



Etude des transferts couplés de matière et de chaleur dans une cavité rectangulaire: application à une cellule de distillation

Study of heat and mass transfer in a rectangular cavity: application to a distillation cell

S. Ben Jabrallah ^a, A. Belghith ^b, J.P. Corriou ^{c,*}

^a *Faculté des Sciences de Bizerte, 7021 Bizerte, Tunisie*

^b *Département de Physique, Faculté des Sciences de Tunis, Campus Universitaire, 1060 Tunis, Tunisie*

^c *Laboratoire des Sciences du Génie Chimique, CNRS-ENSIC, 1, rue Grandville, B.P. 451, 54001 Nancy Cedex, France*

Received 29 July 1998; received in revised form 9 March 2001

Résumé

Les transferts couplés de matière et de chaleur par convection naturelle sont étudiés en régime permanent numériquement et expérimentalement au cours de l'évapo-condensation dans une cavité rectangulaire de rapport géométrique 10. Une paroi sur laquelle ruisselle un film d'eau est soumise à une densité de flux de chaleur constante tandis que la paroi parallèle est maintenue à une température basse. L'étude vise de manière générale à l'amélioration de la distillation dans les systèmes de dessalement solaire. Les équations sont résolues par une méthode de volumes finis et fournissent les champs de température, concentration et vitesse dans la phase gazeuse pour différentes densités du flux de chaleur. L'étude par simulation a permis de quantifier les influences sur le débit moyen de distillation de nombreux paramètres tels que le flux de chauffage, la température et le débit de l'eau d'alimentation, la température de la paroi de condensation, le facteur de forme de la cellule. Les résultats expérimentaux obtenus sur une cellule pilote concernant la production d'eau dessalée confortent les résultats de simulation. Pour une densité de flux de chaleur de 1000 W m^{-2} , un rendement de 0,7 est couramment atteint. © 2001 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Abstract

Coupled heat and mass transfer by natural convection in a rectangular cell of aspect ratio 10 is studied in steady state numerically and experimentally. A wall on which flows a water film is submitted to a constant heat flux while the parallel wall is maintained at a constant temperature. The study aims at the improvement of distillation rate in solar distillation systems. Equations are solved by a finite-volume technique and provide the temperature, concentration and velocity fields in the gas phase for different heat fluxes. The simulation study allowed one to quantify the influences on the mean distillation flowrate of many parameters such as the heat flux, the temperature and the flowrate of the feed water, the temperature of the condensation wall, and the form factor of the cell. Experimental results obtained on a pilot cell concerning desalinated water production confirm the simulation results. For a heat flux equal to 1000 W m^{-2} , a yield equal to 0.7 is commonly obtained. © 2001 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

L'obtention d'eau pure par dessalement d'eau saumâtre peut être réalisée à l'aide d'un distillateur solaire dans les pays à climat convenable. La distillation est réalisée dans une cavité parallélépipédique composée

*Corresponding author. Tel.: +33-3-83-175213; fax: +33-3-83-175326.

E-mail address: corriou@ensic.u-nancy.fr (J.P. Corriou).

Nomenclature			
A	aire de la surface d'évaporation [m ²]	p_m	pression motrice [Pa]
b	largeur de la cellule (distance entre plaques verticales) [m]	Pr	nombre de Prandtl
C	concentration molaire de la vapeur d'eau [mol m ⁻³]	\dot{q}_f	densité du flux de chaleur fourni au film d'eau [J s ⁻¹ m ⁻²]
C_s	concentration de la vapeur saturante [mol m ⁻³]	Sh	nombre de Sherwood
c_p	chaleur spécifique à pression constante [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	T	température [K]
D	diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air [m ² s ⁻¹]	T_a	température de l'eau d'alimentation [K]
F_a	débit massique d'eau d'alimentation [kg s ⁻¹]	u, v	composantes de la vitesse [m s ⁻¹]
F_s	débit massique de la saumure évacuée [kg s ⁻¹]	U, V	composantes adimensionnelles de la vitesse [m s ⁻¹]
Gr_T	nombre de Grashof thermique modifié	x, y	coordonnées cartésiennes [m]
Gr_m	nombre de Grashof massique modifié	X, Y	coordonnées adimensionnelles
h	hauteur de la cellule [m]	<i>Indices</i>	
H	facteur de forme de la cellule	a	air
l	longueur du film d'eau [m]	c	critique
L	chaleur latente [J kg ⁻¹]	cv	critique pour la vapeur
Le	nombre de Lewis	e	eau
M	masse molaire [kg mol ⁻¹]	g	phase gazeuse
\dot{m}	densité de flux massique du liquide le long de la plaque chauffée [kg s ⁻¹ m ⁻²], rapportée à l'unité de surface de la paroi active	0	référence (à la plaque de condensation)
\dot{m}_v	densité de flux massique d'eau évaporé [kg s ⁻¹ m ⁻²], rapportée à l'unité de surface de la paroi active	sat	saturation
n	taux de flottabilité	v	vapeur
Nu	nombre de Nusselt moyen	<i>Symboles grecs</i>	
p	pression [Pa]	β_T	coefficient d'expansion thermique [K ⁻¹]
P	pression adimensionnelle	β_m	coefficient d'expansion massique [m ³ mol ⁻¹]
		δ	épaisseur du film d'eau [m]
		λ	conductivité thermique [W m ⁻¹ K ⁻¹]
		μ	viscosité dynamique [Pa s]
		ν	viscosité cinématique [m ² s ⁻¹]
		ρ	masse volumique du mélange gazeux [kg m ⁻³]
		θ	température adimensionnelle
		ζ	concentration adimensionnelle

