

## Etude numérique des transferts de masse et de chaleur en convection naturelle dans un canal: influence de la forme de la paroi

Olfa Mechergui

#### ▶ To cite this version:

Olfa Mechergui. Etude numérique des transferts de masse et de chaleur en convection naturelle dans un canal: influence de la forme de la paroi. Thermique [physics.class-ph]. Université de Perpignan; Université de Carthage (Tunisie), 2017. Français. NNT: 2017PERP0020. tel-01590533

## HAL Id: tel-01590533 https://theses.hal.science/tel-01590533

Submitted on 19 Sep 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THÈSE Pour obtenir le grade de Docteur

## Délivré par UNIVERSITE DE PERPIGNAN VIA DOMITIA

Préparée au sein de l'ED 305 Laboratoire : LAMPS

Spécialité: Physique

Présentée par Olfa MECHERGUI

ETUDE NUMERIQUE DES TRANSFERTS DE MASSE ET DE CHALEUR EN CONVECTION NATURELLE DANS UN CANAL : INFLUENCE DE LA FORME DE LA PAROI

Soutenue le 5 Juillet 2017

devant le jury composé de



 $M.\ Sadok\ BEN\ JABRALLAH,\ Professeur,\ Bizerte$ 

M. Brahim BEN BEYA, MC-HDR, Tunis

M. Mohamed AFIF EL CAFSI, Professeur, Tunis

M. Xavier CHESNEAU, MC-HDR, UPVD

M. Ali Hatem LAATAR, Professeur, Bizerte

M. Georges LE PALEC, Professeur, U. Aix-Marseille

M. Belkacem ZEGHMATI, Professeur, UPVD

M. Philippe BOURNOT, Professeur, U. Aix-Marseille

Président Rapporteur

Examinateur Encadreur

Co-Encadreur

Rapporteur Examinateur

Examinateur

## Remerciement

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe de la Faculté des Sciences de Bizerte qui fait partie au Laboratoire d'Énergétique et des Transferts Thermiques et Massiques de Tunis (**LETTM**) et au Laboratoire de Mathématiques et Physique (**LAMPS**) Groupe de Mécanique et Énergétique (**GME**) de l'Université de Perpignan Via Domitia France dans le cadre d'une thèse en cotutelle entre L'université de Carthage (Tunisie) et l'Université de Perpignan Via Domitia (France).

La présente étude n'aurait pas été possible sans le bienveillant soutien de certaines personnes. Et je ne suis pas non plus capable de dire dans les mots qui conviennent, le rôle qu'elles ont pu jouer à mes côtés pour en arriver là. Cependant, je voudrais les prier d'accueillir ici tous mes sentiments de gratitude qui viennent du fond de mon cœur, en acceptant mes remerciements.

Mes premiers remerciements vont d'abord à Monsieur **Chesneau Xavier**, Maitre de conférences des Universités, Habilité à diriger des recherches à l'Université de Perpignan Via Domitia France, encadreur de ce mémoire, pour m'avoir soutenu et guidé tout au long de ce travail. Je le remercie particulièrement pour la confiance qu'il m'a accordée, pour sa rigueur scientifique, pour sa patience et pour ses conseils judicieux qui m'ont aidé à la réalisation et l'accomplissement de ce travail.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur **Ali Hatem LAATAR**, professeur à la Faculté des Sciences de Bizerte qui a encadré ce travail. Son aide et ses conseils m'ont été très utiles dans l'accomplissement de ce travail. Je le remercie également pour sa confiance et pour ses encouragements.

Ce travail a été suivi de prés par Monsieur **Jalloul BALTI**, Maître Assistant à la Faculté des Sciences de Bizerte. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde et sincère gratitude pour ces efforts et ces précieux conseils.

J'adresse mes remerciements à Monsieur **Sadok BEN JABRALLAH**, professeur à la Faculté des Sciences de Bizerte, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury.

Je remercie vivement Monsieur **Brahim BEN BEYA** MC-HDR à la Faculté des Sciences de Tunis, et Monsieur **Georges LE PELEC** professeur à l'Université de Aix-Marseille, d'avoir accepté de juger ce travail en me faisant l'honneur d'en être les rapporteurs.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur Afif EL CAFSI, Professeur à la Faculté des Sciences de Tunis, à Monsieur Belkacem ZEGHMATI, professeur à l'Université de Perpignan Via Domitia, à Monsieur Philippe BOURNOT, professeur à l'Université de Aix-Marseille, pour avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.

Je tiens à témoigner mes sincères remerciements à tous **les membres de notre équipe** à **Bizerte** pour leur aide, leur généreux soutien moral et pour toutes les heures que nous avons passé à discuter de nos travaux.

Enfin, mes remerciements à tous **les proches** qui m'ont accompagné et appuyé en dehors du laboratoire. Sans votre présence à mes côtés et votre soutien, ce travail ne serait pas fini.

## Dédicace

#### A mon très cher père Mansour

Pour ses précieux conseils et ses continuels encouragements, que ce travail soit un modeste témoignage de ma profonde affectation et ma sincère reconnaissance.

#### A ma très chère mère Drayfa

à qui je dois tout. Je ne saurais jamais lui exprimer mon profond amour et mon infini attachement. Aucune dédicace ne pourra exprimer ma reconnaissance et ma gratitude pour tous les sacrifices qu'elle a consentis tout au long de mes études.

#### A mes chères sœurs Kouloud et Arbia

Pour ses encouragements et ses aides.

#### A mon Mari Abdi Jabran et ma fille Nour El Yakine

dont la patience et l'humour m'ont aidé à surmonter les moments difficiles.

#### A ma belle mère Zakia abdi

A mes adorables amis Meriem, Hanna, Sawsen, Sirine et Youssef

A tous les membres du laboratoire LETTM (Tunisie) et LAMPS (France)

## Table des matières

	des matières des figures		
	des tableaux		
	nclature		
Intro	luction générale	1	
1	Études bibliographique	3	
1.1	Introduction	4	
1.2	Études numériques	5	
1.2.1	Approche considérant un film liquide mince	5	
1.2.2	Approche considérant un film liquide d'épaisseur non négligeable	13	
1.3	Études expérimentaux	15	
1.4	Conclusion	17	
2	Modélisation du problème et hypothèses simplificatrices	19	
2.1	Introduction	20	
2.2	Description et modélisation mathématique du problème	20	
2.2.1	Présentation de la géométrie étudiée	20	
2.2.2	Hypothèses simplificatrices	21	
2.2.3	Mise en équation et conditions aux limites	23	
2.2.3.1 Mise en équation			
2.2.3.2	2 Conditions aux limites	23	
A.	Conditions aux limites avec une densité de flux constante	23	
B.	Conditions aux limites avec une température imposée	24	
2.2.4	Analyse adimensionnels	24	
2.2.4.	1. Grandeurs de référence	24	
2.2.4.2	2. Grandeurs adimensionnelles	25	
2.2.4.3	3. Équations adimensionnelles	25	
2.2.4.4. Conditions aux limites adimensionnelles			
2.2.5	Nombres adimensionnelles caractéristiques de problème	28	
2.3	Méthodes de résolution	30	
2.3.1	Choix de la méthode numérique	30	

31

2.3.2 Traitement de couplage pression-vitesse

2.3.3	Méthode de projection	32	
2.3.4	Discrétisation des équations		
A.	Discrétisation temporelle	32	
B.	Discrétisation spatiale	33	
2.4	Maillage adoptée	36	
A.	Test de sensibilité de maillage	36	
2.5	Validation du code de calcul	37	
2.5.1	Validation thermique	37	
2.5.2	Validation dynamique	38	
A.	Vitesse d'évaporation	38	
B.	Lignes de courants	39	
2.6	Conclusion	40	
3 dans i	Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquie un canal vertical simple	de 41	
3.1	Introduction	42	
3.2	Résultats avec une température imposée sur les deux parois du canal	42	
3.2.1	Profils de température	42	
3.2.2	Profils de concentration	43	
3.2.3	Profils de vitesse	44	
3.2.4	Lignes de courants	45	
3.2.5	Vitesse d'évaporation	46	
3.2.6	Nombre de Nusselt sensible	48	
3.2.7	Nombre de Nusselt latent	49	
3.2.8	Nombre se Sherwood	50	
3.3	Résultats avec une température imposée sur une seule paroi du canal	50	
3.3.1	Profils de température	50	
3.3.2	Profils de concentration	51	
3.3.3	Profils de vitesse	52	
3.3.4	Lignes de courants	54	
3.3.5	Vitesse d'évaporation	54	
3.3.6	Nombre de Nusselt sensible	55	
3.3.7	Nombre de Nusselt latent	56	
3.3.8	Nombre de Sherwood	57	
3.4	Résultats avec une densité de flux de chaleur imposée sur une seule paroi du canal	58	
3.4.1	Effet de la densité de flux de chaleur	59	

3.4.1.1	Profils de température et de concentration	59
3.4.1.2	Vitesse d'évaporation	62
3.4.1.3	Profils de la vitesse axiale	62
3.4.1.4	Nombre de Nusselt latent et sensible	64
3.4.1.5	Nombre de Sherwood	67
3.4.2	Effet de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal	68
3.4.2.1	Profils de température et de concentration	68
3.4.2.2	Nombre de Nusselt latent et sensible	70
3.4.2.3	Vitesse d'évaporation	71
3.4.2.4	Nombre de Sherwood	71
3.4.3	Effet de la température d'entrée	72
3.4.3.1	Profils de température et de concentration	72
3.4.3.2	Nombre de Sherwood	73
3.4.3.3	Nombre de Nusselt	73
3.5	Résultats avec une densité de flux de chaleur imposée sur les deux parois du canal	74
A	Influence de la densité de flux de chaleur	76
В	Influence de l'humidité relative	83
3.6	Conclusion	87
4	Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liqui	
	in canal vertical ondulé	88
4.1	Introduction	89
4.2	Résultats et discussions	89
4.2.1	Influence de la densité de flux de chaleur	90
4.2.1.1	•	90
	Profils de la vitesse axiale et lignes de courants	94
	Vitesse d'évaporation	97
		100
		102
		103
	•	103
	C	105
		107
		108
		109
4.2.3	Influence des dimensions de la protubérance	109

5	Conclusions génér	rale et perspectives	137	
4.3	Conclusion		136	
4.2.4	Effet du nombre de	s protubérances	134	
	4.2.3.3.2	Nombres de Nusselt sensible et latent	133	
	4.2.3.3.1	Lignes de courants et champs de température	132	
4.2.3.3 Effet de la position de la protubérance dans le canal				
	4.2.3.2.6	Nombre de Sherwood	130	
	4.2.3.2.5	Nombre de Nusselt latent et sensible	128	
	4.2.3.2.4	Vitesse d'évaporation	126	
	4.2.3.2.3	Profils de la vitesse axiale	124	
	4.2.3.2.2	Profils de température et de concentration	123	
	4.2.3.2.1	Lignes de courants et champs de température	122	
4.2.3.2	4.2.3.2 Effet de la largeur de la protubérance			
	4.2.3.1.6	Nombre de Sherwood	121	
	4.2.3.1.5	Nombre de Nusselt sensible te latent	119	
	4.2.3.1.4	Vitesse d'évaporation	117	
	4.2.3.1.3	Profils de température et de concentration	115	
	4.2.3.1.2	Profils de la vitesse axiale	112	
	4.2.3.1.1	Lignes des courants et champs de température	110	
4.2.3.1 Effet de la longueur de la protubérance			109	

## Listes des figures

- 1.1 Configuration géométrique étudiée (Huang 2005)
- 1.2 Canal étudié (Nicolas Galanis 2012)
- 1.3 Représentation schématique du système physique (H. Jang)
- 1.4 Géométrie de canal étudié avec protubérance (X. Chesneau)
- 1.5 Principe du dispositif expérimental (A. Cherif)
- 2.1 Configuration géométrique étudiée
- 2.2 Volume de contrôle
- 2.3 Représentation d'un maillage décalé
- 2.4 Évolution du nombre de Nusselt latent pour différents maillages
- 2.5 Distribution du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée obtenue par N.Galanis et notre code de calcul
- 2.6 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque mouillée obtenue par N.Galanis et notre code de calcul
- 2.7 Lignes de courants dans le canal : (a) Notre code de calcul pour Re=300
  - (b) Résultats de N.Galanis
- 3.1 Profils adimensionnels de la température (a) T<sub>p</sub>=303 K, (b) T<sub>p</sub>=313 K
- Profils adimensionnels de la concentration (a)  $T_p=303$  K, (b)  $T_p=313$  K
- 3.3 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à l'entrée du canal ( $Z^* = 0$ )
- 3.4 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à différentes hauteurs du canal
- 3.5 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^* = 10)$
- 3.6 Lignes de courant :  $T_p=303 \text{ K}$  (a),  $T_p=313 \text{ K}$  (b) et  $T_p=323 \text{ K}$  (c)
- 3.7 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée à  $T_p=303~{\rm K}$
- 3.8(a) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de la température de la paroi
- 3.8(b) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de l'humidité de l'air à l'entrée
- 3.9 Variation axiale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs de la température de la paroi
- 3.10 Variation axiale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs de l'humidité relative  $H_r$
- 3.11 Variation axiale de nombre du Nusselt latent pour différentes valeurs de la température de la paroi
- 3.12 Variation axiale du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité relative  $H_{\rm r}$

- 3.13 Profils du nombre de Sherwood et du nombre de Nusselt sensible
- 3.14(a) Profils adimensionnels de la température pour T<sub>p</sub>=303 K
- 3.14(b)Profils adimensionnels de la température pour T<sub>p</sub>=343 K
- 3.15(a) Profils adimensionnels de la fraction massique pour T<sub>p</sub>=303 K
- 3.15(b) Profils adimensionnels de la fraction massique pour T<sub>p</sub>=343 K
- 3.16 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à différentes hauteurs du canal à  $T_p = 303 \ K$
- 3.17 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal ( $Z^*=10$ ) pour différentes température à la paroi
- 3.18 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal ( $Z^*=10$ ) pour différentes humidité de l'air à l'entrée
- 3.19 Lignes de courant à  $T_p=303 \text{ K}$
- 3.20 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée pour différentes températures imposées
- 3.21 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée pour différentes humidité de l'air à l'entrée
- 3.22 Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes températures imposées à la paroi
- 3.23 Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités de l'air à l'entrée
- 3.24 Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes températures imposées à la paroi
- 3.25 Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée
- 3.26 Évolution du nombre de Sherwood pour différentes températures de paroi
- 3.27 Évolution du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal
- 3.28 Variation de la température le long de la plaque mouillée pour différentes densités de flux de chaleur
- 3.29 Variation de la concentration le long de la plaque mouillée pour différentes densités de flux de chaleur
- 3.30(a) Distributions de la température dimensionnelle à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 400 Wm<sup>-2</sup>
- $3.30(b) Distributions de la température dimensionnelle à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à <math display="inline">800 Wm^{\text{-}2}$
- 3.31(a) Distributions de la fraction massique à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à  $400 \text{Wm}^{-2}$
- 3.31(b)Distributions de la fraction massique à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à  $800 \text{Wm}^{-2}$
- 3.32(a) Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=200Wm<sup>-2</sup>
- 3.32(b)Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=1000Wm<sup>-2</sup>

- 3.33 Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal pour q=400Wm<sup>-2</sup>
- 3.34 Lignes de courants pour une densité de flux de chaleur (a) q=400Wm<sup>-2</sup>, (b) q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.35 Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes densités de flux de chaleur q à  $Z^*=5$
- 3.36 Variation du nombre de Nusselt sensible avec la densité de flux de chaleur
- 3.37 Variation du nombre de Nusselt latent en fonction de la densité du flux de chaleur q
- 3.38 Comparaison du nombre de Nusselt latent pour deux valeurs de densité de flux de chaleur (200Wm<sup>-2</sup> et 400Wm<sup>-2</sup>)
- 3.39 Comparaison du nombre de Nusselt latent pour deux valeurs de densité de flux de chaleur (600Wm<sup>-2</sup> et 800Wm<sup>-2</sup>)
- 3.40 Variation du nombre de Sherwood en fonction de la densité de flux de chaleur
- 3.41 Variation de la température à la hauteur du canal égal  $Z^*=5$  en fonction de l'humidité relative  $H_r$
- 3.42 Variation de la température à la hauteur du canal  $Z^*=5$  en fonction de l'humidité relative  $H_r$
- 3.43 Variation de la fraction massique à la hauteur du canal  $Z^*=5$  en fonction de l'humidité relative  $H_r$
- 3.44(a) Variation du nombre de Nusselt latent pour H<sub>r</sub>=10% et 20%
- 3.44(b) Variation du nombre de Nusselt latent pour H<sub>r</sub>=30%, 50% et 70%
- 3.45 Variation du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée
- 3.46 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de l'humidité de l'air à l'entrée
- 3.47 Variation du nombre de Sherwood pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée
- 3.48 Variation de la température le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.49 Variation de la fraction massique le long de plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.50 Variation du nombre de Sherwood le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q= $800 \mathrm{Wm}^{-2}$
- 3.51 Variation du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.52 Variation du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.53(a) Profils de la température q=400Wm<sup>-2</sup>
- 3.53(b)Profils de la température q=700Wm<sup>-2</sup>
- 3.54(a) Profils adimensionnels de la fraction massique q=400Wm<sup>-2</sup>

- 3.54(b)Profils adimensionnels de la fraction massique q=700Wm<sup>-2</sup>
- 3.55 Variation de la température le long de la plaque mouillée en fonction de la densité de flux de chaleur q
- 3.56 Variation de la concentration le long de la plaque mouillée en fonction de la densité de flux de chaleur q
- 3.57 Lignes de courants pour une densité de flux de chaleur (a)  $q=400Wm^{-2}$ , (b)  $q=800Wm^{-2}$
- 3.58(a) Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=200Wm<sup>-2</sup>
- 3.58(b)Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=800Wm<sup>-2</sup>
- 3.59(a) Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal à q= $100 \text{Wm}^{-2}$
- 3.59(b)Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal à q=600Wm<sup>-2</sup>
- 3.60 Variation du nombre de Nusselt sensible pour différentes densités de flux de chaleur q
- 3.61 Variation du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de la densité de flux de chaleur q
- 3.62 Variation du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de la densité de flux de chaleur
- 3.63 Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal
- 3.64(a) Évolution du nombre de Nusselt latent pour H<sub>r</sub>=10%
- 3.64(b)Évolution du nombre de Nusselt latent pour H<sub>r</sub>=70%
- 3.65 Évolution de la vitesse d'évaporation pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal
- 3.66(a) Profils axiale de la composante verticale de la vitesse à l'entrée du canal (Z\*=5) pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée
- 3.66(b)Profils axiale de la composante verticale de la vitesse au milieu du canal ( $Z^*=5$ ) pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée
- 3.66(c) Profils axiale de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal ( $Z^*=10$ ) pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée
- 3.67 Variation du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée
- 4.1 Configuration géométrique étudiée
- 4.2 Évolution de la température le long de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$  b,  $q=50Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.3 Évolution de la température le long de la protubérance pour différentes densités de, flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4 b, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.4 Évolution de la fraction massique le long de la protubérance pour différentes densités de flux de chaleur ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.5(a) Distributions de la température à différentes hauteurs de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

- 4.5(b) Distributions de la température à l'entrée et à la sortie du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 100Wm<sup>-2</sup> (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.6(a) Distributions de la concentration à l'entrée et à la sortie du canal pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.6(b) Distributions de la concentration le long de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égale à 100Wm<sup>-2</sup>(A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.7 Profils axiaux de la température à différentes densités de flux de chaleur pour  $Z^*$  =4.5 et  $Z^*$  =5.5 ( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4 $b^*$ ,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.8 Profils axiaux de la fraction massique à différentes densités de flux de chaleur pour  $Z^* = 4.5$  et  $Z^* = 5.5$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $H_r = 30\%$ ,  $T_{in} = 298$  K)
- 4.9(a) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à l'entrée et à la sortie du canal à  $q=100Wm^{-2}(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$
- 4.9(b) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs de la protubérance à q=100Wm<sup>-2</sup>(A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.10 Lignes de courant et champs de température à différentes densités de flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4 b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.11 Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse pour différentes densités de flux de chaleur à  $Z^*$  =4.5 et  $Z^*$  =5( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4  $b^*$ ,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.12 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $50 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4 b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.13 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de 400Wm<sup>-2</sup> (A\*=5, a\*=1/4 b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.14(a) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $50 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4 b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.14(b) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $50 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4 b, H<sub>r</sub>=30%,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.15(a) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $400 \text{Wm}^{-2}$  (A\*=5, a\*=1/4 b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.16 Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance rectangulaire ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=50Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.17 Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance rectangulaire ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=50Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.18 Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance en fonction de la densité du flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.19 Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance en fonction de la densité de flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.20 Évolution du nombre de Sherwood le long de la face verticale de la protubérance en fonction de la densité du flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

- 4.21(a) Profils axiaux de la température pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à  $Z^* = 5.5$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200Wm^{-2}$ ,  $T_{in} = 298$  K)
- 4.21(b) Profils axiaux de la température pour différentes humidité relative de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200 Wm^{-2}$ ,  $T_{in} = 298$  K)
- 4.22(a) Profils axiaux de la fraction massique pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à  $Z^*$  =5.5 ( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4 $b^*$ , q=200Wm<sup>-2</sup>,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.22(b) Profils axiaux de la fraction massique de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $T_{in} = 298 \text{ K}$ ) pour différentes humidité relative
- 4.23(a) Profils de la vitesse axiale adimensionnelle pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à Z\* =5.5 (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.23(b) Profils de la vitesse axiale adimensionnelle pour différentes humidité relative de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$  (A=5,  $a^* = 1/4b^*$ , q=200Wm<sup>-2</sup>,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.24(a) Lignes de courants pour différentes humidités relatives de l'air à l'entrée ( $H_r=10\%$ , 30% et 70%) ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.24(b) Lignes de courants pour différentes humidités relatives de l'air à l'entrée (A\*=5,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.25 Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour différentes humidités relative de l'air a l'entrée du canal (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.26 Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.27 Variation du nombre de Nusselt Latent pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.28 Variation du nombre de Sherwood pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.29 Lignes de courants et champs de température pour différentes longueurs de la protubérance ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.30 Lignes de courants et champs de température en fonction de la densité du flux de chaleur ( $A^*=2$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.31(a) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance  $(A^*=1, a^*=1/4 b^*, q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$
- 4.31(b) : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance (A\*=2, a\*=1/4 b\*, q=200Wm^-², H\_r=30%,  $T_{\rm in}$ =298 K)
- 4.31(c) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance  $(A^*=3, a^*=1/4 b^*, q=200Wm^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 K)$
- 4.31(d)Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=4$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.31(e) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance  $(A^*=5, a^*=1/4 b^*, q=200 Wm^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 K)$
- 4.32(a) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal pour différentes dimensions de la protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

- 4.32(b)Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal pour différentes dimensions de la protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.33(a) Distributions de la température dimensionnelle à la sortie du canal ( $Z^*=8.5$ ) pour différentes longueurs de la protubérance ( $q=200Wm^2$ 2,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.33(b)Distributions de la fraction massique dimensionnelle à la sortie du canal ( $Z^*=8.5$ ) pour différentes longueurs de la protubérance ( $q=200Wm^2$ 2,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.34(a) Évolution de la température dimensionnelle le long des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.34(b)Évolution de la fraction massique dimensionnelle le long des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.34(c)Évolution de la température dimensionnelle le long de la face verticale des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.35(a)Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.35(b)Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de chaque protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.35(c)Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de chaque protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.36 Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des protubérances en (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.36(a) Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des faces verticales des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.37 Évolution du nombre de Nusselt latent le long des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.37(a) Évolution du nombre de Nusselt latent le long des faces verticales des protubérances (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.38 Comparaison du nombre de Nusselt latent et sensible le long de la face verticale de la protubérance ( $A^*=2$ ,  $a^*=1/4$  b,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.39 Évolution du nombre de Sherwood pour différentes largeurs de la protubérance
- 4.40 Lignes des courants et champs de température pour différentes largeurs de la protubérance ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.41 Évolution de la température pour différentes largeurs des protubérances ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.42 Évolution de la fraction massique dimensionnelle pour différentes largeurs des protubérances (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.43(a)Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/8$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.43(b)Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/2$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.44(a) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au débit du canal ( $Z^*=2.5$ ) pour différentes largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

- 4.44(b)Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au milieu de la protubérance (Z\*=5.5) pour différentes largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.44(c) Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal ( $Z^*=10$ ) pour différentes largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.45(a) Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.45(b)Évolution de la vitesse d'évaporation le long de première face latérale de chaque protubérance (q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.46 Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des protubérances de différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.47 Évolution du nombre de Nusselt latent le long des protubérances de différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.48(a)Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.48(b)Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)
- 4.49(a) Évolution du nombre de Sherwood le long de la première face latérale de la protubérance pour deux différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.49(b)Évolution du nombre de Sherwood le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)
- 4.49(c)Évolution du nombre de Sherwood le long de la deuxième face latérale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.50 Lignes des courants et champs de température pour différents positions de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)
- 4.51 Variation du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance pour différentes positions ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298 K$ )
- 4.52 Variation du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance pour différentes positions ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298~K$ )
- 4.53 Lignes de courants et champs de température à différentes densité de flux de chaleur  $(A^*=2, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$
- 4.54 Lignes de courants et champs de température à différents largeur de la protubérance  $(A^*=2, q=200Wm^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$

## Listes des tableaux

- 2.1 Les dimensions de référence
- 2.2 Écart relatif entre les nombres de Nusselt latent de nos résultats et ceux de N. Galanis

## Liste des symboles

```
largeur de la protubérance (m)
a
        longueur de la protubérance (m)
A
        rapport de forme
Ar
         largeur du canal (m)
b
С
        fraction massique
        chaleur spécifique de l'air (J kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>)
C_{pa}
        chaleur spécifique de la vapeur d'eau (J kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>)
C_{pv}
        coefficient de diffusion (m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>)
D
        accélération de la pesanteur (m s<sup>-2</sup>)
g
        nombre de Grashof thermique
Gr_T
        nombre de Grashof massique
Gr_{M}
        humidité relative (%)
H_r
L
        longueur du canal (m)
L_{c}
        longueur caractéristique
        chaleur latente de vaporisation (K J kg<sup>-1</sup>)
L_{v}
        masse molaire (g mol<sup>-1</sup>)
M
        masse molaire d'air (g mol<sup>-1</sup>)
M_a
        masse molaire de vapeur d'eau (g mol<sup>-1</sup>)
Mv
        normal sortante
N
        rapport de flottabilité
        nombre de Nusselt latent
Nu_L
        nombre de Nusselt sensible
Nu_s
        nombre de Nusselt totale
Nu_T
        pression (Pa)
p
        pression modifiée ou pression motrice (Pa)
p_{\rm m}
Pr
         nombre de Prandtl
         densité de flux de chaleur (Wm<sup>-2</sup>)
q
        flux de chaleur latent (Wm<sup>-2</sup>)
q_L
        flux de chaleur sensible (Wm<sup>-2</sup>)
```

 $q_s$ 

- Re nombre de Reynold
- Sc nombre de Schmidt
- Sh nombre de Sherwood
- T température (K)
- t temps (s)
- u vitesse axiale (m s<sup>-1</sup>)
- w vitesse transversale (m s<sup>-1</sup>)
- V<sub>e</sub> vitesse d'évaporation
- x coordonnée axiale (m)
- z coordonnée transversale (m)

## Indices et exposant

- p paroi
- in grandeur à l'entré du canal
- m moyenne
- L latente
- s sensible
- \* adimensionnelle
- 0 variable à température ambiante
- ref référence
- k variable à l'instant t
- k-1 variable à l'instant  $t \Delta t$
- k+1 variable à l'instant  $t + \Delta t$

#### Symboles grecs

- $\beta_T$  coefficient d'expansion thermique  $(K^{-1})$
- $\beta_M$  coefficient d'expansion massique
- $\lambda$  conductivité thermique (W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>)
- $\alpha$  coefficient de diffusion thermique (m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>)
- μ viscosité dynamique (kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>)
- v viscosité cinématique (m² s<sup>-1</sup>)
- ρ densité (kg m<sup>-3</sup>)

#### **Abréviations**

Conv terme convectif

Diff terme diffusif

Cons constante

QUICK quadratic upstream interpolation of convective kinematics

## Introduction générale

Les phénomènes de transfert simultanés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide en convection naturelle sont présents dans un grand nombre d'applications industrielles telles que le froid, la climatisation, les réacteurs chimique, le refroidissement des appareils électroniques, le dessalement de l'eau de mer, les piles à combustible.... L'étude de ces phénomènes est toutefois complexe du fait que plusieurs paramètres interviennent dans les écoulements avec changement de phase tels que la vitesse et la température de la vapeur, la température de la paroi, la pression, la nature du fluide.... Cependant, la résolution et la compréhension des mécanismes de transfert couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation par convection revêtent un grand intérêt et font l'objet de nombreux travaux expérimentaux et numériques.

L'objectif essentiel de la plus part de ces travaux est la détermination des gradients de température, ou de concentration de vapeur, entre une paroi et un fluide ou au sein d'un fluide, qui sont à la base de la convection naturelle. Dans la pratique, la surface d'échange entre un solide et un fluide joue un rôle primordial sur les transferts qui se développent dans et au voisinage de ce solide. Il est donc nécessaire de maîtriser l'influence de la forme de la surface d'échange sur ces transferts.

Notre travail a pour objectif de caractériser les transferts simultanés de chaleur et de masse qui se déroulent lors de l'évaporation en convection naturelle d'un film liquide d'épaisseur négligeable ruisselant sur une paroi verticale non plane et d'étudier l'effet de cette topologie non plane sur les transferts thermiques et massiques.

Afin de situer notre travail nous présentons dans le premier chapitre une étude bibliographique des travaux antérieurs théoriques et expérimentaux concernant l'évaporation d'un film liquide ruisselant sur une paroi pour divers géométries et différents types de convection.

Le second chapitre est consacré à la formulation mathématique de l'évaporation en convection naturelle d'un film liquide ruisselant sur une paroi non plane. Nous formulons dans un référentiel cartésien les équations qui régissent les transferts dans la phase gazeuse ainsi que les conditions aux limites qui leurs sont associées. Les discrétisations temporelles et spatiales de ces équations ainsi que les méthodes de résolution utilisées dans le code de calcul sont ensuite présentées brièvement.

Le troisième chapitre traite, après une validation de notre code de calcul, l'évaporation par convection naturelle d'un film liquide mince avec un transfert combiné de chaleur et de masse au sein d'un canal vertical bidimensionnel chauffé symétriquement ou asymétriquement à température constante puis avec une densité de flux de chaleur constante. Les effets de certains paramètres physiques tels que la température de paroi, la densité de flux de chaleur, la température et l'humidité à l'entrée du canal sur les échanges thermique et massique sont discutés.

Le quatrième chapitre est consacré aux résultats concernant un écoulement dans un canal vertical à paroi ondulée. Différents paramètres physiques (la densité du flux de chaleur, l'humidité relative, la température d'entrée) et géométriques (nombres de protubérances, leurs positions, leurs formes et leurs dimensions) ont été étudiés pour montrer leurs influences sur les transferts thermique et massique à l'intérieur du canal.

Une conclusion générale clôture finalement le manuscrit. Elle rassemble les conclusions partielles de chaque chapitre, les résultats marquants ainsi que les perspectives envisagées à cette étude.

## Chapitre 1.

## Étude bibliographique

#### 1.1. Introduction

Afin de déterminer l'orientation des recherches, une revue bibliographique des études existantes sur l'évaporation en convection naturelle, mixte et forcée pour différentes géométries a été réalisée.

L'intérêt manifeste pour les transferts couplés de chaleur et de masse par convection naturelle est suscité par de nombreux champs d'applications qui sont associés à la vie quotidienne, que ce soit les phénomènes naturels, les applications technologiques et l'environnement. Pour les phénomènes naturels se développant sur une grande échelle, on distingue les courants marins froids ou chauds, les courants convectifs géophysiques, les mouvements des vents et leur influence sur les conditions météorologiques. Pour les applications industrielles et technologiques, on peut citer : les capteurs thermiques, le séchage, la distillation, les séchoirs, le confort thermique de l'habitat, la climatisation et le refroidissement des composants électroniques. Dans le domaine de l'environnement, la diffusion des effluents gazeux dans l'atmosphère, par exemple, est un phénomène dont la compréhension est nécessaire pour limiter la pollution.

L'étude des transferts couplés de chaleur et de masse a donc suscité l'intérêt de plusieurs scientifiques, cet intérêt se traduit par une multitude de travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

Le but de toutes études théoriques et expérimentales relatives aux transferts dans les écoulements diphasiques est la détermination des profils de la température, de la vitesse, des fractions massiques ainsi que des nombres adimensionnels qui caractérisent les transferts thermiques et massiques tels que les nombres de Nusselt latent, sensible et le nombre de Sherwood.

Les études expérimentales concernant l'évaporation de film liquide dans un canal permettent de déterminer le coefficient de transfert de chaleur en effectuant un bilan thermique global à partir des relevés des températures de paroi interne, de l'entrée et de la sortie du canal.

D'un point de vue numérique on rencontre deux approches dans la littérature. La première approche consiste à prendre en considération les deux phases (liquide et gaz). Dans la phase liquide, les transferts sont décrits par les équations classiques du ruissellement et dans la phase vapeur par les équations de la convection naturelle ou forcée suivant le type d'écoulement étudié. A l'interface liquide-vapeur, les transferts sont couplés par les conditions de continuité des densités de flux de chaleur et des contraintes de cisaillement. L'épaisseur du

film est déduite de la résolution, par une procédure itérative, de l'équation représentant le bilan thermique à l'interface liquide-vapeur. La deuxième approche consiste à considérer l'épaisseur du film liquide comme négligeable et de résoudre les équations uniquement dans la phase vapeur. Dans cette approche on considère qu'à la paroi la vapeur est à sa pression de vapeur saturante et qu'il y a une vitesse d'évaporation proportionnelle au gradient de la fraction massique de la vapeur (loi de Fick). Dans les deux approches les équations de transfert sont en général discrétisées par des méthodes implicites aux différences finies ou la méthode des volumes finis. Les systèmes d'équations algébriques obtenus sont ensuite résolus à l'aide d'algorithmes tels que celui de Thomas ou de Gauss.

