). Par ailleurs, on remarque que pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds, les transferts de masse diminuent sur la première moitié du canal. En effet, lors de son passage dans le canal, l'écoulement d'air refroidit la paroi humide lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds. Ce refroidissement cause une diminution des transferts de masse entre le film liquide et l'air. Sur le reste du canal, on

constate une augmentation des transferts de masse sur la paroi du canal avec les nombres de Reynolds élevés.

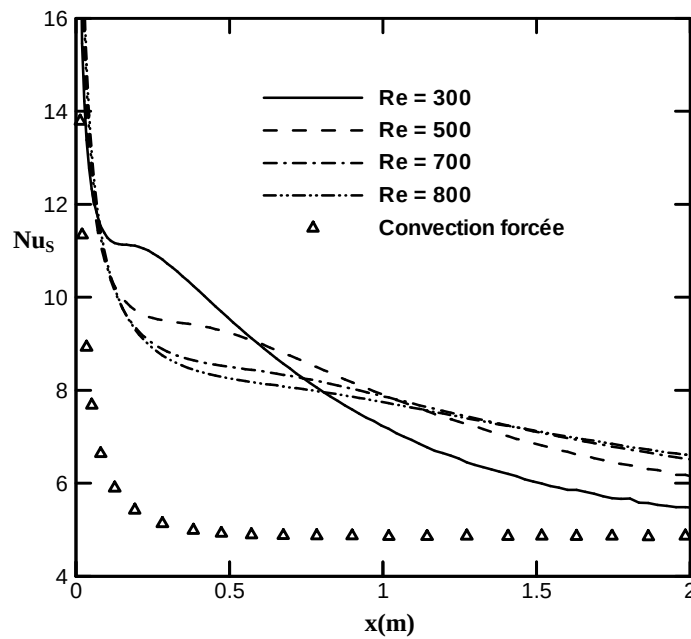


Fig.5.42 : Évolution axiale du coefficient de transfert thermique Nusselt sensible sur la paroi humide

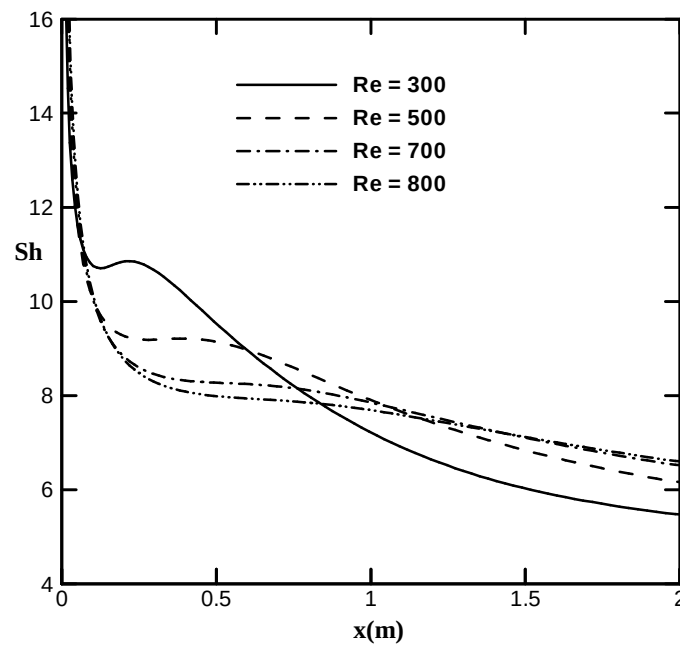


Fig.5.43 : Évolution axiale du coefficient de transfert massique nombre de Sherwood sur la paroi humide.

Afin d'étudier la contribution de l'échange par chaleur latente entre le film liquide et l'écoulement d'air, nous représentons le nombre de Nusselt latent,  $Nu_L$ , qui caractérise l'échange par chaleur latente entre le film liquide et l'écoulement d'air sur la figure 5.44. Cette figure montre que les transferts par chaleur latente diminuent lorsque l'air avance dans le canal. Cette diminution dépend effectivement du nombre de Reynolds. Pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds, les transferts par chaleur latente diminuent pour  $x < 0.7m$ , comme explicité ci-dessus. Ce phénomène est aussi observé sur  $Nu_S$  et  $Sh$ . Il est important de noter que malgré la diminution des transferts par chaleur latente lorsque le nombre de Reynolds augmente, cette dernière est beaucoup plus importante que les transferts échangés par chaleur sensible. On en déduit que le transfert de chaleur est dominé par le transport de chaleur latente associé à l'évaporation du film liquide.

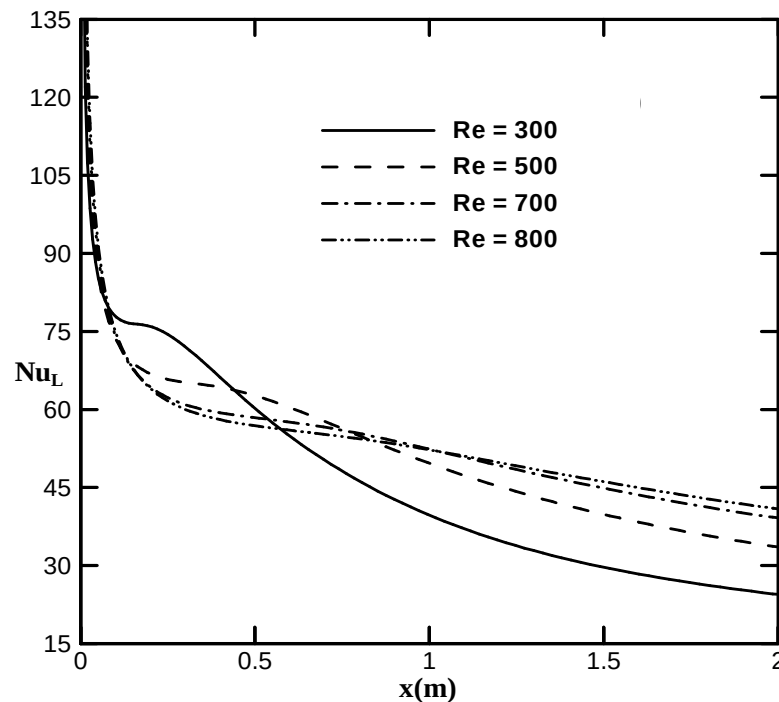


Fig.5.44 : Évolution axiale du coefficient des transferts thermiques Nusselt latent

L'évolution axiale du débit d'eau évaporé sur la paroi humide est représentée sur la figure 5.45. On constate que le débit décroît par un gradient de concentration près de la paroi humide jusqu'à la première moitié du canal où il tend vers des valeurs asymptotiques. En effet, lorsque  $Re$  augmente, le débit diminue jusqu'en  $x = 0.7m$ , ce qui se traduit par une diminution

de l'évaporation du film liquide. L'augmentation de la vitesse de l'air à l'entrée du canal due aux valeurs élevées de  $Re$  (Tableau 5.3) refroidit l'écoulement d'air à mesure qu'il s'écoule dans le canal et réduit les transferts par chaleur latente entre le film liquide et l'écoulement d'air. Ce qui fait diminuer le débit pour  $x < 0.7m$ . Par contre sur le reste du canal la tendance est inversée.

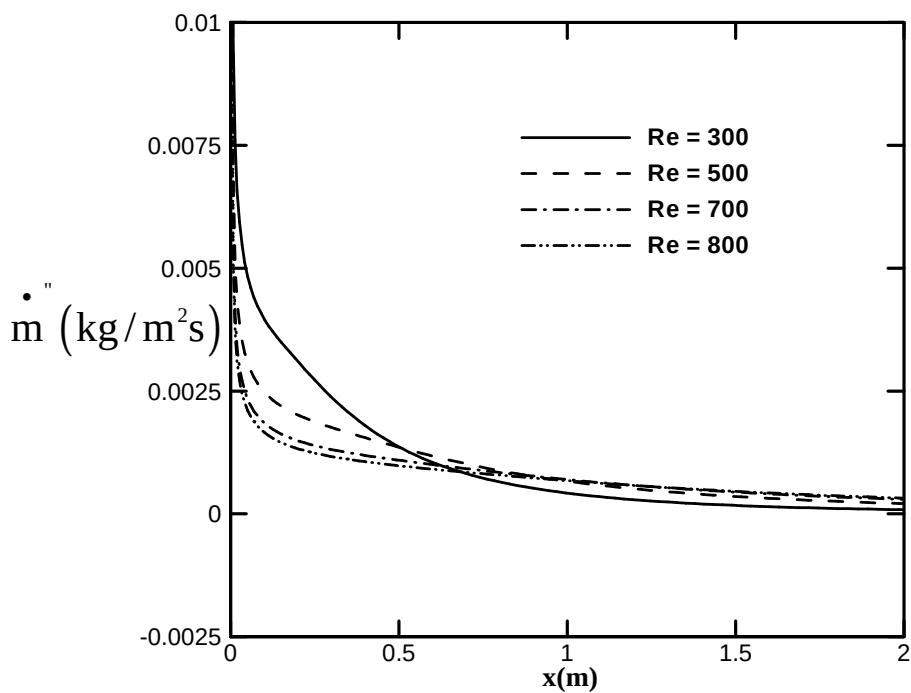


Fig.5.45 : Évolution axiale du débit évaporé sur la paroi humide.

### 5.5.2. Profils de vitesse dans le champ hydrodynamique et lignes de courant

Nous présentons, sur la figure 5.46 les profils de vitesse dans le champ hydrodynamique sur différentes valeurs du nombre de Reynolds. On constate que l'amplitude du champ de vitesse diminue quand le nombre de Reynolds augmente et s'aplatit au sommet. Sur la paroi adiabatique, la déformation de la vitesse près de cette paroi s'étend vers la sortie du canal.

La figure 5.47 montre les lignes de courant dans le canal. Sur la paroi adiabatique, l'effet du nombre de Reynolds est beaucoup plus prononcé. En effet, lorsque  $Re$  augmente la taille de la cellule de recirculation de l'écoulement diminue et ce dernier se déplace vers la paroi

adiabatique ainsi que vers la sortie du canal (Fig. 5.41). On note par ailleurs que l'œil de la recirculation de l'écoulement est de  $\psi_{\max} = 0.0259 \text{ m}^2/\text{s}$  pour  $x = 0.4 \text{ m}$  et  $y = 0.017$  ;  $\psi_{\max} = 0.0254 \text{ m}^2/\text{s}$  pour  $x = 0.63 \text{ m}$  et  $y = 0.019 \text{ m}$ ,  $\psi_{\max} = 0.0251 \text{ m}^2/\text{s}$   $x = 0.89 \text{ m}$  et  $y = 0.021 \text{ m}$  ;  $\psi_{\max} = 0.0250 \text{ m}^2/\text{s}$  pour  $x = 1.018 \text{ m}$ ,  $y = 0.022 \text{ m}$ . Respectivement pour  $Re = 300$  ; 500. 700 et 800. Une étude menée par Desrayaud et Lauriat (2009) en transfert de chaleur dans un canal vertical symétriquement chauffé par une température constante montre la présence d'une cellule de recirculation de l'écoulement parue au centre du canal. Leurs résultats montrent un déplacement de cette cellule vers la sortie du canal dont sa taille diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente.

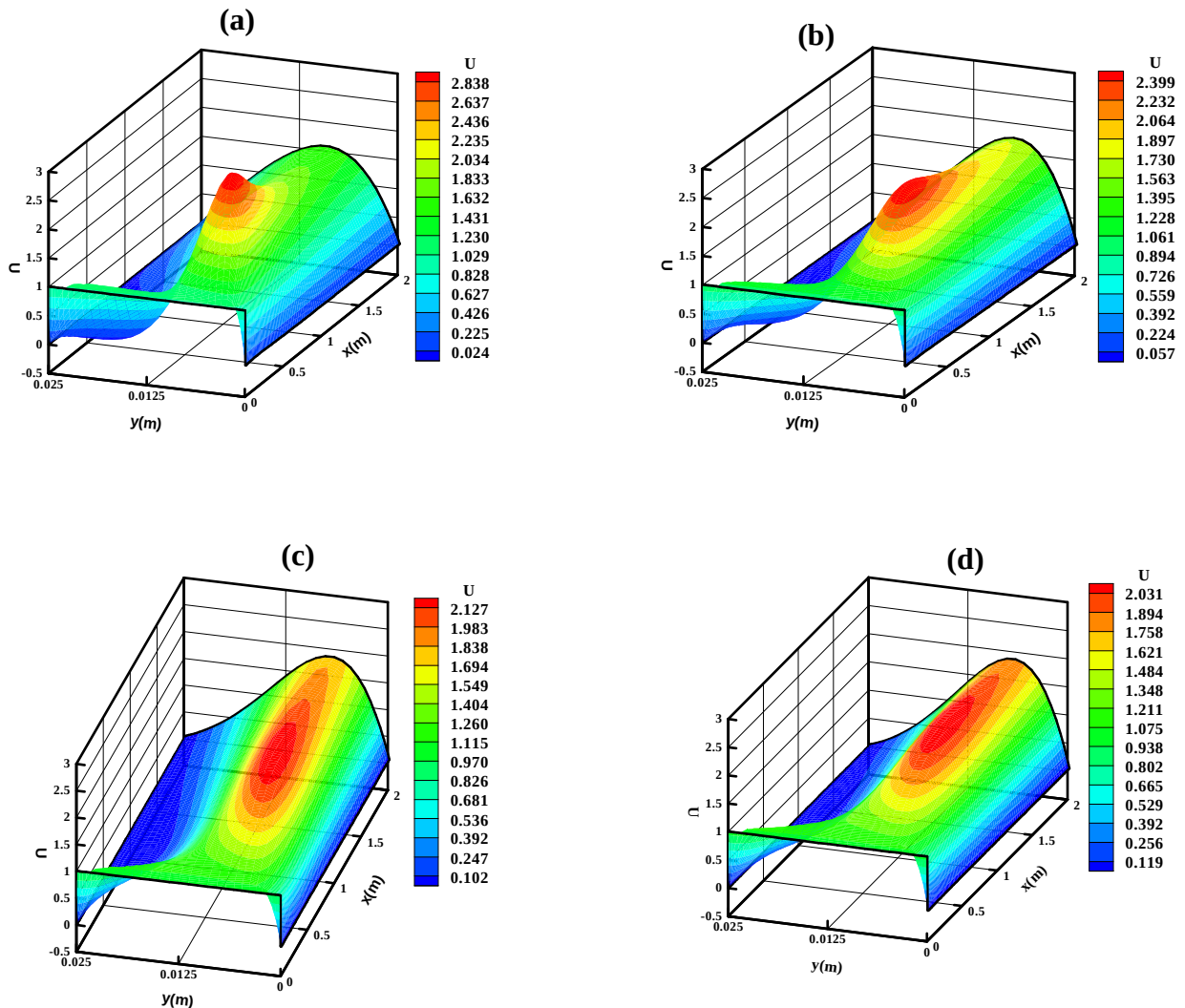


Figure 5.46 : Profils du champ hydrodynamique (a)  $Re = 300$ , (b)  $Re = 500$ , (c)  $Re = 700$  et (d)  $Re = 800$ .