essentiellement de deux plaques verticales parallèles, l'une servant à l'évaporation, l'autre à la condensation. Le rayonnement solaire absorbé par la plaque d'évaporation sur laquelle ruisselle un film d'eau entraîne des gradients thermique et massique à l'intérieur de la cavité. Ces gradients provoquent un entraînement d'air chargé en vapeur d'eau et produisent des phénomènes de changement de phase aux niveaux des plaques chaude et froide [1].

De nombreux chercheurs se sont intéressés à l'étude de la convection naturelle due à la présence de gradients thermique et massique. En particulier, Trevisan et Bejan [2] ont travaillé sur la résolution analytique et numérique des équations de transferts couplés dans le cas de la convection naturelle au sein d'une cavité fermée de facteur de forme compris entre 1 et 4, et dont les parois verticales sont soumises à des flux uniformes de chaleur et de masse. Wee et al. [3] ont réalisé une étude numérique et expérimentale de la convection

naturelle dans une cavité rectangulaire de facteur de forme égal à 7. Il s'agit, en fait, de comprendre les problèmes d'humidité d'une pièce d'habitation soumise à des conditions particulières de température et de concentration en vapeur d'eau imposées sur les parois actives. Leur problème principal était de connaître le nombre de Sherwood pour le transfert d'humidité, celui de Nusselt étant bien connu. Yan et Lin [4] ont conduit une analyse numérique pour étudier les effets du transfert de chaleur latente, lié à l'évaporation d'un film liquide sur la paroi d'un canal ouvert, sur le transfert de chaleur et de masse en convection naturelle. Ils ont montré que que l'hypothèse d'un film liquide extrêmement mince n'est valable que pour de faibles débits liquides. Lorsque le débit liquide est important, il devient nécessaire de considérer le transport dans le film liquide.

Le présent travail [5] concerne d'abord l'étude en régime permanent en simulation des transferts couplés

de chaleur et de matière qui accompagnent l'évaporation d'un film d'eau ruisselant sur une paroi chauffée à flux constant d'une cavité rectangulaire de facteur de forme égal à 10 dans le cas principal. La vapeur d'eau formée se condense sur une paroi froide parallèle à la paroi chauffée et l'eau pure est recueillie au fond de la cellule. On étudie ainsi l'influence des principaux paramètres opératoires tels que le flux de chauffage, la température et le débit de l'eau d'alimentation, la température de la paroi de condensation, le facteur de forme de la cellule, sur la production d'eau pure par cette distillation. Les résultats de l'étude en simulation ont été ensuite validés expérimentalement par comparaison des débits d'évaporation à l'aide d'une cellule de distillation dans laquelle l'eau saumâtre d'alimentation ruisselle sur un tissu adhérent à la paroi chauffée afin d'éviter les problèmes de formation de zones sèches et ainsi de maintenir un film d'eau le long de cette paroi.

2. Position du problème

La cavité (Fig. 1) est un parallélépipède de faible largeur b , formé par un cadre adiabatique de hauteur h , de longueur l , fermé sur les deux faces principales par deux plaques verticales, distantes de b . Les plaques sont carrées, de dimension: 0,4 m × 0,4 m, et sont identiques dans le cas de la simulation et dans l'étude expérimentale.