## 1.2. Études numériques

## 1.2.1. Approche considérant un film liquide mince

Dans cette partie, nous présentons les travaux qui ne tiennent pas compte de la dynamique du film liquide. En effet, la complexité du problème qui résulte de la prise en compte des deux phases a incité plusieurs chercheurs à simplifier l'étude. De ce fait, ils se sont intéressés à la résolution dans la phase gazeuse tout en supposant que le film liquide est extrêmement mince. Plusieurs configurations géométriques ont été traitées pour différents types de convection (naturelle, mixte et forcée).

Plusieurs études ont été simplifiées en négligeant les mécanismes de transferts dans le film liquide. Ainsi les paramètres d'entrée du film ne sont pas considérés dans cette approche. Yan et al. (1989) [1] ont étudié numériquement les transferts de chaleur et de matière en convection mixte laminaire entre deux plaques parallèles chauffées asymétriquement. Ces deux parois sont portées respectivement aux températures  $T_1$  et  $T_2$ . Ces deux plaques sont mouillées par deux films liquides extrêmement minces. La paroi sert alors de conditions aux limites pour les transferts de masse et de chaleur en considérant une vitesse d'évaporation. Dans cette étude, une grande importance a été accordée aux effets de flottabilité thermique et massique pour le système air-eau. De plus, les effets des températures imposées et du nombre de Reynolds pour l'écoulement gazeux sur les phénomènes de transferts ont été examinés. Les résultats obtenus montrent que les transferts de chaleur sont dominés par le transport latent lié aux phénomènes d'évaporation ou de condensation le long des parois mouillées. Pour  $T_1$  élevée, une importante quantité d'eau est évaporée dans l'écoulement d'air ce qui engendre une augmentation de l'humidité de l'air de l'écoulement. La fraction massique de la vapeur

d'eau au voisinage de la paroi chauffée est supérieure à celle du côté de la deuxième plaque ce qui provoque le phénomène de condensation sur cette paroi.

Ait Hammou et al. (2004) [2] ont étudié numériquement les transferts couplés de chaleur et de masse par convection laminaire mixte au sein d'un canal vertical dont les parois sont isothermes et mouillées. Une étude paramétrique a été effectuée sur l'écoulement d'air en faisant varier sa température, son humidité et par la suite sa fraction massique qui peuvent déterminer la nature du phénomène ayant lieu. Ils ont montré que la condensation prend place lorsque la fraction massique de la vapeur à l'entrée est plus grande que celle correspondant à la valeur de saturation au niveau de la paroi. Pour des conditions bien déterminées à la paroi, une augmentation de la température de l'air à l'entrée engendre une légère augmentation du nombre de Nusselt sensible et une diminution du nombre de Nusselt latent.

Huang et al. (2005) [3] ont analysé numériquement le transfert simultané de chaleur et de matière en convection mixte laminaire dans un canal vertical de section rectangulaire avec un film liquide en présence d'évaporation où de condensation. Le canal est formé de quatre parois dont deux solides et isolés, alors que les deux autres sont poreuses et maintenues à des températures constantes. Leurs résultats montrent que de grandes valeurs de température engendrent une diminution du coefficient de frottement. Les transferts de masse et de chaleur augmentent avec le rapport de forme de la section rectangulaire et une augmentation de l'humidité entraîne une diminution du transfert de chaleur.

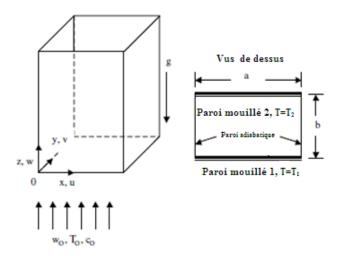


Figure 1.1: Configuration géométrique étudiée (Huang 2005)

Yan et al. (1991) [4] ont étudié numériquement l'effet d'un film liquide sur le transfert de chaleur et de masse par convection laminaire dans un canal vertical. Le canal est formé par deux plaques parallèles et adiabatiques sur lesquelles ruisselle un film liquide de température

supérieure à celle de l'air à l'entrée du canal. L'écoulement est descendant. Les résultats obtenus montrent que le rapport entre les chaleurs latente et sensible transférées est plus important pour de faibles débits d'écoulement et des températures élevées du film.

Boukadida et Ben Nasrallah (2000) [5] ont effectué une étude numérique des transferts de chaleur et de masse lors de l'évaporation dans un canal rectangulaire. Ils se sont intéressés à l'analogie entre les transferts de chaleur et de masse et à son domaine de validité. Ils ont montré que l'analogie reste valable pour des valeurs de température et de concentration en vapeur assez faibles. De plus ils ont mis en évidence l'effet du rayonnement thermique sur le rapport entre le nombre de Sherwood et le nombre de Nusselt.

N. Galanis et al. [6] ont étudié numériquement la convection laminaire mixte avec changement de phase entre deux plaques planes parallèles mouillées avec un film liquide d'eau à une température constante inférieure à celle de l'air à l'entrée du canal. Ils ont montré l'importance des forces de flottabilité sur les champs hydrodynamiques, thermiques et massiques. Ces forces réduisent le transfert de chaleur et de masse et causent le renversement de l'écoulement prêt des parois. De plus ils ont confirmé que le transfert par mode latent est plus important que celui par mode sensible. Le rapport entre le nombre de Nusselt latent et sensible est de sept à l'entrée du canal alors qu'il est de trois à sa sortie.

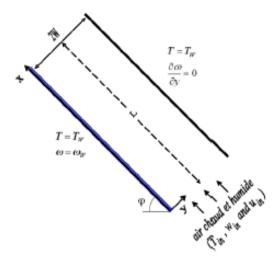


Figure 1.2: Canal étudié (Nicolas Galanis 2012)

Salah El-Din [7] a effectué une étude numérique de l'effet des forces de flottabilité sur le développement de la convection mixte laminaire entre deux plaques parallèles verticales soumises à un flux de chaleur uniforme. Les équations décrivant la phase gazeuse sont discrétisées par une méthode implicite aux différences finies. Une grande importance est accordée au rapport des forces de flottabilité d'origine thermique et massique N. Les

principaux résultats obtenus dans cette étude sont interprétés par rapport au signe de N. En effet, les nombres de Nusselt et de Sherwood augmentent si ce rapport est positif et diminuent si il est négatif. Les profils de la température et de la concentration sont moins sensibles à ce rapport que les profils de la vitesse. Ainsi, si N est positif, les profils de la vitesse sont largement perturbés par les forces de flottabilité d'origine massique. Il a été démontré que le gradient de pression augmente avec la hauteur des plaques. Plus cette hauteur est grande, plus l'augmentation est linéaire. De même l'augmentation de ce gradient peut être provoquée par une augmentation de N.

O. Oulaid et al. [8] ont étudié numériquement la convection laminaire mixte avec changement de phase dans un canal incliné, formé de deux plaques planes parallèles. La paroi inférieure est couverte par un film d'eau et soumise à une température supérieure à celle de l'air humide à l'entrée du canal alors que la paroi supérieure est considérée imperméable. Les auteurs ont montré que les forces de flottabilité diminuent le transfert de chaleur et de masse et engendrent le renversement de l'écoulement. Ces résultats dépendent essentiellement de l'inclinaison du canal. Les conditions d'existence du renversement sont présentées par des abaques ainsi que des expressions analytiques. Ces abaques et expressions donnent le nombre de Grashof thermique critique en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs du nombre de Grashof massique ainsi que différents rapports de forme et angles d'inclinaison.

Lee et al. [9] ont réalisé une étude numérique de l'évaporation d'un film liquide le long d'une paroi poreuse d'une conduite rectangulaire verticale. Cette paroi est supposée mouillée, maintenue à une température égale à 40 °C ou 60 °C et soumise à un écoulement d'air ascendant et d'humidité relative de 10%, 50% et 90%. Le nombre de Reynolds est de 1000 ou 2000. Ils ont montré que le transfert de chaleur le long de la paroi mouillée est dominé par le transport par mode latent. Les forces de flottabilité engendrent une amélioration des transferts de chaleur et de matière par rapport à ceux obtenus en convection forcée pure. Cette augmentation est liée à l'élévation de la température de la paroi ou à la diminution du nombre de Reynolds. De plus ils ont constaté que les nombres de Nusselt et de Sherwood élevés sont obtenus pour une configuration géométrique possédant un grand facteur de forme.

Yan et al. [10] ont étudié numériquement la convection mixte dans un espace annulaire vertical. Cet espace a pour rayon intérieur  $R_1$  et pour rayon extérieur  $R_2$ . Les deux parois sont maintenues respectivement aux températures  $T_1$  et  $T_2$  supérieures à la température ambiante. Les influences des températures des parois mouillées, du nombre de Reynolds pour

l'écoulement gazeux, du rapport des rayons sur les transferts thermique et massique ont été étudiées. Les auteurs ont démontré que le transport latent est le mode dominant durant l'évaporation ou la condensation. Ils ont montré que la présence de la diffusion massique permet l'amélioration du transfert thermique. A l'entrée du canal, un nombre de Sherwood élevé, pour les deux parois, est obtenu pour le système ayant le plus faible rapport de rayon.

Laaroussi et al. [11, 12] ont effectué une étude numérique de l'évaporation d'un film liquide mince en convection mixte le long de la paroi d'un canal vertical. Deux mélanges binaires de gaz parfaits et non dilués air-vapeur d'eau et air-hexane sont examinés. Le mélange air-vapeur d'eau ou air-vapeur d'hexane entre dans le canal à une température égale ou supérieure à la température de la paroi et une fraction massique nulle. Les auteurs ont considéré la masse volumique avec l'approximation de Boussinesq alors que les autres propriétés thermophysiques sont maintenues constantes. Ces dernières sont calculées à une température de référence Tr obtenue à partir de la température de paroi T<sub>w</sub> et de la température d'entrée T<sub>0</sub> en appliquant la règle du 1/3 : T<sub>r</sub>=T<sub>w</sub>-1/3 (T<sub>w</sub>-T<sub>0</sub>). Ils ont montré que pour le cas de l'évaporation de l'eau, les forces solutale et thermique sont opposées. Au voisinage de l'entrée, l'évaporation permet l'augmentation significative de la vitesse axiale au centre du canal. Pour une fraction massique à la paroi supérieure à 0.2, la vitesse prend des valeurs négatives au voisinage des parois mouillées par le film d'eau ce qui se traduit par un renversement de l'écoulement. Pour l'évaporation de l'hexane, ils ont montré que la force solutale agit dans le sens descendant. La diffusion massique provoque une forte accélération de l'écoulement dans les couches limites et une recirculation de l'écoulement au centre du canal pour une évaporation importante.

Vachon M. et al. [13] ont étudié numériquement l'écoulement laminaire permanent en convection naturelle engendré par les effets combinés des transferts de chaleur et de masse au voisinage d'une surface verticale humide soumise à un flux de chaleur de densité constante. Deux méthodes numériques sont présentées : la première utilise les solutions affines qui décrivent les phénomènes en termes de variable de similitude ; la seconde est une méthode implicite aux différences finies. Une comparaison entre ces deux méthodes est présentée afin de tester les approximations des solutions affines. Cette étude montre l'influence du rapport N des forces de flottabilité d'origine thermique et massique et fait apparaître un nombre de Grashof combiné qui prend en compte les deux flux (flux de chaleur latent et flux de chaleur sensible). L'intérêt de tels résultats est de fournir des solutions approchées et des corrélations

concernant l'évolution des couches limites dynamique, thermique et massique et de permettre une résolution simple des problèmes d'évaporation en convection naturelle.

Jusqu'à maintenant nous n'avons reporté que des travaux concernant des parois lisses. Les transferts thermique et massique qui se déroulent au voisinage d'une paroi rugueuse sont rencontrées dans plusieurs applications technologiques telles que les capteurs solaires ou bien les réfrigérateurs. Cependant, les études concernant les parois rugueuses sont moins fréquentes dans la littérature. Parmi les travaux effectués sur des parois non planes on peut citer :

Kirati et Paison Naphon [14] ont étudié numériquement le transfert thermique dans un canal horizontal ondulé formé de deux plaques dont la plaque inférieure est ondulée et soumise à une densité de flux de chaleur constante. Cette étude a été réalisée avec le modèle de turbulence K- $\varepsilon$  standard et la méthode des volumes finis. Ils ont montré que pour un faible nombre de Reynolds la géométrie ondulée ne présente pas un grand intérêt pour l'amélioration du transfert thermique alors que pour un nombre de Reynolds élevé il y a agrandissement des zones de recirculation, un tourbillon se développe pour former un vortex transversal et en raison de ce vortex le transfert thermique augmente (le débit augmente ainsi que la température).

Touhami Abdelhamid et al. [15] ont étudié numériquement la convection naturelle thermique dans un canal vertical de longueur H et de largeur d dont l'une des parois présente une protubérance sinusoïdale, positionnée au milieu du canal, de longueur L<sub>0</sub> et d'amplitude a<sub>0</sub>. Cette protubérance est soumise à un flux de chaleur uniforme de densité constante. Les parois du canal sont adiabatiques et la dissipation visqueuse est négligeable. Ils ont montré que l'influence de la protubérance sur les transferts est d'autant plus importante que son amplitude et la densité de flux de chaleur qui lui est appliquée sont élevées. Ils ont constaté que pour de grands nombres de Rayleigh il apparaît une zone de recirculation localisée dans la partie supérieure du canal en aval de la protubérance. Ils ont montré également que ce nombre de Nusselt local est maximal au sommet de la protubérance (zone où les transferts convectifs sont les plus intenses).

La modélisation des transferts simultanés de chaleur et de masse le long de parois rugueuses est plus complexe à mettre en œuvre que pour une paroi lisse. C'est pourquoi l'on trouve plus de travaux dans la littérature concernant les transferts de chaleur seuls.

J. H. Jang et al. [16] ont étudié numériquement les transferts simultanés de chaleur et de masse par convection naturelle le long d'une surface ondulée verticale. La surface est maintenue à une température uniforme et à une concentration constante. Les équations régissant le problème sont discrétisées par la méthode des différences finies. Les effets de l'amplitude de l'ondulation, du rapport de flottabilité N et du nombre de Schmidt ont été étudiés en détail. Ils ont montré que le coefficient de frottement à la paroi ainsi que les nombres de Nusselt et de Sherwood augmentent avec l'augmentation du rapport de flottabilité N signifiant une augmentation du transfert de masse. Par contre une augmentation de l'amplitude de l'ondulation réduit les nombres de Nusselt et de Sherwood. Plus récemment J. H. Jang et al. [17] ont analysé le même problème de transfert de chaleur et de masse avec les mêmes conditions en convection mixte. Ils ont montré que le coefficient de frottement locale ainsi que les nombres de Nusselt et de Sherwood augmentent avec les transferts de chaleur et de masse et donc avec le rapport de flottabilité N.

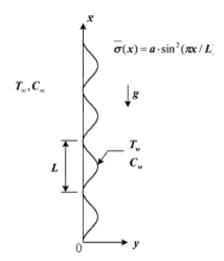


Figure 1.3: Représentation schématique du système physique (H. Jang)

Rahman [18] a analysé expérimentalement la convection naturelle thermique et massique le long d'une surface verticale ondulée. L'augmentation du rapport entre l'amplitude de la sinusoïde et la longueur d'onde  $(a/\lambda)$  provoque une diminution du transfert massique. Le nombre de Sherwood est présenté par une corrélation en fonction du rapport  $(a/\lambda)$ :

Sh = 0.915 Ra 0.238 (1 +a/
$$\lambda$$
)-0.8577

C. Chang et al. [19] ont examiné la convection mixte d'un fluide non newtonien le long d'une plaque verticale ondulée. Les résultats montrent que l'augmentation du nombre de Prandtl et du rapport entre les forces volumiques d'origine massique et thermique conduisent à une croissance de l'influence de l'état de la surface sur le nombre de Nusselt.

Prétot [20] a procédé à une étude théorique et expérimentale de la convection naturelle au dessus de plaques horizontales de différentes topographies. Les équations de transfert sont discrétisées à l'aide de la méthode des volumes finis et à l'aide de l'algorithme de Thomas. L'adéquation entre les champs de vitesse et de pression est assurée par l'algorithme SIMPLER. La topographie de la surface de la plaque modifie la morphologie de l'écoulement et par conséquent les transferts en son voisinage. Ainsi, les transferts sont, pour une plaque dont la surface n'est pas plane, moins intenses que dans le cas d'une plaque plane de même surface projetée. Pour une plaque dont la surface est décrite par un profil sinusoïdal, il apparaît dans les creux de la sinusoïde des zones de recirculation dans lesquelles le transfert de chaleur s'effectue essentiellement par conduction. Des corrélations permettant de décrire le transfert de chaleur entre la plaque et le fluide, incluant le rapport amplitude sur période des protubérances, sont proposées.

X. Chesneau et B. Zeghmati [21] ont étudié numériquement la convection naturelle thermique et massique dans un canal vertical formé de deux plaques verticales dont l'une présente une protubérance imbibée d'eau soumise à un flux de chaleur uniforme de densité constante. Les équations régissant l'écoulement sont discrétisées par la méthode implicite aux différences finies. Les systèmes d'équations obtenus sont résolus à l'aide des algorithmes de Thomas et Gauss. Ils ont montré l'existence d'une convection naturelle ascendante au voisinage de la protubérance et descendante le long de la paroi qui lui est opposée. Cette dernière est d'autant plus intense que l'espace entre les deux plaques est élevé. Les transferts dans le canal sont d'autant plus intenses que le rapport de forme de la protubérance et la température imposée à celle-ci et à la paroi opposée sont élevées.

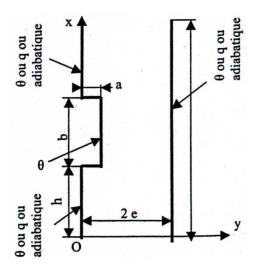


Figure 1.4: Géométrie du canal étudié avec protubérance (X. Chesneau)

### 1.2.2. Approche considérant un film liquide d'épaisseur non négligeable

Yan et al. [22] ont montré que l'hypothèse d'un film extrêmement mince n'est valable que pour des débits massiques très faibles. Pour un système avec un débit important de liquide à l'entrée l'hypothèse devient inappropriée. Nous présentons dans ce qui suit les travaux tenant compte des mécanismes de transfert dans les deux phases, gazeuse et liquide.

Yan et al. ont étudié numériquement [23] et expérimentalement [24] le refroidissement d'un film liquide dans un canal vertical. L'écoulement de l'air ainsi que le film d'eau ou d'éthanol sont laminaires et co-courant. Les équations régissant le problème sont discrétisées par la méthode des différences finies. Les systèmes concernant l'air et l'éthanol sont résolus simultanément. Les auteurs ont démontré que les transferts de chaleur le long de l'interface liquide-gaz sont dominés par le transport latent du fait de l'évaporation du film liquide. L'influence du transfert de chaleur latente sur le refroidissement du film liquide dépend largement de la température du film à l'entrée et de son débit massique. Les résultats obtenus numériquement sont en bon accord avec ceux trouvés expérimentalement.

Yan [25] a étudié numériquement les effets du transfert de chaleur par mode latent associé à l'évaporation d'un film liquide sur les transferts simultanés de chaleur et de masse en convection mixte laminaire dans un canal vertical. Il a examiné deux différents systèmes aireau et air-éthanol pour un nombre de Reynolds égal à 2000. Pour une température pariétale élevée, le nombre de Nusselt latent est important ce qui met en évidence l'importance du transfert par mode latent associé à l'évaporation du film. Puisque l'étude concerne le régime laminaire pour les deux phases liquide et gaz, l'augmentation des débits massiques de ces deux phases nécessite d'élargir cette analyse et d'aborder la convection mixte en régime turbulent.

Agunaoun et al. [26] ont analysé numériquement l'évaporation d'un film d'eau ruisselant, en régime laminaire et sans onde, sur une plaque plane inclinée. Les équations régissant le phénomène sont résolues à l'aide d'une méthode aux différences finies. Dans ces conditions, où la chaleur est fournie par la surface, ils ont montré que l'interface eau-air se comporte, eu égard à l'écoulement gazeux, comme une paroi rigide plane et isotherme dont la température est voisine de celle de la paroi solide. Ainsi ils ont mis en évidence l'existence de distance d'assèchement et leur ordre de grandeur.

En 1994, Yan et al. [27] ont étudié numériquement les transferts de chaleur et de masse le long d'une plaque inclinée et soumise à un flux de chaleur. Les auteurs ont montré que le

transport par mode latent est dominant (six fois plus grand que le mode sensible). La diminution de l'angle d'inclinaison cause l'élévation de la température interfaciale ce qui favorise le transfert latent. Ils ont montré en particulier que le nombre de Nusselt augmente avec l'angle d'inclinaison, l'épaisseur du film et la vitesse de l'air.

K. Fahem et al. [28] ont conduit une analyse numérique des transferts de chaleur et de masse à l'intérieur d'une cellule de distillation. La cellule est une cavité rectangulaire de rapport de forme égal à 10. La première plaque verticale sur laquelle ruisselle un film d'eau est soumise à un flux de chaleur de densité constante. La deuxième est maintenue à une température constante  $T_0$  et joue le rôle d'un condenseur. Les deux parois horizontales sont supposées adiabatiques. Ils ont modélisé les transferts dans le film liquide et la phase gazeuse mais également dans les parois solides. Une attention particulière a été accordée à la conductivité de la plaque chauffée. Ils ont montré l'existence d'une zone de condensation de la vapeur d'eau sur le film liquide. Cette zone est située en haut de la cavité. Ce phénomène est lié à l'intensité du flux de chaleur ainsi qu'au débit de l'eau d'alimentation.

M. Feddaoui et al. [29] ont étudié numériquement l'influence du phénomène d'évaporation d'un film d'eau le long d'un canal vertical sur la protection thermique des parois. Le film liquide ruisselle en co-courant d'un écoulement descendant laminaire d'air humide chaud en régime permanant. Les équations dans le gaz et dans le liquide ainsi que les conditions aux limites associées sont discrétisées à l'aide d'une méthode aux différences finies implicite. Les systèmes d'équations obtenus sont résolus à l'aide de l'algorithme de Thomas. Ils ont montré que l'augmentation de l'épaisseur du film liquide obtenue pour des valeurs importantes de température d'entrée du gaz et du nombre de Reynolds permet de protéger la paroi en réduisant le transfert de chaleur et de masse entre l'air chaud et la paroi.

R. Mansour [30] a étudié numériquement le transfert thermique et massique par convection naturelle d'un film liquide ruisselant sur une plaque plane inclinée et soumise à un flux de chaleur de densité constante. Il a montré que le transfert par mode latent est plus intense que par mode sensible. Ainsi, il a montré que la convection naturelle massique est prédominante au voisinage du bord d'attaque supérieur de la plaque et augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison.

Tsay et al. [31] ont étudié expérimentalement et numériquement le refroidissement d'un film liquide d'éthanol tombant sur une plaque verticale isolée thermiquement. Le film est supposé préchauffé à l'entrée de la plaque. Un bon accord a été trouvé entre les résultats expérimentaux et les calculs numériques. Ils ont démontré que le refroidissement du film

liquide est causé essentiellement par le transfert de chaleur par mode latent accompagnant l'évaporation du film liquide. De plus, si la température du film à l'entrée est plus importante que la température du gaz, les forces de flottabilité ascendantes d'origine thermique peuvent dépasser les forces de frottement à l'interface et les forces de flottabilité d'origine massique. Dans ce cas, on peut assister au renversement de l'écoulement dans certaines parties du canal.

## 1.3. Études expérimentales

L'évaporation d'un film liquide en présence d'un écoulement gazeux a fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux :

Cherif et al. [32] ont réalisé une étude expérimentale de l'évaporation de deux films liquides ruisselant sur les parois d'un canal vertical en convection naturelle et forcée. Ces deux plaques sont métalliques et ont une conductivité thermique élevée. Elles sont symétriquement soumises à un flux de chaleur de densité constante. Le rendement thermique et le flux massique évaporé sont calculés pour différentes densités de flux de chaleur et différentes vitesses de l'écoulement. L'influence de la densité du flux de chaleur sur le nombre de Sherwood a été étudiée. La variation de ce nombre est une fonction exponentielle de la densité du flux de chaleur. Les auteurs ont montré que l'évaporation croit avec la vitesse d'écoulement de l'air et le flux de chaleur.

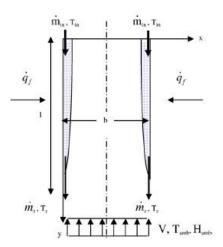


Figure 1.5: Principe du dispositif expérimental (A. Cherif)

Rahman et al. [33] ont analysé expérimentalement la convection naturelle thermique et massique le long d'une surface verticale ondulée. Une corrélation a été proposée qui permet la prédiction du nombre de Sherwood qui caractérise les transferts de masse le long de la surface ondulée en fonction du rapport  $(a/\lambda)$ : Sh = 0.915 \*Ra<sup>0.238</sup> \* $(1 + a/\lambda)^{-0.8577}$ . Ils ont montré que

l'augmentation du rapport entre l'amplitude et la longueur d'onde de la sinusoïde  $(a/\lambda)$  provoque une diminution du transfert massique.

J.P. Corriou et al. [34] ont étudié expérimentalement les transferts simultanés de chaleur et de masse dans une cellule de distillation. Cette dernière est un parallélépipède, de facteur de forme important. La cellule est alimentée avec de l'eau salée, et l'eau pure est évaporée à partir d'un film mince qui se situe le long d'une paroi chauffée tandis que la paroi opposée est maintenue à une température plus faible et est utilisée comme surface de condensation. Les résultats expérimentaux montrent que le transfert de chaleur dans la cellule de distillation est dominé par le transfert de chaleur par mode latent associé à l'évaporation. Une étude paramétrique du comportement de la cellule de distillation a été effectuée. Un choix convenable des paramètres de fonctionnement est suggéré afin d'optimiser le rendement de distillation.

En 1998, He et al. [35] ont développé un modèle numérique pour la simulation d'un film liquide ruisselant sur la paroi interne d'un tube vertical avec un écoulement d'air ascendant et turbulent. Une étude expérimentale est menée pour comparer le modèle numérique portant sur le refroidissement du film d'eau. Le tube est supposé soumis à un flux de chaleur uniforme et le film liquide est préchauffé. A partir de cette étude, deux phases de transfert de chaleur ont été identifiés : la phase d'évaporation et la phase de refroidissement du film. Lorsque le film est alimenté à une température élevée, le phénomène d'évaporation prend place. L'énergie fournie par la paroi est utilisée pour l'évaporation du film liquide. La température de l'eau et le débit de l'écoulement vapeur sont les deux facteurs importants qui contrôlent l'efficacité du transfert thermique. Lorsque la température du film liquide est relativement faible, le système fonctionne en mode de refroidissement direct du film.

W.W. Baumann et F. Thiele [36] ont conduit une étude expérimentale pour l'étude de l'évaporation d'un film liquide binaire en convection forcée turbulente. Le film est un mélange de méthanol-benzène s'écoulant sur la paroi interne d'un tube vertical de section circulaire en présence d'un écoulement gazeux. La méthode numérique pour résoudre les équations couplées de bilan reliées avec les conditions aux limites et les conditions à l'interface est basée sur une procédure de variation pour la détermination de la température à l'interface gaz-liquide. Le calcul montre l'influence de l'équilibre de phase et son interaction avec le processus de transport local.

D. Saury et al. [37] ont effectué une étude expérimentale concernant l'évaporation flash d'un film d'eau. Les expériences ont été réalisées pour une gamme de températures entre 35°C et 60°C, des pressions variant de 50 à 200 mbar et une hauteur d'eau de 15 mm. Ces expériences ont identifié les paramètres qui influent sur la cinétique d'évaporation flash : la température initiale du liquide et la surchauffe. Une relation de proportionnalité entre la masse finale du liquide évaporé par détente et la surchauffe est proposée. Ainsi ils ont montré que ce facteur de proportionnalité peut-être obtenu à partir d'un bilan thermique dans la chambre de détente. X.G.Huang et al. [38] ont étudié expérimentalement l'évaporation d'un film liquide ruisselant dans un canal rectangulaire de grande dimension dans le but de concevoir et améliorer un système de refroidissement passif confiné. Les résultats expérimentaux indiquent que l'augmentation du débit d'air semble améliorer le coefficient de transfert de masse tandis que la température du film et son débit ont peu d'effet sur le coefficient de transfert de masse.

#### 1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les travaux portant sur l'évaporation par convection naturelle, forcée ou mixte dans plusieurs configurations géométriques. Ces travaux concernent aussi bien des études expérimentales que numériques. Concernant les travaux numériques, nous avons choisi de les classer en deux catégories : La première catégorie concerne les travaux considérant le film d'épaisseur extrêmement mince ce qui se traduit par le fait que seule la résolution des équations de la phase gazeuse est réalisée. La deuxième partie est consacrée aux études tenant compte de la dynamique du film ruisselant ce qui nécessite la résolution simultanée des transferts dans le film liquide et dans la phase gazeuse. Cette étude bibliographique montre que :

- L'intense production scientifique dans le thème de l'évaporation traduit l'intérêt de ce phénomène qui mérite d'être encore étudié vu son importance dans plusieurs applications industrielles. L'évaporation par convection naturelle, forcée ou mixte a été largement étudiée. La paroi où ruisselle le film liquide est dans la plupart des cas soumise à une température uniforme ou à un flux de chaleur de densité constante.
- L'étude de la dynamique du film liquide a été simplifiée par plusieurs auteurs. Même si elle est faite, les hypothèses simplificatrices reflètent la complexité des phénomènes intervenant à l'interface liquide-gaz lors du couplage des transferts de chaleur et de matière. En effet, les approximations de couches limites sont adoptées dans plusieurs études. Dans d'autres, le terme d'inertie dans l'équation de quantité de mouvement

- ainsi que le terme de transport convectif selon la direction normale à celle de l'écoulement sont négligés.
- Les surfaces ondulées modifient la morphologie de l'écoulement et les transferts thermique et massique. Les paramètres (amplitude, longueur d'onde,...) ont un rôle très important sur les caractéristiques de l'écoulement et des transferts thermique et massique. L'ensemble des connaissances acquises sur les transferts de chaleur permettent d'optimiser les échanges, et cela dans des conditions économiquement viables. Ces études font appel à divers modes d'investigation : analyse théoriques associées à des méthodes de résolution analytiques ou numériques, et techniques d'investigation expérimentales.

Suite à cette analyse bibliographique, il apparaît donc intéressant d'étudier les transferts de chaleur et de masse au sein d'un canal vertical bidimensionnelle dont l'une de ces deux parois présente une ou plusieurs protubérances imbibées d'un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable. Il serait également intéressant d'étudier l'influence de différents paramètres physiques (tels que la température d'entrée, la température de la paroi, l'humidité relative) et géométriques (tels que le rapport de forme de la protubérance, la position, le nombre et la taille des protubérances) sur les transferts thermiques et massiques.

### Chapitre 2.

# Modélisation du problème et hypothèses simplificatrices

#### 2.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'établir en premier lieu les équations régissant l'écoulement en convection naturelle de l'air dans un canal vertical bidimensionnel formé de deux plaques parallèles mouillées par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable et soumises à un flux de chaleur de densité constante. L'une de ces deux parois est ondulée par la présence d'une ou plusieurs protubérances, Nous présentons ensuite les méthodes de résolution utilisées. Un certain nombre d'hypothèses et de conditions aux limites seront adoptées pour simplifier les équations de Navier-Stokes, l'équation de diffusion de la vapeur et celle de la chaleur pour la prédiction des champs thermiques, massiques et dynamiques. La validation du code de calcul est réalisée en comparant nos résultats obtenus avec ceux de la littérature.

#### 2.2. Description et modélisation mathématique du problème

#### 2.2.1. Présentation de la géométrie étudiée

La figure 2.1 schématise les différentes configurations géométriques étudiées.

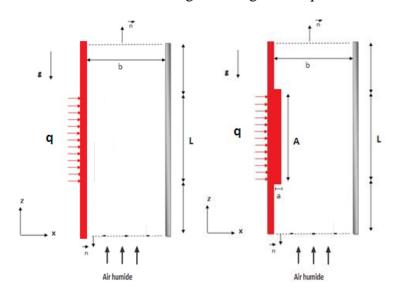


Figure 2.1 : Les configurations géométriques étudiées

Il s'agit d'un canal vertical bidimensionnel de longueur L formé de deux plaques parallèles séparées par une distance b, dont l'une est lisse alors que l'autre est rainurée (présence d'une ou plusieurs protubérances de longueur A et de largeur a). Ces deux plaques sont chauffées symétriquement ou asymétriquement par un flux de chaleur de densité constante q et mouillées par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable. Le canal est traversé par un

écoulement ascendant laminaire d'air humide en régime permanant. A l'entrée, ce dernier a une humidité relative  $H_r$  et une température  $T_{in}$ .

#### 2.2.2. Hypothèses simplificatrices

Les phénomènes de transfert simultanés de chaleur et de masse lors de l'évaporation en convection naturelle sont toutefois complexes du fait que plusieurs paramètres interviennent dans les écoulements avec changement de phase tels que la vitesse, la température de la vapeur, la température de la paroi, la pression, la nature du fluide....

Pour étudier ces phénomènes, nous avons pris en considération les hypothèses simplificatrices suivantes :

- L'écoulement est laminaire, incompressible, bidimensionnel et en régime permanant.
- Le film liquide est mince.

pressions partielles des deux gaz.

Cette hypothèse a été largement utilisée dans la littérature [Lin et al [1] (1988), Yan [4] (1993)]. Dans cette hypothèse on traite le film liquide comme une condition aux limites, donc la température est égale à celle imposée sur la paroi. Ceci nous permet de résoudre les équations seulement dans la phase gazeuse.