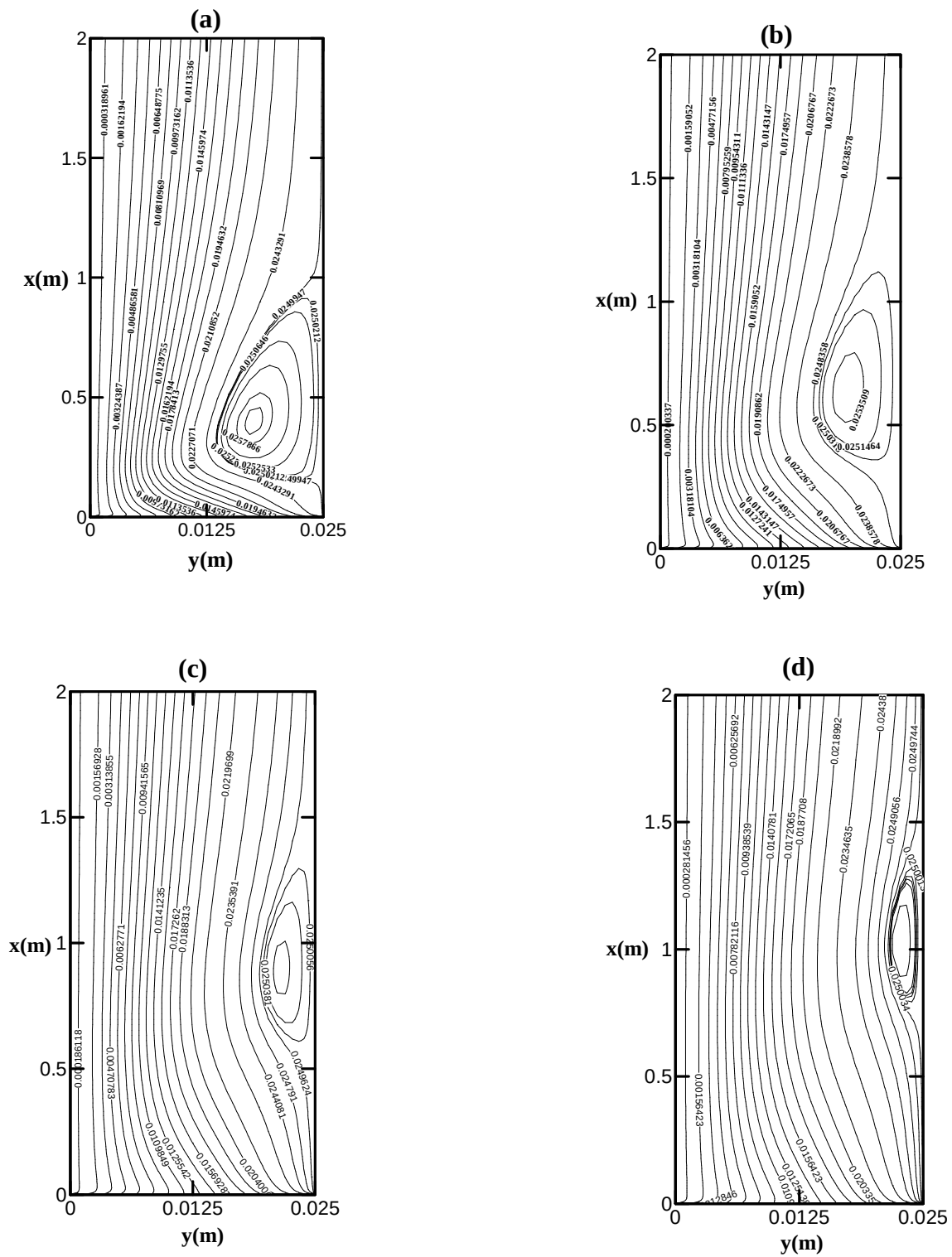


Figure 5.47 : Lignes de courant pour différents nombres de Reynolds (a)  $Re = 300$ , (b)  $Re = 500$ , (c)  $Re = 700$  et (d)  $Re = 800$ .

## 5.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats des simulations numériques portant sur une étude paramétrique des transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase dans un canal incliné asymétrique. Les résultats les plus importants peuvent être résumés comme suit :

- L'augmentation de l'angle d'inclinaison du canal favorise les transferts de chaleur et de masse entre le film liquide et l'écoulement d'air. Le cas idéal observé dans cette configuration est le cas du canal vertical où l'évaporation du film liquide est maximale. Dans tous les cas, les forces d'Archimède thermique et massique agissent dans le même sens que l'écoulement d'air et l'accélèrent.
- Lorsqu'on augmente le facteur de forme du canal, les transferts augmentent sur la paroi humide par contre sur le champ thermique et massique, les transferts diminuent. Sur le champ hydrodynamique, les transferts augmentent avec l'augmentation du rapport de forme.
- Une étude paramétrique sur la température du film liquide montre que cette dernière augmente les transferts lorsque la paroi humide est soumise à des températures élevées. L'échange par chaleur latente est beaucoup plus importantes comparé à celui par chaleur sensible. Ceci est dû au fait que  $Nu_L$  dépend effectivement de la température de la paroi humide. Une augmentation de cette température augmente les transferts par chaleur latente.
- La variation du nombre de Reynolds sur l'écoulement et les transferts montre que les transferts par chaleur sensible et latente ainsi que sur le débit évaporé diminuent sur la paroi humide lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, et ce sur la première moitié du canal. Cette diminution réduit le taux d'évaporation du film liquide. Ces résultats montrent que lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, la cellule de recirculation d'air diminue sa taille et se déplace vers la sortie du canal.

Il est important de mentionner dans ce chapitre que le phénomène de renversement d'écoulement (vitesse axiale négative) a eu lieu près de la paroi adiabatique. Avec l'étude paramétrique menée, il découle que la cellule de recirculation de l'écoulement d'air augmente ou diminue de taille en fonction des paramètres simulés. Ce phénomène, peu répondu dans la littérature en transfert de chaleur et de masse avec chauffage des parois, fait partie de l'originalité de ce travail qui tient compte de la diffusion axiale sur les équations de conservation (modèle elliptique).

## CHAPITRE 6

# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉVAPORATION PAR CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL ADIABATIQUE

### 6.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus pour le cas de l'évaporation en présence d'un écoulement d'air laminaire ou turbulent ascendant dans un canal vertical. Ce canal est formé de deux plaques planes parallèles mouillées par un film d'eau maintenues adiabatiques ou soumises à un flux de chaleur constant sur les parois.

Ce chapitre est composé de deux parties principales. Dans la première partie, nous présentons les résultats expérimentaux pour un écoulement d'air laminaire ou turbulent ascendant avec transferts couplés de chaleur et de masse. L'effet des paramètres opératoires (vitesse et température de l'air à l'entrée du canal et le débit d'alimentation en eau), a été étudié afin de pouvoir évaluer la contribution de ces paramètres sur la quantité d'eau évaporée, éléments indispensables pour la détermination des performances des évaporateurs solaires. Les résultats ont été exprimés en terme de profils de température dans la phase gazeuse, dans le film liquide ainsi qu'en terme d'évolution du débit d'évaporation.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présentons les résultats d'une confrontation de la simulation numérique et ceux des essais expérimentaux. Une comparaison numérique-expérimentale est présentée sur les profils de vitesse dans la phase gazeuse, la température des parois mouillées ainsi que sur le débit d'eau évaporé.

### 6.1.1. Description du dispositif

Le dispositif étudié est un canal vertical formé de deux plaques planes parallèles maintenues adiabatiques et humides (Fig.6.1). Les deux parois du canal sont de longueurs  $L$  et distantes de  $2b$ . Un film d'eau d'épaisseur négligeable ruisselle sur leurs faces internes par gravité. Un écoulement d'air laminaire ascendant circule entre les deux plaques avec, à l'entrée du canal, une température et humidité constantes et un profil de vitesse uniforme et constant. L'écoulement d'air et le film liquide en ruissellement sont en contre courant. Rappelons que le détail du banc d'essai expérimental est présenté au chapitre 3 (Fig. 3.7 et 3.8).

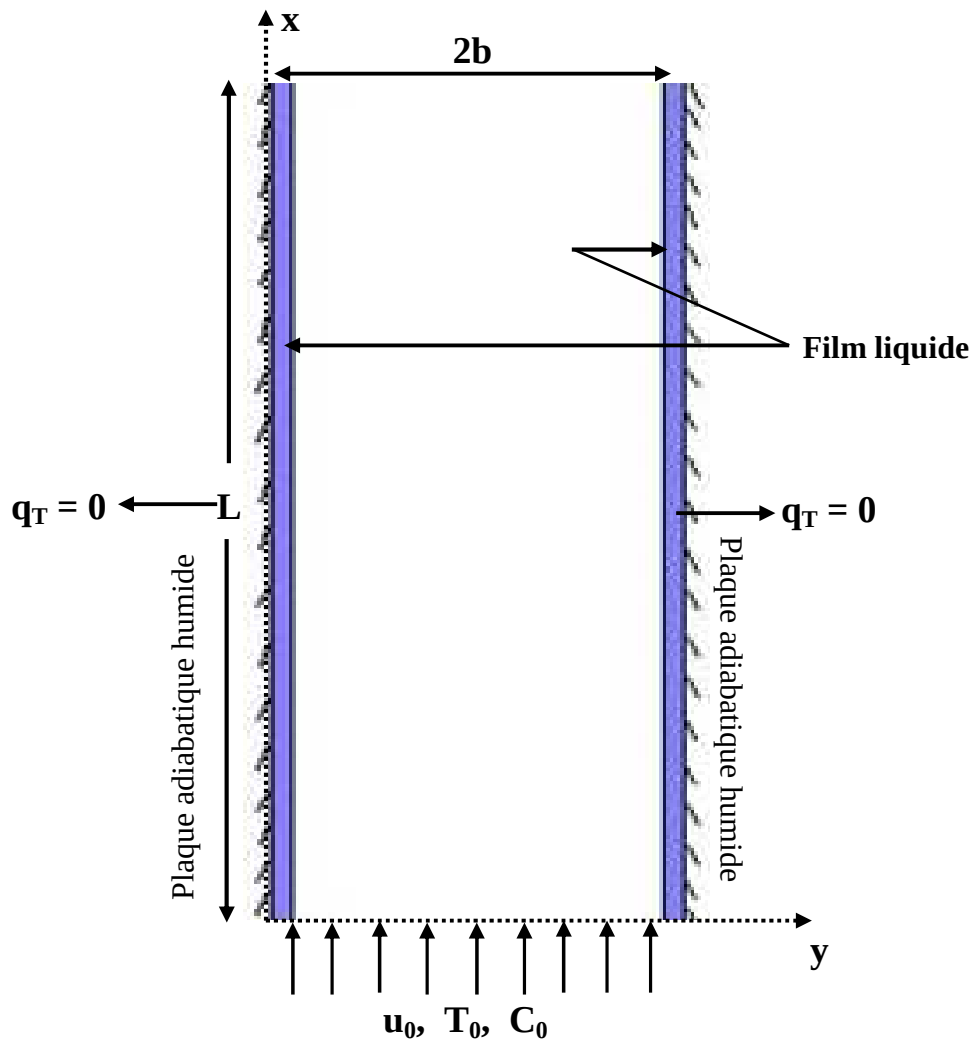


Fig.6 1. Schéma du modèle physique.

## **6.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET CONFRONTATION AVEC LA SIMULATION**

L'étude expérimentale du processus d'évaporation dans un canal à été menée grâce au dispositif décrit au chapitre 3. Dans un premier temps, nous présentons les résultats obtenus grâce à ce banc d'essais. En deuxième lieu nous présenterons une comparaison entre ces résultats et ceux obtenus par la simulation numérique.

### **6.2.1. Résultats de l'étude expérimentale.**

Nous avons conduit une étude expérimentale portant sur l'influence de certains paramètres qui conditionnent le bon fonctionnement de l'évaporateur solaire. Ces paramètres sont :

- La température de soufflage de l'air,  $T_0$
- La vitesse de soufflage de l'air,  $u_0$
- Le débit de l'eau d'alimentation,  $m_a$

Il est à noter que toutes les séries de mesures concernant cette étude ont été effectuées en régime permanent.

#### **A. Cas d'un écoulement d'air laminaire**

##### **6.2.1.1. Étude de l'influence de la température de soufflage de l'air**

Pour entretenir l'évaporation du film liquide, l'apport d'énergie est nécessaire. Ce phénomène intervient essentiellement dans le processus de la distillation solaire. Pour améliorer le rendement de ce processus, il est nécessaire d'augmenter la quantité d'énergie fournie au système. En effet, les séries de mesures expérimentales que nous avons effectuées visent à quantifier l'influence de la température de soufflage de l'air sur le rendement de l'évaporation.

L'étude réalisée dans le cadre de ce travail trouve son application pratique dans les systèmes de dessalement solaire. Nous avons effectué des séries de mesures en faisant varier la température de soufflage de l'air à l'entrée du canal.

### 6.2.1.1.1. Température moyenne de la paroi humide

L'aspect global de l'échange de chaleur entre l'air chauffé et le film ruisselant peut être examiné à travers la variation de la température moyenne de la paroi humidifiée ( $T_{w-m}$ ). La figure 6.2 illustre la variation de cette grandeur en fonction de la température de soufflage de l'air à l'entrée du canal ( $T_0$ ). Nous constatons une augmentation de la température moyenne de la paroi humide avec la température de l'air. Toutefois, cette augmentation reste faible. Elle est de l'ordre de 3 à 4 °C pour une augmentation de  $T_0$  d'environ 20°C. Ceci peut être expliqué par le fait que la chaleur apportée par l'air est consommée en majorité par l'évaporation. On en déduit que la chaleur convertie vers le film liquide en chaleur sensible, et par suite la variation de température de l'eau restent relativement faibles.