Sur la face interne de la plaque chauffée extérieurement par une densité de flux de chaleur constante \dot{q}_f , on fait ruisseler un film d'eau très mince, d'épaisseur $\delta(y)$ variable avec la cote y , entrant avec un débit massique F_a et sortant avec un débit massique F_s . Ces flux massiques se réfèrent à l'aire de la paroi chauffée. La plaque op-

posée est maintenue à une température constante T_0 permettant la condensation sur sa face interne.

L'existence de gradients de température et de concentration va créer, à l'intérieur de la cavité, un mouvement du mélange air-vapeur d'eau. Une telle cavité peut simuler un étage d'un distillateur composé de plusieurs cellules en série [1].

3. Modélisation

3.1. Mise en équations

3.1.1. Dans le film liquide

Le débit massique d'eau d'alimentation étant faible, on suppose que l'écoulement est laminaire et que le terme d'inertie est négligeable. En écrivant le bilan des forces agissant sur une tranche élémentaire du film ruisselant, qui se limitent aux forces de viscosité et de pesanteur, l'équation de quantité de mouvement s'écrit [3,4]:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_e}{\partial y} \right) + \rho_e g = 0. \quad (1)$$

Le bilan d'énergie, compte tenu des approximations de la couche limite, s'écrit:

$$\rho_e c_p v_e \frac{\partial T_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right). \quad (2)$$

3.1.2. Dans la phase gazeuse

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

- L'écoulement en phase gazeuse est considéré comme bidimensionnel.
- Le régime est laminaire et permanent.
- L'hypothèse de Boussinesq est admise: la masse volumique du mélange gazeux air-vapeur d'eau est constante sauf dans le terme qui exprime les forces volumiques où elle est exprimée par:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta_T (T - T_0) - \beta_m (C - C_0)]. \quad (3)$$

- Les autres propriétés physiques du fluide sont considérées constantes et sont calculées à la température moyenne du fluide.
- Les effets secondaires de Dufour et Soret sont supposés négligeables et la concentration de l'espèce diffusante reste faible.

Le mouvement du fluide (mélange air-vapeur d'eau) à l'intérieur de la cavité peut être décrit par les équations de conservation suivantes [3,4]:

- Equation de continuité:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

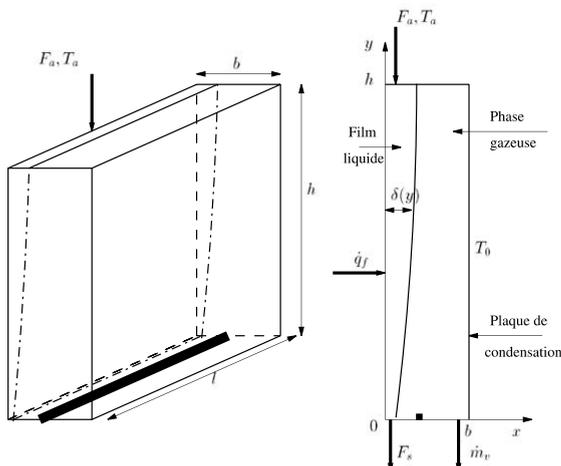


Fig. 1. Vues en perspective et en coupe de la cellule de distillation.

- Equations de quantité de mouvement:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right). \quad (6)$$

- Equation de transport d'énergie:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \quad (7)$$

- Equation de transport de l'espèce diffusante:

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right). \quad (8)$$

3.2. Conditions aux limites

3.2.1. Dans le film liquide

$$\delta(h) \dot{m} = F_a, \quad T_e = T_a \quad \text{en } y = h. \quad (9)$$

En régime permanent, on admet que le flux de chaleur absorbé par la face externe de la plaque est totalement transmis au film liquide qui s'écoule sur sa face interne:

$$u_e = 0, \quad -\lambda_e \left(\frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = \dot{q}_f \quad \text{en } x = 0. \quad (10)$$

3.2.2. A l'interface liquide-gaz

L'épaisseur du film liquide δ dépend de la cote y considérée. A cette cote, les bilans massique et thermique nous permettent d'écrire:

$$v_e(\delta) = v(\delta), \quad (11)$$

$$T_e(\delta) = T(\delta), \quad (12)$$

$$\mu_e \left(\frac{\partial v_e}{\partial x} \right)_\delta = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_\delta, \quad (13)$$

$$-\lambda_e \left(\frac{\partial T_e}{\partial x} \right)_{x=\delta} = \dot{q}_{e,v} + \dot{m}_v L_v. \quad (14)$$