- L'air humide est considéré comme un gaz parfait.
   Cette hypothèse nous permet de déterminer la masse volumique de l'air à l'aide de la loi des gaz parfaits et de déterminer la pression totale comme étant la somme des
- La dissipation visqueuse et le travail des forces de pression sont négligés.
   La diffusion d'énergie d'origine purement mécanique est négligée du fait que la vitesse et la viscosité de l'air sont faibles.
- L'interface liquide-vapeur est en équilibre thermodynamique.
   Cette hypothèse a été prise en considération du fait que le changement de phase ne se produit que sous des conditions de saturation. Donc l'interface est considérée saturée à la température T<sub>p</sub>.
- Les effets Soret et Dufour sont négligeables.
   Le flux de masse induit par le gradient de température (effet Soret) ainsi que le flux de chaleur induit par le gradient de concentration sont considérés négligeables. Ces effets secondaires ne sont pas pris en compte car les gradients de température et de concentration sont faibles.

- Le transfert par rayonnement est négligeable.
   L'intervalle de température considéré restant faible, l'effet radiatif des parois peut être considéré négligeable. Cette hypothèse a été utilisée par plusieurs auteurs [Gebhart et pera [47] (1971), Agunaoun [26] (1996)].
- Les propriétés physiques sont considérés constantes dans un premier temps, ensuite elles sont variables en fonction de la température et de la concentration.
- L'approximation de Boussinesq est adoptée.

Pour tenir compte des effets de flottabilité, la plus simple approximation est celle de Boussinesq. Cette approximation est fondée sur l'hypothèse que la masse volumique est constante sauf dans le terme de flottabilité [Boussinesq, [40] (1903)]. Elle fournit un modèle très utilisé, confirmé par une littérature abondante et rapportant un excellent accord entre calculs et expériences. Cette approximation est exprimée par la relation suivante :

$$\rho = \rho_{in} \left[ 1 - \beta_T \left( T - T_{in} \right) - \beta_M \left( C - C_{in} \right) \right]$$

Avec:

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_{in}} (\frac{\partial \rho}{\partial T})_{C=cons, P=cons}$$
: Coefficient d'expansion volumique dû à la température.

Et

$$\beta_M = -\frac{1}{\rho_{in}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C}\right)_{T=cons, P=cons}$$
: Coefficient d'expansion volumique dû à la concentration. D'après

la loi des gaz parfaits :  $\rho = \frac{PM}{RT}$ 

P: pression totale du mélange et M sa masse molaire, on peut facilement montrer que :

$$\beta_T = \frac{1}{T_{in}}$$

On a aussi:

$$\beta_{M} = -\frac{1}{\rho_{in}} \left( \frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{T = cons, P = cons} = -\frac{1}{\rho_{in}} \frac{P}{RT} \left( \frac{\partial M}{\partial C} \right)_{T = cons, P = cons}$$

En effet la loi de Dalton nous permet d'écrire  $P = P_a + P_v$ 

Ainsi, en utilisant la loi des gaz parfaits on a :  $P = \frac{RT}{V} \cdot \frac{m}{M}$ 

Après simplification on obtient :  $\beta_M = \frac{M_a}{M_v} - 1$ 

#### 2.2.3. Mise en équation et conditions aux limites

#### 2.2.3.1. Mise en équation

En adoptant les hypothèses simplificatrices précédentes, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse dans un canal vertical s'écrivent :

• Équation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0$$
 (2.1)

• Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant X

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_m}{\partial X} + v \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2}\right) \quad (2.2)$$

• Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant Z

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial X} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_m}{\partial Z} + V \left( \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) + g \left( \beta_T \left( T - T_{in} \right) + \beta_M \left( C - C_{in} \right) \right)$$
(2.3)

• Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial X} + W \frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right) (2.4)$$

• Équation de diffusion de la vapeur

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial X} + W \frac{\partial C}{\partial Z} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} \right) (2.5)$$

#### 2.2.3.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont les conditions imposées sur les parois, à l'entrée et à la sortie du canal. Ces conditions sont données sous leurs formes dimensionnelles telles que :

#### A. Conditions aux limites avec une densité de flux de chaleur constante

• A l'entrée et à la sortie du canal :

$$\mathbf{Si} \ \ W < 0 \quad \frac{\partial \ W}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ U}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ T}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ C}{\partial \ Z} = 0 \ \ ; \ p = \ p_0$$

$$\mathbf{Si} \ W > 0 \ \frac{\partial W}{\partial Z} = U = 0 \ ; \ C = C_{in} \ ; \ T = T_{in}$$

• Sur les parois du canal

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} + \rho L_v V_e = q$$
;  $C = C_P$ ;  $W = 0$ ;  $U = \pm V_e = -\frac{D}{(1 - C_P)} \frac{\partial C}{\partial Z}$ 

• Sur la paroi latérale de la protubérance

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial X} + \rho L_{v} V_{e} = q \; ; C = C_{p} \; ; U = 0 \; ; W = \pm V_{e} = -\frac{D}{(1 - C_{p})} \frac{\partial C}{\partial X}$$

Avec  $V_e$ : vitesse d'évaporation de l'eau estimée par Lee et al. [9] (1977): Cette vitesse a été déduite pour un écoulement en régime permanant avec une faible variation de l'épaisseur du film liquide le long de la plaque.  $V_e = \frac{-D}{1-C_p} \frac{\partial C}{\partial X}$ 

#### B. Conditions aux limites avec une température imposée

• A l'entrée et à la sortie du canal :

$$\mathbf{Si} \ \ W < 0 \quad \frac{\partial \ W}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ U}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ T}{\partial \ Z} = \frac{\partial \ C}{\partial \ Z} = 0 \ \ ; \ p = p_0$$

$$\mathbf{Si} \ W > 0 \ \frac{\partial W}{\partial Z} = U = 0 \ ; \ C = C_{in} \ ; \ T = T_{in}$$

• Sur les parois du canal

$$T=T_{p}$$
 ;  $C=C_{p}$  ;  $W=0$  ;  $U=\pm V_{e}=-\frac{D}{(1-C_{p})}\frac{\partial C}{\partial Z}$ 

• Sur la paroi latérale de la protubérance

$$T=T_{p}$$
 ;  $C=C_{p}$  ;  $U=0$  ;  $W=\pm V_{e}=-\frac{D}{(1-C_{p})}\frac{\partial C}{\partial X}$ 

#### 2.2.4. Analyse adimensionnel

#### 2.2.4.1 Grandeurs de référence

Les équations et les conditions aux limites qui leurs sont associées sont adimensionnalisées à l'aide des grandeurs suivantes :

Grandeurs de référence	Valeurs de référence	Dimensions	
L <sub>réf</sub> : Longueur de référence	b	[m]	
V <sub>réf</sub> : Vitesse de référence	$V_{r\acute{e}f} = -\frac{\lambda}{\rho bc_p}$	[m.s <sup>-1</sup> ]	
P <sub>réf</sub> : Pression de référence	$P_{r\acute{e}f} = -\frac{\lambda^2}{\rho b^2 c_p^2}$	$[Kg .m^{-1}.s^{-2}]$	

t <sub>réf</sub> : Temps de référence	$t_{r\acute{e}f} = \frac{L_{r\acute{e}f}}{V_{r\acute{e}f}} = -\frac{\rho b^2 c_p}{\lambda}$	[s]
$T_{ref}$ : Température de référence avec un flux imposé	$(\Delta T)_0 = \frac{qb}{\lambda}$	[ K ]
$T_{réf}$ : Température de référence avec une température imposée	$(\Delta T)_0 = T_p - T_{in}$	[ K ]
C <sub>réf</sub> : Concentration de référence avec un flux imposé	$(\Delta C)_0 = (qb / L_v D\rho)$	[ gKg <sup>-1</sup> ]
$C_{ref}$ : Concentration de référence avec une température imposée	$(\Delta C)_0 = (C_p - C_{in})$	$[gKg^{-1}]$

Tableau 2.1: Les dimensions de référence

#### 2.2.4.2. Grandeurs adimensionnelles

Pour donner une formulation générale du problème étudié, nous transformons les équations régissant le phénomène sous leur forme adimensionnelle. Les choix des nombres adimensionnels se font à partir des paramètres de références qui caractérisent l'écoulement au sein du canal. Dans notre cas, ces grandeurs caractéristiques sont :

$$X^* = \frac{X}{b}$$
;  $Z^* = \frac{Z}{b}$ ;  $U^* = \frac{U}{V_{réf}}$ ;  $W^* = \frac{W}{V_{réf}}$ ;  $P^* = \frac{P}{P_{réf}}$ ;  $t^* = \frac{t}{t_{réf}}$ 

#### 2.2.4.3. Équations adimensionnelles

En introduisant ces grandeurs sans dimensions dans les équations (2.1), (2.2), (2.3), (2.4) et (2.5) on aura :

• Équation de continuité

$$\frac{\partial U^*}{\partial X^*} + \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = 0 \quad (2.6)$$

• Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant X

$$\frac{\partial U^{*}}{\partial t^{*}} + U^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial Z^{*}} = -\frac{\partial P^{*}}{\partial X^{*}} + Pr \left( \frac{\partial^{2} U^{*}}{\partial X^{*^{2}}} + \frac{\partial^{2} U^{*}}{\partial Z^{*^{2}}} \right) (2.7)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement suivant Z

$$\frac{\partial W^{*}}{\partial t^{*}} + U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial Z^{*}} = -\frac{\partial P^{*}}{\partial Z^{*}} + \Pr\left(\frac{\partial^{2} W^{*}}{\partial X^{*}} + \frac{\partial^{2} W^{*}}{\partial Z^{*}}\right) + \Pr^{2}\left(Gr_{T}T^{*} + Gr_{M}C^{*}\right) (2.8)$$

#### > Pour une densité de flux de chaleur imposée

$$C^{*} = \frac{(C - C_{in})}{(qb / L_{v}D\rho)}$$

$$T^{*} = \frac{(T - T_{in})}{(qb / \lambda)}$$

$$Gr_{T} = \frac{g\beta_{T}(\Delta\theta)_{0}(b_{réf})^{3}}{v^{2}}; (\Delta\theta)_{0} = (qb / \lambda)$$

$$Gr_{M} = \frac{g\beta_{M}(\Delta C)_{0}(b_{réf})^{3}}{v^{2}}; (\Delta C)_{0} = (qb / L_{v}D\rho)$$

$$Pr = \frac{c_{p}v\rho}{\lambda}$$

#### > Pour une température imposée

$$C^{*} = \frac{(C - C_{in})}{(C_{p} - C_{in})}$$

$$T^{*} = \frac{(T - T_{in})}{(T_{p} - T_{in})}$$

$$Gr_{T} = \frac{g\beta_{T} (\Delta\theta)_{0} (b_{réf})^{3}}{v^{2}}; (\Delta\theta)_{0} = (T_{p} - T_{in})$$

$$Gr_{M} = \frac{g\beta_{M} (\Delta C)_{0} (b_{réf})^{3}}{v^{2}}; (\Delta C)_{0} = (C_{p} - C_{in})$$

$$Pr = \frac{c_{p}v\rho}{2}$$

• Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T^{*}}{\partial t^{*}} + U^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial Z^{*}} = \left(\frac{\partial^{2} T^{*}}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^{2} T^{*}}{\partial Z^{*2}}\right) (2.9)$$

• Équation de diffusion de la vapeur

$$\frac{\partial C^{*}}{\partial t^{*}} + U^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial Z^{*}} = \frac{\Pr}{Sc} \left( \frac{\partial^{2} C^{*}}{\partial X^{*}^{2}} + \frac{\partial^{2} C^{*}}{\partial Z^{*}^{2}} \right) (2.10)$$

#### 2.2.4.4. Conditions aux limites adimensionnelles

Les conditions aux limites sont les conditions imposées sur les parois, à l'entrée et à la sortie du canal. Ces conditions sont données sous leur forme adimensionnelle telles que :

#### > Conditions aux limites pour une densité de flux de chaleur imposée

• A l'entrée et à la sortie du canal :

$$\mathbf{Si} \ \ W < 0 \ \ \frac{\partial \ W^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ U^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ T^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ C^*}{\partial \ Z^*} = P^* = 0$$

$$Si W > 0 \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = U^* = T^* = C^* = 0$$
;  $P^* = -0.5(\frac{1}{\Delta} \int W^* dX^*)$ 

• Sur les parois du canal

$$-\frac{\partial T^*}{\partial Z^*} + \rho L_v V_e^* V_{réf} = 1; C^* = \frac{(C - C_{in})}{(qb / L_v D \rho)}; W^* = 0; U^* = \pm V_e^*$$

• Sur la paroi latérale de la protubérance

$$-\frac{\partial T^*}{\partial X^*} + \rho L_v V_e^* V_{réf} = 1 \; ; C^* = \frac{(C - C_{in})}{(qb / L_v D \rho)} \; ; \; U^* = 0 \; ; \; W^* = \pm V_e^*$$

Avec 
$$V_e^* = -\frac{\Pr(qb/L_vD\rho)}{Sc(1-C_p)} \frac{\partial C^*}{\partial Z^*} ou \frac{\partial C^*}{\partial X^*}$$

#### Conditions aux limites pour une température imposée

• A l'entrée et à la sortie du canal :

$$\mathbf{Si} \ \ W < 0 \ \ \frac{\partial \ W^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ U^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ T^*}{\partial \ Z^*} = \frac{\partial \ C^*}{\partial \ Z^*} = P^* = 0$$

Si 
$$W > 0$$
  $\frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = U^* = T^* = C^* = 0$ ;  $P^* = -0.5(\frac{1}{\Delta} \int W^* dX^*)$ 

• Sur les parois du canal

$$T^* = 1$$
 ;  $C^* = 1$  ;  $W^* = 0$  ;  $U^* = \pm V_e^*$ 

• Sur la paroi latérale de la protubérance

$$T^* = 1$$
 ;  $C^* = 1$  ;  $U^* = 0$  ;  $W^* = \pm V_e^*$ 

Avec 
$$V_e^* = -\frac{\Pr(C_p - C_{in})}{Sc(1 - C_i)} \frac{\partial C^*}{\partial Z^*} ou \frac{\partial C^*}{\partial X^*}$$

Dans ce travail, nous proposons une nouvelle condition aux limites sur la pression qui est appelée pression de type Bernoulli par intervalle. Elle consiste à imposer :

➤ Une pression nulle où le fluide est sortant.

Vune pression  $P^* = -\frac{\overline{W^*^2}}{2}$  avec  $\overline{W^*^2} = \frac{1}{\Delta} \int W^* dX^*$  Avec  $\Delta$  la longueur de l'intervalle où le fluide est totalement rentrant.

27

#### 2.2.5. Nombres adimensionnelles caractérisant le problème

Pour formuler le problème nous utilisons également d'autres nombres sans dimension. Ces nombres sont définis comme suit :

• Rapport de forme : C'est le rapport entre la largeur et la hauteur du canal.

$$Ar = \frac{b}{L}$$

 Nombre de Grashof thermique : C'est le rapport entre les forces de flottabilité d'origine thermique et les forces de viscosité.

$$Gr_T = \frac{g\beta_T (\Delta\theta)_0 (b_{réf})^3}{V^2}$$

Pour une densité de flux de chaleur imposée :  $(\Delta \theta)_0 = (qb / \lambda)$ 

Pour une température imposée :  $(\Delta \theta)_0 = (T_p - T_{in})$ 

• Nombre de Grashof massique : C'est le rapport entre les forces de flottabilité d'origine massique et les forces de viscosité.

$$Gr_{M} = \frac{g \beta_{M} (\Delta C)_{0} (b_{réf})^{3}}{v^{2}}$$

Pour une densité de flux de chaleur imposée :  $(\Delta C)_0 = (qb / L_v D\rho)$ 

Pour une température imposée :  $(\Delta C)_0 = (C_p - C_{in})$ 

Où  $c_{in}$  et  $c_{p}$  correspondent respectivement à la concentration en vapeur d'eau à l'entrée du canal et à celle de saturation à l'interface air-eau.

• L'expression de la concentration en vapeur est donnée par Yan et Soong [46], 1995 :

$$C = M_{v} P_{sat} (T) / M_{a} (P - P_{sat} (T)) + M_{v} P_{sat} (T)$$

•  $P_{sat}$  est la pression de saturation à la température T donnée par la relation :

$$Log_{10} P_{sat} (T) = 28.59051 - 8.2 Log_{10} T + 2.4804 *10^{-3} T - 3142 .32 / T$$

D'après la relation de c on constate que la concentration en vapeur dépend de la température de l'air. Donc il y a une interdépendance entre  $G_{r_M}$  et  $G_{r_T}$ .

• La somme de ces deux nombres adimensionnels est défini comme étant le nombre de Grashof total tel que :

$$Gr^+ = Gr_M + Gr_T$$

• Le rapport entre ces deux nombres de Grashof est défini comme étant le rapport de flottabilité tel que :

$$N = \frac{Gr_{M}}{Gr_{T}}$$

 Nombre de Prandtl : il représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

$$Pr = \frac{c_p v \rho}{\lambda}$$

• Nombre de Schmidt : il représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité massique.

$$Sc = \frac{v}{D}$$

• Chaleur sensible : énergie transférée directement au liquide sous l'effet du gradient de température. En négligeant l'énergie échangée par rayonnement, l'expression de cette chaleur est donnée par la relation :

$$q_s = -\lambda \frac{\partial T}{\partial X} | X = 0$$

• Chaleur latente : énergie transférée au liquide pour changer son état en vapeur. Son expression est donnée par la relation :

$$q_L = -\frac{D\rho L_V}{1 - C_n} \frac{\partial C}{\partial X} | X = 0$$

• Le flux de chaleur total échangé est :

$$q = q_s + q_I$$

 Nombre de Nusselt sensible : Il fournit une comparaison entre le flux transmis par convection thermique et celui transmis par conduction. Il est donné sous sa forme adimensionnelle par l'expression suivante :

$$Nu_{s} = -\frac{1}{(T_{P} * - T_{m} *)} \frac{\partial T *}{\partial X *}$$

 Nombre de Nusselt latent : C'est le rapport entre le flux par convection massique et celui transmis par conduction. Il est donné par la relation :

$$Nu_{L} = -\frac{D\rho L_{V}\left(\Delta C\right)_{0}}{qb} \frac{1}{(1-C_{P})(T_{P}*-T_{m}*)} \frac{\partial C*}{\partial X*}$$

Pour une densité de flux de chaleur imposée :  $(\Delta C)_0 = (qb / L_v D\rho)$ 

Pour une température imposée :  $(\Delta C)_0 = (C_p - C_m)$ 

• L'association de ces deux nombres de Nusselt (Nusselt sensible et Nusselt latent) donne le nombre de Nusselt total tel que :

$$Nu_T = Nu_s + Nu_L$$

• Nombre de Sherwood : C'est le rapport entre le flux transmis par convection massique et celui transmis par diffusion des espèces. Il est définit par la relation suivante :

$$Sh = \frac{K_c L_c}{D}$$

Avec  $K_c = -D \frac{\partial C}{\partial X} | X = 0$ : Coefficient de transfert massique

L<sub>c</sub>: Longueur caractéristique

D: Coefficient de diffusion

La forme adimensionnelle correspondante est :  $Sh = -\frac{1}{(C_P * - C_m *)} \frac{\partial C^*}{\partial X^*}$ 

#### 2.3. Méthodes de résolution

#### 2.3.1. Choix de la méthode numérique

Depuis plusieurs années, les scientifiques se penchent sur la résolution des problèmes de plus en plus complexes, pour lesquels des solutions analytiques ne peuvent être trouvées. Ces types de problèmes sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non-linéaires. Pour obtenir une solution numérique à ces problèmes étudiés, on doit transformer les équations différentielles du modèle mathématique en systèmes d'équations algébriques linéaires par une méthode de discrétisation avant de résoudre ce système par des méthodes directes ou par itérations.

Parmi les méthodes de discrétisation les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur et de masse, on peut citer les méthodes des différences finies, d'éléments finis et des volumes finis.

Dans notre étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis du fait de la géométrie du problème et des capacités de calcul. Cette méthode a été développée pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur et de masse et d'écoulements de fluide, elle est décrite en détail dans le livre de Patankar [43] [44]. Son principe consiste à fractionner le domaine physique en un nombre de volume dit volume fini, ensuite on intègre les équations de conservation dans chaque volume. Le résultat de cette intégration permet l'obtention des équations algébriques, dites équations discrétisées.

#### 2.3.2. Traitement du couplage pression-vitesse

Le système d'équations aux dérivées partielles établi précédemment est non linéaire. Il n'admet pas de solution analytique, on va donc le résoudre numériquement. La résolution numérique des équations de Navier-Stokes pose le problème du traitement du couplage pression-vitesse.

La difficulté réside dans le fait de calculer un champ de pression donnant un champ de vitesse qui vérifie l'équation de continuité sans disposer d'équation traduisant de manière explicite les évolutions de la pression. Il existe deux catégories de méthodes permettant de pallier cette difficulté. La première catégorie de méthode utilisée est la formulation rotationnel-fonction de courant qui consiste à éliminer la pression. Cette méthode est couramment utilisée car elle conduit à un système facilement traitable par les méthodes numériques classiques avec une vérification implicite de l'équation de continuité à chaque itération. Ses inconvénients majeurs sont le coût de son extension à des problèmes tridimensionnels et la difficulté d'avoir des conditions aux limites pour le rotationnel. La deuxième catégorie de méthode consiste à résoudre le problème en variables primitives (vitesse et pression), parmi les méthodes utilisées on peut citer :

- la méthode de compressibilité artificielle développée par *E. Arquis* [39],
- La méthode de projection développée par *Chorin* [40] et *Temam* [41],
- La méthode PISO développée par *H-Boisson* et *S.L.Estivalez* [42],
- La méthode SIMPLER développée par *Patankar* [43] [44].

Toutes ces méthodes s'appuient sur une formulation en volumes finis pour la discrétisation spatiale. Dans notre code de calcul, le traitement du couplage pression-vitesse est réalisé par la méthode de projection.

#### 2.3.3. Méthode de projection

Cette méthode a été introduite par Chorin [40] et Temam [41] pour approcher numériquement les solutions des équations de Navier-Stokes instationnaires. Elle permet de découpler les approximations de la vitesse et de la pression à chaque pas de temps, évitant ainsi les difficultés inhérentes à la résolution du problème de Stokes. L'idée générale étant qu'à chaque pas de temps, une équation de Stokes généralisée, difficile à inverser pratiquement, est remplacée par une séquence de deux sous problèmes, a priori, plus simple.

Dans notre code de calcul, le premier sous problème est résolu par la méthode des directions alternées tandis que le deuxième est résolu par la méthode multi grilles linéaire.

#### 2.3.4. Discrétisation des équations

#### A. Discrétisation temporelle

Un schéma temporel aux différences finies, d'ordre deux, de type Adams-Bashforth [45] est utilisé pour l'avancement en temps. Il consiste à traiter explicitement les termes convectifs (non linéaires) et implicitement les termes diffusifs dans les équations de Navier-Stokes, de l'équation d'énergie et de diffusion de la vapeur.

L'application de ce schéma au système d'équations (2.6), (2.7), (2.8), (2.9) et (2.10) donne :

$$\frac{3 U^{*K+1} - 4 U^{*K} + U^{*K-1}}{2 \Delta t^{*}} + 2 (U^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial Z^{*}})^{K} - (U^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial Z^{*}})^{K-1} = -(\frac{\partial P^{*}}{\partial X^{*}})^{K} + \text{Pr} (\frac{\partial^{2} U^{*}}{\partial X^{*}} + \frac{\partial^{2} U^{*}}{\partial Z^{*}})^{K+1}$$

$$\frac{3 W^{*K+1} - 4 W^{*K} + W^{*K-1}}{2 \Delta t^{*}} + 2 (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial Z^{*}})^{K} - (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial Z^{*}})^{K-1} = -(\frac{\partial P^{*}}{\partial X^{*}})^{K} + \Pr(\frac{\partial^{2} W^{*}}{\partial X^{*}} + \frac{\partial^{2} W^{*}}{\partial Z^{*}})^{K+1} + \Pr^{2}(Gr_{T}T^{*K} + Gr_{M}C^{*K})$$

$$\frac{3 \ T^{*^{K+1}} - 4 \ T^{*^{K}} + T^{*^{K-1}}}{2 \ \Delta t^{*}} + 2 \ (U^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial Z^{*}})^{K} - (U^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial T^{*}}{\partial Z^{*}})^{K-1} = (\frac{\partial^{2} T^{*}}{\partial X^{*^{2}}} + \frac{\partial^{2} T^{*}}{\partial Z^{*^{2}}})^{K+1}$$

$$\frac{3 C^{*K+1} - 4 C^{*K} + C^{*K-1}}{2 \Delta t^{*}} + 2^{*} (U^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial Z^{*}})^{K} - (U^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial X^{*}} + W^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial Z^{*}})^{K-1} = \frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Sc}} (\frac{\partial^{2} C^{*}}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^{2} C^{*}}{\partial Z^{*2}})^{K+1}$$

Ou encore:

$$(1 - ALPHA \cdot Pr \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}})(1 - ALPHA \cdot Pr \frac{\partial^{2}}{\partial x^{*2}}) \cdot U^{K+1} = ALPHA \cdot (U^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial z^{*}})^{K-1} - 2ALPHA \cdot (U^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial U^{*}}{\partial z^{*}})^{K}$$

$$- ALPHA \cdot (\frac{\partial P^{*}}{\partial x^{*}})^{K} + \frac{4 \cdot U^{*K} - U^{*K-1}}{3}$$

$$(1 - ALPHA . Pr \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}}) (1 - ALPHA . Pr \frac{\partial^{2}}{\partial x^{*2}}) W^{*K + 1} = ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial x^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA . (U^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial W^{*}}{\partial z^{*}}) K^{K - 1} - 2 ALPHA .$$

$$(1 - ALPHA - \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}})(1 - ALPHA - \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}})T^{K+1} = ALPHA - (U^{*}\frac{\partial T^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*}\frac{\partial T^{*}}{\partial z^{*}})^{K-1} - 2ALPHA - (U^{*}\frac{\partial T^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*}\frac{\partial T^{*}}{\partial z^{*}})^{K} + \frac{4 + T^{*K} - T^{*K-1}}{3}$$

$$(1 - ALPHA .Pr .Sc . \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}}) (1 - ALPHA .Pr .Sc . \frac{\partial^{2}}{\partial z^{*2}}) C^{*K + 1} = ALPHA .(U^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial z^{*}})^{K - 1} - 2ALPHA .(U^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial z^{*}} + W^{*} \frac{\partial C^{*}}{\partial z})^{K + \frac{4 \cdot C^{*K}}{\partial z}} + \frac{4 \cdot C^{*K}}{\partial z^{*}} + \frac{4 \cdot C^{*K}}$$

Avec

• 
$$\aleph^{K+1} = \aleph(t^* + \Delta t^*)$$
;  $\aleph^K = \aleph(t^*)$  Et  $\aleph^{K-1} = \aleph(t^* - \Delta t^*)$ 

Où  $t^*$  est le temps adimensionnel,  $\Delta t^*$  est le pas de temps adimensionnel et  $\aleph = (U^*, W^*, T^*, C^*)$ 

- $\bullet \qquad ALPHA = \frac{2\Delta t^*}{3}$
- Les dérivées d'ordre quatre sont supposées négligeables.

#### B. Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale a été effectuée par la méthode des volumes finis à maillages décalés (figure 2.2), développée par Patankar et Spalding [39]. Le choix de la méthode des volumes finis est basé sur le fait que cette méthode assure la conservation des grandeurs physiques. L'utilisation d'un maillage décalé permet d'éviter les oscillations numériques sur le champ de pression, observées dans le cas d'un maillage non décalé. La méthode des volumes finis consiste à subdiviser le domaine d'étude en des volumes élémentaires finis dits « volumes de contrôle » (figure 2.3). Les volumes de contrôle sont des rectangles de côté SEW et SNS , ils sont centrés en un point P, les points E, W, N et S représentent les nœuds Ouest, West , Nord et Sud entourant le nœud central P. Les faces délimitant un volume de contrôle sont à mi-

distance des nœuds E, W, N et S et on les note e, w, n, et s. Les grandeurs scalaires (température, pression) sont localisées au nœud central P tandis que les composantes de la vitesse (U\*, W\*) sont définies au point e, w, n, et s. Les équations qui décrivent le système seront intégrées sur ces volumes de contrôle.

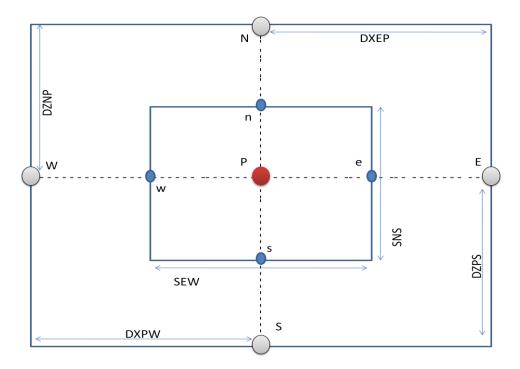


Figure 2.2: Volume de contrôle.

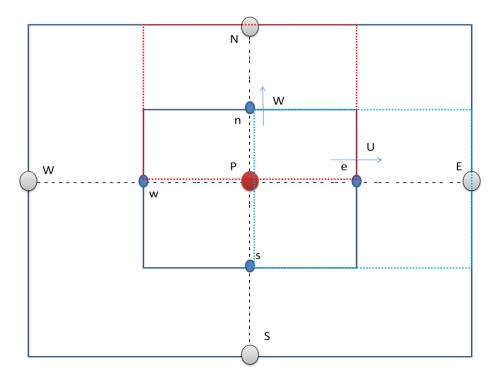


Figure 2.3 : Représentation d'un maillage décalé.

L'intégration des termes diffusifs et convectifs relatifs à la température s'effectue de la manière suivante :

#### Terme diffusif

DIFF 
$$(T^*) = \int_{y_0} (\frac{\partial^2 T^*}{\partial X^*^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial Z^{*2}}) dX^* dZ^*$$

DIFF 
$$(T^*) = \int_{YC} \frac{\partial T^*}{\partial X^*} dX^* dZ^* + \int_{YC} \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} dZ^* dX^*$$

$$DIFF \quad (T^*) = \left\{ \frac{\partial T^*}{\partial X^*} \middle|_{x = 0} - \frac{\partial T^*}{\partial X^*} \middle|_{x = 0} \right\} SNS \quad + \left\{ \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} \middle|_{x = 0} - \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} \middle|_{x = 0} \right\} SEW$$

$$DIFF \quad (T^{*}) = \left\{ \frac{T^{*}_{E} - T^{*}_{P}}{DXEP} - \frac{T^{*}_{P} - T^{*}_{W}}{DXPW} \right\} SNS \quad + \left\{ \frac{T^{*}_{N} - T^{*}_{P}}{DZNP} - \frac{T^{*}_{P} - T^{*}_{S}}{DZPS} \right\} SEW$$

$$DIFF (T^*) = a_p T^*_p + a_E T^*_E + a_W T^*_W + a_N T^*_N + a_S T^*_S$$

Avec

$$ullet a_E = rac{SNS}{DXEP}$$
 ;  $a_W = rac{SNS}{DXPW}$  ;  $a_N = rac{SEW}{DZNP}$  ;  $a_S = rac{SEW}{DZPS}$ 

$$\bullet \qquad a_p = a_E + a_W + a_N + a_S$$

#### Terme convectif

$$Conv (T^*) = \int_{V_r} (U^* \frac{\partial T^*}{\partial X^*} + W^* \frac{\partial T^*}{\partial Z^*}) dX^* dZ^*$$

Conv 
$$(T^*) = \int_{VC} (\frac{\partial U^* T^*}{\partial X^*} + \frac{\partial W^* T^*}{\partial Z^*}) dX^* dZ^*$$

Conv 
$$(T^*) = \int_{v_c} \frac{\partial U^* T^*}{\partial X^*} dX^* dZ^* + \int_{v_c} \frac{\partial W^* T^*}{\partial X^*} dZ^* dX^*$$

$$Conv \qquad (T^*) = \left\{ U^*T^* \middle|_{a} - U^*T^* \middle|_{w} \right\} SNS + \left\{ W^*T^* \middle|_{n} - W^*T^* \middle|_{s} \right\} SEW$$

$$Conv \quad (T^*) = (\frac{T^*_{E} + T^*_{P}}{2})SNS * U^*_{e} - (\frac{T^*_{W} + T^*_{P}}{2})SNS * U^*_{w} + (\frac{T^*_{N} + T^*_{P}}{2})SEW * W^*_{n} - (\frac{T^*_{S} + T^*_{P}}{2})SEW * W^*_{s} + (\frac{T^*_{N} + T^*_{P}}{2})SEW * W^*_{s} + (\frac{T^*_{N} + T^*_{N}}{2})SEW * W^*_{n} + (\frac{T^*_{N} + T^*_{N}$$

Les termes convectifs et diffusifs relatifs à  $C^*$  sont discrétisés de la même manière que les termes convectifs et diffusifs relatifs à  $T^*$ . C'est la même chose pour les termes convectifs et diffusifs relatifs à  $U^*$  et  $W^*$  mais il faut respecter le fait que l'intégration de  $U^*$ , W s'effectue dans des grilles décalées.

#### 2.4. Maillage adopté

Il est clair que lorsque le nombre de nœuds du maillage croit, nous obtenons un maillage fin susceptible de fournir une meilleure précision. Cependant un tel maillage est couteux car le nombre d'itérations est plus élevé. Il est donc souhaitable de trouver un certain compromis entre la précision des résultats et le coût de calcul.

#### A. Test de sensibilité au maillage

Nous allons examiner l'influence du maillage sur la précision de la solution numérique. Pour cela nous allons considérer la géométrie de N.Galanis [7] qui se compose d'un canal vertical de rapport de forme égale à Ar=1/50. Tout d'abord, nous avons considéré un maillage régulier dans les deux directions. Les différents maillages utilisés sont (66\*258, 74\*290, 82\*322, 98\*370, 130\*402). Cette étude a été effectuée en regardant l'influence du nombre de nœuds sur l'évolution du nombre de Nusselt latent.