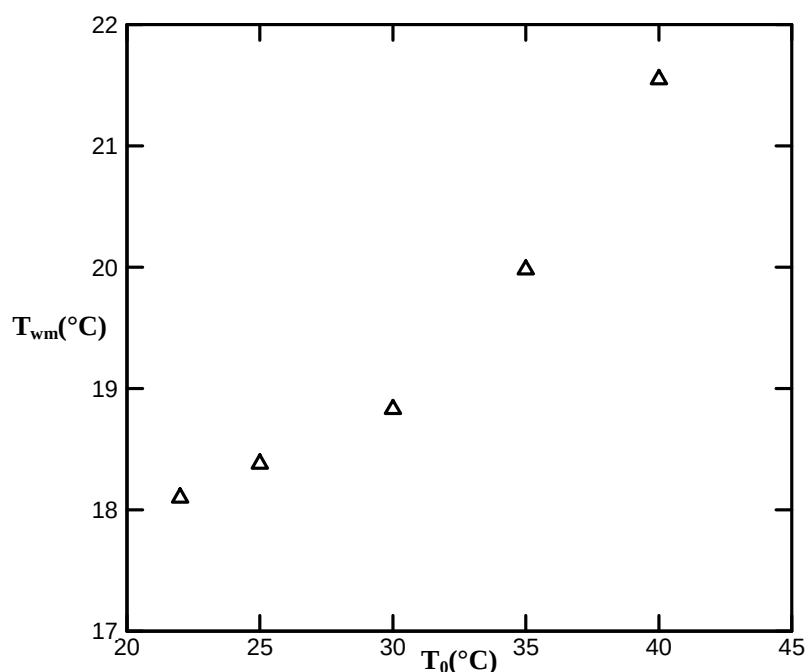


Figure 6.2 : Évolution de la température moyenne de la paroi mouillée en fonction de la température de soufflage de l'air à l'entrée, [ $u_0 = (0.26 \pm 0.02)$  ;  $Re = 1478$  ; ( $m_a = 1.5 \pm 0.01$ ) l/h ;  $\phi_{amb} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{amb} = (18.2 \pm 0.4)$  °C ;  $T_1 = (17.4 \pm 0.4)$  °C ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

### 6.2.1.1.2. Débit d'eau évaporé

L'augmentation de la température moyenne de la paroi humide doit se traduire par une augmentation du débit d'évaporation. En effet, la figure 6.3 montre que plus la température de l'air augmente, plus l'évaporation s'intensifie. Cette intensification peut se poursuivre jusqu'à un certain moment où l'augmentation de  $T_0$  n'aura pas d'effet sur l'évaporation du film liquide. Dans ce cas l'échange de chaleur entre l'air et le film liquide sera limitée par une valeur critique de  $T_0$ . Le système présentera donc un rendement qui ne dépassera pas une certaine valeur, malgré qu'on n'a pas pu atteindre cette valeur critique de  $T_0$  vue l'insuffisance de chauffage de l'air à l'entrée du canal à des températures plus élevées. Cette situation peut être observée sur la variation de la vitesse de soufflage de l'air présentée ci-dessous (Fig. 6.7) où la vitesse critique est atteinte.

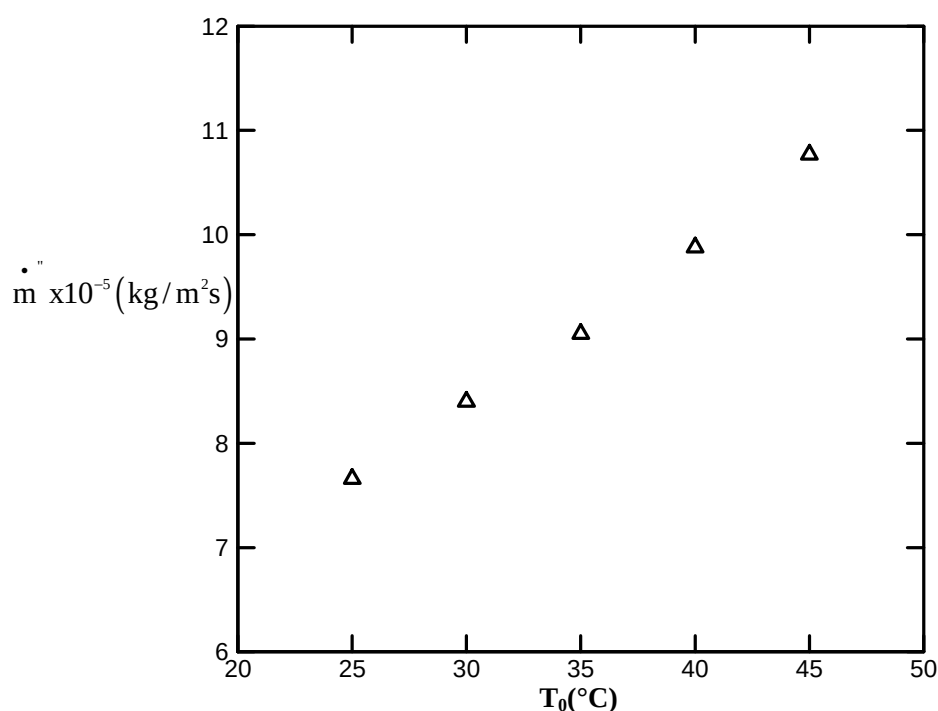


Figure 6.3 : Évolution du débit d'évaporation en fonction de la température de soufflage de l'air à l'entrée, [ $u_0 = (0.26 \pm 0.02)$  ;  $Re = 1478$  ; ( $m_a = 1.5 \pm 0.01$ ) l/h,  $\phi_{amb} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{amb} = (18.2 \pm 0.4)$  °C ;  $T_l = (17.4 \pm 0.4)$  °C ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

#### 6.2.1.1.3. Répartition de la température dans le film liquide

La figure 6.4 présente l'évolution axiale de la température le long des parois mouillées. Globalement, on constate que le film liquide s'échauffe à mesure qu'il s'écoule sur les parois du canal. Cet échauffement est dû à un transfert par chaleur sensible de l'air chaud vers les parois mouillées qui devient très important en bas du canal ( $x = 0$ ). Il en résulte donc un transfert en chaleur latente du film vers l'écoulement d'air favorisant l'évaporation de celui-ci. Vers la sortie du canal, la température du film tend vers une valeur asymptotique de  $17.4^{\circ}\text{C}$ . Cette température correspond à celle de l'alimentation de l'eau en ruissellement.

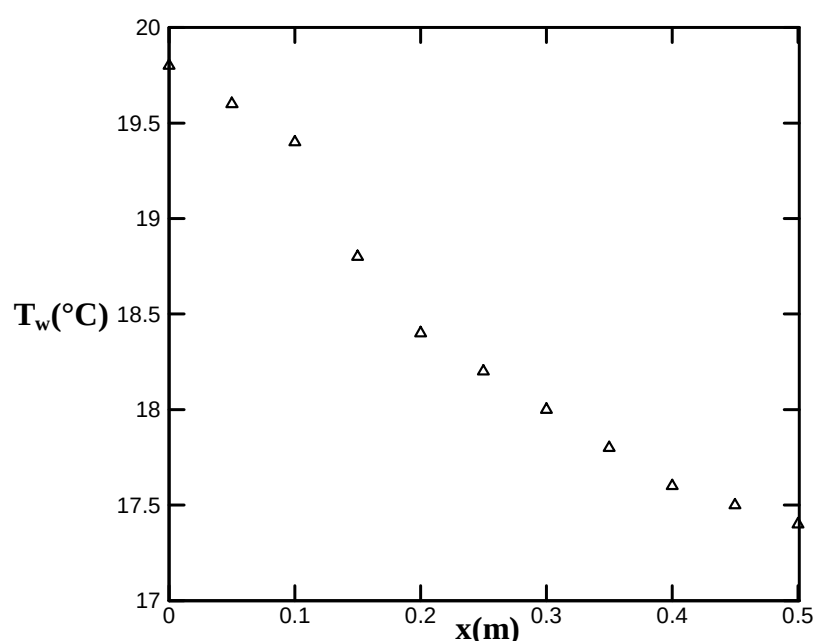


Figure 6.4 : Profil de température dans le film liquide,  $[u_0 = (0.26 \pm 0.02)$  ;  $\text{Re} = 1478$  ;  $(m_a = 1.5 \pm 0.01)$  l/h.  $\phi_{\text{amb}} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{\text{amb}} = (18.2 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $T_0 = (35^{\circ}\text{C} \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $T_1 = (17.4 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

#### 6.2.1.1.4. Répartition de la température dans la phase gazeuse

La figure 6.5 présente les profils de température expérimentaux dans la phase gazeuse sur 3 positions axiales le long du canal, comme illustré sur cette figure. Sur les parois et très près de celles-ci on constate que l'évolution de la température est presque symétrique. Au centre du canal et en  $y = 0.02$  m et  $y = 0.03$  m on constate que les profils de température prennent presque les mêmes valeurs avec une petite différence qui montre la présence d'un

leger refroidissement de l'air au fur et à mesure qu'il s'écoule dans le canal. Ce refroidissement est dû aux transferts de chaleur entre l'air chaud et le film liquide. En effet, d'une part, ce film s'évapore et la chaleur latente d'évaporation est en partie puisée dans l'air, d'autre part, l'air cède de la chaleur au film sous forme de chaleur sensible.

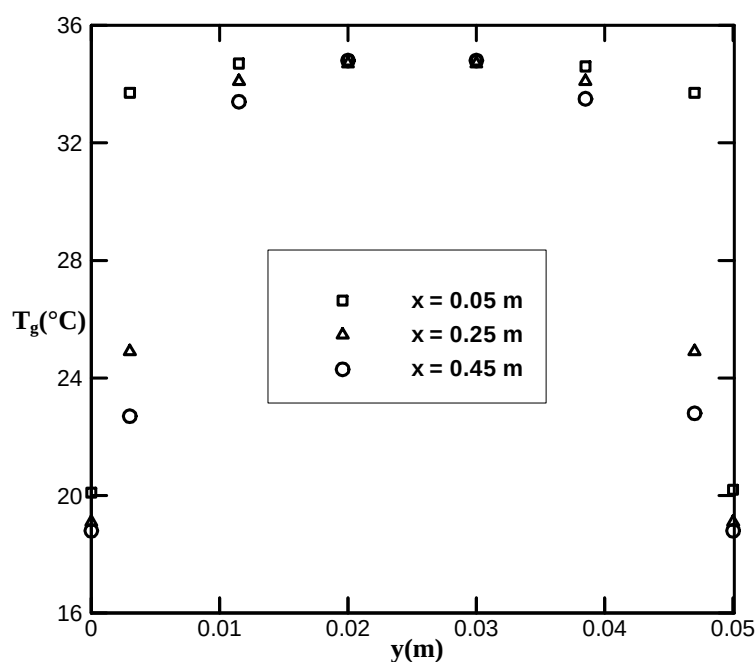


Figure 6.5 : Profils de température dans l'air, [ $u_0 = (0.26 \pm 0.02)$  ;  $Re = 1478$  ;  $(m_a = 1.5 \pm 0.01) \text{ l/h}$ .  $\phi_{amb} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{amb} = (18.2 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $T_0 = (35^\circ\text{C} \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $T_1 = (17.4 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

#### 6.2.1.1.5. Influence du débit d'eau d'alimentation

Au regard du dispositif expérimental, la conception du système d'alimentation ne permet pas l'utilisation d'un débitmètre afin de pouvoir mesurer la quantité d'eau évaporée. En effet, l'eau est conduite du réservoir à l'entrée par le biais d'un tuyau relié entre ce réservoir et la partie supérieure des deux parois (voir figure 3.3). Afin de pouvoir varier le débit d'alimentation, on agit sur les vannes qui assurent l'alimentation en eau des parois mouillées.

Ainsi, nous avons pu suivre le fonctionnement de l'évaporateur solaire pour différentes valeurs de ce paramètre. La figure 6.6 résume les résultats obtenus pour trois valeurs différentes du débit de l'eau d'alimentation.

Le décalage observé entre les courbes correspondantes aux différentes valeurs du débit de l'eau d'alimentation met en évidence l'influence de ce paramètre sur le rendement de l'évaporateur. En effet, pour une même valeur de la température de soufflage de l'écoulement d'air, le débit évaporé est d'autant plus important que celui de l'eau d'alimentation est faible. On constate que ces deux grandeurs varient dans le sens opposé.

Fort est de constater que les résultats des mesures présentées sur la figure 6.6 prouvent que le rendement de l'évaporateur est très réduit par une augmentation du débit d'eau d'alimentation. On constate, par ailleurs, que les courbes de cette figure ne sont pas parallèles, ce qui fait apparaître une différence de comportement du débit évaporé lorsqu'on augmente le débit d'alimentation en eau. Pour un débit d'eau d'alimentation de 1l/h et à partir d'une température de soufflage de l'air de 40°C l'évaporation du film liquide est meilleure. Le rendement de l'évaporateur est meilleur pour les faibles débits avec une température de soufflage de l'air plus élevée.