Dans cette dernière équation, le flux massique spécifique échangé à l'interface est calculé en tenant compte de la diffusion et de la convection, ce qui permet de l'exprimer [6,7] par:

$$\dot{m}_v = -M_v \frac{C_t D (\partial Y_v / \partial x)_\delta}{1 - Y_v} \quad (15)$$

où C_t représente la concentration molaire totale dans la phase gazeuse, Y_v le rapport de la concentration molaire de la vapeur d'eau à la concentration totale: $Y_v = C_v / C_t$. M_v est la masse molaire de l'eau.

3.2.3. Dans la phase gazeuse

Les parois horizontales $y = 0$ et $y = h$ sont considérées adiabatiques:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=h} = 0 \quad \forall \delta \leq x \leq b. \quad (16)$$

La plaque de condensation est maintenue à une température constante T_0 :

$$T = T_0 \quad \text{en } x = b. \quad (17)$$

La condition d'adhérence permet d'écrire:

$$u = v = 0 \quad \text{en } y = 0 \text{ et } y = h \quad \forall \delta \leq x \leq b, \quad (18)$$

$$u = v = 0 \quad \text{en } x = b. \quad (19)$$

La condensation au niveau de la plaque refroidie est régie par le même type d'équations que celles établies au niveau de la plaque d'évaporation. On suppose l'équilibre thermodynamique liquide-vapeur à la fois à l'interface phase liquide-phase gazeuse et sur la plaque de condensation:

$$C(\delta) = C_{\text{sat}}(T_\delta) \quad \text{en } x = \delta, \quad (20)$$

$$C(b) = C_{\text{sat}}(T_0) = C_0 \quad \text{en } x = b. \quad (21)$$

Néanmoins, l'influence de l'épaisseur du film formé sur la paroi de condensation a été négligée.

3.3. Modélisation sous forme adimensionnelle

On introduit, dans les équations (4)–(8), qui décrivent les lois de conservation dans la phase gazeuse, les variables adimensionnelles [8] suivantes:

$$X = \frac{x}{b}, \quad Y = \frac{y}{b}, \quad U = \frac{ub}{v}, \quad V = \frac{vb}{v}, \quad (22)$$

$$P = \frac{b^2}{\rho v^2} P_m,$$

$$\theta = \frac{\lambda(T - T_0)}{\dot{q}_f b}, \quad \zeta = \frac{DM_v(C - C_0)}{\dot{m}_v b}. \quad (23)$$

\dot{q}_f et \dot{m}_v représentent respectivement la densité du flux fourni au film d'eau et le débit massique spécifique d'évaporation obtenu par la conversion totale de \dot{q}_f en chaleur latente. \dot{m}_v est ainsi la valeur limite maximale du débit massique spécifique d'évaporation.

De ce fait, les coordonnées adimensionnelles X et Y varient respectivement entre δ/b et 1, et entre 0 et H , où H est le facteur de forme de la cavité défini par $H = h/b$. Compte tenu de ces notations, les équations précédentes prennent la forme suivante:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (24)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right), \quad (25)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Gr_T \theta + Gr_m \zeta, \quad (26)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right), \quad (27)$$

$$U \frac{\partial \zeta}{\partial X} + V \frac{\partial \zeta}{\partial Y} = \frac{1}{Sh} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial Y^2} \right). \quad (28)$$

Dans ces équations, on définit respectivement les nombres de Grashof thermique et massique modifiés [8] par:

$$Gr_T = \frac{g \beta_T \dot{q}_r b^4}{\lambda \nu^2} \quad \text{et} \quad Gr_m = \frac{g \beta_m \dot{m}_l b^4}{DM_v \nu^2} \quad (29)$$

où β_T et β_m sont les coefficients d'expansion respectivement thermique et massique, définis par:

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{T}$$

$$\text{et} \quad \beta_m = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{p,T} = \frac{M_a - M_v}{C_v M_v + C_a M_a}. \quad (30)$$

C_a et C_v sont les concentrations respectives de l'air et de la vapeur d'eau. Pr et Sh désignent respectivement les nombres de Prandtl et de Sherwood.