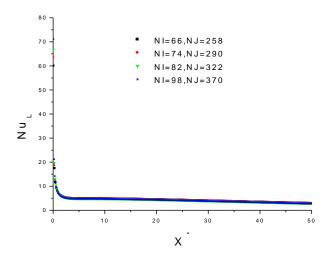


Figure 2.4 : Évolution du nombre de Nusselt latent pour différents maillages.

La figure 2.4 représente la distribution du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée et chauffée à température constante, pour différents maillages. Nous constatons que les courbes sont presque identiques quelque soient les pas d'espace utilisés.

Le choix du pas de temps a été imposé par la précision et la stabilité numérique des calculs. Pour assurer la stabilité des calculs ainsi que la réduction du temps de calcul, le même pas de temps est choisi pour toutes les configurations :  $\Delta t^* = 510^{-5}$ 

Dans la suite du travail, afin d'avoir un bon compromis entre la précision et le temps de calcul, nous allons prendre un maillage relativement dense : 82 nœuds suivant  $X^*$  et 322 nœuds suivant  $Z^*$ .

#### 2.5. Validation du code de calcul

Pour atteindre les objectifs visés, il est nécessaire de définir une méthodologie bien appropriée afin d'établir un programme numérique valide qui permet de simuler tous les phénomènes mis en jeu. La validation préalable du code de calcul par comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature est nécessaire pour évaluer sa précision et vérifier sa capacité à étudier ce type de problème.

Afin de valider notre code de calcul, nous allons reprendre le problème de N. Galanis [7] relatif à un écoulement de convection mixte dans un canal vertical formé de deux plaques planes, parallèles, et distantes de 2W. Ces deux plaques sont maintenues à une température constante et uniforme ( $T_p$ ) et mouillées par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable. Le canal est traversé par un écoulement ascendant laminaire d'air humide chaud en régime permanent. À l'entrée, ce dernier à une température  $T_{in}$ , une humidité relative  $H_r$  et un profil de vitesse uniforme  $U_m$ .

#### 2.5.1. Validation thermique

Pour valider le problème thermique, nous allons reprendre la configuration géométrique du paragraphe précédent. La figure 2.5 représente la distribution du nombre de Nusselt latent Nu<sub>L</sub> le long de la paroi mouillée. En comparant les deux résultats, il est clair que les deux courbes sont presque identiques. Cependant, nous notons un écart pour la valeur du premier point à l'entrée du canal. Cet écart raisonnable peut s'expliquer par le fait que les maillages utilisés ne sont pas les mêmes. En effet notre maillage comporte plus de points et il est plus fin que celui utilisé par N.Galanis [7].

X*	0.18	2.44	5	30	50
Nos résultats	12.59	5.23	4.81	3.85	2.69
Résultats de N. Galanis	11.53	5.17	4.77	3.79	2.81
Écart (%)	8.41	1.14	0.86	1.55	4.27

Tableau 2.2 : Écart relatif entre les nombres de Nusselt latent de nos résultats et ceux de N. Galanis.

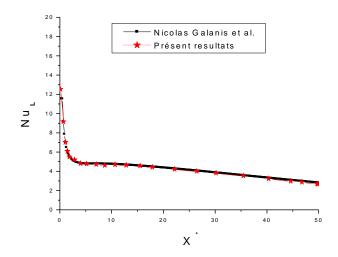


Figure 2.5 : Distribution du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée obtenue par N.Galanis et notre code de calcul.

#### 2.5.2. Validation dynamique

#### A. Vitesse d'évaporation

La figure 2.6 représente l'évolution de la vitesse d'évaporation adimensionnelle  $v_e^*$  le long de la plaque mouillée avec un rapport de forme égale à Ar=1/50, un nombre de Reynolds fixé à 300 (Re=300), et des nombres de Grashof thermique et massique égaux à  $Gr_T = -88000$  et  $Gr_M = 10700$ . En comparant les deux résultats, il est clair que les deux courbes sont presque identiques. Nos résultats sont en accord avec ceux de la littérature.

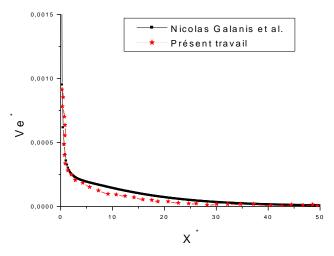


Figure 2.6 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque mouillée obtenue par N.Galanis et notre code de calcul.

#### B. Lignes de courants

Les figures 2.7 (a) et 2.7 (b) représentent les lignes de courant dans le canal avec un rapport de forme égale à Ar=1/50, le nombre de Reynolds est fixé à 300 (Re =300), les plaques du canal sont maintenues à une température constante  $T_p = 298.15$  K et l'air à l'entrée est à une température  $T_m = 323.15$  K, ce qui correspond aux valeurs suivantes pour les nombres de Grashof thermique et massique  $Gr_T = -229000$ ,  $Gr_M = -12900$ . La structure de l'écoulement fournie par notre code est presque analogue à celle trouvée par N.Galanis [7].

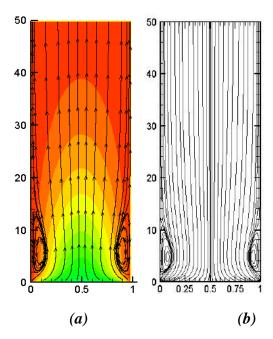


Figure 2.7: Lignes de courants dans le canal :
(a) Notre code de calcul pour Re=300
(b) Résultats de N.Galanis.

En comparant nos résultats à ceux de N.Galanis, on remarque que le long du canal les résultats sont en bon accord. Notre code est donc bien adapter pour étudier ce type d'écoulement.

Suite aux différentes comparaisons, nous pouvons conclure que notre code de calcul
est capable de capter la structure de l'écoulement et retrouver les différents taux de
transfert thermique et massique au sein des configurations géométriques étudiées.

#### **Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons formulé en variables primitives, et dans le système de coordonnées cartésien (X, Z) les équations régissant l'écoulement naturel de l'air dans notre configuration géométrique étudiée. Un certain nombre d'hypothèses et de conditions aux limites ont été adoptées pour l'écriture et la simplification de ces équations. Les discrétisations temporelle et spatiale de ces équations ainsi que les méthodes de résolution utilisées dans le code de calcul sont présentées brièvement. Une série de tests de validation a été présenté. Ces tests de validation montrent que le code de calcul dont nous disposons est bien valide et peut être utilisé pour simuler les écoulements en convection naturelle avec transferts simultanés de chaleur et de masse.

### Chapitre 3.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal vertical simple

#### 3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats concernant la convection naturelle thermique et massique en régime permanant qui se déroule dans un canal vertical bidimensionnel dont les parois sont soumises à une température imposée où à un flux de densité constante et sur lesquelles ruisselle un film d'épaisseur négligeable.

Le canal est de longueur L et de largeur b et les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus pour un rapport de forme L/b=10. Cette étude va être utilisée comme référence pour analyser les résultats concernant un canal dont l'une des parois présente une où plusieurs protubérances poreuses.

Nous étudions l'influence de différents paramètres tels que la température de paroi, la densité de flux de chaleur, la température et l'humidité à l'entrée du canal sur les profils de vitesse, concentration, température à l'intérieur du canal ainsi que sur les nombres de Nusselt sensible et latent et sur le nombre de Sherwood.

# 3.2. Résultats avec une température imposée sur les deux parois du canal

#### 3.2.1 Profils de température

Sur les figures 3.1(a) et 3.1(b) nous avons représenté l'évolution de la température le long du canal pour une température à l'entrée  $T_m$  =293 K, une humidité relative  $H_r$ =30% et pour une température à la paroi  $T_p$  =303 K (figure 3.1(a)) et  $T_p$  =313 K (figure 3.1(b)).

On observe que la température du fluide augmente le long du canal pour se rapprocher de la température de la paroi vers la sortie du canal (figures 3.1(a) et 3.1(b)). Les profils de la température obtenus pour une température à la paroi de 313 K sont similaires à ceux obtenus pour une température de paroi de 303 K. Cependant, la différence de température entre l'entrée et la paroi étant plus importante, la température à la sortie du canal n'atteint pas la température de paroi. Pour atteindre au milieu du canal les températures de paroi il devient nécessaire d'augmenter la hauteur du canal.

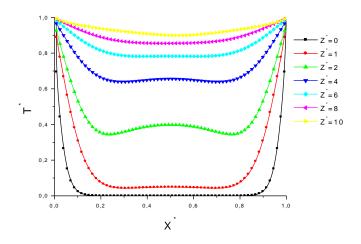


Figure 3.1(a): Profils adimensionnels de la température  $T_p$ =303 K

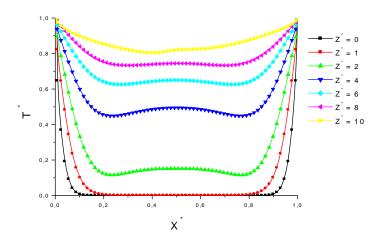


Figure 3.1(b): Profils adimensionnels de la température  $T_p$ =313 K

#### 3.2.2 Profils de concentration

Pour les mêmes conditions d'entrée utilisées précédemment, nous avons représenté sur les figures 3.2(a) et 3.2(b) les profils de concentration dans le canal obtenus respectivement pour une température de paroi égale à 303 K et 313 K. Ces profils de concentration sont similaires à ceux de la température. En effet, les nombres de Schmidt et de Prandtl pour l'air sont très proches. Pour une température de paroi égale à 303 K, du fait de l'évaporation, l'air se charge en vapeur d'eau tout le long du canal pour arriver presque à la saturation en sortie de canal. Une augmentation de la température à la paroi qui est considérée à la pression de vapeur saturante engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi. Cette augmentation de la fraction massique à la paroi s'accompagne d'une augmentation de l'écart entre la fraction massique à l'entrée et la fraction massique à la paroi. Ainsi, pour une température à la paroi plus importante, on obtient en sortie du canal un profil de concentration moins aplati (figure 3.2(b)) puisque l'air dans le canal n'arrive pas à la saturation.

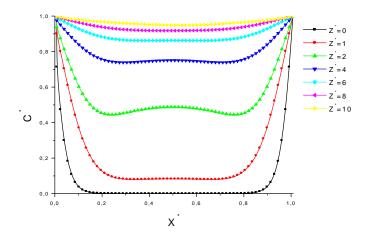


Figure 3.2(a): Profils adimensionnels de la température  $T_p$ =303 K

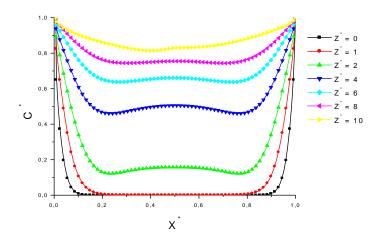


Figure 3.2(b): Profils adimensionnels de la concentration  $T_p$ =313 K

#### 3.2.3 Profils de vitesse

Sur la figure 3.3 nous avons représenté les profils de vitesse obtenus au voisinage de l'entrée du canal pour différentes températures imposées à la paroi. On remarque que plus la température imposée à la paroi est importante, plus la vitesse moyenne à l'entrée du canal est importante. Cette augmentation de la vitesse moyenne à l'entrée est due à une augmentation du débit d'air aspiré à l'entrée sous l'effet de l'augmentation des gradients de température et de concentration au voisinage des parois.

En partant d'un profil de vitesse constant à l'entrée du canal, le long du canal un profil type convection naturelle va se développer avec une augmentation de la vitesse en zone de proche paroi du fait des gradients de température et de concentration (figure 3.4). Cette augmentation de vitesse en zone de proche paroi est d'autant plus importante que la température imposée à la paroi est élevée puisque les forces de flottabilité d'origine thermique et massique augmentent (figure 3.5).

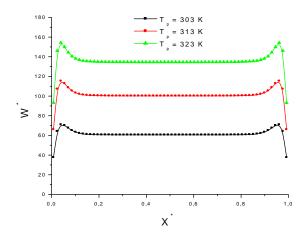


Figure 3.3 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à l'entrée du canal  $(\mathbf{Z}^* = \mathbf{0})$ 

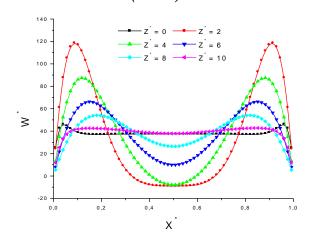


Figure 3.4 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à différentes hauteurs du canal

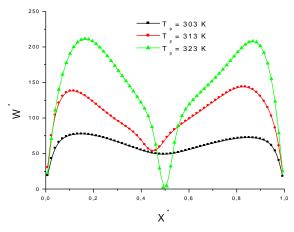


Figure 3.5 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^* = 10)$ 

#### 3.2.4 Lignes de courant

Afin de mieux décrire la structure de l'écoulement nous avons représenté sur la figure 3.6 les lignes de courant à l'intérieur du canal. Cette figure nous montre que les filets fluides sont

parallèles à la paroi en zone de proche paroi, là ou les gradients de température et de fraction massique sont importants. Par contre au milieu du canal l'écoulement présente deux cellules contrarotatives. Cela signifie que les forces de flottabilité d'origine thermique et massique sont insuffisantes pour créer un écoulement ascendant au milieu du canal. Une augmentation de la température à la paroi engendre une augmentation des forces de flottabilité d'origine thermique et massique, il s'ensuit une augmentation de la zone ou les filets fluide sont parallèles à la paroi et un déplacement des cellules contrarotatives vers la sortie de canal.

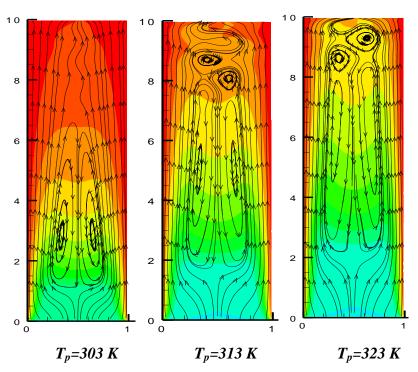


Figure 3.6 : Lignes de courant :  $T_p=303 \text{ K}$  (a),  $T_p=313 \text{ K}$  (b) et  $T_p=323 \text{ K}$  (c)

#### 3.2.5. Vitesse d'évaporation

Sur la figure 3.7 nous avons représenté l'évolution de la vitesse d'évaporation à la paroi le long du canal pour une température de paroi égal à 303 K. Cette vitesse d'évaporation est plus importante à l'entrée du canal où le gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage est important. Le long du canal l'humidité du fluide augmente et donc le gradient de concentration entre le fluide et la paroi diminue ainsi que la vitesse d'évaporation.

Une augmentation de la température à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi considérée comme saturée. Il s'ensuit également une augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage et donc une augmentation de la vitesse d'évaporation (figure 3.8(a)), contrairement à l'augmentation de la température, une augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal engendre une diminution du

gradient de concentration entre la paroi et le fluide au voisinage et donc une diminution de la vitesse d'évaporation (figure 3.8(b)).

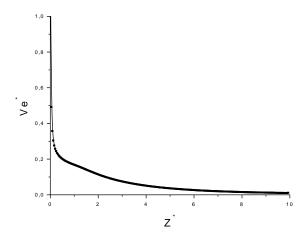


Figure 3.7 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée à  $T_p$ =303 K

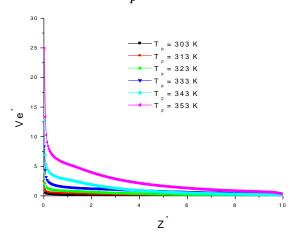


Figure 3.8(a) : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de la température de la paroi

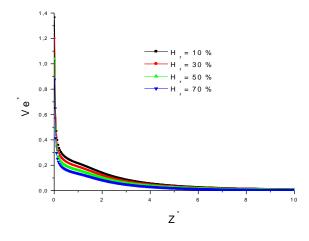


Figure 3.8(b) : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de l'humidité de l'air à l'entrée

#### 3.2.6. Nombre de Nusselt sensible

Sur la figure 3.9 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible à la paroi le long du canal pour différentes températures imposées à la paroi.

Les transferts de chaleur par mode sensible sont plus importants à l'entrée du canal puisque les gradients de température y sont également plus importants. Le nombre de Nusselt sensible est donc important à l'entrée du canal et diminue ensuite le long du canal. En effet, le long du canal le fluide s'échauffe et donc les transferts par mode sensible diminuent.

Une augmentation de la température à la paroi engendre une augmentation du gradient de température entre la paroi et le fluide au voisinage, il s'ensuit une augmentation des transferts de chaleur par mode sensible et donc une augmentation du nombre de Nusselt sensible.

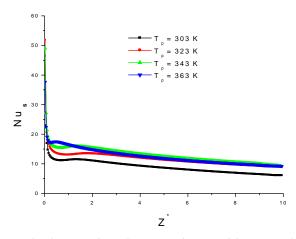


Figure 3.9: Variation axiale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs de la température de la paroi

Sur la figure 3.10 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible le long du canal pour différentes humidités de l'air à l'entrée du canal. Cette influence de l'humidité n'est pas très importante et n'est visible que dans la partie proche de l'entrée du canal. En effet la température de paroi étant imposée, la variation du nombre de Nusselt vient d'une modification des profils de température due à la variation de la vitesse d'écoulement. Cette influence de l'humidité de l'air à l'entrée du canal sur le nombre de Nusselt sensible n'est pas visible à la sortie du canal puisque le long du canal l'humidité de l'air augmente.

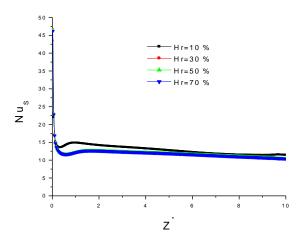


Figure 3. 10 : Variation axiale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs de l'humidité relative Hr

#### 3.2.7. Nombre de Nusselt latent

Comme pour le nombre de Nusselt sensible le nombre de Nusselt latent est plus important à l'entrée du canal puisque les gradients de fraction massique entre la paroi et son voisinage y sont plus importants (figure 3.11). Comme nous l'avons déjà remarqué, une augmentation de la température de paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi et donc des transferts par mode latent.

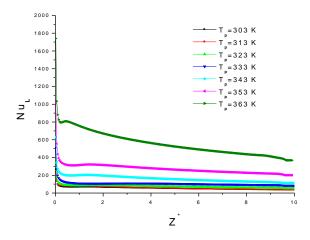


Figure 3.11 : Variation axiale de nombre du Nusselt latent pour différentes valeurs de la température de la paroi

Sur la figure 3.12 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée. L'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal engendre une diminution des transferts de chaleur par mode latent puisque la fraction massique de l'air dans le canal se rapproche de celle de la saturation à la paroi.

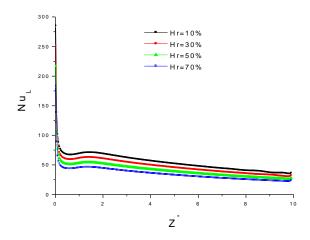


Figure 3.12 : Variation axiale du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité relative Hr

#### 3.2.8. Nombre de Sherwood

Sur la figure 3.13 on remarque que les évolutions des nombres de Sherwood et de Nusselt sensible sont similaires. Ceci s'explique par le fait que dans le cas de la vapeur d'eau, les nombres de Schmidt et de Prandtl qui caractérisent respectivement les transferts de masse et de chaleur sont très proches.

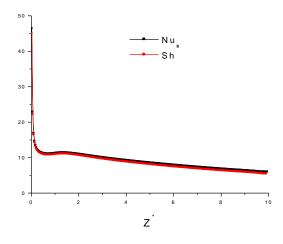


Figure 3.13 : Profils du nombre de Sherwood et du nombre de Nusselt sensible

# 3.3. Résultats avec une température imposée sur une seule paroi du canal

#### 3.3.1 Profils de température

Sur les figures 3.14(a) et 3.14(b) nous avons représenté l'évolution de la température adimensionnelle le long du canal pour une température à l'entrée  $T_m = 293$  K, une humidité relative  $H_r = 30\%$  et pour une température à la paroi  $T_p = 303$  K (figure 3.14(a)) et  $T_p = 343$  K

(figure 3.14(b)). Avec une température à la paroi de 303 K (figure 3.14(a)), la température de l'air dans le canal augmente continument jusqu'à la sortie du canal où elle se trouve proche de la température de paroi. Pour une température à la paroi de 343 K (figure 3.14(b)) à la sortie du canal la température du fluide n'est plus homogène puisque l'écart entre la température de la paroi et la température d'entrée est plus important.

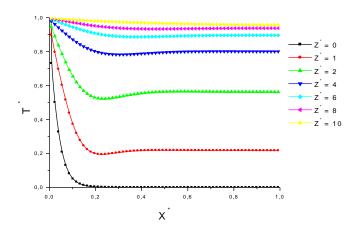


Figure 3.14(a): Profils adimensionnels de la température pour  $T_p$ =303 K

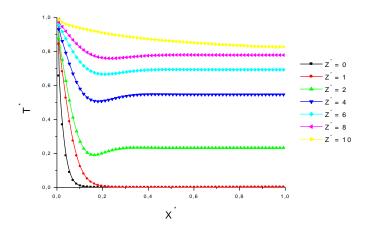


Figure 3.14(b): Profils adimensionnels de la température pour  $T_p$ =343 K

#### 3.3.2 Profils de concentration

Pour les mêmes conditions d'entrée utilisées précédemment, nous avons représenté sur les figures 3.15(a) et 3.15(b) les profils de la fraction massique adimensionnelle dans le canal obtenus respectivement pour une température de paroi égale à 303 K et 343 K. Ces profils de concentration sont similaires à ceux de la température. En effet, les nombres de Schmidt et de Prandtl pour l'air sont très proches.

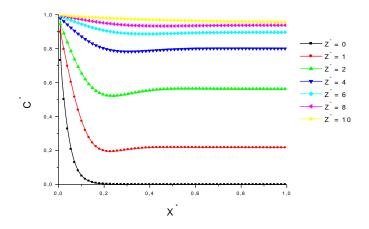


Figure 3.15(a): Profils adimensionnels de la fraction massique pour  $T_p$ =303 K

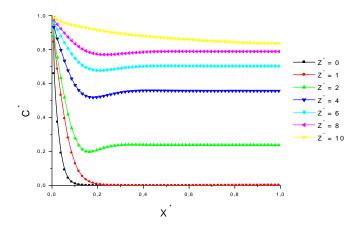


Figure 3.15(b): Profils adimensionnels de la fraction massique pour  $T_p$ =343 K

# 3.3.3 Profils de vitesse

Sur la figure 3.16 nous avons représenté les profils de vitesse obtenus pour une température à la paroi égale à 303 K, une température à l'entrée égale à 273 K et une humidité relative égale à 30% à différentes hauteurs du canal. A l'entrée du canal le profil de vitesse est constant. Dans le canal il se développe un écoulement le long de la paroi chauffée engendré par les gradients de température et de concentration. Une augmentation de la température à la paroi engendre une augmentation de l'évaporation.

On remarque également sur cette figure une zone au milieu du canal où la vitesse longitudinale prend des valeurs négatives. Ceci correspondant certainement à une zone de recirculation.

En augmentant la température de la paroi, les forces de flottabilité d'origine thermique et massique sont plus importante et le débit à l'intérieur du canal augmente (figure 3.17).

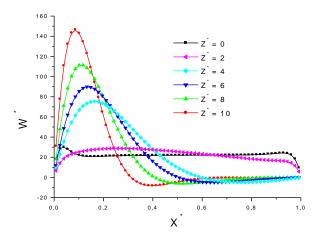


Figure 3.16 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à différentes hauteurs du canal à  $T_p$ =303 K

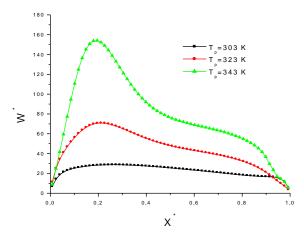


Figure 3.17 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^*=10)$  pour différentes température à la paroi

Une augmentation de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal engendre une diminution du gradient de la concentration entre la paroi et le fluide au voisinage. Il s'ensuit une diminution de l'évaporation et donc une diminution du débit dans le canal (figure 3.18).

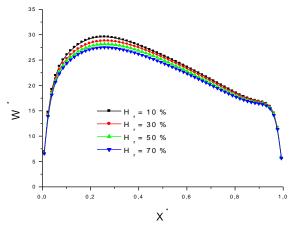


Figure 3.18 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^*=10)$  pour différentes humidité de l'air à l'entrée

# 3.3.4 Lignes de courant

Afin de mieux décrire la structure de l'écoulement nous avons représenté sur la figure 3.19 les lignes de courant à l'intérieur du canal. On remarque, que dès l'entrée du canal les lignes de courant se rapprochent de la paroi chauffée. Le long de cette dernière, les lignes de courant sont parallèles entre elles et suivent la paroi. Cela montre le développement d'un écoulement ascendant le long de cette paroi. Au milieu du canal il y'a une zone de recirculation qui représente une entrée du fluide par la sortie du canal. Cela signifie que les forces de flottabilité d'origine thermique et massique ne sont pas suffisantes pour engendrer un écoulement ascendant sur toute la largeur du canal.

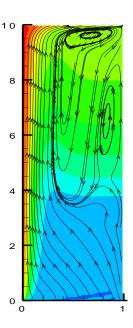


Figure 3.19 : Lignes de courant à  $T_p$ =303 K

# 3.3.5. Vitesse d'évaporation

Sur la figure 3.20 nous avons représenté l'évolution de la vitesse d'évaporation à la paroi le long du canal pour différentes températures imposées à la paroi, une humidité relative de 30% et une température à l'entrée égale à 293 K. Cette vitesse d'évaporation est plus importante à l'entrée du canal où le gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage est important. Le long du canal l'humidité du fluide augmente et donc le gradient de concentration entre le fluide et la paroi diminue ainsi que la vitesse d'évaporation. Une augmentation de la température imposée à la paroi de 303 K à 343 K engendre une forte augmentation de la fraction massique à la paroi. Il s'ensuit une augmentation du gradient de la concentration entre la paroi et le fluide et par conséquent une augmentation de la vitesse d'évaporation. Contrairement, à l'augmentation de la température imposée à la paroi une

augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée engendre une diminution de la vitesse d'évaporation (figure 3.21).

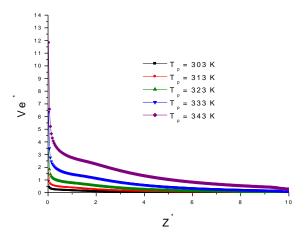


Figure 3.20 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée pour différentes températures imposées

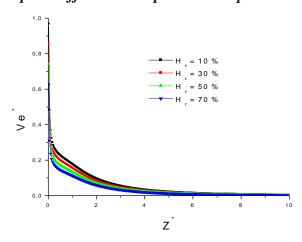


Figure 3.21 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée pour différentes humidité de l'air à l'entrée

## 3.3.6. Nombre de Nusselt sensible

Sur la figure 3.22 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible le long du canal pour différentes températures imposées à la paroi. Les transferts de chaleur par mode sensible sont plus importants à l'entrée du canal du fait des forts gradients de températures. Au fur et à mesure que l'air avance dans le canal il s'échauffe ce qui engendre une diminution du nombre de Nusselt sensible. L'augmentation de la température imposée à la paroi engendre une augmentation du transfert de chaleur par mode sensible et donc une augmentation du nombre de Nusselt sensible.

L'influence de l'humidité de l'air à l'entrée du canal dans le cas d'une température imposée à la paroi sur le nombre de Nusselt sensible n'est pas significative. En effet, le nombre de

Nusselt sensible dépend essentiellement du gradient de température entre la paroi et le fluide environnant, les températures à la paroi et à l'entrée étant toutes les deux imposées. Le gradient de température ne varie pas avec l'humidité (figure 3.23).

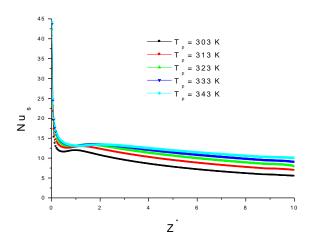


Figure 3.22: Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes températures imposées à la paroi

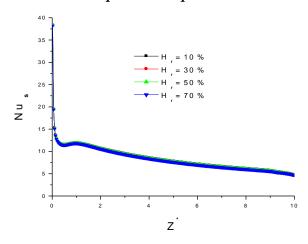


Figure 3.23: Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités de l'air à l'entrée

## 3.3.7. Nombre de Nusselt latent

Sur la figure 3.24 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt latent le long du canal pour différentes températures imposées à la paroi. On remarque que le transfert de chaleur par mode latent est très influencé par la variation de la température à la paroi. Comme nous l'avons déjà remarqué, une augmentation de la température à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi et donc l'augmentation du transfert par mode latent.

Afin d'étudier l'effet de l'humidité de l'air à l'entrée, nous avons fixé la température imposée à la paroi à 303 K et celle à l'entrée à 293 K. Sur la figure 3.25 nous avons représenté

l'évolution du nombre de Nusselt latent le long du canal pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée. L'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal (10% à 70%) engendre une diminution des transferts de chaleur par mode latent puisque la fraction massique de l'air dans le canal se rapproche de celle de la paroi considérée comme saturée.

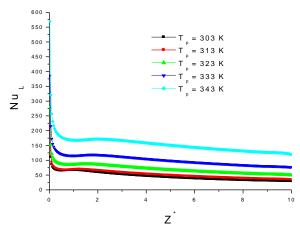


Figure 3.24: Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes températures imposées à la paroi

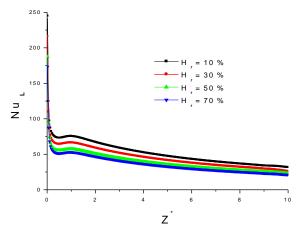


Figure 3.25: Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée

# 3.3.8. Nombre de Sherwood

La figure 3.26 représente l'évolution du nombre de Sherwood caractéristique du transfert de masse le long du canal pour différentes températures imposées à la paroi, avec une température à l'entrée égale à 293 K et une humidité égale à 30%. L'augmentation de la température imposée à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi, il s'en suit une augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide au voisinage et donc une augmentation du nombre de Sherwood.

Sur la figure 3.27 nous avons représenté l'évolution du nombre de Sherwood le long du canal pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal, avec une température à

l'entrée égale à 293 K et une température à la paroi égale à 303 K. L'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal n'a pas d'effet sur l'évolution du nombre de Sherwood.

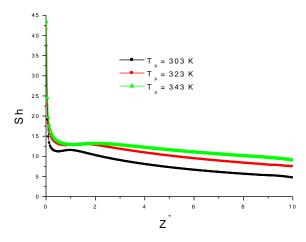


Figure 3.26 : Évolution du nombre de Sherwood pour différentes températures de paroi

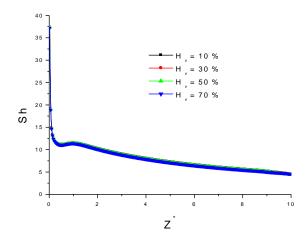


Figure 3.27 : Évolution du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal

# 3.4. Résultats avec une densité de flux de chaleur imposée sur une seule paroi du canal

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats d'une étude numérique de la convection naturelle, d'un écoulement laminaire d'air humide en régime stationnaire au sein d'un canal vertical bidimensionnel de longueur L et de largeur b formé de deux plaques planes parallèles, l'une est mouillée par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable et soumise à une densité de flux de chaleur constante, alors que l'autre est adiabatique. L'étude est basée sur les influences de certains paramètres physiques tels que la densité de flux de chaleur, la température et l'humidité de l'air à l'entrée du canal et le rapport des forces de flottabilité afin d'améliorer les transferts thermiques et massiques à l'intérieur du canal.

# 3.4.1. Effet de la densité de flux de chaleur

Afin d'analyser les transferts thermiques et massiques au sein du canal étudié, nous allons fixer tout d'abord la température d'entrée  $T_{in}$ =298K, l'humidité de l'air à  $H_r$ =30% et nous allons faire varier la densité de flux de chaleur appliqué à la paroi q de 200Wm<sup>-2</sup> à 1000Wm<sup>-2</sup>.

## 3.4.1.1. Profils de température et de concentration

Les figures 3.28 et 3.29 représentent respectivement les évolutions de la température et de la fraction massique dimensionnelle le long de la plaque mouillée par un film liquide d'eau et soumise à différentes densité de flux de chaleur. Le domaine de variation de la densité du flux de chaleur est assez large de 200Wm<sup>-2</sup> à 1000Wm<sup>-2</sup>. Pour un flux imposé la température à la paroi augmente continument de l'entrée du canal à la sortie. Cette augmentation de la température de paroi le long du canal engendre également une augmentation de la fraction massique à la paroi qui est considérée comme étant saturée.

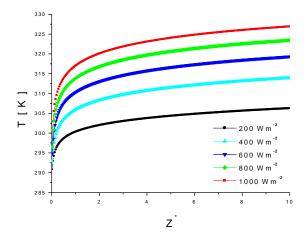


Figure 3.28 : Variation de la température le long de la plaque mouillée pour différentes densités de flux de chaleur

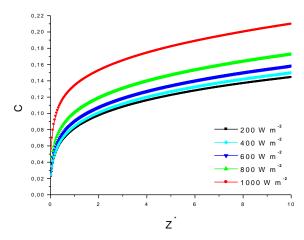


Figure 3.29 : Variation de la concentration le long de la plaque mouillée pour différentes densités de flux de chaleur

Les figures 3.30(a) et 3.30(b) illustrent la variation axiale de la température dimensionnelle, à différentes hauteurs du canal, pour deux densités de flux de chaleur  $q=400Wm^{-2}$  et  $q=800Wm^{-2}$ .

Pour un flux de 400Wm<sup>-2</sup> (figure 3.30(a)) nous observons un refroidissement de la paroi dans la zone proche de l'entrée. Cela signifie que le flux imposé à la paroi n'est pas suffisant pour l'évaporation et donc une partie de la chaleur est prise au fluide au voisinage de la paroi. Ce phénomène de refroidissement se trouve au voisinage de l'entrée puisque c'est à l'entrée que l'évaporation est la plus importante. Le long du canal le fluide se chauffe et la température de paroi se retrouve au dessus de la température d'entrée. Si l'on augmente le flux de chaleur imposé à la paroi (figure 3.30(b)) ce flux de chaleur est suffisant pour à la fois évaporer et chauffer le fluide le long de la paroi. Ainsi, même proche de l'entrée la température de paroi est supérieure à la température d'entrée et la zone de refroidissement du fluide a disparu.