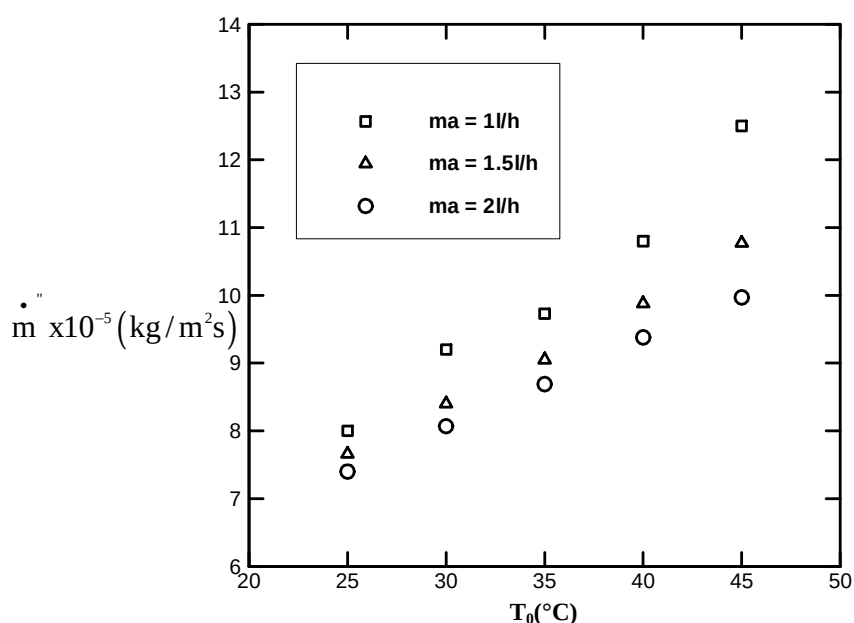


Figure 6.6 : Influence du débit d'eau d'alimentation,  $[u_0 = (0.26 \pm 0.02)$  ;  $Re = 1478$  ;  $\phi_{amb} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{amb} = (18.2 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $T_1 = (17.4 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

## **B. Cas d'un écoulement d'air turbulent**

### **6.2.1.2. Influence de la vitesse de soufflage de l'air**

#### **6.2.1.2.1. Débit évaporé**

La figure 6.7 présente l'évolution du débit évaporé en fonction de la vitesse de soufflage de l'air à l'entrée du canal. Fort est de constater que le débit évaporé augmente avec l'augmentation de la vitesse de soufflage. Cette augmentation favorise l'évaporation du film liquide due à un transfert par chaleur sensible de l'écoulement d'air vers celui-ci. En effet, pour les grandes valeurs de la vitesse de soufflage, l'évolution du débit d'évaporation présente une asymptote tendant vers  $21.85 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2\text{s}$  à partir d'une vitesse limite de  $0.70 \text{ m/s}$ . Par ailleurs, on constate qu'au-delà de cette valeur l'évaporation entre l'écoulement d'air et le film liquide est limitée. Ce qui montre que le rendement du système est limité au-delà de cette vitesse.

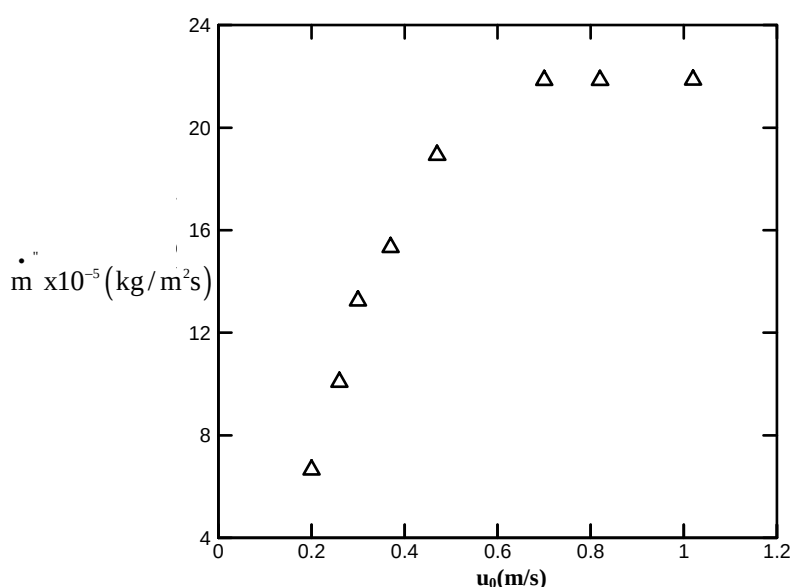


Figure 6.7 : Évolution du débit évaporé en fonction de la vitesse de soufflage de l'air à l'entrée,  $[(m_a = 2 \pm 0.01) \text{ l/h} ; T_0 = (35 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; \phi_0 = (32 \pm 2)\% ; T_{\text{amb}} = (22.7 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; \phi_{\text{amb}} = (63 \pm 2)\%]$ .

#### 6.2.1.2.2. Température de l'air à la sortie du canal

La figure 6.8 présente l'évolution de la température de l'écoulement d'air à la sortie du canal en fonction de la vitesse de soufflage de l'air pour un débit d'eau d'alimentation de  $2 \text{ l/h}$ . Une analyse globale de cette figure montre que cette température augmente et prend des valeurs importantes avec l'augmentation de la vitesse de soufflage de l'air. En effet, pour une vitesse d'entrée d'air de  $u_0 = (0.56 \pm 0.02) \text{ m/s}$ , on note une température à la sortie du canal de  $T_s = (32.8 \pm 0.4)^\circ\text{C}$ . C'est en ce point qu'on commence à détecter une valeur asymptotique de  $T_s$  qui ne dépasse pas  $33^\circ\text{C}$ . Cette valeur asymptotique semble être la valeur limite atteinte

par l'air à la sortie du canal pour laquelle l'augmentation de la vitesse de l'air à l'entrée du canal n'a pas d'effet sur l'évaporation du film liquide. On peut en déduire que le rendement du système étudié atteint ses limites.

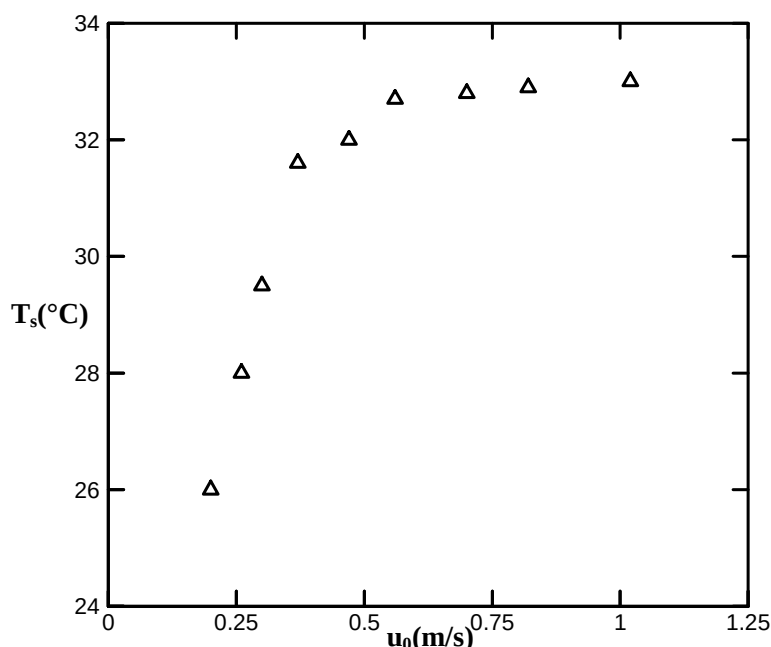


Figure 6.8 : Évolution de la température de l'air à la sortie du canal en fonction de la vitesse de soufflage de l'air à l'entrée,  $[(m_a = 2 \pm 0.01) \text{ l/h} ; T_0 = (35 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; \phi_0 = (32 \pm 2)\% ; T_{\text{amb}} = (22.7 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; \phi_{\text{amb}} = (63 \pm 2)\%]$ .

### 6.2.1.2.3. Répartition de la température dans le film liquide

L'évolution axiale de la température le long des parois mouillées est présentée sur la figure 6.9. Une analyse de cette courbe montre que la température augmente le long de la plaque au fur et à mesure que le film liquide s'écoule. Cette augmentation est expliquée par un échauffement des parois dû essentiellement à un transfert par chaleur sensible de l'air vers le film liquide au fur et à mesure qu'il s'écoule sur les parois du canal. Une évaporation du film liquide a lieu et s'intensifie de plus en plus que l'air pénètre dans le canal en puisant de la chaleur dans l'air chaud. Près de l'entrée de l'écoulement d'air dans le canal ( $x = 0$ ), on constate un léger réchauffement de l'air dû essentiellement à un transfert de chaleur de l'écoulement d'air vers le film liquide. Vers la sortie du canal, la température des parois mouillées diminue et tend vers une valeur asymptotique de  $21.1^\circ\text{C}$  inférieure à la température ambiante ( $T_{\text{amb}} = 22.7^\circ\text{C}$ ).

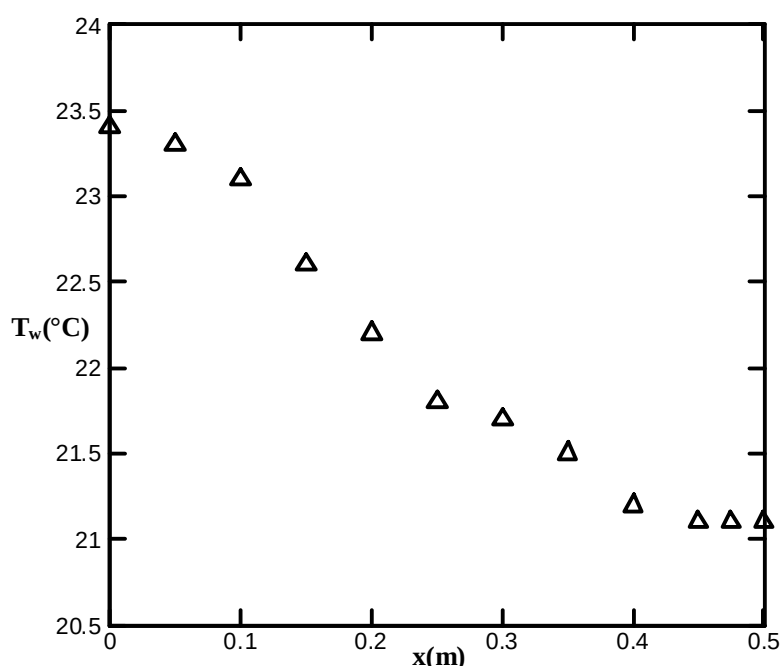


Figure 6.9 : Profil de température du film, [ $u_0 = (0.56 \pm 0.02)$  m/s et  $Re = 3210$ ] ;  
 $(m_a = 2 \pm 0.01)$  l/h ;  $T_0 = (35 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $\phi_0 = (32 \pm 2)\%$  ;  $T_{\text{amb}} = (22.7 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  
 $\phi_{\text{amb}} = (63 \pm 2)\%$ .

#### 6.2.1.2.4. Répartition de la température dans la phase gazeuse.

Le profil de température dans la phase gazeuse est présenté sur la figure 6.9 pour différentes positions le long du canal ( $x = 0.05\text{m}$  ;  $0.25\text{m}$  et  $0.45\text{m}$ ). On constate que l'air se refroidit au fur et à mesure qu'il s'écoule dans le canal. Ce refroidissement est dû à un transfert de chaleur entre l'air chaud et le film liquide. En effet, ce film s'évapore et une partie de la chaleur latente d'évaporation est puisée dans l'air. L'air chaud cède, à son tour, de la chaleur au film sous forme de chaleur sensible. On constate par ailleurs que, dans ce cas où la vitesse de soufflage de l'air est importante, le refroidissement de ce dernier est important par rapport à un écoulement laminaire (Fig. 6.5). Cette différence, constatée suivant les positions axiales données, est due à l'effet de la vitesse de l'air à l'entrée du canal importante qui favorise le refroidissement de celui-ci.

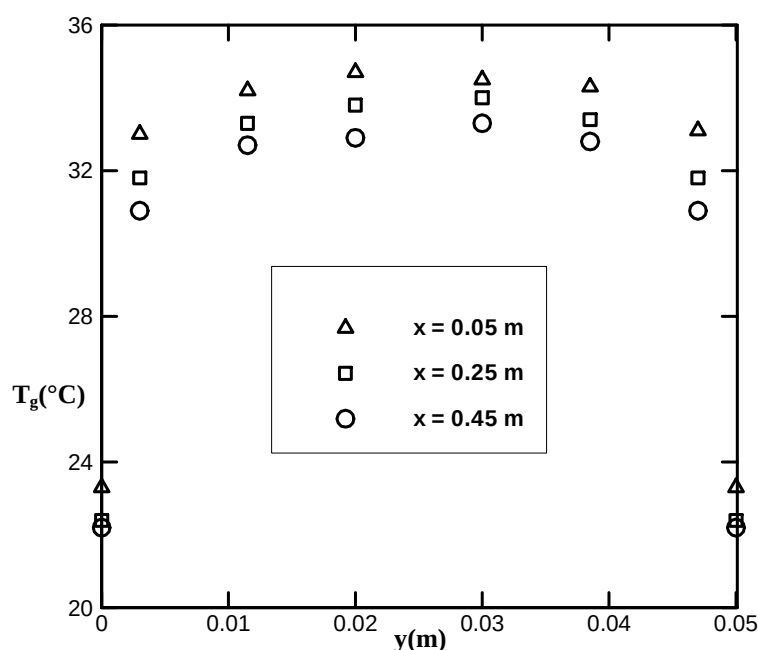


Figure 6.9 : Profil de température dans la phase gazeuse, [ $u_0 = (0.56 \pm 0.02)$  m/s et ( $Re = 3210$ ) ; ( $m_a = 2 \pm 0.01$ ) l/h ;  $T_0 = (35 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $\phi_0 = (32 \pm 2)\%$  ;  $T_{\text{amb}} = (22.7 \pm 0.4)^\circ\text{C}$  ;  $\phi_{\text{amb}} = (63 \pm 2)\%$ ].

### 6.2.2. Confrontation avec les résultats de la simulation numérique.

Les équations différentielles qui gouvernent le phénomène étudié peuvent être décrites sous la forme la plus générale. La recherche de solutions numériques se fait le plus souvent par l'élaboration d'un modèle mathématique moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Vue la complexité du problème étudié, l'adoption de ces hypothèses simplificatrices est parfois nécessaire.

Il est à noter que les hypothèses simplificatrices ainsi que les approximations considérées peuvent induire des erreurs allant jusqu'à la perte du sens physique du phénomène à étudier. En effet, une confrontation des solutions numériques avec l'expérience s'avère nécessaire. Ceci permet de justifier les hypothèses et les approximations considérées dans l'étude.

On s'intéresse, dans cette partie, à une comparaison des résultats de la simulation numérique à ceux obtenus par l'expérience. Cette comparaison portera sur les grandeurs mesurées telles

que, le profil de température dans la phase gazeuse, la température du film liquide ainsi que sur le débit évaporé. Nous avons considéré deux cas :

Un canal avec parois chauffées symétriquement par une densité de flux de chaleur constante et uniforme sans chauffage de l'air soufflé et un canal dont les parois sont isolées thermiquement avec chauffage de l'air soufflé. Dans les deux cas, les parois du canal sont mouillées par ruissellement d'un film d'eau liquide.