4. Résolution numérique

4.1. Dans la phase gazeuse

Les équations (24)–(28) décrivant le mouvement du fluide à l'intérieur de la cavité ont été résolues par la méthode des volumes finis [9]. Chacune des équations du système est intégrée sur un volume de contrôle, bidimensionnel, de côtés dX et dY , ce qui permet d'écrire après discrétisation, sous la forme générale linéaire:

$$A_p \phi_p = A_W \phi_W + A_E \phi_E + A_T \phi_T + A_B \phi_B + S_\phi \quad (31)$$

où les indices W , E , T et B désignent les noeuds entourant le noeud principal de la maille (noeud P) (Fig. 2). S_ϕ représente le terme source pour la variable ϕ . Les coefficients A_i ($i = W, E, T, B$ et P) sont réactualisés à chaque itération lors de la résolution.

Pour tenir compte de la convection et de la diffusion, nous avons adopté le schéma de puissances [9]. Un maillage principal a été utilisé pour les inconnues scalaires (température, concentration et pression), alors qu'un maillage décalé a été défini pour les composantes de la vitesse. Pour améliorer la précision de calcul des flux, nous avons utilisé un maillage non uniforme, symétrique par rapport au plan médian de la cellule, basé sur un schéma exponentiel d'exposant 1,2, augmentant ainsi le nombre de noeuds au voisinage des parois physiques. Le nombre d'éléments de discrétisation est de 40 dans la direction horizontale et 200 dans la direction verticale.

Les équations décrivant l'écoulement du mélange gazeux sont des équations aux dérivées partielles couplées et non linéaires. Les termes de couplage:

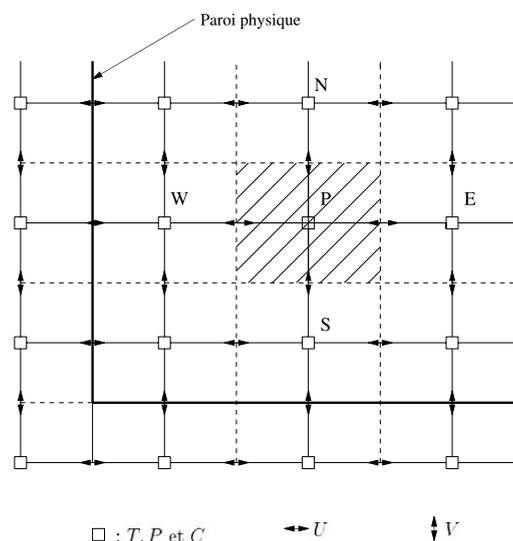


Fig. 2. Schéma du maillage.

$$\left(-\frac{\partial P}{\partial Y} + Gr_T \theta + Gr_m \zeta \right) \quad (32)$$

qui apparaissent dans le terme source de l'équation de quantité de mouvement relative à la composante verticale de la vitesse décrivent la contribution du gradient thermique ainsi que celle du gradient de concentration au mouvement du fluide. La résolution doit tenir compte, en plus du couplage, de l'influence des conditions aux interfaces ainsi que de la distribution de la température dans le film d'eau à évaporer.

La résolution des équations du type (31) fournit un système linéaire qui peut être mis sous forme d'un système tridiagonal selon les directions horizontale et verticale. Pour le résoudre, nous avons adopté la méthode de double balayage. Cette méthode a l'avantage de propager assez rapidement l'influence des conditions aux limites vers l'intérieur du domaine, et par conséquent d'accélérer la convergence.

Pour la résolution des équations décrivant l'écoulement dans la phase gazeuse, nous avons utilisé l'algorithme SIMPLE, développé par Patankar [9]. A chaque itération, les équations de quantité de mouvement sont résolues en considérant le champ de pression disponible. La résolution de l'équation de la pression fournit les corrections à apporter aux champs de vitesses dont les nouvelles valeurs servent à résoudre les équations des autres variables scalaires (température et concentration). Disposant du champ corrigé de la pression, on répète la procédure jusqu'à convergence. Nous avons opté pour la sous-relaxation, qui s'est avérée nécessaire dans ce problème. La convergence est considérée comme obtenue lorsque les valeurs des résidus des équations de quantité de mouvement deviennent inférieures à une valeur ϵ (de l'ordre de 10^{-4}).