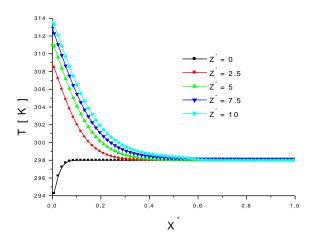


Figure 3.30(a): Distributions de la température dimensionnelle à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 400Wm<sup>-2</sup>

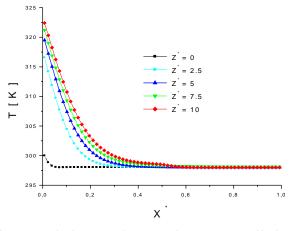


Figure 3.30(b): Distributions de la température dimensionnelle à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 800Wm<sup>-2</sup>

Sur les figures 3.31(a) et 3.31(b) nous avons représenté l'évolution de la fraction massique le long du canal pour deux valeurs de flux imposé à la paroi. L'évolution de la fraction massique est similaire à celle de la température. Ceci s'explique par le fait que pour la vapeur d'eau les nombres de Schmidt et de Prandtl sont proches. Le long du canal la fraction massique à la paroi augmente puisque la température de paroi augmente et que la vapeur à la paroi est considérée saturée. Dans le canal, plus on se rapproche de la sortie, plus la fraction massique de vapeur augmente du fait de l'évaporation à la paroi. En augmentant le flux de chaleur imposé à la paroi (figure 3.31(b)), la fraction massique de la vapeur saturée à la paroi ainsi que la vapeur dans le canal augmente. En effet, une augmentation du flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de l'évaporation et donc de la fraction massique de vapeur d'eau.

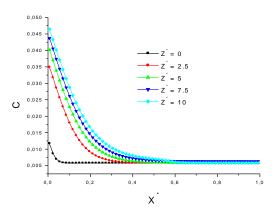


Figure 3.31(a): Distributions de la fraction massique à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 400Wm<sup>-2</sup>

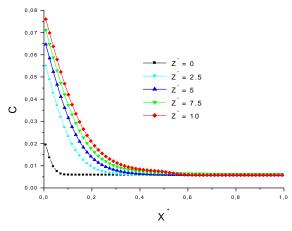


Figure 3.31(b): Distributions de la fraction massique à différentes hauteurs du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 800Wm<sup>-2</sup>

## 3.4.1.2. Vitesse d'évaporation

Les figures 3.32(a) et 3.32(b) montrent l'évolution de la vitesse d'évaporation à la paroi le long du canal pour deux densités de flux de chaleur à la paroi. Cette vitesse d'évaporation est la plus importante proche de l'entrée puisque les gradients de concentration entre la paroi et le fluide environnant y sont plus élevés. Une augmentation de la densité de flux de chaleur engendre une augmentation du débit d'entrée. Les vitesses dans le canal étant plus importantes, cela modifie les gradients de concentration au voisinage de la paroi et donc l'évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi (figure 3.32(b)).

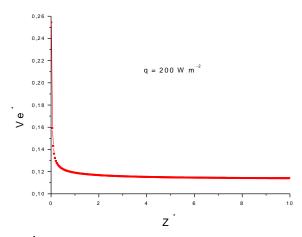


Figure 3.32(a): Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=200Wm<sup>-2</sup>

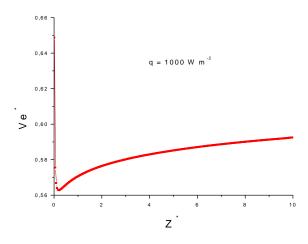


Figure 3.32(b): Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=1000Wm<sup>-2</sup>

## 3.4.1.3 Profils de la vitesse axiale

Les figures 3.33(a) et 3.33(b) représentent l'évolution du profil de la vitesse axiale le long du canal pour deux densité de flux de chaleur égale à 200Wm<sup>-2</sup> et 800Wm<sup>-2</sup>. Ainsi, l'on peut voir le développement de l'écoulement de convection naturelle du côté de la paroi chauffée où les nombres de Grashof massique et thermique sont les plus importantes. Du côté de la paroi

adiabatique on peut remarquer la présence de vitesses négatives, ce qui correspond à une zone de pénétration à la sortie du canal.

Cette analyse se confirme lorsque l'on regarde la figure 3.34(a) où l'on représente les lignes de courant à l'intérieur du canal. Ces dernières du côté de la paroi chauffées sont parallèles à la paroi et montre un écoulement pleinement développé. Par contre du côté de la paroi adiabatique il y'a une entrée du fluide vers la sortie du canal (Zone de pénétration). Une augmentation du flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de la zone de pénétration de l'air au niveau de la sortie (figure 3.34(b)). En effet, avec un flux plus important à la paroi les gradients de température et de concentration entre la zone chaude et la zone froide sont plus importants ce qui conduit à une augmentation de la zone de recirculation.

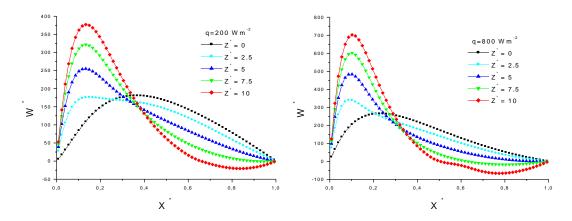


Figure 3.33 : Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal pour (a)q=200Wm<sup>-2</sup>(b) q=800Wm<sup>-2</sup>

Sur la figure 3.35 nous avons regroupé les profils de la vitesse axiale obtenus au milieu du canal pour différentes valeurs du flux imposé à la paroi gauche. En augmentant le flux à la paroi les transferts de masse et de chaleur en zone de proche paroi sont plus intenses, il s'ensuit une augmentation de la convection naturelle thermique et massique et donc une augmentation de la vitesse axiale.

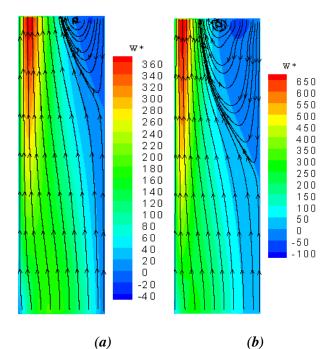


Figure 3.34 : Lignes de courants pour une densité de flux de chaleur (a) q=400Wm<sup>-2</sup>, (b) q=800Wm<sup>-2</sup>

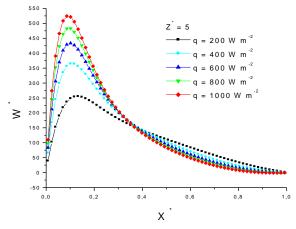


Figure 3.35 : Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes densités de flux de chaleur q à  $Z^*=5$ 

## 3.4.1.4. Nombre de Nusselt latent et sensible

Sur la figure 3.36 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible le long du canal pour différentes valeurs de densité de flux de chaleur imposé à la paroi. Comme pour le cas d'une température imposée, le nombre de Nusselt est plus important à l'entrée du canal puisque le gradient de température entre la paroi et le fluide en son voisinage est le plus élevé et donc les transferts par mode sensible sont plus élevés. Cependant, pour un faible flux (figures a et b) celui-ci n'est pas assez important pour l'évaporation et l'on observe un refroidissement de la paroi. Cela se traduit par une zone à l'entrée du canal où le nombre de

Nusselt sensible est négatif. En augmentant la densité de flux de chaleur imposé à la paroi, cette zone de refroidissement va diminuer jusqu'a disparaitre (figure 3.36(a) et 3.36(b)).

D'une manière générale, plus on augmente le flux de chaleur et plus les transferts par mode sensible sont importants ce qui se traduit par une valeur du nombre de Nusselt sensible plus importante à la sortie du canal.

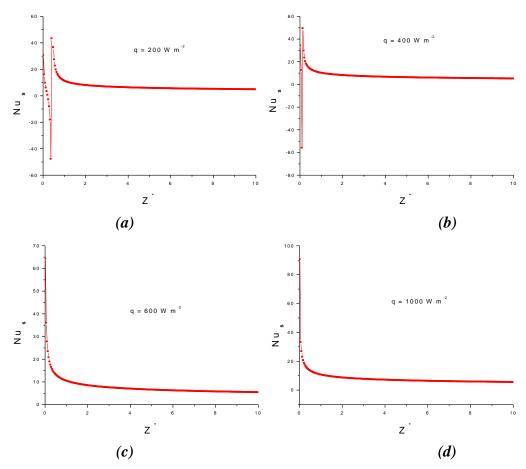


Figure 3.36 : Variation du nombre de Nusselt sensible avec la densité de flux de chaleur

Les transferts par mode latent sont caractérisés par le nombre de Nusselt latent dont l'évolution le long du canal est représentée sur les figures 3.37 pour différentes valeurs de densité de flux de chaleur appliqué à la paroi. Comme pour le nombre de Nusselt sensible pour des flux à la paroi faible il y'a apparition d'une zone à l'entrée où le nombre de Nusselt latent est négatif puisque la température de la paroi est plus faible que la température du fluide en son voisinage. Les transferts par mode latent son également comme les transferts par mode sensible plus importants à l'entrée du canal puisque les gradients de concentrations entre la paroi et le fluide au voisinage y sont plus important.

En comparant les valeurs obtenues pour les nombres de Nusselt sensible et latent, on remarque que le nombre de Nusselt latent est plus important, ce qui signifie une

prédominance du transfert par mode latent. Une augmentation de la densité du flux de chaleur imposé à la paroi a le même effet sur l'évolution du nombre de Nusselt latent que sur celle du nombre de Nusselt sensible : Une augmentation de la densité de flux de chaleur engendre une diminution de la zone où les nombres de Nusselt latent sont négatifs jusqu'a n'avoir plus qu'une seule zone avec des valeurs du nombre de Nusselt positive pour des valeurs de densité de flux imposé à la paroi importantes.

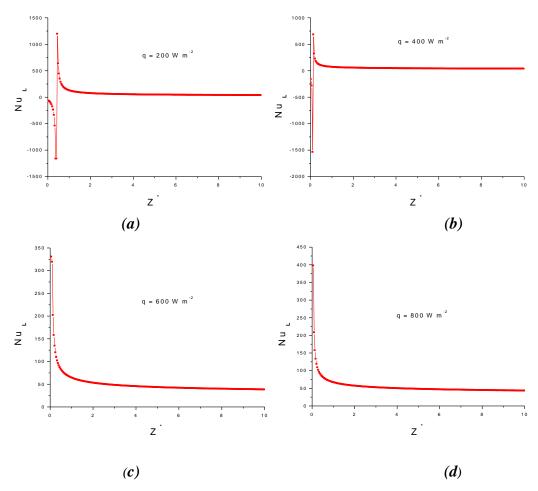


Figure 3.37 : Variation du nombre de Nusselt latent en fonction de la densité du flux de chaleur

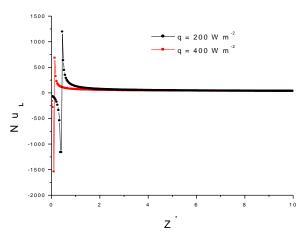


Figure 3.38 : Comparaison du nombre de Nusselt latent pour deux valeurs de densité de flux de chaleur (200Wm<sup>-2</sup> et 400Wm<sup>-2</sup>)

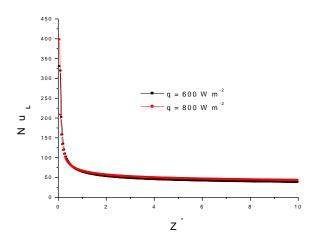


Figure 3.39 : Comparaison du nombre de Nusselt latent pour deux valeurs de densité de flux de chaleur (600Wm<sup>-2</sup> et 800Wm<sup>-2</sup>)

#### 3.4.1.5. Nombre de Sherwood

Sur la figure 3.40 nous avons représenté l'influence de la valeur de la densité du flux de chaleur imposé à la paroi sur l'évolution du nombre de Sherwood. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée du canal puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. On remarque que plus on augmente la densité de flux de chaleur à la paroi, plus le nombre de Sherwood est important. On peut voir également que l'évolution du nombre de Sherwood ne présente pas la discontinuité avec des valeurs négatives comme pour le nombre de Nusselt. En effet, la vapeur à la paroi étant considérée comme saturée, la concentration de vapeur à la paroi sera toujours supérieure à celle du fluide en son voisinage.

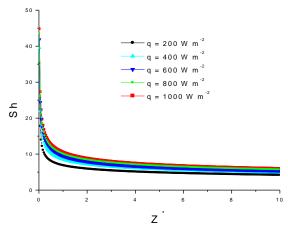


Figure 3.40 : Variation du nombre de Sherwood en fonction de la densité de flux de chaleur

# 3.4.2 Effet de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal

## 3.4.2.1 Profils de température et de concentration

Sur la figure 3.41 nous avons représenté les profils de température à mi hauteur obtenus pour une densité de flux de chaleur de  $800 \, wm^{-2}$  et pour différentes valeurs de l'humidité relative du fluide à l'entrée du canal. Sur cette figure 3.41 l'influence de l'humidité relative de l'air n'est pas clairement visible c'est pourquoi nous avons fait un agrandissement de celle-ci sur la figure 3.42. Ainsi, on note qu'une augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal engendre une légère augmentation de la température du fluide dans le canal. En effet, l'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal engendre une diminution des transferts de chaleur par mode latent et donc une augmentation des transferts par mode sensible. Cette diminution des transferts latents avec une augmentation de l'humidité se remarque également sur les profils de concentrations (figure 3.43). En effet avec une augmentation de l'humidité on a un gradient de concentration entre la paroi et le fluide au voisinage moins important et donc une évaporation plus faible.

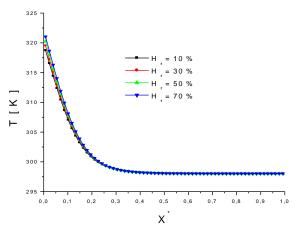


Figure 3.41: Variation de la température à la hauteur du canal égal  $Z^*=5$  en fonction de l'humidité relative  $H_r$ 

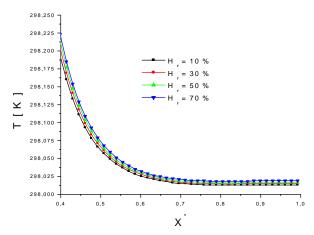


Figure 3.42 : Variation de la température à la hauteur du canal  $Z^*=5$  en fonction de l'humidité relative  $H_r$ 

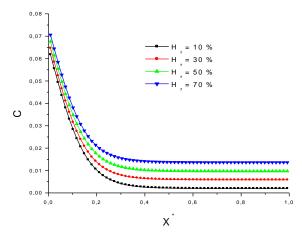


Figure 3.43 : Variation de la fraction massique à la hauteur du canal  $Z^*$ =5 en fonction de l'humidité relative  $H_r$ 

## 3.4.2.1 Nombre de Nusselt latent et sensible

Pour une densité de flux de chaleur imposé à la paroi de 800 wm <sup>-2</sup>, nous avons représenté sur la figure 3.44 l'évolution du nombre de Nusselt latent le long de la paroi pour différentes valeurs de l'humidité à l'entrée du canal. Comme nous l'avons déjà signalé, une augmentation de l'humidité relative engendre une diminution des transferts latents et donc une diminution du nombre de Nusselt latent (figure 3.44) surtout dans la zone d'entrée du canal où les gradients de concentration entre la paroi et le fluide au voisinage sont les plus importants. Cette diminution du transfert latent s'accompagne d'une augmentation du transfert sensible, comme l'on peut le voir sur la figure 3.45 où l'on a représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible pour une même valeur de densité de flux imposé à la paroi et pour différentes valeurs de l'humidité à l'entrée.

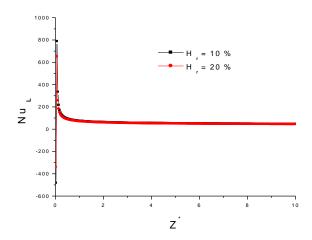


Figure 3.44 (a): Variation du nombre de Nusselt latent pour  $H_r=10\%$  et 20%

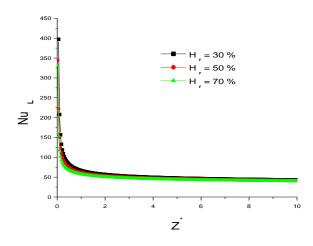


Figure 3.44(b): Variation du nombre de Nusselt latent pour  $H_r$ =30%, 50% et 70%

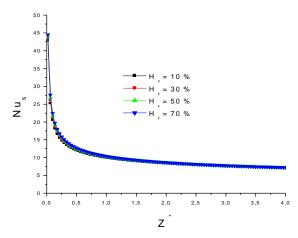


Figure 3.45 : Variation du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée

## 3.4.2.3 Vitesse d'évaporation

Sur la figure 3.46 nous avons représenté l'évolution de la vitesse d'évaporation le long du canal pour une densité de flux de chaleur à la paroi de 800Wm<sup>-2</sup> et une température à l'entrée de 298K pour différentes valeurs d'humidité relative de l'air à l'entrée. Une augmentation de l'humidité relative de l'air engendre une diminution du gradient de la concentration entre la paroi et le fluide au voisinage et donc une diminution de la vitesse d'évaporation.

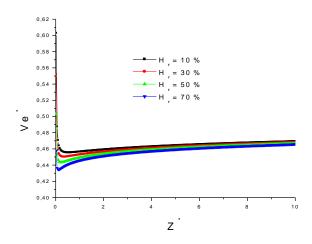


Figure 3.46 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la plaque chauffée et mouillée en fonction de l'humidité de l'air à l'entrée

#### 3.4.2.4 Nombre de Sherwood

Sur la figure 3.47 nous avons représenté l'influence de la valeur de l'humidité de l'air à l'entrée du canal sur l'évolution du nombre de Sherwood. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée du canal puisque comme pour le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. On remarque que l'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal provoque une légère augmentation du nombre de Sherwood.

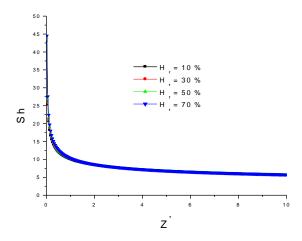


Figure 3.47: Variation du nombre de Sherwood pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal

# 3.4.3 Effet de la température d'entrée

## 3.4.3.1 Profils de température et de concentration

Afin de mettre en évidence l'effet de la température d'entrée sur les transferts nous avons effectué différentes simulation avec une densité de flux imposé à la paroi de 800Wm<sup>-2</sup> et une humidité relative de l'air à l'entré du canal de 30%.

L'influence de la température d'entrée sur l'évolution de la température de paroi le long du canal est montrée sur la figure 3.48. Comme l'on pouvait s'y attendre une augmentation de la température d'entrée engendre une augmentation de la température à la paroi tout au long du canal. Cette augmentation de température à la paroi engendre également une augmentation de la fraction massique à la paroi (figure 3.49) puisque à la paroi la vapeur est considérée comme saturée.

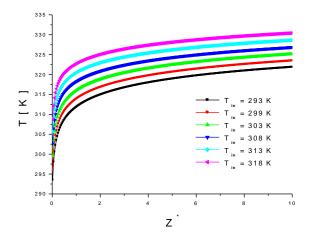


Figure 3.48 : Variation de la température le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>

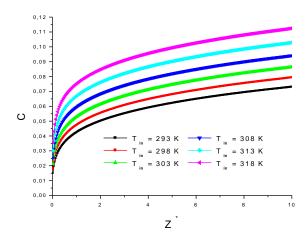


Figure 3.49 : Variation de la fraction massique le long de plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>

#### 3.4.3.2 Nombre de Sherwood

La figure 3.50 représente l'évolution du nombre de Sherwood le long de la plaque chauffée pour différentes valeurs de la température de l'air humide à l'entrée. Cette figure montre que l'augmentation de cette température s'accompagne d'une diminution importante du nombre de Sherwood. L'augmentation de la température de l'air à l'entrée du canal provoque également un changement de la fraction massique à l'entrée.

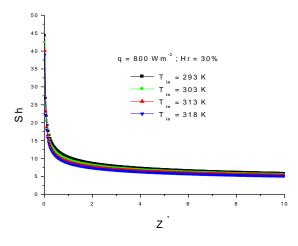


Figure 3.50 : Variation du nombre de Sherwood le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>

#### 3.4.3.3 Nombre de Nusselt

L'importance des transferts thermiques et massiques est représentée par les nombres de Nusselt latent et sensible. Sur les figures 3.51 et 3.52 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée pour différentes valeurs de la température de l'air à l'entrée du canal.

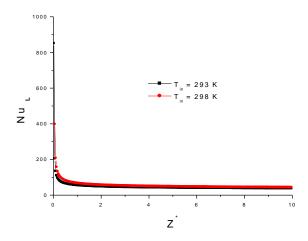


Figure 3.51 : Variation du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>

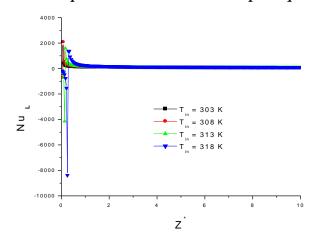


Figure 3.52 : Variation du nombre de Nusselt latent le long de la plaque mouillée en fonction de la température de l'air à l'entrée pour q=800Wm<sup>-2</sup>

# 3.4. Résultats avec une densité de flux de chaleur imposée sur les deux parois du canal

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats d'une étude numérique de la convection naturelle laminaire thermique et massique qui se déroule dans un canal vertical bidimensionnel formé de deux plaques planes parallèles de longueur L séparées par une distance b, mouillées par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable et soumises à un flux de chaleur uniforme de densité constante. Cette étude montre les influences de certains paramètres physiques tels que la densité de flux de chaleur, la température à l'entrée, ainsi que l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal sur l'évaporation.

# A. Influence de la densité de flux de chaleur

En maintenant la température d'entrée et l'humidité relative de l'air à l'entrée fixes  $(T_{in}=298 \text{ K et H}_r=30\%)$ , l'influence de la densité de flux de chaleur imposé aux parois planes et mouillées a été étudiée dans l'intervalle de  $100 \text{Wm}^{-2}$  à  $800 \text{Wm}^{-2}$ .

Sur les figures 3.53(a) et 3.53(b) nous avons représenté respectivement la variation axiale de la température, à différentes hauteurs du canal, pour deux valeurs de la densité de flux de chaleur  $q=400~w_m^{-2}$  et  $q=800w_m^{-2}$ .

Pour un flux de 400 *wm* <sup>-2</sup> (figure 3.53(a)) nous observons un refroidissement de la paroi dans la zone proche de l'entrée. Cela signifie que le flux imposé à la paroi n'est pas suffisant pour l'évaporation et donc une partie de la chaleur est prise au fluide au voisinage de la paroi. Ce phénomène de refroidissement se trouve au voisinage de l'entrée puisque c'est à l'entrée que l'évaporation est la plus importante. Le long du canal le fluide se chauffe et la température de paroi se retrouve au dessus de la température d'entrée. Si l'on augmente le flux de chaleur imposé à la paroi (figure 3.53(b)) ce flux de chaleur est suffisant pour à la fois évaporer et chauffer le fluide le long de la paroi. Ainsi, même proche de l'entrée la température de paroi est supérieure à la température d'entrée et la zone de refroidissement du fluide a disparu.

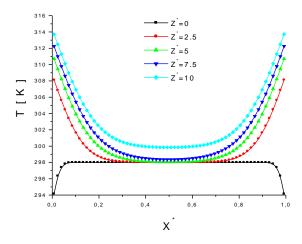


Figure 3.53(a): Profils de la température q=400Wm<sup>-2</sup>

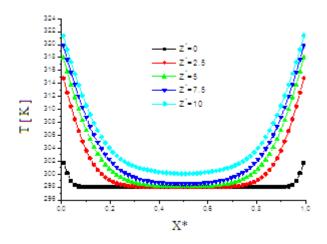


Figure 3.53(b): Profils de la température q=800Wm<sup>-2</sup>

Sur les figures 3.54(a) et 3.54(b) nous avons représenté l'évolution de la fraction massique le long du canal pour deux valeurs de flux imposé à la paroi. L'évolution de la fraction massique est similaire à celle de la température. Ceci s'explique par le fait que pour la vapeur d'eau les nombres de Schmidt et de Prandtl sont très proches. Le long du canal la fraction massique à la paroi augmente puisque la température de paroi augmente et que la vapeur à la paroi est considérée saturée. Dans le canal, plus on se rapproche de la sortie, plus la fraction massique de vapeur augmente du fait de l'évaporation à la paroi. En augmentant le flux de chaleur imposé à la paroi (figure 3.54(b)), la fraction massique de la vapeur saturée à la paroi ainsi que celle de la vapeur dans le canal augmente. En effet, une augmentation du flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de l'évaporation et donc de la fraction massique de vapeur d'eau.

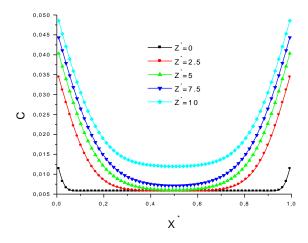


Figure 3.54(a): Profils adimensionnels de la fraction massique q=400Wm<sup>-2</sup>

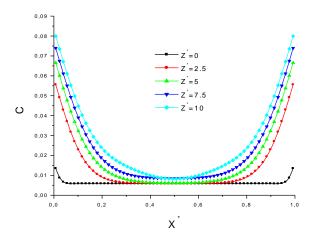


Figure 3.54(b): Profils adimensionnels de la fraction massique q=800Wm<sup>-2</sup>

Les figures 3.55 et 3.56 représentent respectivement l'évolution de la température et de la fraction massique le long du canal pour deux valeurs de la densité de flux de chaleur q. On observe que la température ainsi que la fraction massique du fluide augmentent le long du canal avec l'augmentation de la densité du flux de chaleur pour se rapprocher de la température et de la fraction massique de saturation de la paroi vers la sortie du canal.

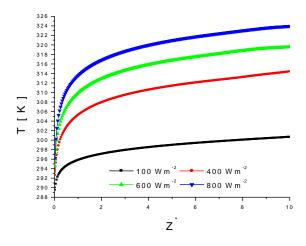


Figure 3.55 : Variation de la température le long de la plaque mouillée en fonction de la densité de flux de chaleur q

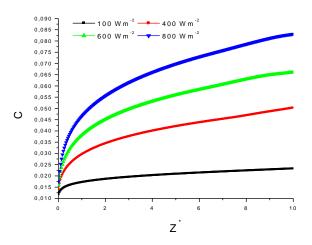


Figure 3.56 : Variation de la concentration le long de la plaque mouillée en fonction de la densité de flux de chaleur q

La figure 3.57 représente les lignes de courant à l'intérieur du canal étudié. Ces dernières sont parallèles à la paroi et montrent un écoulement pleinement développé. En effet, pour une densité de flux de chaleur de 800Wm<sup>-2</sup> les lignes de courants sont plus serrées que celles obtenues pour une densité de flux de chaleur de 400Wm<sup>-2</sup>.

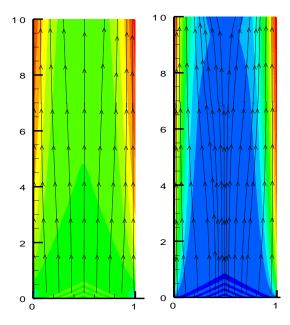


Figure 57 : Lignes de courants pour une densité de flux de chaleur (a) q=400Wm<sup>-2</sup>, (b) q=800Wm<sup>-2</sup>

Nous avons représenté sur les figures 3.58(a) et 3.58(b) l'évolution de la vitesse d'évaporation à la paroi le long du canal pour deux densités de flux de chaleur q=200Wm<sup>-2</sup> et q=800Wm<sup>-2</sup>. Cette vitesse d'évaporation est la plus importante proche de l'entrée du canal puisque les gradients de concentration entre la paroi et le fluide environnant y sont plus élevés. Une augmentation de la densité de flux de chaleur engendre une augmentation du débit d'entrée.

Les vitesses dans le canal étant plus importantes, cela modifie les gradients de concentration au voisinage de la paroi et donc l'évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi (figure 3.58(b)).

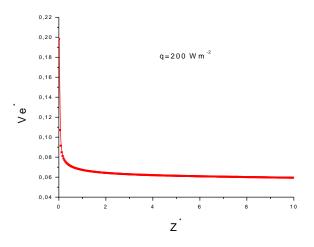


Figure 3.58(a): Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=200Wm<sup>-2</sup>

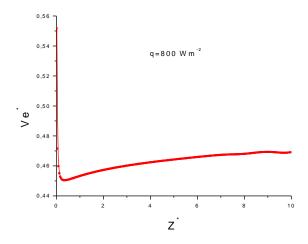


Figure 3.58(b): Évolution de la vitesse d'évaporation pour q=800Wm<sup>-2</sup>

Nous avons représenté sur les figures 3.59(a) et 3.59(b) le champ de la vitesse verticale pour différentes sections du canal et pour deux densités de flux de chaleur q=100Wm<sup>-2</sup> et q=600Wm<sup>-2</sup>. Les résultats numériques montrent que la vitesse augmente avec l'augmentation de la densité du flux de chaleur imposé symétriquement sur les deux parois du canal pour les différentes sections du canal. Ainsi, à l'entrée du canal, les profils de la composante verticale de la vitesse ont l'allure d'un profil de Poiseuille. A la sortie du canal, la composante verticale est maximale du côté des parois chauffées et minimale au milieu du canal.

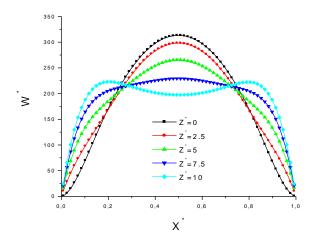


Figure 3.59(a): Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal à q=100Wm<sup>-2</sup>

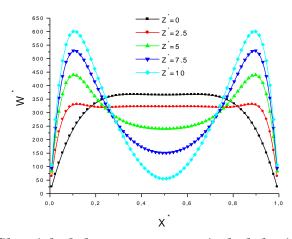


Figure 3.59(b) : Profils axiale de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs du canal à  $q=600 \mathrm{Wm}^{-2}$ 

Sur la figure 3.60 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible le long du canal pour différentes valeurs de la densité de flux imposé à la paroi. En effet, le nombre de Nusselt est plus important à l'entrée du canal puisque le gradient de température entre la paroi et le fluide en son voisinage est le plus élevé et donc les transferts par mode sensible sont plus élevés. Cependant, pour un faible flux (figures 3.60(a) et 3.60(b)) celui-ci n'est pas assez important pour l'évaporation et l'on observe un refroidissement de la paroi. Cela se traduit par une zone à l'entrée du canal où le nombre de Nusselt sensible est négatif. En augmentant la densité de flux de chaleur imposé à la paroi, cette zone de refroidissement va diminuer jusqu'a disparaitre (figure 3.60(c) et 3.60(d)).

D'une manière générale, plus on augmente le flux de chaleur et plus les transferts par mode sensible sont importants ce qui se traduit par une valeur du nombre de Nusselt sensible plus importante à la sortie du canal.

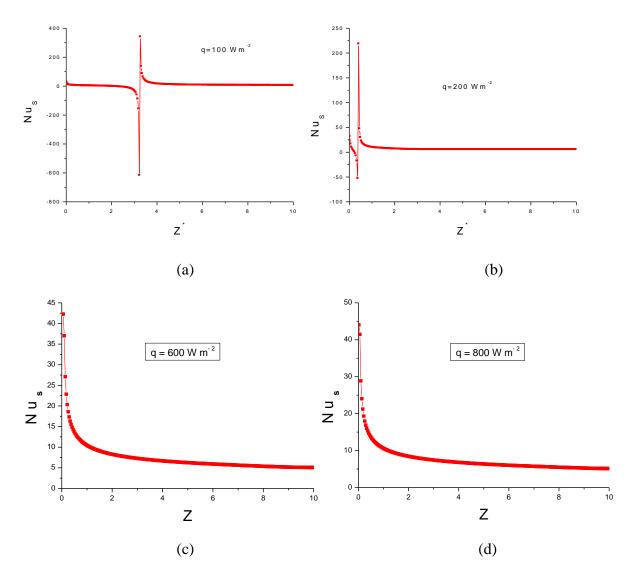


Figure 3.60 : Variation du nombre de Nusselt sensible pour différentes densités de flux de chaleur q

Les transferts par mode latent sont caractérisés par le nombre de Nusselt latent dont l'évolution le long du canal est représentée sur les figures 3.61 pour différentes valeurs de densité de flux de chaleur appliqué aux parois. Pour des flux imposés symétriquement aux parois faibles il y'a apparition d'une zone à l'entrée où le nombre de Nusselt latent est négatif puisque la température de la paroi est plus faible que la température du fluide en son voisinage. Les transferts par mode latent sont plus importants à l'entrée du canal puisque les gradients de concentrations entre la paroi et le fluide au voisinage y sont plus importants.

En comparant les valeurs obtenues pour les nombres de Nusselt sensible (figure 3.60) et latent, on remarque que le nombre de Nusselt latent est plus important, ce qui signifie une prédominance du transfert par mode latent. Une augmentation de la densité du flux de chaleur imposé aux parois a le même effet sur l'évolution du nombre de Nusselt latent que sur celle du nombre de Nusselt sensible : Une augmentation de la densité de flux de chaleur engendre

une diminution de la zone où les nombres de Nusselt latent sont négatifs jusqu'à n'avoir plus qu'une seule zone avec des valeurs du nombre de Nusselt positive pour des valeurs de densité de flux imposé à la paroi importantes.