### 6.2.2.1. Cas d'un canal vertical avec chauffage pariétal symétrique

Nous avons considéré, dans cette partie, le cas où le canal (Fig. 6.1) est symétriquement chauffé par une densité de flux de chauffage constante. Un écoulement d'air laminaire ascendant est soufflé avec une vitesse, une température et une humidité constantes à l'entrée du canal. La confrontation des résultats expérimentaux à ceux de la simulation numérique a été comparée sur les profils de température dans la phase gazeuse ainsi que sur la température de la paroi humide. Pour ce faire, les conditions de l'expérimentation (flux,  $Re$ ,  $u_0$ ,  $T_0$ ,  $\phi_0$ ) ont été introduites pour faire fonctionner le code numérique.

#### 6.2.2.1.1. Répartition de la température dans la phase gazeuse.

La figure 6.10 présente une comparaison entre les résultats de la simulation numérique à ceux issus de l'expérience portant sur le profil de température dans la phase gazeuse. Ces résultats ont été réalisés dans le cas d'un chauffage des parois du canal d'une manière symétrique et ce pour une densité de flux de chauffage de  $650\text{W/m}^2$ . Près des parois du canal, les résultats de la simulation numérique surestime l'expérience par contre la tendance est inversée sur l'axe du canal. Par ailleurs, on constate que l'écoulement d'air se réchauffe de plus en plus qu'il s'écoule dans le canal suite à un transfert par chaleur sensible du film chauffé vers l'air. On note que la comparaison des résultats de la simulation numérique et ceux de l'expérience présentent un écart d'environ 13.2% observé près des parois par contre sur la veine centrale du canal, l'écart est meilleur (6.08%). L'écart maximal observé (13.2%) peut être expliqué par les hypothèses simplificatrices adoptées par le modèle (voir § 2.2.2) et les erreurs de mesures expérimentales ( $\Delta T = \pm 2.5^\circ\text{C}$  ;  $\Delta \phi = \pm 2\%$  ;  $\Delta T_0 = 0.4^\circ\text{C}$  ;  $\Delta u_0 = \pm 0.02\text{ m/s}$ ).

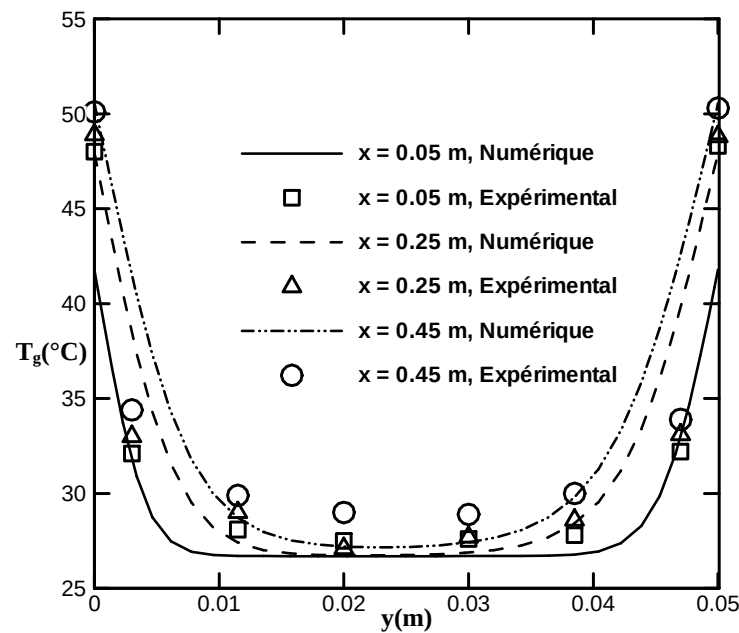


Figure 6.10 : profils de température dans la phase gazeuse,

$[T_0 = (28.1 \pm 0.4)^\circ\text{C}, u_0 = (0.27 \pm 0.02) \text{ m/s}, (\text{Re} = 1620) ; \phi_0 = (61.3 \pm 2)\%,$   
 $(q_f = 650) \text{ W/m}^2 ; (m_a = 2.6 \pm 0.01) \text{ l/h}]$ .

#### 6.2.2.1.2. Répartition de la température dans le film liquide

Nous présentons dans cette figure 6.11 une comparaison entre les résultats numériques et ceux de l'expérience de la température dans le film liquide pour une densité de flux de chauffage de  $q_f = 850 \text{ W/m}^2$ . On constate que le film se refroidit de plus en plus qu'il s'écoule sur la paroi suite à un transfert par chaleur latente du film vers l'air. Sur presque la première moitié du canal, la comparaison entre le numérique et l'expérience est meilleure, 1.36%. Vers la sortie de l'écoulement d'air dans le canal (entrée du film liquide en ruissellement) l'écart est de 4.7%. Cette comparaison confirme l'hypothèse du film d'épaisseur négligeable. On constate par ailleurs que près de l'entrée du canal,  $0 < x < 0.1 \text{ m}$  le modèle mathématique sous-estime la température de la paroi alors que sur le reste du canal le numérique surestime cette température.

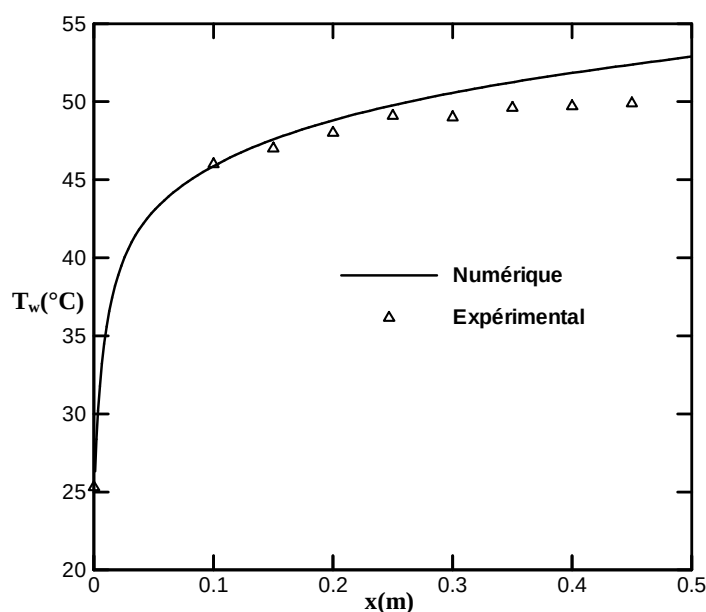


Figure 6.11 : Evolution axiale de la température dans le film liquide,  
 $[T_0 = (26.8^\circ \pm 0.4)^\circ\text{C}, u_0 = (0.27 \pm 0.02) \text{ m/s}, \text{Re} = 1620, \phi_0 = (77.1 \pm 2)\%,$   
 $(q_f = 850) \text{ W/m}^2; (m_a = 2.6 \pm 0.01) \text{ l/h}]$ .

### 6.2.2.1.3. Répartition de la température dans la phase gazeuse

Nous présentons, dans la figure 6.12, la confrontation des résultats expérimentaux et ceux de la simulation numérique dans le cas des profils de température dans la phase gazeuse. Les profils de température dans la phase gazeuse obtenus sont représentés pour une vitesse de soufflage de 0,27m/s et pour une densité de flux de chauffage de 850W/m<sup>2</sup> équivalent à un flux solaire. Cette figure montre que l'allure globale des profils numériques suit d'une manière relativement satisfaisante ceux des profils expérimentaux. On constate, par ailleurs, que l'écoulement d'air se réchauffe à mesure qu'il avance dans le canal. Ce réchauffement est dû à un transfert par chaleur sensible du film liquide chauffé vers l'air et un transfert par chaleur latente lors de l'évaporation du film liquide. Dans la veine centrale du canal, cette comparaison est meilleure alors que près des parois humides une différence est observée. On constate par ailleurs que, l'écart maximal noté ne dépasse pas 8%. Ce qui montre un bon accord entre les résultats de la simulation numérique et ceux issus de l'expérience.

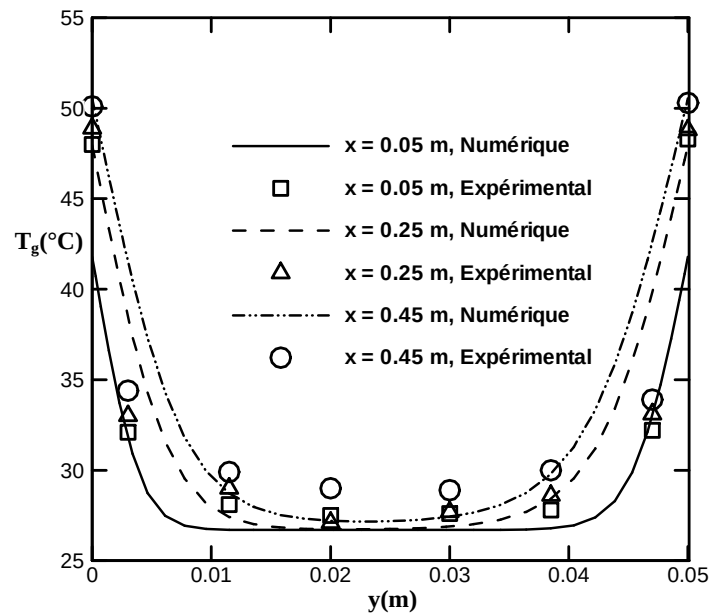


Figure 6.12 : profils de température dans la phase gazeuse, [ $T_0 = (26.8 \pm 0.4) ^\circ\text{C}$ ,  $u_0 = (0.27 \pm 0.02) \text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 1620$ ,  $\phi_0 = (77.1 \pm 2)\%$ , ( $q_f = 850) \text{ W/m}^2$ ; ( $m_a = 2.6 \pm 0.01) \text{ l/h}$ ].

#### 6.2.2.2. Cas d'un canal vertical adiabatique

Nous présentons, dans cette partie, une confrontation entre les résultats de la simulation numérique et ceux de l'expérience pour le cas d'un canal adiabatique vertical et mouillé symétriquement par un film d'eau d'épaisseur négligeable (Fig. 6.1). Un écoulement d'air laminaire ascendant est soufflé avec une vitesse, une température et une humidité constantes à l'entrée du canal. La confrontation des résultats expérimentaux à ceux de la simulation numérique a été comparée sur les profils de température dans la phase gazeuse ainsi que sur la température à la paroi humide ainsi que pour le débit évaporé. On rappelle par ailleurs que, pour faire fonctionner le code numérique, les conditions de l'expérimentation ( $\text{Re}$ ,  $u_0$ ,  $T_0$ ,  $\phi_0$ ) ont été introduites.

### 6.2.2.2.1. Évolution axiale de la température dans le film liquide

La figure 6.13 présente l'évolution axiale de la température le long des parois mouillées. On constate la présence d'un réchauffement du film liquide à mesure qu'il s'écoule sur les parois du canal. Comme expliqué ci-dessus, ce réchauffement est dû à un transfert par chaleur sensible de l'air chaud vers le film liquide. En effet, Près de l'entrée du canal ( $x = 0$ ), un léger réchauffement du film a été constaté dû au transfert de chaleur de l'air vers celui-ci. Cette tendance est bien prédite par la simulation numérique même si celle-ci prévoit un réchauffement moindre. On constate donc un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques. En effet, l'écart maximum entre ces résultats est de  $0.16\text{ }^{\circ}\text{C}$ , soit un écart relatif de l'ordre de 1%. Vers la sortie du canal, la température du film tend vers une valeur asymptotique de  $17.7^{\circ}\text{C}$  aussi bien pour les résultats numérique qu'expérimentaux. Ce qui montre une nouvelle fois, le bon accord entre ces résultats.

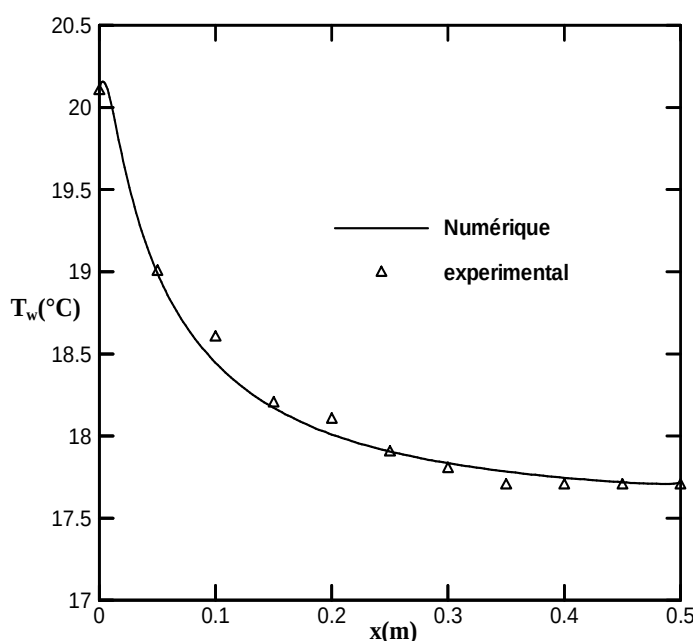


Figure. 6.13. Profils de température du film liquide ;  $[u_0 = (0.26 \pm 0.02) \text{ m/s}$  ;  $\text{Re} = 1478$  ;  $(m_a = 1.5 \pm 0.01) \text{ l/h}$  ;  $\phi_{\text{amb}} = (41 \pm 2)\%$  ;  $T_{\text{amb}} = (18,2 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $T_0 = (35^{\circ}\text{C} \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $T_1 = (17.4 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $\phi_0 = (28.8 \pm 2)\%$ ].

### 6.2.2.2.2. Répartition de la température dans la phase gazeuse

La figure 6.14 présente les profils de température dans la phase gazeuse. Ces profils sont issus de l'expérimentation et de la simulation numérique. Nous constatons un accord globalement

satisfaisant entre les résultats numériques et les mesures expérimentales. Sur les parois et très près de celles-ci cet accord est meilleur. Dans la veine centrale du canal la comparaison numérique-expérimental est globalement correcte. En effet, l'écart est d'au plus de  $1.77\text{ }^{\circ}\text{C}$  soit un écart relatif de 5%. Cet écart peut s'expliquer par l'hypothèse du film d'épaisseur négligeable adoptée dans la modélisation. En effet, il semble que cette hypothèse sous-estime l'évaporation du film liquide qui induit le refroidissement de l'air dans le canal. On constate donc un léger refroidissement de l'air à mesure qu'il s'écoule dans le canal. Ce refroidissement est dû aux transferts de chaleur entre l'air chaud et le film liquide. En effet, d'une part, ce film s'évapore et la chaleur latente d'évaporation est en partie puisée dans l'air, d'autre part, l'air cède de la chaleur au film sous forme de chaleur sensible.