4.2. Dans le film liquide

Un tissu sous la forme d'une gaze collée à la plaque chauffée assure une mouillabilité homogène. Il permet d'obtenir, le long de la plaque, un film ruisselant d'une épaisseur qui varie faiblement tout en restant inférieure à 1 mm. Les bilans massique et thermique nous permettent d'écrire sur un élément du film de hauteur dy , de longueur l :

$$\dot{m}_{y+dy}\delta(y+dy)l = \dot{m}_y\delta(y)l + \dot{m}_e dy l, \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \dot{q}_r l dy + (\dot{m}c_p \bar{T}_e)_{y+dy}\delta(y+dy)l \\ = (\dot{m}c_p \bar{T}_e)_y \delta(y)l + \dot{m}_v(L_v + c_p T_\delta)l dy + \dot{q}_{cv} l dy \end{aligned} \quad (34)$$

où \bar{T}_e désigne la température moyenne (dans le sens horizontal) du film liquide et \dot{q}_{cv} la densité de flux thermique convectif. En posant: $L'_v = L_v + c_p(\bar{T}_e - T_\delta)$, on en déduit:

$$\dot{m}_v = \dot{m} \frac{\partial \delta}{\partial y} + \delta \frac{\partial \dot{m}}{\partial y}, \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \dot{q}_r = \frac{\partial \dot{m}}{\partial y} L'_v \delta(y) - \dot{m} c_p \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial y} \delta(y) + \dot{m} \frac{\partial \delta}{\partial y} (L'_v + c_p \bar{T}_e) \\ + \dot{q}_{cv}. \end{aligned} \quad (36)$$

La connaissance, à chaque itération, des champs des distributions de la température, de la concentration et de la vitesse dans la phase gazeuse nous permet de résoudre l'équation (36). Les valeurs de $\bar{T}_e(y)$ et $\dot{m}(y)$ ainsi calculées servent à actualiser les conditions aux limites de la phase gazeuse. Globalement, le débit massique $\dot{m}\delta l$ est considéré au lieu des variations individuelles de \dot{m} et δ car l'épaisseur du film d'eau sur le tissu est mal définie expérimentalement.

4.3. Calcul des propriétés thermodynamiques et de transfert

4.3.1. Pression de vapeur saturante

La pression de vapeur d'eau saturante est calculée selon l'équation de Wagner [10]:

$$\ln\left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_c}\right) = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1} [ax + bx^{1.5} + cx^3 + dx^6]. \quad (37)$$

Les valeurs des paramètres a , b , c et d sont données dans l'annexe A de [10, p. 657].

4.3.2. Viscosité et conductivité

En notant f une fonction (soit la viscosité, soit la conductivité) indexée i pour le corps pur et m pour le mélange, les variables de mélange s'expriment selon la formule de Mason et Saxena [10, p. 406]:

$$\begin{aligned} f_m = \sum_i \frac{y_i f_i}{\sum_j y_j \phi_{ij}} \\ \text{avec } \phi_{ij} = \frac{[1 + (f_i f_j)^{0.5} (M_j/M_i)^{0.25}]^2}{[8(1 + M_i/M_j)]^{0.5}} \\ \text{et } \phi_{ji} = \frac{f_j M_i}{f_i M_j} \phi_{ij} \end{aligned} \quad (38)$$

soit pour un mélange binaire air-vapeur d'eau:

$$f_m = \frac{y_1 f_1}{y_1 + y_2 \phi_{12}} + \frac{y_2 f_2}{y_2 + y_1 \phi_{21}}. \quad (39)$$

La viscosité de la vapeur d'eau pure a été exprimée selon une loi polynomiale [11]:

$$\mu = a + bT + cT^2 \quad (40)$$

et celle de l'air à partir des tables de valeurs des propriétés thermodynamiques tirées de [12, p. 665].

La conductivité thermique de la vapeur d'eau dépend de la température selon [11]:

$$\lambda = a + bT + cT^2 + dT^3. \quad (41)$$

La conductivité thermique de l'air est tirée de [12, p. 665].

4.3.3. Capacité calorifique

Suivant [10], la capacité calorifique du mélange gazeux supposé idéal est égale à la moyenne pondérée des capacités calorifiques des corps purs:

$$c_p = \sum_i y_i c_{p,i} \quad (42)$$

la capacité calorifique de la vapeur d'eau est donnée par [11]:

$$\begin{aligned} \lambda = a + bT + cT^2 + dT^3 \\ \text{avec } a = 8, 1; \quad b = -0, 72 \times 10^{-3}; \quad c = 3, 63 \times 10^{-6}; \\ d = -1, 16 \times 10^{-9}, \end{aligned} \quad (43)$$

et celle de l'air est tirée de [12, p. 665].