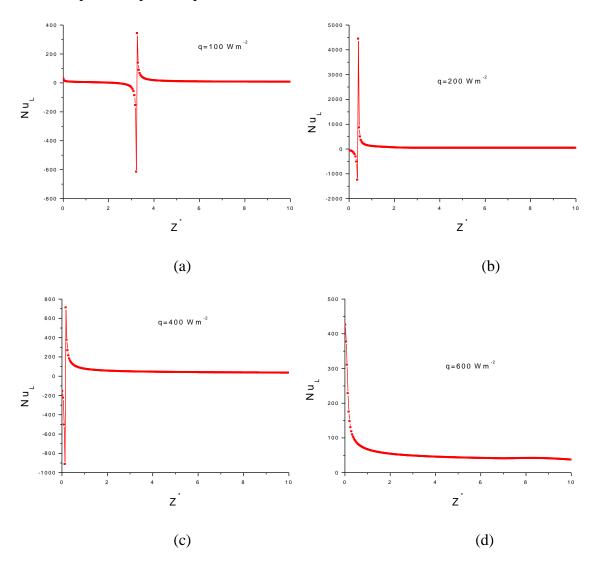


Figure 3.61 : Variation du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de la densité de flux de chaleur q

Sur la figure 3.62 nous avons représenté l'influence de la valeur de la densité de flux de chaleur imposé aux parois sur l'évolution du nombre de Sherwood qui caractérise le transfert de masse au sein de notre configuration géométrique étudié. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée du canal puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. On remarque que plus on augmente la densité de flux de chaleur à la paroi, plus le nombre de Sherwood est important. On peut voir également que l'évolution du nombre de Sherwood ne présente pas la discontinuité avec des valeurs négatives comme pour les nombres de Nusselt latent et sensible. En effet, la vapeur à la paroi

étant considérée comme saturée, la concentration de vapeur à la paroi sera toujours supérieure à celle du fluide en son voisinage.

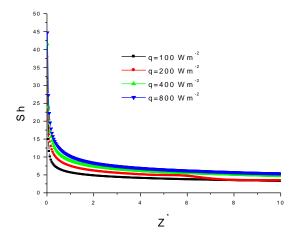


Figure 3.62 : Variation du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de la densité de flux de chaleur

## B. Influence de l'humidité relative de l'air à l'entrée

Afin de mettre en évidence l'effet de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal sur les transferts thermiques et massiques, nous avons effectué différentes simulations avec une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  et une température de l'air à l'entrée égale à 298 k.

Les transferts par mode latent sont caractérisés par le nombre de Nusselt latent dont l'évolution le long du canal est représentée sur les figures 3.63 pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée (de 10% à 70%). La figure 3.63 montre que l'augmentation de l'humidité relative diminue le nombre de Nusselt latent puisque, plus l'humidité relative de l'air à l'entrée est élevée, plus l'air est saturée d'où une diminution remarquable de l'évaporation. En effet, une augmentation de l'humidité engendre une diminution de la zone où les nombres de Nusselt latent sont négatifs.

Sur les figures 3.64(a) et 64(b) nous avons représenté respectivement l'évolution du nombre de Nusselt latent pour deux différentes valeurs de l'humidité relative 10% et 70%. Plus l'air est saturée, plus l'évaporation est faible et plus la quantité de chaleur nécessaire pour évaporer est faible ce qui explique la diminution de la zone négative à l'entrée du canal.

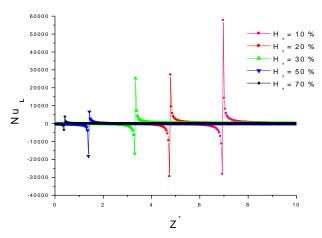


Figure 3.63 : Évolution du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal

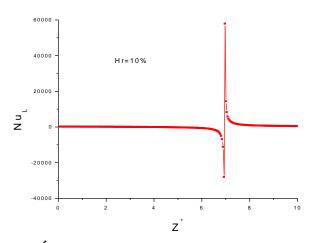


Figure 3.64 (a): Évolution du nombre de Nusselt latent pour  $H_r$ =10%

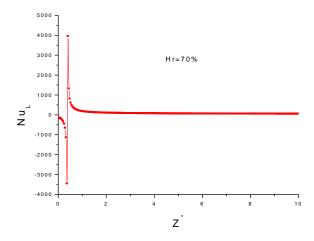


Figure 3.64 (b): Évolution du nombre de Nusselt latent pour  $H_r$ =70%

La figure 3.65 représente l'évolution de la vitesse d'évaporation à la paroi le long du canal pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal. Cette vitesse d'évaporation est la plus importante proche de l'entrée puisque les gradients de concentration

entre la paroi et le fluide environnant y sont plus élevés. Une augmentation de l'humidité relative engendre une diminution de la vitesse d'évaporation puisque l'air devient de plus en plus saturé.

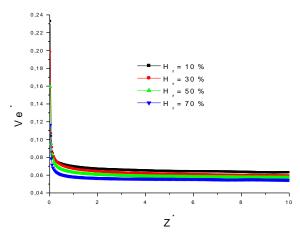


Figure 3.65 : Évolution de la vitesse d'évaporation pour différentes valeurs de l'humidité de l'air à l'entrée du canal

Les figures 3.66 (a), 3.66 (b) et 3.66 (c) représentent l'évolution du profil de la vitesse axiale le long du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 100Wm<sup>-2</sup>, une température à l'entrée de 298 K et pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée en différentes sections du canal (à l'entrée, au milieu et à la sortie du canal).

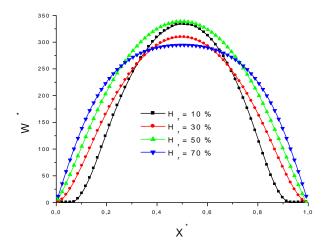


Figure 3.66(a): Profils axiale de la composante verticale de la vitesse à l'entrée du canal  $(Z^*=5)$  pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée

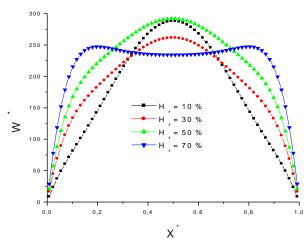


Figure 3.66(b): Profils axiale de la composante verticale de la vitesse au milieu du canal (Z\*=5) pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée

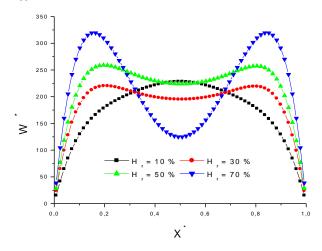


Figure 3.66(c): Profils axiale de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^*=10)$  pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée

Sur la figure 3.67 nous avons représenté l'influence de la valeur de l'humidité de l'air à l'entrée du canal sur l'évolution du nombre de Sherwood. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée du canal puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. On remarque que l'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal provoque une augmentation du nombre de Sherwood.

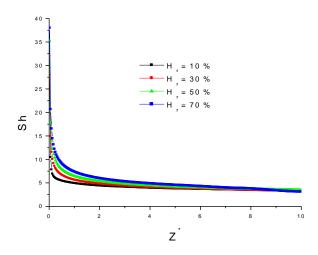


Figure 3.67: Variation du nombre de Sherwood pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée

# Conclusion

L'évaporation des films liquides est importante dans le domaine des transferts thermique et massique. Elle sert dans différentes applications industrielles. Dans le domaine du dessalement le cas de l'évaporation des eaux saumâtres en vu de la production de l'eau douce est un sujet qui prête encore de considérables attentions.

Durant cette étude, on s'est intéressé au phénomène d'évaporation en convection naturelle pour un écoulement laminaire, bidimensionnel et stationnaire dans un canal vertical simple.

L'influence des paramètres opératoires tels que, l'effet du flux de chaleur auquel elle est soumise la paroi ainsi que l'effet de l'humidité relative et l'effet de la température de l'air à l'entrée du canal ont été clarifiés.

Nous explorons en plus la structure détaillée de l'écoulement ainsi que les profils thermiques et massiques dans le mélange air-vapeur d'eau à différentes hauteurs du canal. Nous déterminons les nombres adimensionnels caractéristiques du transfert thermique et massique.

# Chapitre 4.

Transferts couplés de chaleur et de masse lors de l'évaporation d'un film liquide dans un canal vertical ondulé

## 4.1. Introduction

Depuis plus d'un siècle, les scientifiques se penchent sur l'étude des écoulements avec transfert de chaleur dans les canaux par convection en présence de géométries de plus en plus complexes. Pour améliorer ces échanges, plusieurs méthodes sont adoptées parmi lesquelles l'utilisation de canaux à parois ondulées. Ce type de géométrie est rencontré dans divers systèmes tels que les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques, les chambres de combustion et les systèmes de contrôle de l'environnement etc. La forme ondulée de la surface perturbe la couche limite laminaire, permet ainsi à l'air frais d'être en contact avec la paroi chaude, prolonge la surface de transfert et génère des turbulences d'où une augmentation du transfert de chaleur.

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à l'effet de cette géométrie ondulée sur les transferts simultanés de chaleur et de masse. Nous présentons les résultats concernant la convection naturelle thermique et massique en régime permanent qui se déroule dans un canal vertical bidimensionnel dont l'une des parois présente une protubérance poreuse et sur laquelle ruisselle un film liquide d'épaisseur négligeable. Nous étudions l'influence de la présence d'une protubérance rectangulaire (sa dimension, sa position, le nombre et l'espace entre deux) sur la structure de l'écoulement et sur les performances thermoconvectives ainsi que l'effet de certains paramètres physiques tels que la température de paroi, la densité du flux de chaleur imposé à la paroi, l'humidité relative à l'entrée du canal sur les profils de vitesse, de concentration, de température à l'intérieur du canal ainsi que sur les nombres de Nusselt sensible et latent et sur le nombre de Sherwood.

Le canal est de longueur L et de largeur b, la protubérance est de longueur A et de largeur a et les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus pour un rapport de forme L/b=10.

Dans tout ce qui suit on va fixer la température de l'air à l'entrée à 298 K.

## 4.2. Résultats et discussions

Nous avons commencé tout d'abord par l'effet d'une seule protubérance sur les transferts massique et thermique au sein de notre canal vertical formé de deux plaques parallèles, l'une plane et adiabatique alors que l'autre présente une protubérance rectangulaire de longueur A\*=L\*/2 et de largeur a\*=1/4 b\* chauffée par une densité de flux de chaleur constante et mouillée par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable. Les parois du canal avant et après la protubérance sont adiabatiques.

La figure 4.1 schématise la plaque du canal avec une protubérance de forme rectangulaire.

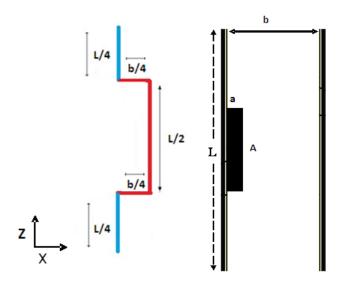


Figure 4.1 : Configuration géométrique étudiée

## 4.2.1 Influence de la densité de flux de chaleur

Afin d'analyser l'effet de la protubérance de dimension fixe ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ) sur les transferts thermique et massique, nous allons fixer tout d'abord la température d'entrée  $T_{in}=298$  K, l'humidité de l'air à  $H_r=30\%$  et nous allons faire varier la densité de flux de chaleur appliqué à la paroi q de  $50Wm^{-2}$  à  $500Wm^{-2}$ .

## 4.2.1.1 Profils de température et de concentration

Sur la figure 4.2 nous avons représenté l'évolution de la température le long de la protubérance chauffée et mouillée pour une température à l'entrée  $T_{in}$ =298 K, une humidité relative  $H_r$ =30% et pour une densité de flux de chaleur de 50Wm<sup>-2</sup>. Sur la première face latérale la température diminue puis elle augmente dans la partie verticale de la protubérance et enfin elle continue à augmenter le long de la deuxième face latérale de la protubérance.

La diminution de la température le long de la première face latérale de la protubérance est due à l'évaporation qui nécessite plus de chaleur que le flux n'en apporte. Le long de la face verticale, l'humidité relative de l'air augmente et l'évaporation diminue, il s'ensuit une augmentation de la température à la paroi. L'augmentation de la densité de flux de chaleur engendre une augmentation de la température pariétale le long de la protubérance (figure 4.3).

Cette augmentation de la température de paroi le long du canal engendre également une augmentation de la fraction massique à la paroi qui est considérée comme étant saturée (figure 4.4).

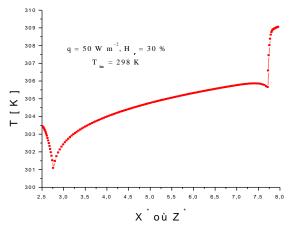


Figure 4.2: Évolution de la température le long de la protubérance  $(A^*=5, a^*=1/4 b^*, q=50Wm^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 K)$ 

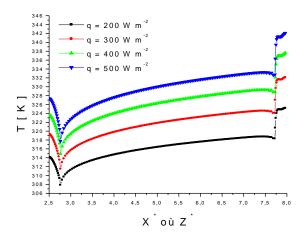


Figure 4.3: Évolution de la température le long de la protubérance pour différentes densités de flux de chaleur ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

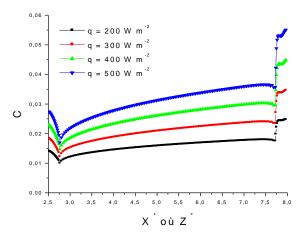


Figure 4.4: Évolution de la fraction massique le long de la protubérance pour différentes densités de flux de chaleur ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

Les figures 4.5(a) et 4.5(b) illustrent respectivement la variation axiale de la température, à différentes hauteurs du canal pour une température à l'entrée  $T_{in}$ =298 K, une humidité relative  $H_r$ =30% et pour une densité de flux de chaleur de 100Wm<sup>-2</sup>. Nous avons analysé les profils de

température dans tout le canal avant et après la protubérance et le long de celle-ci. À l'entrée du canal vers le début de la protubérance la température est celle de la température de l'air à l'entrée. Le long de la protubérance chauffée et mouillée la température augmente en allant vers la fin de la protubérance. Après la protubérance, la température de l'air dans le canal diminue puisqu'il n'ya plus de flux de chaleur à la paroi.

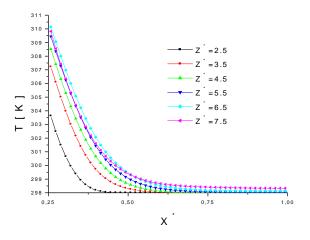


Figure 4.5(a): Distributions de la température à différentes hauteurs de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $H_r = 30\%$ ,  $T_{in} = 298 \text{ K}$ )

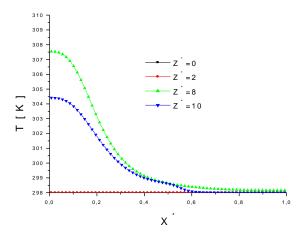


Figure 4.5(b): Distributions de la température à l'entrée et à la sortie du canal pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

Sur les figures 4.6(a) et 4.6(b) nous avons représenté l'évolution de la fraction massique le long du canal. L'évolution de la fraction massique est similaire à celle de la température. Ce ci s'explique par le fait que pour la vapeur d'eau les nombres de Schmidt et de Prandtl sont proches. Le long de la protubérance la fraction massique à la paroi augmente puisque la température de paroi augmente et que la vapeur à la paroi est considérée comme saturée. À l'entrée du canal la fraction massique est constante. Après la protubérance, plus on se rapproche de la sortie du canal, plus la fraction massique de vapeur diminue.

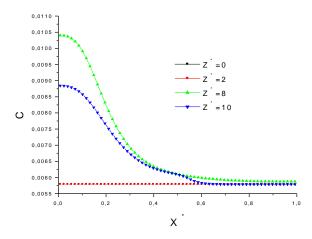


Figure 4.6(a): Distributions de la concentration à l'entrée et à la sortie du canal pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}$  ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

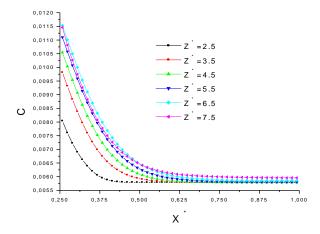


Figure 4.6(b): Distributions de la concentration le long de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égale à  $100 \text{Wm}^{-2}(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

Sur les figures 4.7(a) et 4.7(b) nous avons regroupé les profils de la température et de la fraction massique obtenus au milieu de la protubérance ( $Z^*=4.5$  et  $Z^*=5.5$ ) pour différentes valeurs de densité du flux de chaleur imposé à la paroi gauche rainurée. Ainsi l'augmentation de la densité du flux de chaleur conduit à une augmentation de la température de la paroi et donc de la température de l'air au voisinage de la paroi.

Sur les figures 4.8(a) et 4.8(b) nous avons regroupé les profils de la fraction massique obtenus au milieu de la protubérance ( $Z^*=4.5$  et  $Z^*=5.5$ ). Ainsi, le long du canal la fraction massique à la paroi augmente puisque la température de paroi augmente et que la vapeur à la paroi est considérée comme saturée. Dans le canal, le long de la protubérance, plus on se rapproche de la sortie plus la fraction massique de vapeur augmente du fait de l'évaporation à la paroi. En augmentant le flux de chaleur imposé à la paroi, la fraction massique de la vapeur saturée à la paroi ainsi que celle de la vapeur dans le canal augmente. En effet, une augmentation du flux

de chaleur à la paroi engendre une augmentation de l'évaporation et donc de la fraction massique de vapeur d'eau.

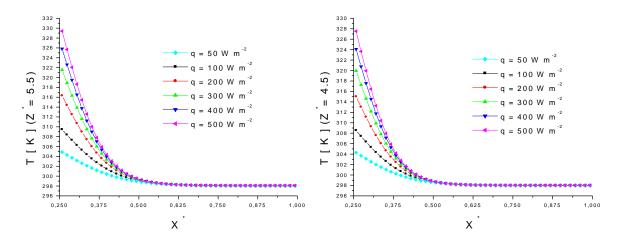


Figure 4.7 : Profils axiaux de la température à différentes densités de flux de chaleur pour  $Z^*$  =4.5 et  $Z^*$  =5.5 ( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4 $b^*$ ,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)

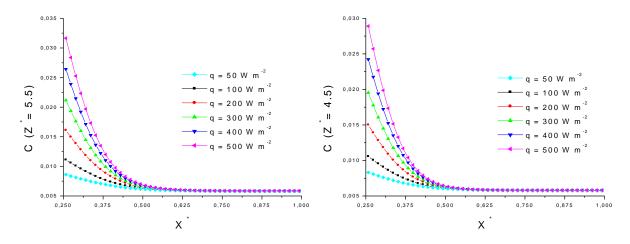


Figure 4.8: Profils axiaux de la fraction massique à différentes densités de flux de chaleur pour  $Z^*$  =4.5 et  $Z^*$  =5.5 ( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4 $b^*$ , H=30%,  $T_{in}$ =298 K)

#### 4.2.1.2 Profils de la vitesse axiale et lignes de courants

Les figures 4.9(a) et 4.9(b) représentent l'évolution du profil de la vitesse axiale le long du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 100Wm<sup>-2</sup>. Ainsi, l'on peut voir le développement de l'écoulement de convection naturelle du côté de la paroi chauffée où les nombres de Grashof massique et thermique sont les plus importants.

Ainsi, à l'entrée du canal, les profils de la composante verticale de la vitesse ont l'allure d'un profil de Poiseuille. A la sortie du canal, la composante verticale est maximale du côté de la paroi rainurée chauffée et mouillée et est minimale du côté de la paroi adiabatique. Les

valeurs négatives de la vitesse à la sortie du canal confirment la présence d'une zone de pénétration du côté de la paroi adiabatique du canal.

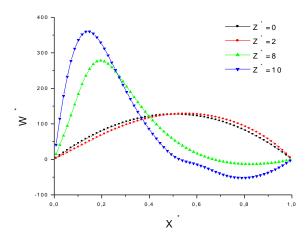


Figure 4.9(a): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à l'entrée et à la sortie du canal à  $q=100Wm^{-2}(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

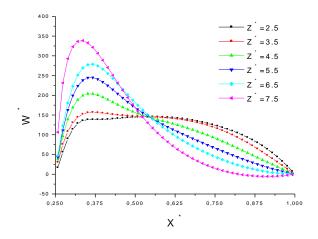


Figure 4.9(b): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse pour différentes hauteurs de la protubérance à  $q=100Wm^{-2}(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

Cette analyse se confirme lorsque l'on regarde la figure 4.10 où l'on représente les champs de température et les lignes de courant à l'intérieur du canal pour différentes densités de flux de chaleur. Ces dernières du côté de la paroi rainurée chauffées et mouillées sont parallèles et suivent la forme rectangulaire de la protubérance et montrent un écoulement pleinement développé. Une zone de recirculation se localise en aval de la protubérance. Par contre du côté de la paroi adiabatique il y'a une entrée du fluide vers la sortie du canal (Zone de pénétration). En effet, lorsque la densité de flux de chaleur augmente, le fluide dans la couche limite thermique est accéléré. Cette couche limite doit être alimentée constamment par la création d'un appel d'air au niveau de la partie inférieure du canal ce qui entraine un rabattement des lignes de courant du côté de la paroi chaude. Une zone de dépression s'établit du côté de la

paroi adiabatique du canal qui sera envahi par le fluide provenant de l'extérieur qui va pénétrer par l'ouverture supérieure du canal.

Une augmentation de la densité de flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de la zone de pénétration de l'air au niveau de la sortie. En effet, avec un flux plus important à la paroi les gradients de température et de concentration entre la zone chaude et la zone froide sont plus importants, ce qui conduit à une augmentation de la zone de recirculation.

Une augmentation de la densité de flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation des champs de température le long du canal.

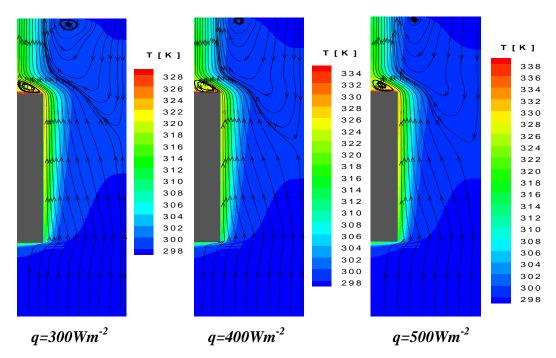


Figure 4.10 : Lignes de courant et champs de température à différentes densités de flux de chaleur ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

Sur la figure 4.11(a) et 4.11(b) nous avons regroupé les profils de la vitesse axiale obtenus au milieu de la protubérance ( $Z^*=4.5$  et  $Z^*=5.5$ ) pour différentes valeurs de la densité du flux de chaleur imposé à la paroi gauche rainurée. En augmentant le flux de chaleur à la paroi les transferts de masse et de chaleur en zone de proche paroi sont plus intenses, il s'ensuit une augmentation de la convection naturelle thermique et massique et donc une augmentation de la vitesse axiale. Ainsi l'augmentation de la densité du flux de chaleur conduit à une augmentation des valeurs négatives de la vitesse du coté de la paroi adiabatique d'ou l'augmentation de la zone de pénétration.

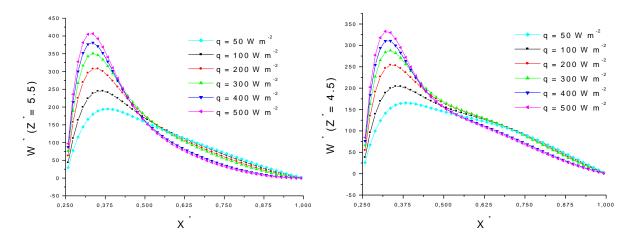


Figure 4.11 : Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse pour différentes densités de flux de chaleur à  $Z^* = 4.5$  et  $Z^* = 5$ ,  $A^* = 1/4$  b,  $A^* = 1/4$ 

## 4.2.1.3 Vitesse d'évaporation

Pour mieux comprendre le phénomène d'évaporation nous avons représenté l'évolution de la vitesse d'évaporation le long de la protubérance pour différentes densités de flux de chaleur de q=50Wm<sup>-2</sup> à 500Wm<sup>-2</sup>.

La figure 4.12 représente la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égal à q=50Wm<sup>-2</sup>. La vitesse d'évaporation augmente pour atteindre une valeur maximale vers la sortie de la protubérance. Cette vitesse d'évaporation augmente avec la densité de flux de chaleur imposé à la paroi.

Une augmentation de la densité de flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi considérée comme saturée. Il s'ensuit également une augmentation de la concentration et donc une augmentation de la vitesse d'évaporation (figure 4.13).

Les figures 4.14(a) et 4.14(b) représentent l'évolution de la vitesse d'évaporation le long des parois latérales de la protubérance pour une densité de flux de chaleur égal à q=50Wm<sup>-2</sup>. Les valeurs de la vitesse d'évaporation le long des deux faces latérales de la protubérance sont deux fois moins importantes que sur la face verticale de la protubérance. Pour la première face latérale (figure 4.14(a)) cette vitesse d'évaporation reste sensiblement constante le long de la face puis augmente à l'approche de la paroi verticale de la protubérance. Cette augmentation vient de la diminution de la fraction massique le long de la face. Ce phénomène est inversé sur la deuxième paroi latérale de la protubérance. La vitesse d'évaporation maximale se trouve cette fois au début de la protubérance du coté de la paroi du canal. Ceci vient du fait de la présence de vortex au dessus de la protubérance (figure 4.10).

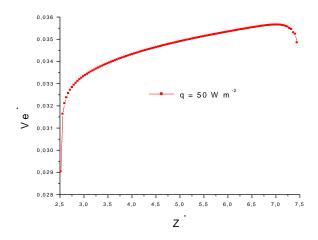


Figure 4.12 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de 50Wm  $^{-2}$   $(A^*=5, a^*=1/4 b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

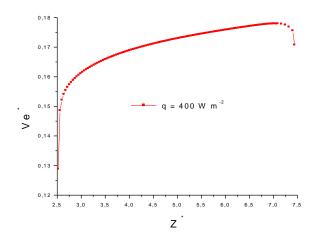


Figure 4.13 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $400 \text{Wm}^{-2}$   $(A^*=5, a^*=1/4 \ b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \ K)$ 

Une augmentation de la densité du flux de chaleur à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi considérée comme saturée. Il s'ensuit également une augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage et donc une augmentation de la vitesse d'évaporation (figure 4.15(a) et 4.15(b)).

Avec une augmentation du flux de chaleur, sur la première face latérale de la protubérance le maximum de la vitesse d'évaporation s'éloigne de la paroi verticale de la protubérance pour se retrouver du côté de la paroi du canal. Ce ci vient du fait que en augmentant le flux de chaleur la vitesse d'écoulement est plus importante et il se crée un vortex dans le coin inferieur de la protubérance. Pour la face latérale supérieure il n'y a pas de modification puisque même avec un flux de chaleur faible le vortex était déjà présent.

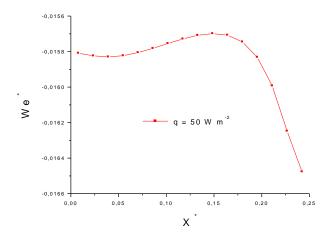


Figure 4.14(a): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $50 \text{Wm}^{-2}$   $(A^*=5, a^*=1/4 \ b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \ K)$ 

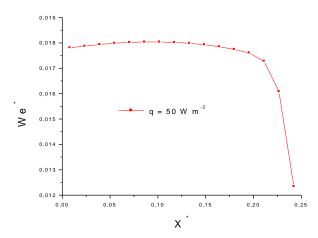


Figure 4.14(b): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $50 \text{Wm}^{-2}$  ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

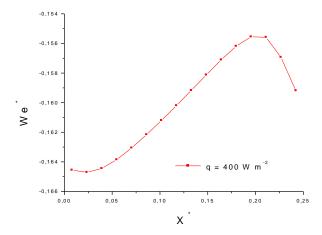


Figure 4.15(a): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de  $400 \text{Wm}^{-2}$   $(A^*=5, a^*=1/4 \ b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \ K)$ 

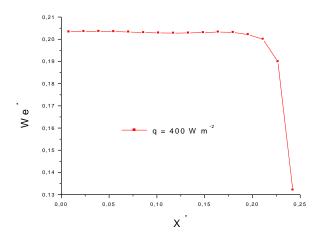


Figure 4.15(b): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur de 400Wm<sup>-2</sup>  $(A^*=5, a^*=1/4 b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 K)$ 

#### 4.2.1.4 Nombres de Nusselt sensible et latent

Pour analyser les transferts de chaleur le long de la protubérance, les évolutions des nombres de Nusselt latent et sensible sont représentées respectivement sur les figures 4.16 et 4.17. La diminution de la température de la première paroi latérale de la protubérance engendre une augmentation des nombres de Nusselt sensible et latent. Ensuite les nombres de Nusselt sensible et latent diminuent continument le long de la paroi verticale de la protubérance puisque dans le canal la température et la fraction massique de vapeur d'eau augmentent, ainsi aussi bien les transferts latent que sensible diminuent. Sur la deuxième paroi latérale de la protubérance nous avons vu que la température augmente, ce qui engendre une diminution des nombres de Nusselt latent et sensible.

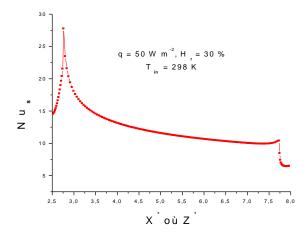


Figure 4.16: Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance rectangulaire ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=50Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

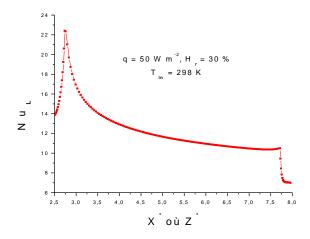


Figure 4.17: Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance rectangulaire ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=50Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

Sur la figure 4.18 nous avons représenté l'évolution du nombre de Nusselt sensible tout le long de la protubérance et pour différentes valeurs de densité de flux appliqué à la protubérance. Aussi bien sur les faces latérales que sur la face verticale, une augmentation du flux de chaleur engendre une augmentation du nombre de Nusselt sensible. Sur la face verticale le nombre de Nusselt sensible est maximum à l'entrée de la protubérance puisque c'est à l'entrée que les gradients de température entre la paroi et le fluide au voisinage sont les plus importants, ensuite le long de la face verticale de la protubérance le fluide au voisinage s'échauffe et les transferts par mode sensible diminue. On remarque également que le nombre de Nusselt sensible ne présente pas de valeurs négatives comme dans le cas d'un canal simple. Ceci s'explique par le fait que les gradients de concentration à la paroi sont moins important ce qui engendre une évaporation plus faible et donc le flux de chaleur apporté est suffisant à la fois pour évaporer et chauffer.

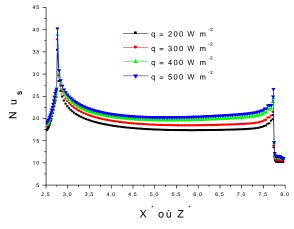


Figure 4.18: Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance en fonction de la densité du flux de chaleur  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

L'évolution du nombre de Nusselt latent à la surface de la protubérance est représentée sur la figure 4.19. Les transferts par mode latent sont également, comme les transferts par mode sensible, plus importants à l'entrée de la protubérance puisque les gradients de concentrations entre la paroi et le fluide au voisinage y sont importants.

La comparaison des valeurs obtenues pour les nombres de Nusselt sensible et latent, nous montre une prédominance du transfert par mode latent. Comme pour le nombre de Nusselt sensible, une augmentation de la densité du flux de chaleur imposé à la surface de la protubérance engendre une augmentation du nombre de Nusselt latent.

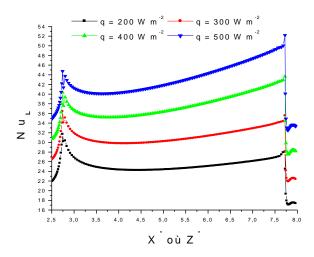


Figure 4.19: Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance en fonction de la densité de flux de chaleur (A\*=5, a\*=1/4b\*, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

#### 4.2.1.5 Nombres de Sherwood

La figure 4.20 représente l'évolution du nombre de Sherwood caractéristique du transfert de masse le long de la protubérance chauffée pour différentes densités de flux de chaleur imposés à la paroi, avec une température à l'entrée  $T_{in}$ =298K et une humidité relative  $H_r$ =30%. L'augmentation de la densité de flux de chaleur imposé à la paroi engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi, il s'en suit une augmentation du gradient de concentration entre la paroi et le fluide au voisinage et donc une augmentation du nombre de Sherwood.

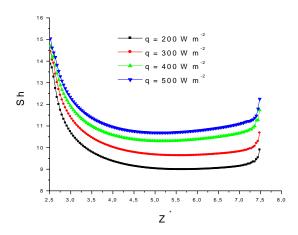


Figure 4.20: Évolution du nombre de Sherwood le long de la face verticale de la protubérance en fonction de la densité du flux de chaleur  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

## 4.2.2 Effet de l'humidité relative de l'air à l'entrée du canal

## 4.2.2.1 Profils de température et de concentration

Sur les figures 4.21(a) et 4.21(b) nous avons représenté les profils de température à mi hauteur du canal (milieu de la protubérance) ( $Z^* = 5.5$ ) et à la sortie du canal ( $Z^* = 8$ ) obtenus pour une densité de flux de chaleur de  $200 \, wm^{-2}$ , une température à l'entrée de  $T_{in} = 298 K$  et pour différentes valeurs de l'humidité relative du fluide à l'entrée du canal de 10% à 70%.

Comme dans le cas d'un canal lisse, pour une section donnée une augmentation de l'humidité de l'air engendre une augmentation de la température à la paroi. En effet, une augmentation de l'humidité provoque une diminution de l'évaporation et donc une augmentation du transfert par mode sensible.

L'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal augmente évidement la fraction massique au sein du canal. De plus à la paroi de la protubérance la vapeur étant considérée comme saturée celle-ci augmente également avec l'humidité du fait de l'augmentation de la température de paroi de la protubérance (figure 4.22(a) et 4.22(b)).