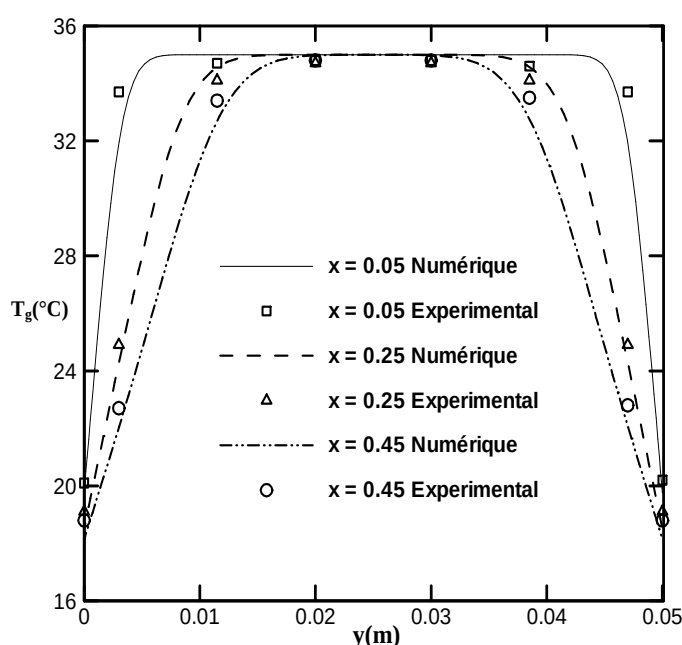


Fig. 6.14. Profil de température dans l'air,  $[u_0 = (0.26 \pm 0.02) \text{ m/s} ; \text{Re} = 1478 ; (m_a = 1.5 \pm 0.01) \text{ l/h} ; \phi_{\text{amb}} = (41 \pm 2)\% ; T_{\text{amb}} = (18.2 \pm 0.4)^{\circ}\text{C} ; T_0 = (35^{\circ}\text{C} \pm 0.4)^{\circ}\text{C} ; T_1 = (17.4 \pm 0.4)^{\circ}\text{C} ; \phi_0 = (28.8 \pm 2)\%]$ .

#### 6.2.2.2.3. Évolution axiale de la température dans le film liquide

La figure 6.15 présente l'évolution axiale de la température sur les parois mouillées. Le long de la paroi, comme expliqué ci-dessus, on constate que le film liquide se réchauffe de plus en plus qu'il s'écoule. Un réchauffement dû à un transfert par chaleur sensible de l'air vers le film liquide. Un léger réchauffement du film est observé près de l'entrée du canal dû à un

transfert de chaleur de l'air vers celui-ci. Cette tendance est bien prédite par la simulation numérique. On note ainsi une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques. En effet, pour  $x < 0.1$  m les résultats numériques et ceux de l'expérience sont en bon accord pour la comparaison tandis qu'au-delà de cette position, la différence est impotant par rapport à la précédente. Nous notons que la différence maximale entre ces résultats est de  $0.12$  °C, c'est-à-dire un écart relative de  $0.6\%$ . Vers la sortie du canal, la température du film tend vers une valeur asymptotique de  $20.2$ °C et de  $20.22$ °C respectivement pour les résultats expérimentaux et numériques. Ces valeurs montrent de nouveau, la bonne concordance entre ces résultats.

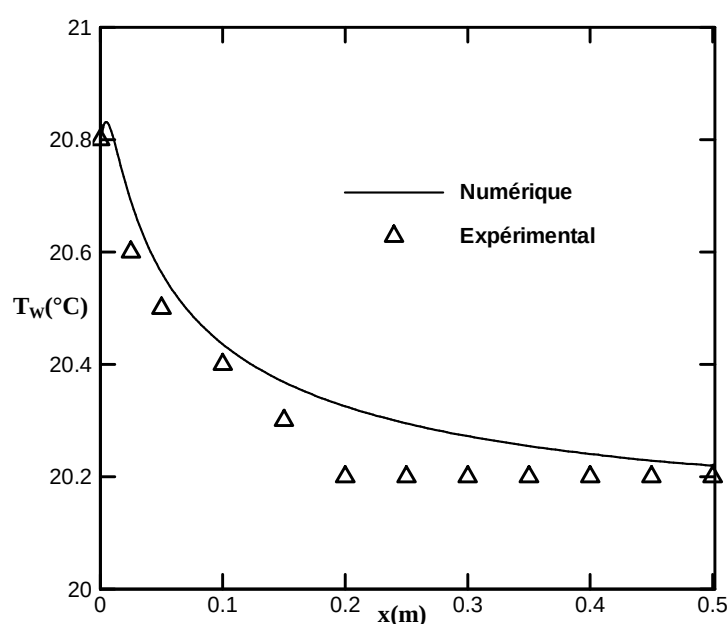


Figure. 6.15. Profils de température du film liquide,  $[u_0 = 0.26$  m/s ( $Re = 1478$ , avec  $L = 0.5$  m ;  $l = 0.05$  m ( $\gamma = 0.1$ ) ;  $T_1 = (18.6 \pm 0.4)$ °C ;  $T_{amb} = (19.2 \pm 0.4)$ °C ;  $\phi_{amb} = (38 \pm 2)\%$ .  $\phi_0 = (15 \pm 2)\%$   $T_0 = (40 \pm 0.4)$ °C ;  $(m_a = 2 \pm 0.01)$  l/h].

#### 6.2.2.2.4. Évolution axiale de la température dans la phase gazeuse

L'exploitation du champ thermique à l'intérieur du canal contribue à la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans la phase gazeuse. Nous présentons sur la figure 6.16 une comparaison entre les résultats numériques et ceux issus de l'expérience, de la température dans la phase gazeuse pour différentes sections du canal,  $x = 5$  cm,  $25$  cm et  $45$  cm. Nous notons un accord globalement satisfaisant entre les résultats numériques et ceux de

l'expérience. Près des parois, cet accord est meilleur ainsi que dans la veine centrale du canal. En effet, la différence de température notée pour cette comparaison ne dépasse pas  $1.51\text{ }^{\circ}\text{C}$  soit un écart relatif de  $5.14\%$ . On constate par ailleurs la présence d'un léger refroidissement de l'air à mesure qu'il s'écoule dans le canal. Ce refroidissement est dû à un transfert par chaleur latente entre l'air chaud et le film liquide. Notons que la température du film liquide est quasi-constante vers la sortie du canal (fig. 6.15). On peut affirmer ainsi que le transfert de la chaleur entre le film liquide et l'air est dominé par la chaleur latente associée à l'évaporation du film liquide.

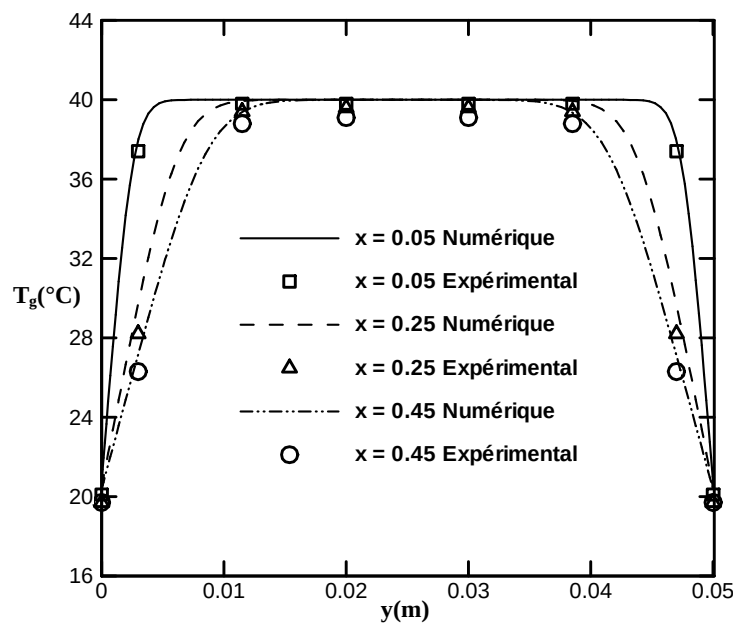


Fig. 6.16. Profil de température dans l'air, [ $u_0 = 0.26\text{ m/s}$  ( $Re = 1478$ , avec  $L = 0.5\text{ m}$  ;  $l = 0.05\text{ m}$  ( $\gamma = 0.1$ ) ;  $T_1 = (18.6 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $T_{\text{amb}} = (19.2 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ;  $\phi_{\text{amb}} = (38 \pm 2)\%$ .  
 $\phi_0 = (15 \pm 2)\%$   $T_0 = (40 \pm 0.4)^{\circ}\text{C}$  ; ( $m_a = 2 \pm 0.01$ )  $\text{l/h}$ ].

#### 6.2.2.2.5. Influence de la température de soufflage de l'air sur le de débit évaporé

Le débit global évaporé mesuré est comparé à celui de la simulation numérique. Cette comparaison, présentée sur la figure 6. 17, a été effectuée pour différentes températures d'air à l'entrée du canal  $T_0 = 25^{\circ}\text{C}$ ,  $30^{\circ}\text{C}$ ,  $35^{\circ}\text{C}$ ,  $40^{\circ}\text{C}$  et  $45^{\circ}\text{C}$ . Nous notons que le débit évaporé augmente avec la température de l'écoulement d'air. Cette tendance est déjà prévue par la modélisation numérique. Pour  $T_0 = 30^{\circ}\text{C}$ , le débit évaporé calculé et celui mesuré sont pratiquement identiques. En effet, pour des températures plus significatives de l'air à l'entrée,

le modèle mathématique surestime le débit évaporé. Cette surestimation peut être due à l'hypothèse de l'épaisseur du film négligeable. En outre, pour le calcul du débit évaporé nous avons considéré une masse volumique de l'air constante estimée avec la température de la référence « loi du tiers » Chow et Chung (1983). Cette méthode de calcul peut être aussi à l'origine de la différence entre les résultats numériques et expérimentaux. Notons que l'augmentation du débit évaporé avec la température de soufflage de l'air est due à l'augmentation des transferts de chaleur de l'air vers le film liquide qui résulte d'une augmentation du transfert de masse à partir du film vers l'écoulement d'air par évaporation. L'accord global entre les résultats de la simulation numérique et ceux de l'expérimental est satisfaisant puisque la différence maximale de cette comparaison ne dépasse pas  $1.29 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^2\text{s}$  avec un écart relatif de 1.28 %.

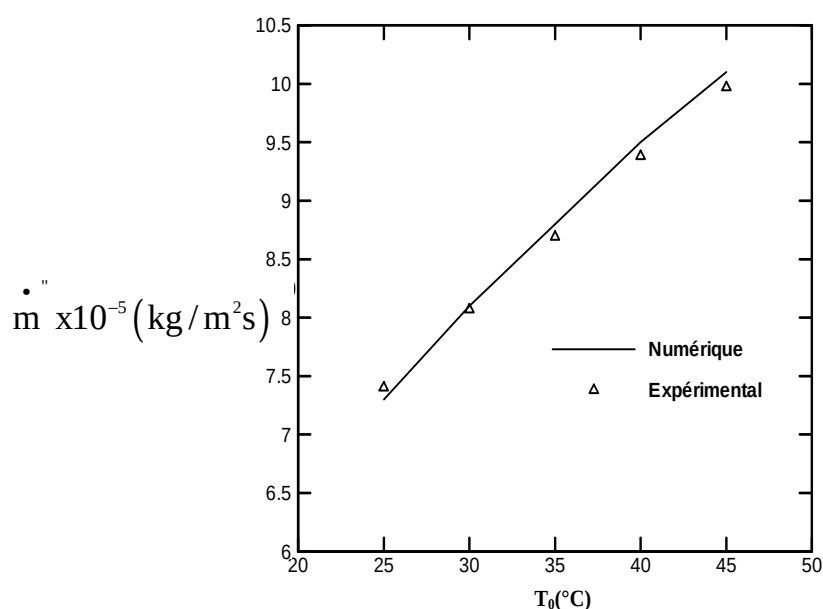


Figure 6.17 : Influence de la température de soufflage de l'air sur le débit évaporé,  
 $[u_0 = 0.26 \text{ m/s} ; \text{Re} = 1478 ; T_l = (18.6 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; T_{\text{amb}} = (19.2 \pm 0.4)^\circ\text{C} ; \phi_{\text{amb}} = (38 \pm 2)\%.$   
 $\phi_0 = (15 \pm 2)\%]$ .

### 6.3. CONCLUSION

Nous avons présenté, dans ce chapitre, les résultats de l'étude expérimentale qui ont mis en évidence les paramètres opératoires pouvant influencer le débit d'évaporation de l'eau. À partir des résultats nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Le débit d'évaporation de l'eau augmente avec la température de soufflage de l'air.
- Le débit d'évaporation de l'eau augmente avec la vitesse de soufflage de l'air à l'entrée du canal jusqu'à un certain stade où ce dernier reste constant. A ce stade, l'augmentation de la vitesse de soufflage de l'air n'a aucun effet sur l'évaporation du film liquide.
- L'augmentation du débit d'alimentation en eau a pour effet de réduire l'évaporation du film liquide.
- Le transfert de chaleur entre le film liquide et l'air est dominé par la chaleur latente associée à l'évaporation du film liquide.
- La concordance des résultats numériques et ceux de l'expérience est très satisfaisante en ce qui concerne l'influence de la température et la vitesse de soufflage de l'air.
- Dans le cas du chauffage des parois du canal par une densité de flux de chaleur constante, le film se refroidit suite à un transfert par chaleur latente du film liquide vers l'air alors que le film se réchauffe dans le cas d'un canal adiabatique avec chauffage de l'air soufflé.