4.3.4. Diffusivité massique

La diffusivité massique de la vapeur d'eau dans l'air est obtenue par la relation semi-empirique [13]:

$$\begin{aligned} \frac{D(T, P)}{D(T_0, P_0)} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,75} \frac{P}{P_0} \\ \text{avec } D(T_0, P_0) = 2, 60 \times 10^{-5} \text{ à } T_0 = 298, 15 \text{ K}; \\ P_0 = 1 \text{ atm}. \end{aligned} \quad (44)$$

4.3.5. Chaleur latente de vaporisation

La chaleur latente de vaporisation de l'eau dans l'air est obtenue par la corrélation de Watson [11]:

$$\begin{aligned} L_v = L_{v1} \left[\frac{T_c - T}{T_c - T_1} \right] \\ \text{avec } T_1 = 373, 15 \text{ K}; \\ T_c = 647, 35 \text{ K}; \quad L_{v1} = 2, 255 \text{ J kg}^{-1}; \quad n = 0, 38. \end{aligned} \quad (45)$$

5. Résultats de simulation

5.1. Validation du code de calcul

Afin de valider le code de calcul mis en oeuvre, nous l'avons d'abord utilisé dans le cas décrit par Trevisan [2] qui a étudié la convection naturelle dans une cavité dont les parois actives verticales sont soumises à un flux de chaleur et à un flux de matière constants. Trevisan a résolu le problème de deux manières: analytique puis numérique. En considérant les mêmes conditions, nous avons appliqué notre code de calcul pour comparer les résultats obtenus à ceux de Trevisan. Nous avons retrouvé la même répartition de température et les mêmes champs de vitesse que ceux rapportés par Trevisan. La comparaison a porté aussi sur les nombres adimensionnels caractérisant les transferts thermique et massique, Nu et Sh tels qu'ils ont été définis par Trevisan [2]. Le Tableau 1 compare nos résultats à ceux de Trevisan, pour différents valeurs du taux de flottabilité n , tandis que le Tableau 2 tient compte de différentes valeurs du nombre de Lewis Le . Ces deux tableaux montrent un bon accord entre les résultats de Trevisan et ceux obtenus avec le présent code.

5.2. Conditions de simulation

La cellule étudiée est conçue pour servir dans les systèmes de dessalement des eaux saumâtres par conversion directe du rayonnement solaire. Pour cette raison, nous avons choisi de faire varier le flux de chauffage entre 400 et 1400 W m⁻² qui représentent des valeurs réalistes. Les valeurs du flux supérieures à 1000 W m⁻²

peuvent être obtenues par concentration du rayonnement solaire, en utilisant des miroirs réfléchissants par exemple.

Les valeurs suivantes de différents paramètres correspondent aux valeurs standard retenues pour les études en simulation, excepté lors de l'étude de chaque paramètre pris individuellement. Le cas d'une cavité rectangulaire de facteur de forme $H = 10$ (largeur $b = 4$ cm, hauteur $h = 40$ cm) et de longueur $l = 40$ cm a été étudié. Le débit d'eau d'alimentation est égal à $3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹. La température de la plaque de condensation, prise comme référence, est égale à 16 °C. La résolution a été faite pour plusieurs valeurs du flux de chauffage variant entre 400 et 1400 W m⁻². Pour ces valeurs, le nombre de Grashof thermique modifié Gr_T varie entre $1,9 \times 10^6$ et $1,3 \times 10^7$, alors que le nombre de Grashof massique modifié Gr_m est compris entre $1,2 \times 10^5$ et $8,7 \times 10^5$.

Pour quantifier le fonctionnement de la cellule, il est utile de définir le rendement de la cellule de distillation comme le rapport du flux effectivement utilisé pour réaliser l'évaporation sur le flux de chaleur appliqué à la paroi externe:

$$\eta = \frac{\dot{m}_v L_v}{\dot{q}_f} \quad (46)$$

Ainsi plusieurs figures représentent la variation de ce rendement en fonction d'une variable agissante: influence de la densité du flux de chauffage \dot{q}_f , influence de la température de l'eau d'alimentation T_a , influence de la température de la paroi de condensation T_0 , influence du débit de l'eau d'alimentation F_a , influence du facteur de forme H . Dans tous les cas, sauf pour la densité du flux de chauffage \dot{q}_f , le rendement est proportionnel à la densité du flux massique d'eau évaporé \dot{m}_v . Pour des raisons de commodité de lecture, les températures ont été indiquées sur toutes les figures en degrés Celsius et non en Kelvin.