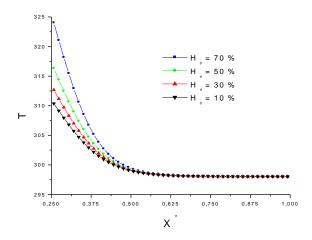


Figure 4.21(a): Profils axiaux de la température pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à  $Z^*$  =5.5 ( $A^*$ =5,  $a^*$ =1/4 $b^*$ , q=200W $m^{-2}$ ,  $T_{in}$ =298 K)

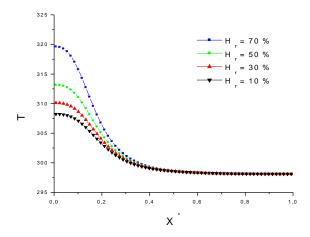


Figure 4.21(b): Profils axiaux de la température pour différentes humidité relative de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $T_{in} = 298 \text{ K}$ )

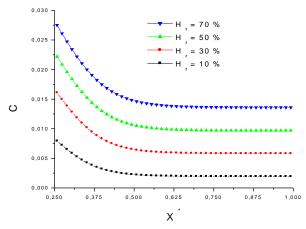


Figure 4.22(a): Profils axiaux de la fraction massique pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à  $Z^* = 5.5$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200Wm^{-2}$ ,  $T_{in} = 298$  K)

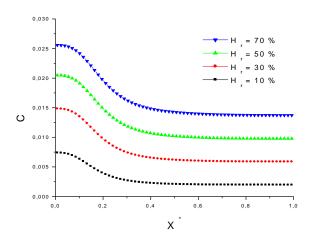


Figure 4.22(b): Profils axiaux de la fraction massique de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$   $(A^* = 5, a^* = 1/4b^*, q = 200Wm^{-2}, T_{in} = 298 \text{ K})$  pour différentes humidité relative

## 4.2.2.2 Profils de vitesse axiale et lignes de courant

Les figures 4.23(a) et 4.23(b) représentent l'évolution du profil de la vitesse axiale le long du canal pour une densité de flux de chaleur égale à 200Wm<sup>-2</sup>, une température à l'entrée de 298 K et pour différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée en différentes sections du canal (au milieu de la protubérance Z\*=5.5 et à la sortie du canal Z\*=8). Une augmentation de l'humidité relative de l'air à l'entrée entraine une diminution de la vitesse. Ainsi, l'on peut voir le développement de l'écoulement de convection naturelle du côté de la paroi chauffée où les nombres de Grashof massique et thermique sont les plus importants. Du côté de la paroi adiabatique on peut remarquer la présence de vitesses négatives, ce qui correspond à une zone de pénétration à la sortie du canal. Cette zone diminue avec l'augmentation de l'humidité relative de l'air a l'entrée du canal (figure 4.24(a) lignes de courants).

L'évolution des lignes de courant pour différentes humidités de l'air à l'entrée du canal nous montre que pour une faible humidité les lignes de courant sont plus serrées le long de la protubérance, ce qui signifie un écoulement plus important le long de la protubérance.

Un agrandissement des lignes de courant sur la partie latérale de la protubérance (figure 4.24(b)) montre que l'augmentation de l'humidité relative de l'air à l'entrée engendre la diminution de la température dans cette zone. En effet en aval de la protubérance se forme une zone de recirculation qui augmente de taille avec l'augmentation de l'humidité relative.

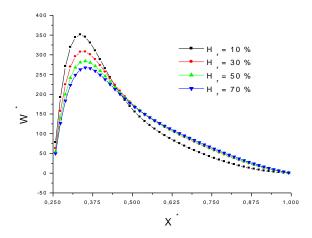


Figure 4.23(a): Profils de la vitesse axiale pour différentes humidité relative de l'air au milieu de la protubérance à  $Z^*=5.5$  ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298$  K)

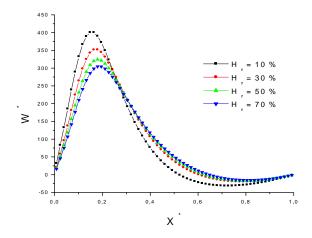


Figure 4.23(b): Profils de la vitesse axiale pour différentes humidité relative de l'air à la sortie du canal à  $Z^* = 8$  ( $A^* = 5$ ,  $a^* = 1/4b^*$ ,  $q = 200Wm^{-2}$ ,  $T_{in} = 298$  K)

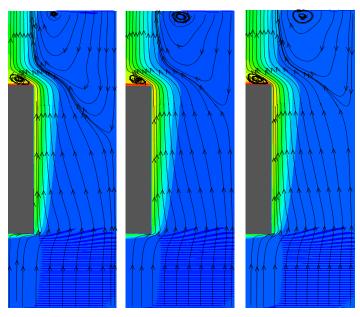


Figure 4.24(a): Lignes de courants pour différentes humidités relatives de l'air à l'entrée  $(H_r=10\%, 30\%$  et 70%)  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, q=200\text{Wm}^{-2}, T_{in}=298\text{ K})$ 

Un agrandissement des lignes de courant sur la partie latérale de la protubérance (figure 4.24(b)) montre que l'augmentation de l'humidité relative de l'air à l'entrée engendre la diminution de la température dans cette zone. En effet en aval de la protubérance se forme une zone de recirculation qui augmente de taille avec l'augmentation de l'humidité relative.

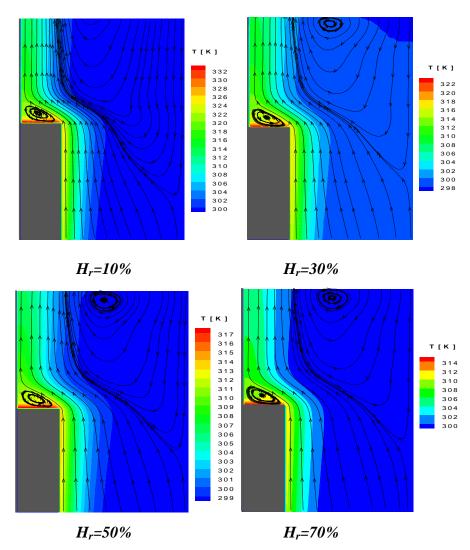


Figure 4.24(b): Lignes de courants pour différentes humidités relatives de l'air à l'entrée  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, q=200Wm^{-2}, T_{in}=298 \text{ K})$ 

## 4.2.2.3 Vitesse d'évaporation

La figure 4.25 représente l'évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour une densité de flux de chaleur q=200Wm<sup>-2</sup>, une température de l'air à l'entrée égale à 298 K et différentes valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée. Cette vitesse augmente le long de la paroi verticale de la protubérance suite à l'augmentation des gradients de concentration entre la paroi et le fluide. Une augmentation de l'humidité relative

de l'air à l'entrée engendre une diminution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi du fait de la diminution du gradient de fraction massique entre la paroi et le fluide au voisinage.

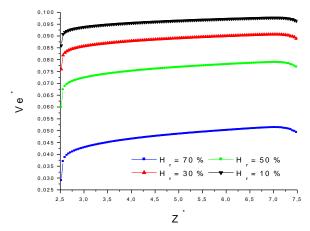


Figure 4.25 : Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de la protubérance pour différentes humidités relative de l'air a l'entrée du canal  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, q=200Wm^{-2}, T_{in}=298 K)$ 

#### 4.2.2.4 Nombres de Nusselt sensible et latent

L'évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la face verticale de la protubérance est représentée sur la figure 4.26 pour différentes valeurs de l'humidité relative à l'entrée. Une augmentation de l'humidité de l'air engendre une augmentation du nombre de Nusselt sensible puisque l'évaporation est moindre.

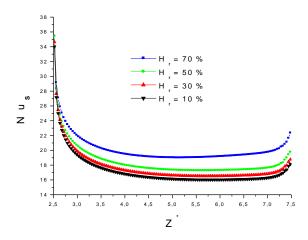


Figure 4.26 : Évolution du nombre de Nusselt sensible pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal  $(A^*=5, a^*=1/4b^*, q=200Wm^{-2}, T_{in}=298 K)$ 

L'effet de l'humidité de l'air à l'entrée sur le nombre de Nusselt latent est montré sur la figure 4.27. L'augmentation de l'humidité de l'air engendre une diminution de l'évaporation et donc du nombre de Nusselt latent.

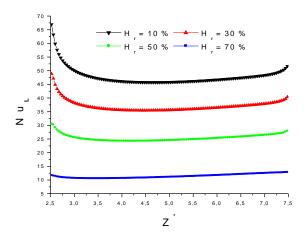


Figure 4.27 : Variation du nombre de Nusselt Latent pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)

#### 4.2.2.5 Nombre de Sherwood

Sur la figure 4.28 nous avons représenté l'influence de la valeur de l'humidité de l'air à l'entrée du canal sur l'évolution du nombre de Sherwood. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée de la protubérance puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. On remarque que l'augmentation de l'humidité de l'air à l'entrée du canal provoque une augmentation du nombre de Sherwood.

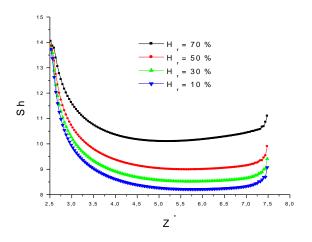


Figure 4.28 : Variation du nombre de Sherwood pour différentes humidités relative de l'air à l'entrée du canal (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)

## 4.2.3. Influences des dimensions de la protubérance

## 4.2.3.1. Effet de la longueur de la protubérance

Afin d'analyser l'effet d'une protubérance chauffée et mouillée par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable sur les transferts thermiques et massiques dans un canal vertical, nous

allons fixer tout d'abord la température d'entrée  $T_{in}$ =298 K, l'humidité de l'air à  $H_r$ =30% et la densité de flux de chaleur appliqué à la paroi  $q = 200 Wm^{-2}$ .

Tout d'abord nous allons faire varier la dimension de la protubérance (En changeant sa hauteur A\* de 1 à 5 et en gardant sa largeur fixe a\*=1/4 b\*), les parois du canal avant et après la protubérance sont adiabatiques.

#### 4.2.3.1.1. Lignes de courant et champs de température

La figure 4.29 représente les lignes de courant et les champs de températures pour les cinq différentes dimensions de la protubérance. Plus la taille de la protubérance augmente plus la surface d'échange avec le fluide s'élargie. Les lignes de courants sont serrées à coté de la paroi chaude et suivent la protubérance rectangulaire. Une zone de recirculation se localise en aval de la protubérance. Une zone de dépression (recirculation) s'établit du côté de la paroi adiabatique du canal qui sera envahi par le fluide provenant de l'extérieur qui va pénétrer par l'ouverture supérieure du canal. L'augmentation de la taille de la protubérance entraine une augmentation des champs de température vers la sortie du canal. Ainsi cette augmentation influence la taille de la zone de recirculation à coté de la paroi adiabatique. En effet, la zone de recirculation formée augmente en largeur et diminue en longueur et ce ci s'explique par les forts gradients de température et de concentration entre la paroi et son voisinage.

Pour une protubérance de longueur A\*=2 et a\*=1/4 b\*, lorsque la densité de flux de chaleur augmente, le fluide proche de la protubérance est accéléré. Cette augmentation de la vitesse engendre un appel d'air au niveau de la partie inférieure du canal ce qui entraine un rabattement des lignes de courant du côté de la paroi chaude. Une zone de dépression s'établit du côté de la paroi adiabatique du canal qui sera envahi par le fluide provenant de l'extérieur qui va pénétrer par l'ouverture supérieure du canal (figure 4.30).

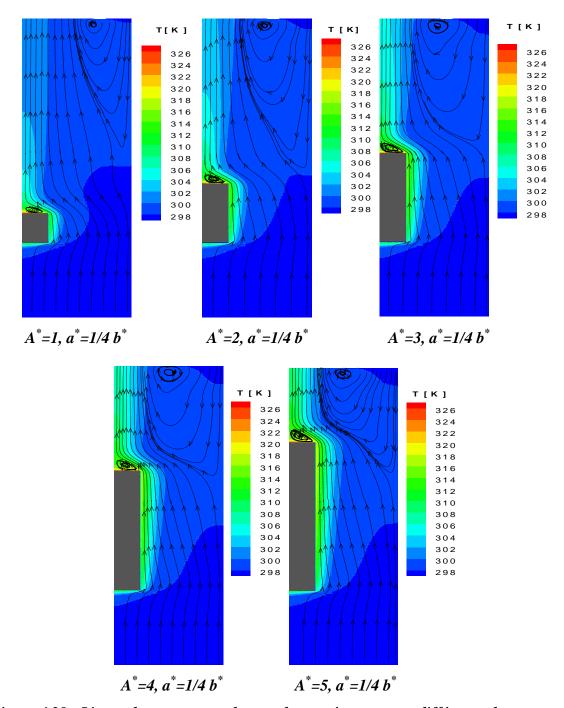


Figure 4.29 : Lignes de courants et champs de température pour différentes longueurs de la protubérance  $(q=200Wm^{-2},\,H_r=30\%,\,T_{in}=298~K)$ 

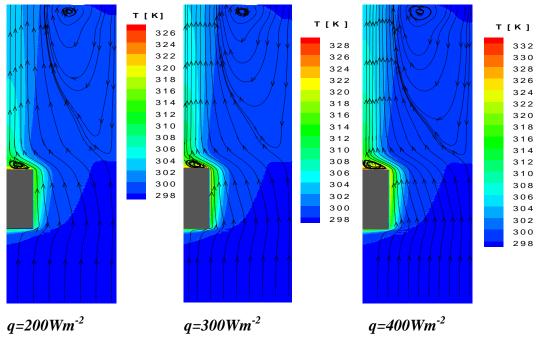


Figure 4.30 : Lignes de courants et champs de température en fonction de la densité du flux de chaleur  $(A^*=2, a^*=1/4 b^*, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

#### 4.2.3.1.2. Profils de la vitesse axiale

Les figures 4.30 (a), (b), (c), (d) et (e) représentent la variation de la vitesse axiale à différentes sections de la protubérance, à l'entrée, au milieu et à la fin. La composante verticale est maximale du côté de la paroi rainurée chauffée et mouillée et est minimale du côté de la paroi adiabatique. Une comparaison entre les profils montre que l'augmentation de la longueur de la protubérance permet l'accélération de la vitesse dans le canal et donc une augmentation du débit. Les valeurs négatives de la vitesse à la sortie de la protubérance confirment la présence d'une zone de pénétration du côté de la paroi adiabatique du canal qui varie en taille avec la variation de la taille de la protubérance.

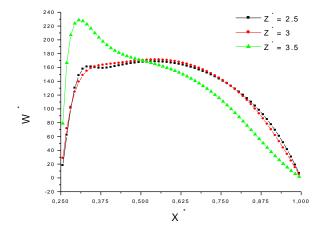


Figure 4.31 (a): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=1$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

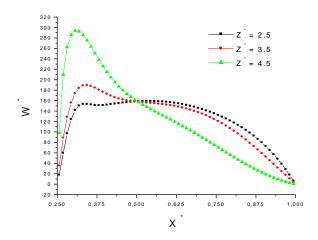


Figure 4.31 (b): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=2$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

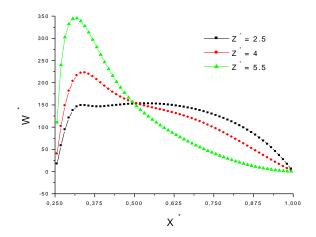


Figure 4.31 (c): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=3$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

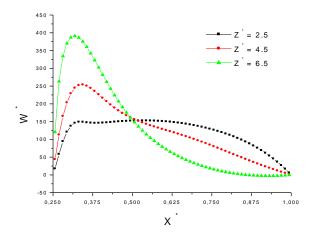


Figure 4.31 (d): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=4$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

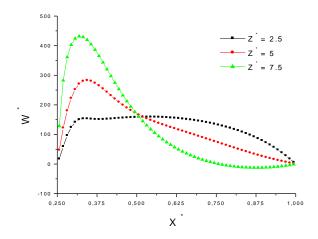


Figure 4.31 (e): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4$   $b^*$ ,  $q=200\text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

Sur les figures 4.32 (a) et (b) nous avons regroupé les profils de la vitesse axiale à la sortie du canal ( $Z^*=8.5$  et  $Z^*=10$ ) pour les différentes protubérances étudiées. Une augmentation de la longueur de la protubérance engendre une surface plus importante pour les transferts de masse et de chaleur entre la paroi de la protubérance et le fluide au voisinage. La vitesse d'écoulement le long de la protubérance est donc plus importante du fait des forces de flottabilité d'origine thermique et massique qui sont également plus importantes.

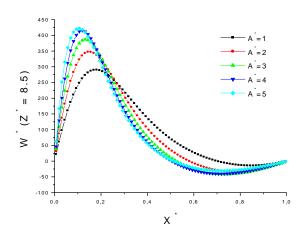


Figure 4.32 (a): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal pour différentes dimensions de la protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

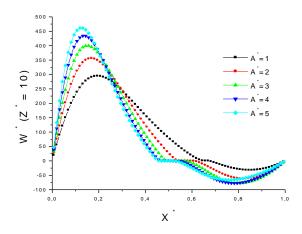


Figure 4.32 (b): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal pour différentes dimensions de la protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

#### 4.2.3.1.3. Profils de température et de concentration

Les figures 4.33(a) et (b) illustrent respectivement la variation axiale de la température et de la fraction massique, à différentes hauteurs du canal pour une température à l'entrée  $T_m = 298$  K, une humidité relative  $H_r = 30\%$  et pour une densité de flux de chaleur de  $200 \text{Wm}^{-2}$ . Plus la protubérance augmente de taille, plus la surface d'échange entre le fluide et l'air augmente, plus la température ainsi que la fraction massique au sein du canal augmentent.

Sur la figure 4.34(a) nous avons représenté l'évolution de la température le long de chaque protubérance chauffée et mouillée pour une température à l'entrée  $T_m = 298$  K, une humidité relative  $H_r = 30\%$  et pour une densité de flux de chaleur de  $200 \text{Wm}^{-2}$ . Sur la première face latérale la température diminue puis elle augmente dans la partie verticale de la protubérance et enfin elle continue à augmenter le long de la deuxième face latérale de la protubérance. Le décalage entre les courbes s'explique par la différence de surface d'échange de chacune (figure 4.34(c)).

Les variations de la fraction massique le long des protubérances sont représentées sur la figure 4.34(b). La fraction massique à la même allure que celle la température, sur la première face latérale la fraction massique diminue puis elle augmente dans la partie verticale de la protubérance et enfin elle continue à augmenter le long de la deuxième face latérale de la protubérance.

L'augmentation de la taille de la protubérance (largeur fixe, longueur variable) engendre également une augmentation de la fraction massique à la paroi qui est considérée comme étant saturée.

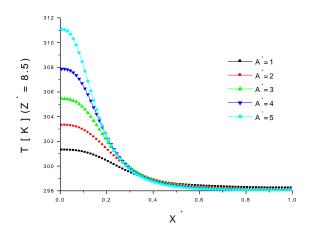


Figure 4.33 (a): Distributions de la température dimensionnelle à la sortie du canal  $(Z^*=8.5)$  pour différentes longueurs de la protubérance  $(q=200Wm^2, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

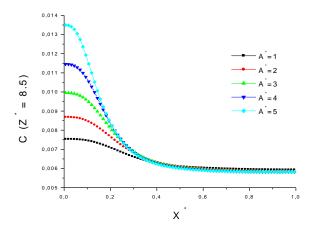


Figure 4.33 (b): Distributions de la fraction massique dimensionnelle à la sortie du canal  $(Z^*=8.5)$  pour différentes longueurs de la protubérance  $(q=200Wm^2, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

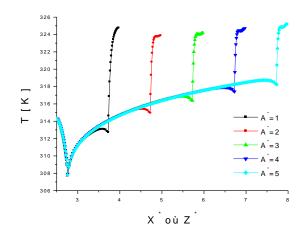


Figure 4.34(a): Évolution de la température dimensionnelle le long des protubérances  $(q=200 \text{Wm}^{-2},\,H_r=30\%,\,T_{in}=298\text{ K})$ 

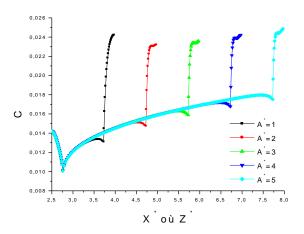


Figure 4.34(b): Évolution de la fraction massique dimensionnelle le long des protubérances ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

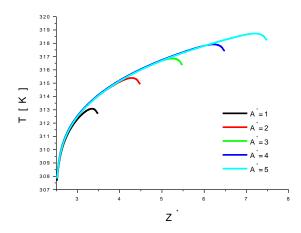


Figure 4.34(c): Évolution de la température dimensionnelle le long de la face verticale des protubérances ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

#### 4.2.3.1.4. Vitesse d'évaporation

La figure 4.35 (a) représente la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance pour une densité de flux de chaleur égal à q=200Wm<sup>-2</sup>. La vitesse d'évaporation augmente pour atteindre une valeur maximale dont l'intensité augmente avec l'augmentation de la longueur de la protubérance. Une augmentation de la longueur de la protubérance engendre une augmentation de la fraction massique à la paroi considérée comme saturée. Il s'ensuit également une augmentation du gradient de la concentration et donc une augmentation de la vitesse d'évaporation. La largeur de chaque protubérance étudiée est fixée à a\*=1/4b\*, l'augmentation de sa longueur n'a pas d'effet sur la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale, alors que la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale augmente avec l'augmentation de sa longueur (figures 4.35 (b) et 4.35 (c)).

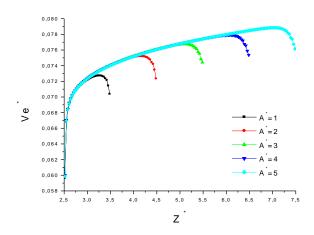


Figure 4.35(a): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

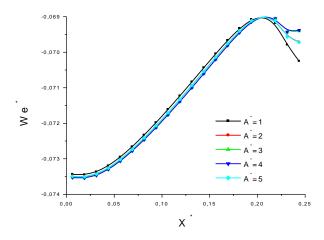


Figure 4.35(b): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la première face latérale de chaque protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

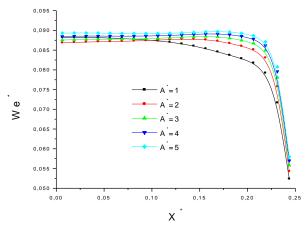


Figure 4.35(c): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de chaque protubérance ( $q=200 \mathrm{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~\mathrm{K}$ )

#### 4.2.3.1.5. Nombres de Nusselt sensible et latent

Pour analyser les transferts de chaleur le long des protubérances, les évolutions des nombres de Nusselt latent et sensible sont représentées respectivement sur les figures 4.36 et 4.37. La diminution de la température de la première paroi latérale de la protubérance engendre une augmentation des nombres de Nusselt sensible et latent. Ensuite les nombres de Nusselt sensible et latent diminuent continuement le long de la paroi verticale de la protubérance puisque dans le canal la température et la fraction massique de vapeur d'eau augmentent, ainsi aussi bien les transferts latent que sensible diminuent. Sur la deuxième paroi latérale de la protubérance nous avons vu que la température augmente, ce qui engendre une diminution des nombres de Nusselt latent et sensible.

Le transfert sur la face verticale de la protubérance est plus important que celui des faces latérales. Les figures 4.36(a) et 4.37(a) représentent respectivement l'évolution du nombre de Nusselt latent et sensible sur la face verticale de la protubérance.

L'augmentation de la longueur de la protubérance n'engendre pas de modification notable sur l'évolution des nombres de Nusselt latent et sensible.

La figure 4.38 représente les évolutions des nombres de Nusselt sensible et latent pour une densité de flux de chaleur q=200Wm<sup>-2</sup>, une humidité relative Hr=30% et une température à l'entrée T<sub>in</sub>=298 K. La comparaison des valeurs obtenues pour les nombres de Nusselt sensible et latent nous montre une prédominance du transfert par mode latent (prédominance de l'évaporation).

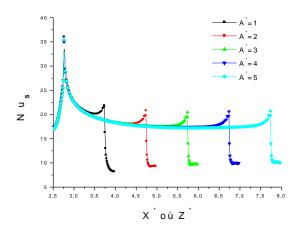


Figure 4.36: Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des protubérances en  $(q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

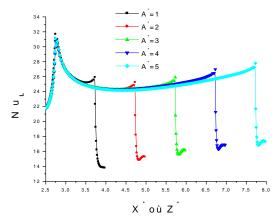


Figure 4.37: Évolution du nombre de Nusselt latent le long des protubérances  $(q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

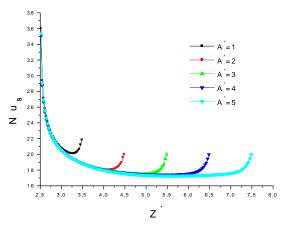


Figure 4.36(a): Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des faces verticales des protubérances ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

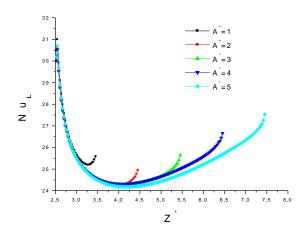


Figure 4.37(a): Évolution du nombre de Nusselt latent le long des faces verticales des protubérances ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

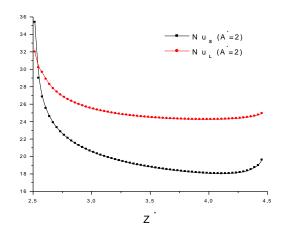


Figure 4.38: Comparaison du nombre de Nusselt latent et sensible le long de la face verticale de la protubérance (A\*=2, a\*=1/4 b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

## 4.2.3.1.5. Nombres de Sherwood

La figure 4.39 représente l'évolution du nombre de Sherwood caractéristique du transfert de masse le long de la face verticale de chaque protubérance chauffée pour différentes longueurs en maintenant la largeur fixe pour une densité de flux de chaleur q=200Wm<sup>-2</sup>, une humidité relative H<sub>r</sub>=30% et une température à l'entrée T<sub>in</sub>=298 K. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée de la protubérance puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. Il est à noter que plus on augmente la longueur de la protubérance, plus le nombre de Sherwood est important. En effet, la vapeur à la paroi étant considérée comme saturée, la concentration en vapeur au niveau de la paroi sera toujours supérieure à celle du fluide dans son voisinage.

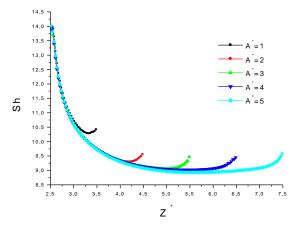


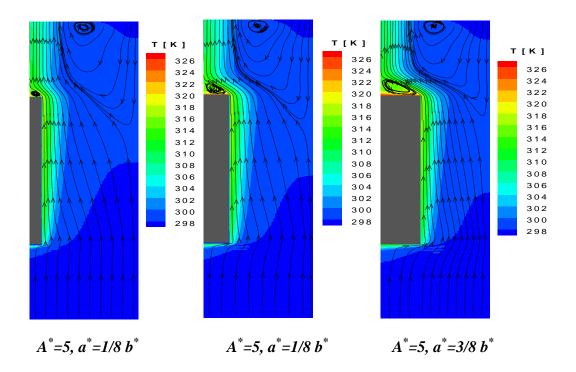
Figure 4.39: Évolution du nombre de Sherwood pour différentes largeurs de la protubérance ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 K$ )

## 4.2.3.2. Effet de la largeur de la protubérance

Dans ce paragraphe, nous nous sommes intéressé a l'étude de l'effet de la largeur de la protubérance sur les transferts thermiques et massiques ( $a^*=1/8$  b\*,  $a^*=1/4$  b\*,  $a^*=3/8$  b\*,  $a^*=1/2$  b\* et  $a^*=5/8$  b\*) en gardant sa longueur fixe ( $A^*=5$ ). Les parois du canal avant et après la protubérance sont adiabatiques. Aussi, toutes les autres grandeurs sont fixes, la température d'entrée  $T_{in}=298$  K, l'humidité de l'air  $H_r=30\%$  et la densité du flux de chaleur appliqué à la paroi  $q=200 \text{Wm}^{-2}$ .

## 4.2.3.2.1. Lignes de courants et champs de température

La figure 4.40 représente les lignes de courants et les champs de température pour les différents cas étudiés. Les lignes de courants sont serrées prés de la paroi chaude et suivent la forme rectangulaire de la protubérance. L'augmentation de la largeur de la protubérance provoque une augmentation de la température le long du canal. Il existe une zone de recirculation en aval de la protubérance. Cette zone de recirculation augmente avec l'augmentation de la largeur de la protubérance. A partir d'une certaine valeur de la largeur de la protubérance il y'a formation de deux structures tourbillonnaires contrarotatives.



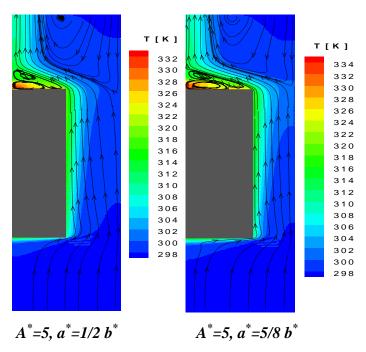


Figure 4.40 : Lignes des courants et champs de température pour différentes largeurs de la protubérance  $(q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

## 4.2.3.2.2. Profils de température et de concentration

Sur la figure 4.41 nous avons représenté l'évolution de la température dimensionnelle le long de chaque protubérance. Pour chaque protubérance, sur la première face latérale la température diminue puis elle augmente dans la partie verticale de la protubérance et enfin elle continue à augmenter le long de la deuxième face latérale de la protubérance. Pour une longueur fixe de la protubérance (A\*=5), L'augmentation de sa largeur conduit a une forte augmentation de la température sur les deux faces latérales de la protubérance. Pour la face verticale de la protubérance la température augmente avec la largeur a de la protubérance principalement à l'entrée de la protubérance.

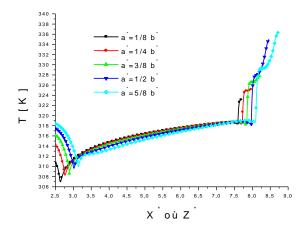


Figure 4.41: Évolution de la température pour différentes largeurs des protubérances  $(A^*=5, q=200Wm^{-2}, Hr=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

Sur la figure 4.42 nous avons représenté l'évolution de la fraction massique dimensionnelle le long de chaque protubérance. La fraction massique à la même allure que celle la température, pour chaque protubérance, sur la première face latérale la fraction massique diminue puis elle augmente dans la partie verticale de la protubérance et enfin elle continue à augmenter le long de la deuxième face latérale de la protubérance. Pour une longueur fixe de la protubérance (A\*=5), L'augmentation de sa largeur conduit a une forte augmentation de la fraction massique sur les deux faces latérales de la protubérance.

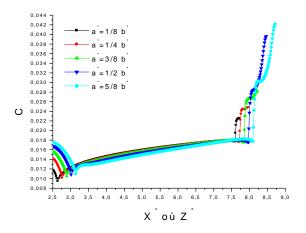


Figure 4.42: Évolution de la fraction massique dimensionnelle pour différentes largeurs des protubérances ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

#### 4.2.3.2.3. Profils de la vitesse axiale

Les figures 4.43(a) et (b) représentent les évolutions de la vitesse axiale à différentes sections de la protubérance. Cette protubérance est de longueur fixe et de largeur variable. La composante verticale est maximale du côté de la paroi rainurée chauffée et mouillée et est minimale du côté de la paroi adiabatique. Les valeurs négatives de la vitesse à la sortie de la protubérance confirment la présence d'une zone de pénétration du côté de la paroi adiabatique du canal qui varie en taille avec la variation de la taille de la protubérance.

Les figures 4.44(a), (b) et (c) représentent l'évolution de la vitesse axiale à différentes largeurs de la protubérance, à l'entrée, au milieu et à la fin de la protubérance. À l'entrée du canal, les profils de la composante verticale de la vitesse ont l'allure d'un profil de Poiseuille. Ces profils diminuent avec l'augmentation de la largeur de la protubérance. À l'entrée de la protubérance, la composante verticale de la vitesse est maximale du côté de la paroi rainurée chauffée et est minimale du côté de la paroi froide, plus la largeur de la protubérance augmente, plus la section de passage du fluide diminue, plus la composante verticale de la vitesse augmente. À la sortie du canal, la vitesse diminue avec l'augmentation de la largeur de

la protubérance. Ainsi, les valeurs négatives de la vitesse à la sortie du canal diminuent avec l'augmentation de la largeur de la protubérance, ce qui explique la taille différente de la zone de pénétration du coté de la paroi adiabatique du canal.

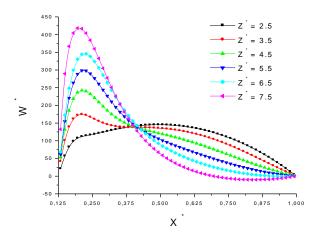


Figure 4.43(a): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/8$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

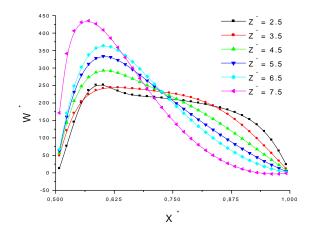


Figure 4.43(b): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au sein de la protubérance ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/2$   $b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

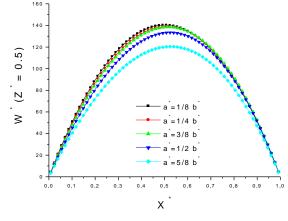


Figure 4.44(a): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au débit du canal  $(Z^*=2.5)$  pour différentes largeurs  $(A=5, q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

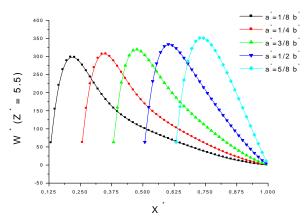


Figure 4.44(b): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse au milieu de la protubérance ( $\mathbf{Z}^*=5.5$ ) pour différentes largeurs ( $\mathbf{A}^*=5$ ,  $q=200\mathrm{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~\mathrm{K}$ )

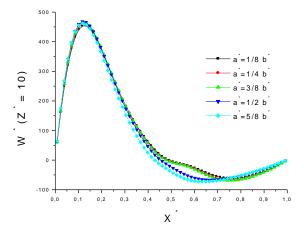


Figure 4.44(c): Profils axiaux de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal  $(Z^*=10)$  pour différentes largeurs  $(A^*=5, q=200 \text{Wm}^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 \text{ K})$ 

#### 4.2.3.2.4. Vitesse d'évaporation

La figure 4.45(a) représente la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance pour une densité de flux de chaleur égal à q=200Wm<sup>-2</sup>, une humidité relative à l'entrée H<sub>r</sub>=30% et une température à l'entrée T<sub>in</sub>=298K. La vitesse d'évaporation augmente pour atteindre une valeur maximale. Puisque la longueur de la protubérance est fixe, la variation de la largeur de la protubérance n'a pas de grand effet sur la vitesse d'évaporation le long de la face verticale de la protubérance, on remarque une petite diminution de la vitesse d'évaporation avec l'augmentation de la largeur de la protubérance à l'entrée de celle-ci et une petite augmentation à la sortie de la protubérance. L'augmentation de la largeur de la protubérance a également très peu d'influence sur la vitesse d'évaporation le long des faces latérales de la protubérance (figures (4.45(b) et (c)).