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse, nous avons présenté une étude numérique et expérimentale portant sur la convection mixte thermosolutale avec changement de phase dans un canal asymétrique. Le canal est formé de deux plaques planes parallèles. La plaque gauche/inférieure est maintenue isotherme et mouillée par un film d'eau liquide d'épaisseur négligeable alors que celle de droite/supérieure est adiabatique sèche. Un écoulement d'air ascendant circule dans le canal avec une température, une humidité constante et un profil de vitesse uniforme. La modélisation mathématique est basée sur les équations de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces chimiques. Les propriétés thermo-physiques sont considérées constantes, et évaluées par la loi du *tiers*, sauf la masse volumique qui obéit à l'approximation de Boussinesq. Des hypothèses simplificatrices ont été introduites et justifiées dans la littérature. Le système, d'équations simplifiées résultantes, qui prend en considération la diffusion axiale, est résolu numériquement par la méthode des volumes finis. Le couplage vitesse-pression est traité par l'algorithme SIMPLER. Le code de calcul a été validé aussi bien en numérique qu'expérimental. Un bon accord de la comparaison, trouvé, entre nos résultats numériques et ceux des essais expérimentaux nous a permis de nous assurer du bon fonctionnement du code de calcul. D'autres résultats expérimentaux sont aussi présentés dans ce travail pour son application pratique.

Les principaux résultats tirés de ce travail peuvent être résumés comme suit :

- ✓ Les forces d'Archimède d'origine thermique et massique ont un effet important sur les champs hydrodynamique, thermique et massique. Ainsi, ces forces peuvent causer le renversement de l'écoulement d'air près de la paroi humide et par conséquent diminuer les transferts de chaleur et de masse dans cette région.
- ✓ Le transfert par chaleur latente, associé au changement de phase, est plus important comparé à celui échangé par chaleur sensible pour une faible humidité de l'air à l'entrée du canal, dans le cas de l'évaporation ou pour de fortes humidités de l'air dans le cas de la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air.
- ✓ Au cours de cette étude, nous avons pu montrer les conditions d'existence du renversement d'écoulement qui sont représentées sur des abaques et par des

expressions analytiques. Ces abaques et expressions analytiques donnent le nombre de Grashof thermique critique en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs du nombre de Grashof massique et angle d'inclinaison.

- ✓ L'inclinaison du canal a un effet important sur les transferts de chaleur et de masse. En effet, le phénomène de renversement d'écoulement peut avoir lieu pour de grands angles d'inclinaison si les forces d'Archimède sont importantes.
- ✓ Le chauffage de la paroi humide ainsi que la variation du rapport de forme augmentent les transferts.
- ✓ Le débit d'évaporation du film augmente avec l'augmentation de la température de soufflage de l'air.
- ✓ Le débit d'évaporation du film liquide augmente avec la vitesse de soufflage de l'air jusqu'à un certain stade où ce dernier reste constant.
- ✓ L'augmentation du débit d'eau d'alimentation a pour effet de réduire l'évaporation du film liquide.
- ✓ Lorsqu'on chauffe les parois du canal par une densité de flux de chaleur constante, l'évaporation du film liquide induit un refroidissement de celui-ci suite à un transfert par chaleur latente du film vers l'écoulement d'air alors que l'air se réchauffe au sein du canal.
- ✓ Lors du chauffage de l'écoulement d'air, le film liquide se réchauffe tandis que l'écoulement d'air se refroidit à mesure qu'il s'écoule dans le canal.
- ✓ La concordance des résultats numériques et ceux de l'expérience est très satisfaisante.

Les perspectives de développement de ce travail sont :

- ❖ Prendre en compte l'épaisseur du film liquide.
- ❖ Adaptation d'un modèle plus complet qui prend en compte la variabilité des propriétés thermo-physiques en fonction de la température et la concentration.
- ❖ L'étude du renversement d'écoulement en régime turbulent.
- ❖ L'étude du renversement d'écoulement en 3D.

## ANNEXE A

### TEMPÉRATURE ET FRACTION MASSIQUE DE MÉLANGE

La température de mélange que nous allons parler ici s'appuie sur celle de débit. En effet, considérons une section plane  $S_0$  dans un écoulement interne. Cette section est bornée et son contour constituée par la ou les parois de la conduite (habituellement  $S_0$  est perpendiculaire à la direction axiale  $x$  du mouvement elle est dénommée « *section droite* »).

Rappelons les définitions du débit volumique  $Q_v$  et du débit massique  $Q_m$  à travers la section droite  $S_0$  :

$$Q_v = \int_{S_0} \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{A.1})$$

$$Q_m = \int_{S_0} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{A.2})$$

On désigne par  $V_m$  (la vitesse moyenne ou vitesse du mélange) la vitesse uniformément distribuée qui s'assurerait le même débit à travers  $S_0$ .

$$Q_v = S_0 V_m \quad \Longleftrightarrow \quad V_m = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{A.3})$$

Cette vitesse moyenne étant simplement notée  $V$  lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté de notation. De la même manière que (A.2) nous définissons le débit thermique ou débit d'énergie. Elle est définie comme étant la quantité de chaleur transportée à travers  $S_0$  par le fluide en mouvement.

$$Q_e = \int_{S_0} \rho C_p T \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{A.4})$$

Le concept de « température du mélange » est de même essence que celui de vitesse de mélange. Il caractérise la température  $T_m$  d'un écoulement isotherme qui transporterait le même débit thermique avec le même débit volumique. Ainsi, on pose :

$$Q_e = T_m \int_{S_0} \rho C_p \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (\text{A.5})$$

D'où

$$T_m = \frac{Q_e}{\int_{S_0} \rho C_p \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds} \quad (\text{A.6})$$

Si la section  $S_0$  est une section droite de l'écoulement dans un canal, alors la normale  $\vec{n}$  est parallèle à la direction  $x$  de l'écoulement. L'expression de  $T_m$  devient :

$$T_m = \frac{\int_0^{2b} \rho v T \, dy}{\int_0^{2b} \rho v \, dy} \quad (\text{A.7})$$

Du fait de la ressemblance entre la convection thermique et massique, on déduit le concept de la fraction massique par :

$$C_m = \frac{\int_0^{2b} \rho v C \, dy}{\int_0^{2b} \rho v \, dy} \quad (\text{A.8})$$

Il est important de noter que l'on désigne parfois  $T_m$  par « la température moyenne » ce qui est impropre car l'équation (A.7) ne présentent arithmétique de  $T$  sur  $S_0$ , ou il faudrait parler de « moyenne pondérée par la vitesse ».

## ANNEXE B

### RAPPEL DE PSYCHROMÉTRIE ET PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES

#### 1 : RAPPEL DE PSYCHROMÉTRIE

Dans les problèmes de conditionnements de l'air, l'air humide peut être considéré comme un mélange idéal de deux gaz parfaits : l'air sec et la vapeur d'eau Bruhhat (1968). Ce mélange se caractérise en plus des grandeurs thermodynamiques, par des grandeurs psychrométriques. Dans la partie qui suit, nous allons définir quelques grandeurs qui sont en relation avec notre problème Bailly (1973).

**a. Teneur en vapeur d'eau ou concentration en vapeur d'eau (C) :** C'est le rapport entre la masse de vapeur d'eau  $m_v$  et la masse de l'air sec  $m_a$  contenue dans un même volume d'air humide :

$$C = \frac{m_v}{m_a} \quad (\text{B.1})$$

En considérant que le mélange air-vapeur d'eau est un mélange idéal de gaz parfait la relation B.1. s'écrit :

$$C = \frac{M_a}{M_v} \frac{1}{\frac{P}{\phi P_{\text{sat}}} - 1} \quad (\text{B.2})$$

Où  $\phi$  est l'humidité relative,  $P_{\text{sat}}$  est la pression de vapeur d'eau à la saturation,  $P$  est la pression totale du mélange air-vapeur d'eau.  $M_v$  et  $M_a$  sont respectivement les masses molaires de l'air sec et de la vapeur d'eau.

**b. Humidité relative  $\phi$  :** Elle est définie comme étant le rapport de la teneur en eau réelle et celle à la saturation :

$$\phi = \frac{m_v}{m_{\text{vsat}}} \quad (\text{B.3})$$

En appliquant la loi des gaz parfaits, on peut l'écrire sous la forme suivante :

$$\phi = \frac{P_v}{P_{\text{vsat}}} \quad (\text{B.4})$$

**c. Pression à la saturation :** C'est la pression de vapeur pour laquelle l'air humide considéré ne peut plus absorber la moindre quantité supplémentaire de vapeur d'eau. On

peut estimer sa valeur à partir de la relation suivante, Vashon (1979) et Debbissi et al. (2003)

$$\log_{10} P_{\text{sat}}(T) = 28.59051 - 8.2 \log T + 2.4804 \times 10^{-3} T - 3142.32 / T \quad (\text{B.5})$$

Où la pression est exprimée en bar et la température de l'air est exprimée en Kelvin.

**d. Concentration à al saturation :** C'est la teneur en eau à l'état saturé de l'air considéré.

On suppose que le mélange air-vapeur d'eau est un mélange idéal, on peut écrire,

Debbissi et al. (2003) et Bailly (1973) :

$$C_{\text{sat}} = \frac{\frac{M_v}{M_a}}{\frac{P}{P_{\text{sat}}} + \frac{M_v}{M_a} - 1} \quad (\text{B.6})$$

## 2/ PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES

Les propriétés de l'air, de la vapeur d'eau, du mélange et du film liquide adoptés dans ce travail sont calculées par les relations suivantes empruntées dans Fujii et al. (1977) :

Composante *a* : **Air**

### Viscosité dynamique

$$\mu_a = \frac{1.488 \times 10^{-6} \cdot T^{1.5}}{118 + T} \quad (\text{kg/ms}) \quad (\text{B.7})$$

### Conductivité thermique

$$\lambda_a = \frac{1.195 \times 10^{-3} \cdot T^{1.6}}{118 + T} \quad (\text{W/mK}) \quad (\text{C.8})$$

### Chaleur spécifique

$$C_{p_a} = (1 + 2.5 \times 10^{-10} T^3) \times 10^3 \quad (\text{J/kg K}) \quad (\text{B.9})$$

Composante *v* : **Vapeur d'eau**

### Viscosité dynamique

$$\mu_v = [8.02 + 0.04x(T - 273.16)] \times 10^{-6} \quad (\text{kg/ms}) \quad (\text{B.10})$$

### Conductivité thermique

$$\lambda_v = \left[ 1.87 + 1.65 \times 10^{-3} (T - 273.16)^{\frac{9}{7}} + 5.7 \times 10^{-13} (T - 273.16)^{5.1} \right] \times 10^{-2} \quad (\text{W/mK}) \quad (\text{B.11})$$

### Chaleur spécifique

$$C_{p_v} = \left[ 1.863 \times 10^3 + 1.65 \times 10^{-3} (T - 273.16)^{2.5} + 1.2 \times 10^{-18} (T - 273.16)^{8.5} \right] \times 10^{-2} \quad (\text{J/kgK}) \quad (\text{B.12})$$

## Mélange (Air + Vapeur d'eau)

### Densité volumique

$$\rho = \frac{2.167 \times 10^2}{1 - (1 - 0.622) C_a} \left( \frac{P}{T} \right) \quad (\text{kg/m}^3) \quad (\text{B.13})$$

### Viscosité dynamique

$$\mu = \frac{\mu_a}{1 + \left( \frac{X_v}{X_a} \right) \phi_{av}} + \frac{\mu_v}{1 + \left( \frac{X_a}{X_v} \right) \phi_{va}} \quad (\text{kg/ms}) \quad (\text{B.14})$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left\{ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right\}^2}{\frac{4}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad i, j = a, v \quad (\text{B.15})$$

Où  $x_a$  et  $x_v$  sont respectivement les fractions molaires du composantes a et v. Les masses molaires de l'air et de la vapeur d'eau sont :

$$M_a = 28.96 \quad (\text{kg/kmol})$$

$$M_v = 18.02 \quad (\text{kg/kmol})$$

### Conductivité thermique

$$\lambda = \frac{\lambda_a}{1 + \left(\frac{x_v}{x_a}\right) A_{av}} + \frac{\lambda_v}{1 + \left(\frac{x_a}{x_v}\right) A_{va}} \quad (\text{W/mK}) \quad (\text{B.16})$$

Où

$$A_{ij} = \frac{1}{4} \left[ 1 + \left\{ \frac{\mu_i}{\mu_j} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{\left( 1 + \frac{S_i}{T} \right)}{\left( 1 + \frac{S_j}{T} \right)} \right\}^{\frac{1}{2}} \right]^2 \frac{\left( 1 + \frac{S_{ij}}{T} \right)}{\left( 1 + \frac{S_i}{T} \right)} \quad (\text{B.17})$$

Avec :

$$S_a = 115.5$$

$$S_v = 559.5$$

$$S_{ij} = 0.733 \sqrt{S_i S_j}$$

### Chaleur spécifique

$$C_p = C_{p_a} C_a + C_{p_v} (1 - C_a) \quad (\text{J/kg K}) \quad (\text{B.18})$$

### Diffusivité massique

$$D = 8.07 \times 10^{-10} \times T^{1.833} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (\text{B.19})$$

## L'eau liquide

### Densité volumique

$$\rho_L = \frac{10^3}{1 + 8.7 \times 10^{-6} (T - 273.16)^{1.83}} \quad (\text{kg/m}^3) \quad (\text{B.20})$$

### Viscosité dynamique

$$\mu_L = 2.4 \times 10^{-5} \times 10^{\left( \frac{251}{T - 273.16 + 135} \right)} \quad (\text{kg/ms}) \quad (\text{B.21})$$

### Conductivité thermique

$$\lambda_L = 0.6881 - 4 \times 10^{-6} (408.16 \times T)^{2.1} \quad (\text{W/m K}) \quad (\text{B.22})$$

**Chaleur spécifique**

$$C_{p_L} = 4.179 \times 10^3 + 7.9 \times 10^{-5} (T - 273.16)^{2.9} \quad (\text{J/kg K}) \quad (\text{B.23})$$

**Chaleur latente**

$$h_{fg} = 2.5016 \times 10^6 - 2.370 \times 10^3 (T - 273.16) \quad (\text{J/kg}) \quad (\text{B.24})$$

Il est important de noter que dans ces équations, les températures  $T$  sont exprimées en *Kevin* (K) et les pressions  $P$  en bar.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Agunaoun A., Daif A et Daguenet M. (1994), « Évaporation en convection forcée d'un film mince s'écoulant en régime permanent, laminaire et sans onde, sur une surface plane inclinée ». Int. J. Heat Mass Transfer, volume 37, n° 18, p. 2947-2956.
- Agunaoun A., Kaoua M., Daif A. et Daguenet M. (1996), « Évaporation en convection mixte d'un film mince s'écoulant sur une surface », Revue Générale de Thermique, volume 35, pp. 373-385.
- Agunaoun A., Idrissi A., Daif A. and Barriol R., (1998) « Étude de l'évaporation en convection mixte d'un film liquide d'un mélange binaire s'écoulant sur un plan incliné soumis à un flux de chaleur constant », Int. J. heat mass transfer, vol. 41, pp. 2197-2210,
- Ait Hammou Z, Benhamou B, Galanis N and Orfi J, (2004), "Laminar Mixed Convection of humid Air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall". Int. J. Thermal Sciences, vol. 43, pp. 531-539.
- Ali Cherif A et Daif A, (1999), "Étude 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 and Mass Transfer, vol. 42, pp. 2399-2418,
- An, P. Li, J., Jackson, J.D., (1999), "Study of the cooling of a uniformly heated vertical tube by an ascending flow of air and a falling water film", Int. J. Heat and Fluid flow, vol. 20, pp. 268-279.
- Azizi Y., Benhamou B., Galanis N. and El-Ganaoui M. (2007), "Buoyancy effects on upward and downward laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel", Int.J. Num. Meth. Heat fluid flow, vol. 17, 3, pp. 333-353.
- Bazdidi-Tehrani F. and Shahini M. (2009), "Combined mixed convection-radiation heat transfer within a vertical channel: Investigation of flow reversal", Numerical heat transfer, Part A 55: pp. 289-307.
- Bailly M. (1973), Thermodynamique technique, Bordas
- Bejan A., (1984), Convection heat transfer, John Wiley & Sons, Inc.
- Boukrani, Carlier C, Gonzales A. and Suzanne P. (2000), "Analysis of heat and mass transfer in asymmetric system", Int. J. thermal sciences, vol. 39, 130-139.
- Boussinesq J. (1903) , Theorie analytique de la chaleur. Gauthier-Villars, Paris, France.

- Braza M. (1981), "Simulation numérique de décollement instationnaire externe par une formulation vitesse-pression. Application à l'écoulement autour d'un cylindre". Thèse docteur-ingénieur, I.N.P, Toulouse.
- Bruhhat (1968), Simulation numérique de décollement instationnaire externe par une formule vitesse-pression : Application à l'écoulement autour d'un cylindre, Thèse de Doctorat, I.N.P, Toulouse.
- Burmeister L. C., (1993), Convective heat transfer. Wiley-Interscience, 2d edition, New York, USA.
- Chang C.J. , Lin T. F. and Yan W. M. (1986), "Natural convection flow in a vertical, open tube resulting from combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 29, pp. 1543-1552.
- Cherif A. S., Ben Jabrallah S., Courriou J. P., Belghith A., (2010)," Intensification of the liquid film evaporation in a vertical channel", Desalination, Vol. 250, pp. 433-437.
- Chow L. C., and Chung J.N., (1983), "Evaporation of water in to laminar stream of air and superheated steam", International Journal Heat and Mass Transfer vol. 26, pp. 373-380.
- Conder, J. R., Gunn, D.J., Ashfak Shaikh, M., (1982), "Heat and mass transfer in two phase flow - A mathematical model for laminar film flow in its experiment validation", Int. J. Mass Transfer, vol. 25. pp. 1113-1126.
- Dalbert A. M., Penot F., Peube J. L., (1981), « Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant », Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 24, No 9, pp. 1463-1473.
- Debbissi C. (2000), « Transfert couplés de chaleur et de masse accompagnant l'évaporation par convection naturelle d'un film liquide dans un canal vertical », Thèse de doctorat en sciences physiques, Faculté des Sciences, des techniques et de médecines de Tunis, Tunisie.
- Debbissi C., Orfi J. et Ben Nasrallah S. (2001)," Evaporation of water by free convection in vertical channel including effects of wall radiative properties" Int. J. Heat Mass Transfer, volume 44, pp. 811-826.
- Debbissi C, Orfi J. and Ben Nasrallah S, (2003), "Evaporation of water by free or mixed convection into humid air and superheated steam". Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 46, pp. 4703-4715.
- Desrayaud G. and Lauriat G. (2009), "Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels" International Journal of Thermal Sciences vol. 48, pp. 2036-2045.
- Eckert E. R. G., Frake R.M. Jr, (1972), "Analysis of heat and mass transfer", McGraw-Hill, New York.

- Feddaoui M. Belahmidi E. Mir A. and Bendou A. (2001) "Numerical study of the evaporative cooling of liquid film in laminar mixed convection channel flows ", *Int.J. thermal sciences*, vol. 40, pp. 1011-1020.
- Feddaoui M., Meftah H., Mir A., ( 2006), "The numerical computation of the evaporative cooling of falling water film in turbulent mixed convection inside a vertical tube", *International Communications in Heat and Mass Transfer* vol. 33, pp. 917-927
- Fedorov A. G., Viskanta R., Mohamad A. A., (1997)," Turbulent heat and mass transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 18, No 3, 307-315.
- Fedorov A. G., Viskanta R., (1997),"Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel", *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 40, No 16, pp. 3849-3860.
- Fujii T., Kato Y. and Bihara K.,( 1977), "Expressions of transport and thermodynamic properties of air, steam and water", *Sei San Ka Gaku Ken Kuu Jo*, Report no 66, Kyu Shu University, Kyu Shu, Japan.
- Gebhart B. and Pera L, (1971), "The nature of vertical convection flows resulting from combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion". *Int. J. Heat mass transfer*, vol. 14, pp. 2025-2050.
- Gebhart B., Jaluria Y., Mahajan R. L. et Sammakia B. (1988), "Buoyancy-induced flows and transport", Hemisphere Pub. Co., New York, USA
- Gray D. D. et Giorgini A. (1976), "The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases" *Int. J. Heat Mass Transfer*, volume 19, p. 545–551.
- Hajji A., Worek W. M., (1988), "Analysis of combined fully-developed natural convection heat and mass transfer between two inclined parallel plates", *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 31, No 9, pp. 1933-1940.
- Huang C. C, Yan W. M and Jang J. H, (2005), "Laminar mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts with film evaporation and condensation". *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 48, pp. 1772–1784.
- Hussein A. Mohamed, Yasin K. Salman, (2007), "Experimental mixed convection for downward laminar flow in the thermal entrance region of inclined and vertical circular tubes", *Exp. Therm. Fluid Sci.* doi:10.1016/j.expthermflusci.2007.02.001.
- Issa R. I, (1985), "Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting". *Journal of Computational Physics*, vol. 62, 1, pp. 40-62.

- Jer-Huan Jang and W. M. Yan, (2006), "Thermal protection with liquid in turbulent mixed convection channel flows", *Int.J. heat and mass transfer*, vol. 49, pp. 3645-3654.
- Krishnan A. S, Premachandran B., Balaji C., Venkateshan S. P., (2004)," Combined experimental and numerical approaches to multi-mode heat transfer between vertical parallel plates", *Experimental thermal and Fluid Science* Vol. 29, pp. 75-86.
- Laaroussi N., Lauriat G. and Desrayaud G., (2009)," Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel", *International Journal Heat and Mass Transfer* vol. 52, pp. 151-164.
- Lee K. T, Tsai H. L and Yan W. M, (1997) "Mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts". *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 40, pp. 1621-1631.
- Lin J. N., Tzeng P.Y., Chou F.C., Yan W. M., (1992a), "Convective instability of heat and mass transfer for laminar forced convection in the thermal entrance region of horizontal rectangular channels", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 3, pp. 250-258.
- Lin J. N, Chou F.C, Yan W.M and Tzeng P.Y, (1992b), "Combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar forced convection in the thermal entrance region of horizontal square channels". *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol.70, pp. 681-689.
- Lin T. F, Chang C. G and Yan W. M, (1988), "Analysis of combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar forced convection heat transfer in a vertical tube", *J. Heat Transfer*, vol.110, pp. 337-344.
- Mammou M, Daguenet M and Le Palec G, (1992), "Numerical study of heat and mass transfer from an inclined flat plate with wet and dry zones". *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 35 (9), pp. 2277-2287.
- Mezaache E and Daguenet M, (2000), "Etude numérique de l'évaporation dans un courant d'air humide laminaire d'un film d'eau ruisselant sur une plaque inclinée". *Int. J. Thermal Sciences*, vol. 39, pp. 117-129.
- Mezaache E. et Daguenet M. (2005)," Effects of inlet conditions on film evaporation along an inclined plate" *Solar Energy*, volume 78, p. 535-542.
- Manuel for microCOMPACT version 2.1 (1991), "A general-purpose computer program for two-dimensional fluid flow and heat transfer".
- Nelson D. J. and Wood B. D. (1989), "Combined heat and mass transfer natural convection between vertical parallel plates", *Int. J. heat masse transfer*, vol. 32, pp. 1779-1787.

- Nesreddine H., (1997), « Influence des propriétés physiques du fluide et de la diffusion axiale dans un écoulement avec transfert de chaleur à l'intérieur d'un tube vertical », Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada,
- Nguyen C. T., Maiga S. E., Landry M., Galanis N. et Roy G. (2004), "Numerical investigation of flow reversal and instability in mixed laminar vertical tube flow" *Int. J. Thermal Sciences*, volume 43, p. 797-808.
- Othmane O. (2010a), « Transferts couples de chaleur et de masse par convection mixte avec changement de phase dans un canal », Thèse de Doctorat, université Cadi Ayyad, Marrakech, Maroc.
- Oulaid O., Benhamou B., Galanis N. (2010b), "Mixed Convection Heat and Mass Transfer with Phase Change and Flow Reversal in Channels", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 31, 711-721 ([doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.04.007](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.04.007)).
- Palen, J.W. Wang, Qi, Chen, J.C., (1994), "Falling film evaporation of binary Mixtures", *AIChE J.*, vol. 40, pp. 207-217.
- Patankar S.V, (1980), "Numerical heat transfer in fluid flow". Hemisphere/ McGraw-Hill, New York.
- Salah El-Din M. M, (1992), "Fully developed forced convection in vertical channel with combined buoyancy forces". *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 19, pp. 239-248.
- Salah El-Din M. M, (2003), "Effect of thermal and mass buoyancy forces on the development of laminar mixed convection between vertical parallel plates with uniform wall heat and mass fluxes". *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 45, pp. 447-453
- Shah R. K and London A. L., (1978), "Laminar flow forced convection in ducts" Academic Press, New York, USA.
- Shi W., Miyamoto M., Katoh Y., Kurima J., (2001), "Choked flow of low density gas in a narrow parallel-plate channel with adiabatic walls", *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 37, pp. 2555-2565.
- Siow E. C., Ormiston S. J et Soliman H.M. (2004), "A two-phase model for laminar film condensation from steam-air mixtures in vertical parallel-plate channels" *Int J Heat Mass Transfer*, volume 40, p. 365–375.
- Siow E. C., Ormiston S.J., Soliman H.M., (2007), "Two-phase modelling of laminar film condensation from vapour-gas mixtures in declining parallel-plate channels", *International Journal of Thermal Sciences* vol. 46, pp. 458-466.
- Sparrow, E.M., Chrysler, G.M., Azevedo, L.F. (1984), "Observed flow reversals and measured-predicted Nusselt Numbers for Natural Convection on a one-sided heated vertical channel", *J. Heat Transfer*, ASME, vol. 106, pp. 325-332.

- Tsay Y. L. et Yan W. M. (1990) "Binary diffusion and heat transfer in laminar mixed convection channel flows with uniform wall heat flux: extremely thin film thickness. *Wärme-und Stoffübertragung*", volume 26, p. 23-31.
- Tsay Y. L, Lin T. F and Yan W. M, (1990), "Cooling of falling liquid film through interfacial heat and mass transfer". *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 16, No. 5, pp. 853-865.
- Turgut Yilmaz, Simon M. Fraser, (2007), "Turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating", *International journal of Heat and Mass Transfer* vol. 50 pp. 2612-2623.
- Vachon M. (1979), « Étude de l'évaporation en convection naturelle », These de Doctorat, Université de Poitiers, Poitiers, France.
- Wang M., Tsuji T., Nagano Y. (1994), "Mixed convection with flow reversal in the thermal entrance region of horizontal and vertical pipes", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 37, (15) pp. 2305-2319.
- Wirtz, R. A., Stutzman, R. J. (1982), "Experiments on free convection between vertical plates with symmetric Heating", *J. Heat Transfer, ASME*, vol. 104, pp. 501-507.
- Yang M. H, Yeh R. H and Hwang J. J, (2010), "Mixed convective cooling of a fin in a channel", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 53, pp. 760-771.
- Yan W. M., Lin T.F., (1988), "Combined heat and mass transfer in laminar forced convection channel flows", *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, No. 3, pp. 333-343.
- Yan W. M. and Lin T. F. (1989), "Effects of wetted wall on laminar mixed convection in a vertical channel" *J. Thermophysics and heat transfer*, Volume 3, pp. 94-96.
- Yan W. M. , Tsay L. Y and Lin T. F. (1989), "Combined heat and mass transfer in turbulent natural convection between vertical parallel plates" *Int. J. Heat Mass Transfer* heat transfer, Volume 32, pp. 1581-1584.
- Yan W. M and Lin T. F, (1990), "Combined heat and mass transfer in natural convection between vertical parallel plates with film evaporation". *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 529-541,
- Yan W. M, Lin T. F and Tsay Y. L, (1991), "Evaporative cooling of liquid film through interfacial heat and mass transfer in a vertical channel". I. Experimental study, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 1105-1111.
- Yan W. M and Lin T. F (1991). "Evaporative cooling of liquid film through interfacial heat and mass transfer in a vertical channel". II. Numerical study, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 1113-1124.

- Yan W. M, (1992), "Effects of film evaporation on laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel", *Int. J. heat mass transfer*, Vol. 35, pp. 3419-3429.
- Yan W. M. (1993), Mixed convection heat transfer in a vertical channel with film evaporation. *Canadian J. Chemical Engineering*, volume 71, p. 54-62.
- Yan W. M. and Soong C. Y, (1995) "Convective heat and mass transfer along an inclined heated plate with film evaporation". *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, 1261-1269.
- Yan W. M. and Lin D., (2001) "Natural convection heat and mass transfer in vertical annuli with film evaporation and condensation". *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 1143-1151.
- Yochida T. and Hyodo T., (1974), "Evaporation of water in air, humid air and superheated stream". *Industrial Engineering Chemistry Process Design and Development*, Vol. 9, pp. 207-214.