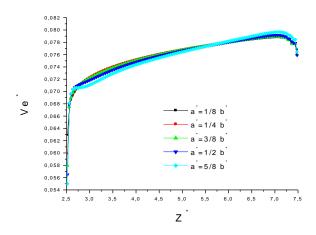


Figure 4.45(a): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la paroi verticale de chaque protubérance ( $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

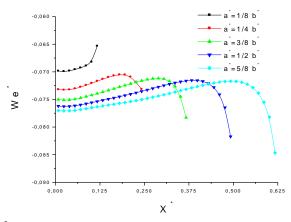


Figure 4.45(b): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de première face latérale de chaque protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

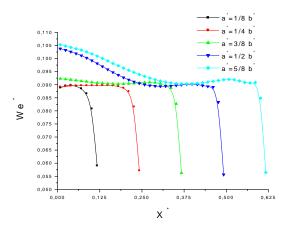


Figure 4.45(c): Évolution de la vitesse d'évaporation le long de la deuxième face latérale de chaque protubérance ( $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

#### 4.2.3.2.5. Nombres de Nusselt latent et sensible

Pour analyser les transferts de chaleur le long des protubérances, les évolutions des nombres de Nusselt latent et sensible sont représentées respectivement sur les figures 4.46 et 4.47. La diminution de la température de la première paroi latérale de la protubérance engendre une augmentation des nombres de Nusselt sensible et latent. Ensuite les nombres de Nusselt sensible et latent diminuent continument le long de la paroi verticale de la protubérance puisque dans le canal la température et la fraction massique de vapeur d'eau augmentent, ainsi aussi bien les transferts latent que sensible diminuent. Sur la deuxième paroi latérale de la protubérance nous avons vu que la température augmente, ce qui engendre une diminution des nombres de Nusselt latent et sensible.

Le transfert sur la face verticale de la protubérance est plus important que celui des faces latérales. L'augmentation de la largeur de la protubérance engendre une augmentation de la surface d'échange d'où une augmentation du transfert thermique et massique.

Les figures 4.48(a) et (b) illustrent l'évolution du nombre de Nusselt sensible et latent le long des faces verticales en fonction de la largeur a de la protubérance. L'augmentation de la largeur de la protubérance influe sur l'évolution des nombres de Nusselt sensible et latent sur sa face verticale. En effet, pour une largeur inférieure à la moitié de la largeur du canal étudié, les nombres de Nusselt latent et sensible prennent des valeurs importantes à l'entrée à cause des gradients élevées de température et de concentration entre la paroi et le fluide en son voisinage et donc les transferts par mode sensible et latent à l'entrée de la protubérance sont plus élevées. Ainsi, au fur et à mesure que l'air avance dans le canal, la température et la concentration du mélange air-vapeur d'eau tendent vers celles de la paroi humide et les gradients de température et de concentration deviennent ainsi plus faibles. Ce qui explique la diminution des nombres de Nusselt latent et sensible. Après avoir atteint leurs minimums, ils augmentent de nouveau à la sortie de la protubérance.

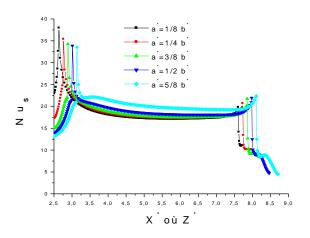


Figure 4.46: Évolution du nombre de Nusselt sensible le long des protubérances de différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

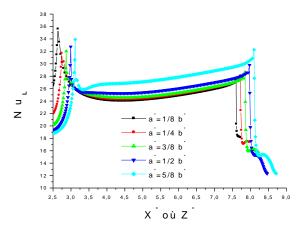


Figure 4.47: Évolution du nombre de Nusselt latent le long des protubérances de différents largeurs (A\*=5, q=200Wm<sup>-2</sup>, H<sub>r</sub>=30%, T<sub>in</sub>=298 K)

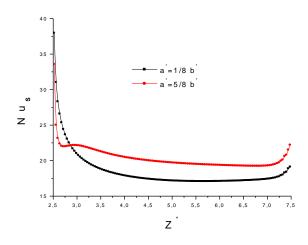


Figure 4.48(a): Évolution du nombre de Nusselt sensible le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*$ =5, q=200Wm<sup>-2</sup>,  $H_r$ =30%,  $T_{in}$ =298 K)

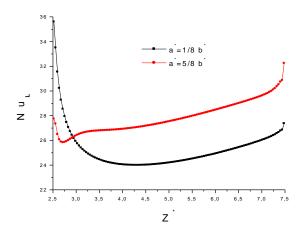


Figure 4.48(b): Évolution du nombre de Nusselt latent le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

#### 4.2.3.2.6. Nombre de Sherwood

Pour analyser l'effet de la variation de largeur de la protubérance sur le transfert massique (longueur fixe) le long du canal étudié, nous avons représenté le nombre de Sherwood le long de la face verticale ainsi que le long des deux faces latérales de la protubérance pour une densité de flux de chaleur  $q=200Wm^{-2}$ , une humidité relative  $H_r=30\%$  et une température à l'entrée  $T_{in}=298~K$ .

La figure 4.49(a) représente l'évolution du nombre de Sherwood le long de la première face latérale de la protubérance. Le nombre de Sherwood augmente avec l'augmentation de la largeur de la protubérance.

La figure 4.49(b) représente l'évolution du nombre de Sherwood le long la face verticale de chaque protubérance chauffée. Le nombre de Sherwood est le plus important à l'entrée de la protubérance puisque comme le nombre de Nusselt c'est dans cette zone que l'évaporation est la plus importante. Le long de la face verticale de la protubérance, l'évolution du nombre de Sherwood est également modifiée avec une augmentation de la largeur de la protubérance. En effet, la valeur du nombre de Sherwood à l'entrée de la protubérance diminue avec l'augmentation de la largeur de la protubérance du fait de l'évaporation sur la face latérale.

La figure 4.49(c) représente l'évolution du nombre de Sherwood le long de la deuxième face latérale de la protubérance. La valeur du nombre de Sherwood diminue avec l'augmentation de la largeur de la protubérance. En effet, avec une largeur plus importante il y a une évaporation plus importante sur la première face latérale de la protubérance, ce qui engendre une augmentation de la fraction massique du fluide et donc un nombre de Sherwood, plus faible à la sortie de la protubérance.

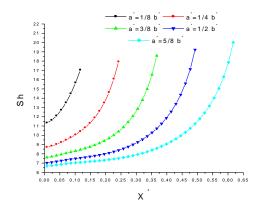


Figure 4.49(a): Évolution du nombre de Sherwood le long de la première face latérale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298$  K)

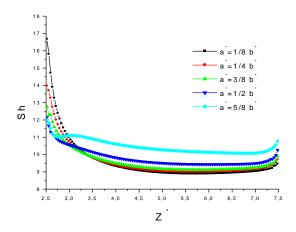


Figure 4.49(b): Évolution du nombre de Sherwood le long de la face verticale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200 \text{Wm}^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298 \text{ K}$ )

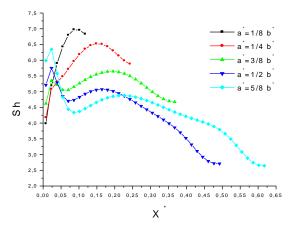


Figure 4.49(c): Évolution du nombre de Sherwood le long de la deuxième face latérale de la protubérance pour deux différents largeurs ( $A^*=5$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

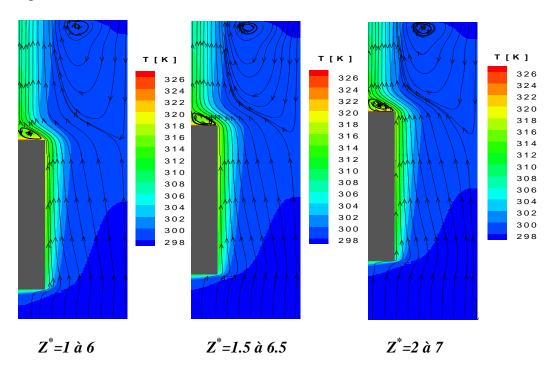
### 4.2.3.3. Effet de la position de la protubérance dans le canal

Dans ce paragraphe, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'effet de la position de la protubérance sur les transferts thermiques et massiques (A\*=5, a\*=1/4 b\*). Les parois du canal

avant et après la protubérance sont adiabatiques. Ainsi, toutes les autres grandeurs sont fixes, la température d'entrée  $T_{in}$ =298 K, l'humidité de l'air  $H_r$ =30% et la densité de flux de chaleur appliqué à la paroi  $q = 200 Wm^{-2}$ .

#### 4.2.3.3.1. Lignes de courant et champs de température

La figure 4.50 représente les lignes de courants et les champs de température pour différentes positions de la protubérance dans le canal. En déplaçant la protubérance vers la sortie du canal, la zone d'aspiration de la sortie du coté de la paroi adiabatique va diminuer. En effet, le déplacement de la protubérance vers la sortie engendre à la sortie un déplacement de l'écoulement et donc une diminution de la section de pénétration à la sortie du coté de la paroi adiabatique.



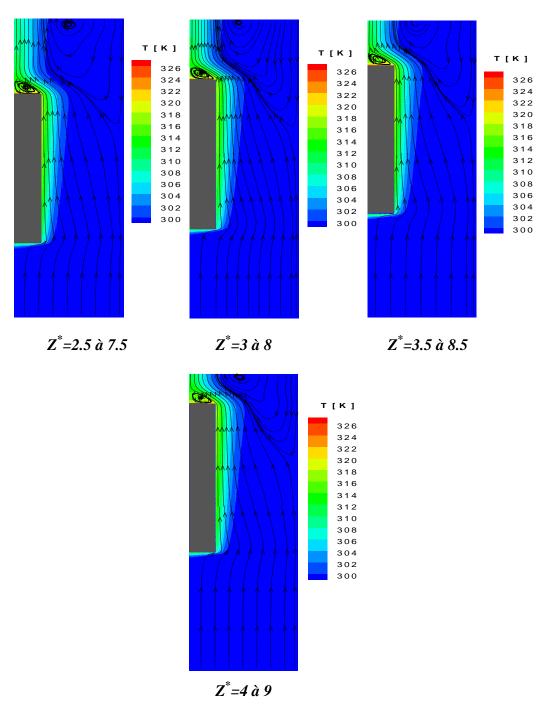


Figure 4.50 : Lignes des courants et champs de température pour différents positions de la protubérance  $(A^*=5, a^*=1/4 b^*, q=200 Wm^{-2}, H_r=30\%, T_{in}=298 K)$ 

#### 4.2.3.3.2. Nombres de Nusselt sensible et latent

Sur les figures 4.51 et 4.52 nous avons représenté respectivement l'évolution des nombres de Nusselt sensible et latent le long des faces de la protubérance pour différentes positions de la protubérance dans le canal. La position de la protubérance dans le canal n'a pas d'influence notable sur l'évolution des nombres de Nusselt sensible et latent à l'entrée de la protubérance. L'influence de la position se retrouve vers la sortie de la protubérance. En effet, plus la

protubérance se rapproche de la sortie du canal et plus la zone de pénétration du côté de la paroi adiabatique diminue. Il s'en suit une augmentation des transferts aussi bien latent que sensible.

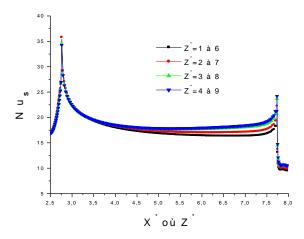


Figure 4.51 : Variation du nombre de Nusselt sensible le long de la protubérance pour différentes positions ( $A^*=5$ ,  $a^*=1/4b^*$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $T_{in}=298~K$ )

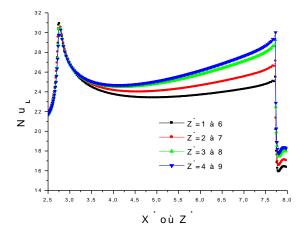


Figure 4.52: Variation du nombre de Nusselt latent le long de la protubérance pour différentes positions (A\*=5, a\*=1/4b\*, q=200Wm<sup>-2</sup>, T<sub>in</sub>=298 K)

#### 4.2.4. Effet du nombre de protubérances

La figure 4.53 représente les lignes de courants et les champs de température à différentes densités de flux de chaleur au sein du canal vertical avec deux protubérances. L'influence du nombre de protubérance se retrouve principalement sur les lignes de courants. Ces dernières suivent les contours des protubérances et il y'a formation d'une cellule contrarotative au dessus de chaque protubérance. L'augmentation du nombre de protubérances engendre une augmentation de la surface d'échange et du débit à l'intérieur du canal. L'augmentation du nombre de protubérance engendre également une augmentation des transferts à la sortie de la

protubérance puisque comme pour l'influence de la position la zone de pénétration du coté de la paroi adiabatique est diminuée.

La figure 4.54 représente les lignes de courants et les champs de température pour différentes largeurs des deux protubérances. L'augmentation de la largeur de la protubérance provoque une augmentation de la température le long du canal. Il existe une zone de recirculation en aval de la protubérance. Cette zone de recirculation augmente avec l'augmentation de la largeur de la protubérance. A partir d'une certaine valeur de la largeur de la protubérance il y'a formation de deux structures tourbillonnaires contrarotatives.

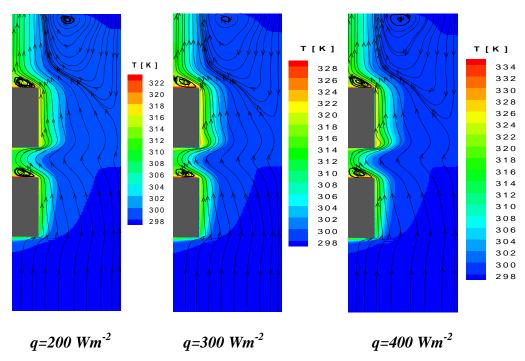


Fig. 4.53 Lignes de courants et champs de température à différentes densité de flux de chaleur ( $A^*=2$ ,  $a^*=1/4b^*$ , Hr=30%,  $T_{in}=298$  K)

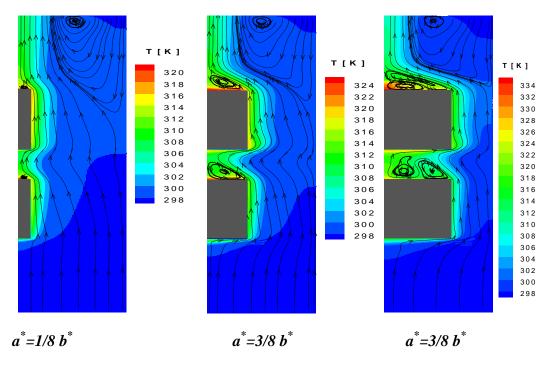


Fig. 4.54 Lignes de courants et champs de température à différents largeur de la protubérance ( $A^*=2$ ,  $q=200Wm^{-2}$ ,  $H_r=30\%$ ,  $T_{in}=298~K$ )

#### Conclusion

Une étude numérique d'un écoulement en convection naturelle au sein d'un canal vertical bidimensionnel composé de deux plaques parallèles dont l'une est plane et l'autre est rainurée et mouillée par un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable, a été effectuée. Le canal est traversé par un écoulement ascendant laminaire d'air humide en régime laminaire et chauffé asymétriquement par un flux de chaleur de densité constante. L'influence de la géométrie non plane (nombres des protubérances, leurs dimensions, positions sur la paroi du canal) ainsi que l'effet de la densité du flux de chaleur et l'effet de l'humidité relative de l'air à l'entrée sur les transferts thermique et massiques ont été étudiés. Les résultats montrent que les transferts de chaleur sont dominés par le mode latent. Nous avons montré qu'une augmentation de la densité du flux de chaleur induit une augmentation des transferts latents et sensibles. Contrairement à la densité de flux de chaleur, une augmentation de l'humidité relative à l'entrée du canal induit une diminution des transferts par mode latent et une augmentation des transferts par mode sensible. Les positions et la longueur de la protubérance n'ont une influence notable que sur la structure de l'écoulement. D'autre part, la largeur de la protubérance a une légère influence sur les transferts sensible et latent.

# Conclusion générale

Notre objectif était de développer un code de calcul capable de simuler le comportement dynamique, thermique et massique de l'écoulement thermo-convectif en régime laminaire lors de l'évaporation d'un film liquide d'épaisseur négligeable pour des géométries ouvertes. Le problème retenu est celui du canal vertical dont l'une de ces parois est lisse, l'autre paroi présente des rainures ou des chicanes, chauffé symétriquement ou asymétriquement.

Après une étude bibliographique ou nous avons présenté un bref recensement des travaux réalisés autour du problème mis en jeu. Nous avons opté, parmi les techniques d'amélioration d'échange, pour l'introduction d'une ou plusieurs protubérances de forme rectangulaires.

Dans le second chapitre, nous avons formulé le problème à étudier, en établissant les équations régissant l'écoulement avec les hypothèses simplificatrices. Nous avons ensuite fixé les configurations géométriques à étudier, ainsi que les conditions aux limites. Les discrétisations temporelles et spatiales de ces équations ainsi que les méthodes de résolution utilisées dans le code de calcul sont présentés. La validation du code de calcul a été faite avec des travaux numériques et expérimentaux antérieurs de la littérature. Un bon accord a été obtenu entre nos simulations et les données antérieures.

Afin d'étudier l'impact de la géométrie non plane (géométrie ondulée) sur l'amélioration des transferts thermiques et massiques, nos simulations numériques on été effectuées pour différents paramètres géométriques et physiques.

Dans une première étude, nous avons étudié l'évaporation d'un film liquide mince dans un canal vertical simple avec différentes conditions de chauffage symétrique ou asymétrique, Dans la première partie nous avons étudié un canal vertical chauffé symétriquement après asymétriquement avec une température imposé à la paroi. Dans la deuxième partie nous avons fait une étude avec la même configuration géométrique mais pour une densité de flux de chaleur imposé symétriquement puis asymétriquement variant de 100 Wm<sup>-2</sup> à 100 Wm<sup>-2</sup>. L'influence des paramètres opératoires tels que, l'effet du flux de chaleur auquel est soumise la paroi ainsi que l'effet de l'humidité relative et l'effet de la température de l'air à l'entrée du canal ont été clarifiés.

Nous explorons en plus la structure détaillée de l'écoulement ainsi que les profils thermiques et massiques dans le mélange air-vapeur d'eau à différentes hauteurs du canal. Nous déterminons les nombres adimensionnels caractéristiques du transfert thermique et massique

Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'évaporation d'un film liquide dans un canal vertical présentant une ou plusieurs protubérances rectangulaires. Nous avons étudié tout d'abord l'effet de la densité de flux de chaleur, l'effet de l'humidité relative à l'entrée, l'effet de la protubérance (l'effet de sa dimension, l'effet de sa position et l'effet du nombre). Les résultats montrent que les transferts de chaleur sont dominés par le mode latent. Nous avons montré qu'une augmentation de la densité du flux de chaleur induit une augmentation des transferts latents et sensibles. Contrairement à la densité de flux de chaleur, une augmentation de l'humidité relative à l'entrée du canal induit une diminution des transferts par mode latent et une augmentation des transferts par mode sensible. La position et la longueur de la protubérance n'ont une influence notable que sur la structure de l'écoulement. D'autre part, la largeur de la protubérance a une légère influence sur les transferts sensible et latent.

Comme perspective à ce travail nous envisageons de :

- Traiter l'aspect tridimensionnel du problème
- Traiter le régime turbulent
- Considérer d'autres géométries, rainures sinusoïdales

### Annexe A

Les propriétés de l'air, de la vapeur d'eau et de leur mélange sont calculées par les formules suivantes données par T.Fujii, K Mihara [42] (1977) et M. Feddaoui [43] (2003).

#### • Air

$$\mu_{2} = 1.488 * 10^{-6} * T^{1.5} / (118 + T) [Kgm^{-1} s^{-1}]$$

$$\lambda_{2} = 1.195 * 10^{-3} * T^{1.6} / (118 + T) [Wm^{-1} K^{-1}]$$

$$Cp_{2} = (1 + 2.5 * 10^{-10} * T^{3}) * 10^{3} [JKg^{-1} K^{-1}]$$

#### • La vapeur d'eau

$$\mu_{1} = [8.02 + 0.0407 (T - 273 .16)] * 10^{-6} [Kgm^{-1}s^{-1}]$$

$$\lambda_{1} = [1.87 + 0.65 * 10^{-3} (T - 273 .16)] * 10^{-9/7} + 5.7 * 10^{-13} (T - 273 .16)] * 10^{-2} [Wm^{-1}K^{-1}]$$

$$Cp_{1} = 1.863 * 10^{-3} + 1.65 * 10^{-3} (T - 273 .16)] * 1.2 * 10^{-18} (T - 273 .16)] * 1.2 * 10^{-18} (T - 273 .16)$$

#### • Mélange (air+vapeur d'eau)

Le mélange gaz et vapeur d'eau se comporte comme un gaz parfait, la densité du mélange peut se calculer par la relation suivante :

$$\rho = \frac{P}{RT \left(\frac{\omega}{M_{1}} + \frac{1 - \omega}{M_{2}}\right)} = \frac{12.0279 \ P}{T \left(\frac{\omega}{M_{1}} + \frac{1 - \omega}{M_{2}}\right)} [Kgm^{-3}]$$

Avec M<sub>1</sub> et M<sub>2</sub> les masses molaires de l'air et de la vapeur d'eau

$$M_{1} = M_{air} = 28.96 [KgK^{-1}mol^{-1}]$$
 $M_{2} = M_{vapeurd} = 18.02 [KgK^{-1}mol^{-1}]$ 

Ainsi:

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)^{0.5} \left(\frac{M_j}{M_i}\right)^{0.25}\right]^2}{\left[8\left(1 + \frac{M_i}{M_j}\right)\right]^{0.5}}$$

$$\mu = \frac{\mu_1}{1 + (\frac{x_2}{x_1})\phi_{12}} + \frac{\mu_2}{1 + (\frac{x_1}{x_2})\phi_{21}} [Kgm^{-1}s^{-1}]$$

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{1 + (\frac{x_2}{x_1})\phi_{12}} + \frac{\lambda_2}{1 + (\frac{x_1}{x_2})\phi_{21}} [Wm^{-1}K^{-1}]$$

Avec  $x_1$  et  $x_2$  respectivement les fractions molaires de l'air et de la vapeur d'eau  $Cp = Cp_1\omega_1 + Cp_2(1-\omega_1)[JKg^{-1}K^{-1}]$  Avec  $\omega_1$  la fraction massique de vapeur  $D = 8.07 * 10^{-10} * T^{1.833}[m^2s^{-1}]$ 

# Références bibliographiques

- [1] Yan W. M. and Lin T. F. « Simultaneous heat and mass transfert in laminar mixed convection flows between vertical parallel plates with asymetric heating. » Int. J. Heat Mass Transfer, Volume 33, p. 529-541, 1989.
- [2] Z. Ait Hammou, B. Benhamou, N. Galanis, and J. Orfi. « Laminar mixed convection of humid air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall. » Int. J. Thermal Sciences, 44:531–539, 2004.
- [3] C. Huang, W. M. Yan, and J. H. Jang. « Laminar mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular duct with film evaporation and condensation. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 48:1772–1784, 2005.
- [4] W. M. Yan. « Effects of film evaporation on laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 35:3419–3429, 1992.
- [5] N. Boukadida. and S. Ben Nasrallah. « Mass and heat transfer during water evaporation in laminar flow inside a rectangular channel-validity of heat and mass transfer analogy. » Int. J. Thermal Sciences, 40:67–81, 2001.
- [6] M. M. Salah El-Din. « 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. Thermal Sciences, 42:447–453, 2003.
- [7] N. Galanis, O. Oulaid and B. Benhamou. « Combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar convection in a vertical isothermal channel. » Int. J. Thermal Sciences, Vol. 2, No.2, pp 125-128.
- [8] O. Oulaid. « Transfert couplé de chaleur et de masse par convection mixte avec changement de phase dans un canal. » Thèse de doctorat, Université de sherbrooke (Québec), faculté de génie, département de génie mécanique Canada.
- [9] K. T. Lee, H. L. Tsay, and W. M. Yan. « Mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 40:1621–1631, 1997.
- [10] W. M. Yan and H. C. Tsay. « Mixed convection heat and mass transfer in vertical annuli with asymmetric heating. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 34:1309–1313, 1991.
- [11] N. Laaroussi. « Contribution à la simulation numérique des transferts de chaleur par conduction, rayonnement et convection solutale dans les cavités. » PhD thesis, Université Paris-Est Marne-la-Vallée, 2008.
- [12] N. Laaroussi, G. Lauriat, and G. Desrayaud. « Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 52:151–164, 2009.
- [13] Vachon M., Arnaud G and Peube J.L. « Évaporation en convection naturelle », Revue Phys. Appl.15. 424-431, mars 1980.
- [14] Paisarn Naphon and Kirati Kornkumjayrit « Numerical analysis on the fluid flow and heat transfer in the channel with V-shaped wavy lower plate. » International Communications in Heat and Mass Transfer 35 (2008) 839–843.

- [15] TouhamiI Abdelhamid and Belkacem Abdellah. « Étude de l'influence d'une protubérance sinusoïdale sur les transferts par convection naturelle dans un canal vertical » 12émes journées internationales de thermique Tanger, Maroc dun15 au 17 Novembre 2005.
- [16] J. H. Jang and Wei-Mon Yan « Natural convection heat and mass transfer along a vertical wavy surface. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 46:1075–1083, 2003.
- [17] J. H. Jang and Wei-Mon Yan « Mixed convection heat and mass transfer along a vertical wavy surface. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 47:419–428, 2003.
- [18] Rahman S.U. « Natural convection along vertical wavy surfaces an experimental study». Chemical Engineering Journal, Vol. 84, 587-591, (2001).
- [19] Chi-Chang Wang and Cha'o-Kuang Chen « Mixed convection boundary layer flow of non-Newtonian fluids along vertical wavy plates » Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 23, 831–839, (2002).
- [20] Prétot S. « Contribution à l'étude de la convection naturelle au dessus de plaques horizontales de différentes topographies », Thèse de Docteur, Université de Franche Comté, (1999).
- [21] X. Chesneau and B. Zeghmati. « Étude de la convection naturelle thermique et massique dans un canal vertical dont l'une des parois présente une protubérance imbibée d'eau. » Congrès Français de thermique, SFT 2004, Presqu'île de Giens, 25-28 mai 2004.
- [22] W. M. Yan. « Mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel with film evaporation. » J. Chemi Engi, 71:54–62, 1993.
- [23] W. M. Yan and T. F. Lin. « Evaporative cooling of liquid film through interfacial heat and mass transfer in a vertical channel- II. Numerical study » Int. J. Heat and Mass Transfer, 34:1113–1124, 1991.
- [24] W. M. Yan, T. F. Lin, and Y. L. Tsay. « Evaporative cooling of liquid film through interfacial heat and mass transfer in a vertical channel-I. Experimental study. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 34:1105–1111, 1991.
- [25] W. M. Yan and T. F. Lin. « Combined heat and mass transfer in natural convection between vertical parallel plates with film evaporation. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 33: 529–541, 1990.
- [26] A. Agunaoun, A. Daif, A. R. Barriol, and M. Dagunet. « Evaporation en convection forcée d'un film mince s'écoulant en régime permanent, laminaire et sans onde, sur une surface plane inclinée. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 18:2947–2956, 1994.
- [27] W. M. Yan and C. Y. Soong. « Convective heat and mass transfer along an inclined heated plate with film evaporation. » Int. J. Heat and Mass Transfer, 38:1261–1269, 1995.
- [28] K. Fahem, S. B. Jabrallah, A. Belghith, J. P. Corriou. « Numerical simulation of the behavior of a distillation cell with influence of the characteristics of the heating wall.» Int. J. Heat and Mass Transfer.
- [29] M. Feddaoui and A. N Alla. « Étude numérique de la protection des parois d'un canal vertical par un film d'eau. »16<sup>éme</sup> Journées Internationales de thermique (JITH 2013) Marrakech(Maroc), du 13 au 15 Novembre, 2013.
- [30] Rabii Mansour. « Contribution à l'étude de l'évaporation en convection naturelle d'un film d'eau ruisselant sur une plaque plane inclinée. »Thèse de doctorat, Université de Perpignan Via Domitia (France).

- [31] Y. L. Tsay, T. F. Lin, and W. M. Yan. «Cooling of a falling liquid film through interfacial heat and mass transfer. » Int. J. Multiphase Flow, 16:853–865, 1990.
- [32] A. S. Cherif, S. Ben Jabrallah, J. P. Corriou, and A. Belghith. « Intensification of the liquid film evaporation in a vertical channel. » Desalination, 250:433–437, 2010.
- [33] S.U. Rahman. « Natural convection along vertical wavy surfaces an experimental study.» Chemical Engineering Journal, Vol. 84, 587-591, (2001).
- [34] J.P.Corriou, A.Belghith. «Etude des transferts couplés de matière et de chaleur dans une cavité rectangulaire : application à une cellule de distillation.» Int. J. Heat and Mass Transfer 45(2002)891-904
- [35] S. He, P. An, J. Li, and D. Jackson. « Combined heat and mass transfer in a uniformly heated vertical tube with water film cooling. » Int. J. Heat and Fluid Flow, 19:401–417, 1998.
- [36] W. W. Baumann, F. Thiele, «Heat and mass transfer in evaporating two-component liquid film flow. »; Int. J. Heat. Mass Transfer. Vol.33,No. 2.pp.267-273,1990.
- [37] D.Saury, M.Siroux. «Experimental study of flash evaporation of a water film. » Int. J. Heat. Mass Transfer 45(2002)3447-3457
- [38] X.G.Huang. «Experimental study of falling film evaporation in large scale rectangular channel » School of Nuclear Science and Engineering, Shanghai Jiaotong University, 800 Dongchuan Road, Shanghai 200240, China
- [39] Arquis E. and Caltagirone J.P. «Interacting convection between fluid and open porous layers» ASME Winter Annual Meeting, Boston, Massachusetts 87-WX/HT-24. (1987).
- [40] Chorin A. L. Math, compute .22, (1968).
- [41] Teman R. ARCHIV. Ration. Mech. Anal.32, (1969).
- [42] Estivalezes J. L. and Boisson C. «Simulation par algorithme de pression implicite pour les équations de Navier-Stokes» Institut de mécanique de fluide de Toulouse, rapport TELET 61(1988).
- [43] S.V. Patankar. «Numerical Heat Transfer and fluid flow MC Graw-Hill » (1980).
- [44] Patankar and Spalding. «A calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer» Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences. MC Graw Hill (1976).
- [45] Adams- Bashford «Higher-Order Differencing Schemes and Time-Marching Methods», computational fluid dynamics in fire Engineering (2009).
- [46] C. Y. Soong, W. M. Yoong «Analysis of reactant gaz transport in a PEM fuel cell with partially blocked fuel flow channel », Journal of power science.
- [47] L. Pera, B. Gebhart «Natural convection flows adjacent to horizontal surfaces resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion », International journal of heat and mass transfer, volume 14, p. 2025-2050.

*Titre :*Étude numérique des transferts de masse et de chaleur en convection naturelle dans un canal : Influence de la forme de la paroi.

**Résumé**: Le présent travail apporte une contribution à la compréhension des mécanismes des transferts combinés de chaleur et de masse en convection naturelle lors de l'évaporation d'un film liquide d'eau d'épaisseur négligeable dans un canal vertical ondulé. L'écoulement est laminaire et bidimensionnel. Les équations régissant le phénomène sont résolues à l'aide d'une méthode aux volumes finis et le traitement du couplage vitesse-pression est réalisé par la méthode de projection. Les influences de la densité de flux de chaleur, de la température ainsi que l'humidité de l'air à l'entrée et la forme de la paroi du canal sur les transferts sont étudiées. Les résultats sont présentés sous la forme de ligne de courant, d'isothermes et d'isoconcentrations.

Les simulations numériques effectuées ont permis l'étude détaillée de la structure de l'écoulement ainsi que des champs thermiques et massiques. Nous représentons également, les nombres de Nusselt et de Sherwood.

*Mots clés :* Canal vertical, protubérance, convection naturelle, nombre de Nusselt, transferts thermique et massique, simulation numérique, évaporation, film liquide.

**Title :**Numerical study of mass and heat transfer in natural convection in a channel: Influence of the shape of the wall.

**Summary:** The present work is a contribution to the understanding of the mechanisms of combined heat and mass transfers in natural convection during the evaporation of a liquid film with negligible thickness in a wavy vertical channel. The flow is laminar and two-dimensional. The equations governing the phenomenon are resolved using the finite volumes method and the treatment of the coupling between velocity and pressure is carried out by the projection method. The influences of the heat flux density, the temperature and the humidity of the inlet air and the shape of the channel wall on the transfers are studied. The results are presented in the form of cstreamlines, isotherms and iso-concentrations.

The numerical simulations carried out have allowed the detailed study of the flow structure as well as the thermal and mass fields. We also represent the Nusselt and Sherwood numbers.

**Keywords**: Vertical channel, protuberance, natural convection, Nusselt number, thermal and mass transfer, numerical simulation, evaporation, liquid film.