5.3. Répartition de la température et de la concentration à l'intérieur de la cavité

Les Figs. 3(a) et (b) illustrent les variations de la température et de la concentration en eau du mélange gazeux, à différents niveaux de la cavité, pour une densité

Tableau 1

Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood pour différentes valeurs du taux de flottabilité n (avec $Le = 1$, $h/l = 1$, $Ra = 3,5 \times 10^5$) dans le cas de Trevisan [2] et de cette étude

n	Nu, Sh (Trevisan)	Nu, Sh (notre étude)	Ecart (%)
0	4,78	4,71	1,46
1	5,72	5,6	2,09
3	6,76	6,65	1,63
9	8,44	8,34	1,18

Tableau 2

Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood pour différentes valeurs du nombre de Lewis Le (avec $n = 2$, $h/l = 1$, $Pr = 0,7$, $Ra = 3,5 \times 10^5$) dans le cas de Trevisan [2] et de cette étude

Le	Nu (Trevisan)	Nu (nos résultats)	Ecart (%)	Sh (Trevisan)	Sh (nos résultats)	Ecart (%)
2	4,78	4,93	3,1	6,47	6,9	6,6
4	4,78	4,77	0,2	8,17	8,38	2,1
10	4,78	4,72	1,2	11,01	11,29	2,5
20	4,76	4,70	1,2	13,93	14,8	1,8
40	4,70	4,70	0,0	17,80	17,75	0,2

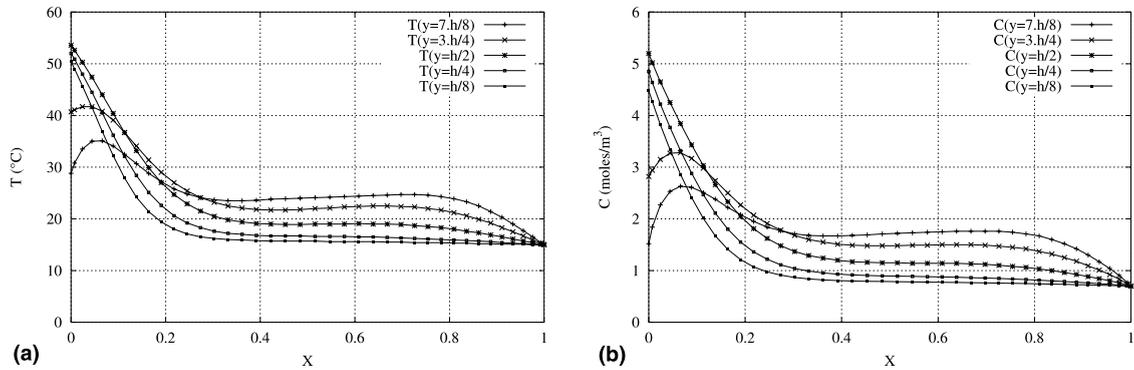


Fig. 3. Distributions de la température (a) et de la concentration (b) à différentes hauteurs dans la cavité pour une densité de flux de chaleur $\dot{q}_f = 800 \text{ W m}^{-2}$ ($T_a = 15 \text{ °C}$, $F_a = 3,33 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$).

de flux de chaleur $\dot{q}_f = 800 \text{ W m}^{-2}$. Les profils de température et de concentration présentent des comportements comparables.

Ces profils complexes non monotones doivent être reliés aux champs de température et de concentration des Figs. 4 et 5. A l'interface $X = 0$, en se déplaçant du haut vers le bas de la cellule, la température de l'eau ruisselante augmente d'abord puis diminue faiblement à

partir de la mi-hauteur de la cellule. Le gradient de la température du fluide est élevé près des parois, alors qu'à l'intérieur de la cavité (de $X = 0,2$ à $X = 0,8$), cette variation est relativement minimale. En haut de la cellule (cotes $7h/8$ et $3h/4$), le comportement est plus complexe puisque la température et la concentration montrent des variations non monotones au voisinage de la paroi chauffée.

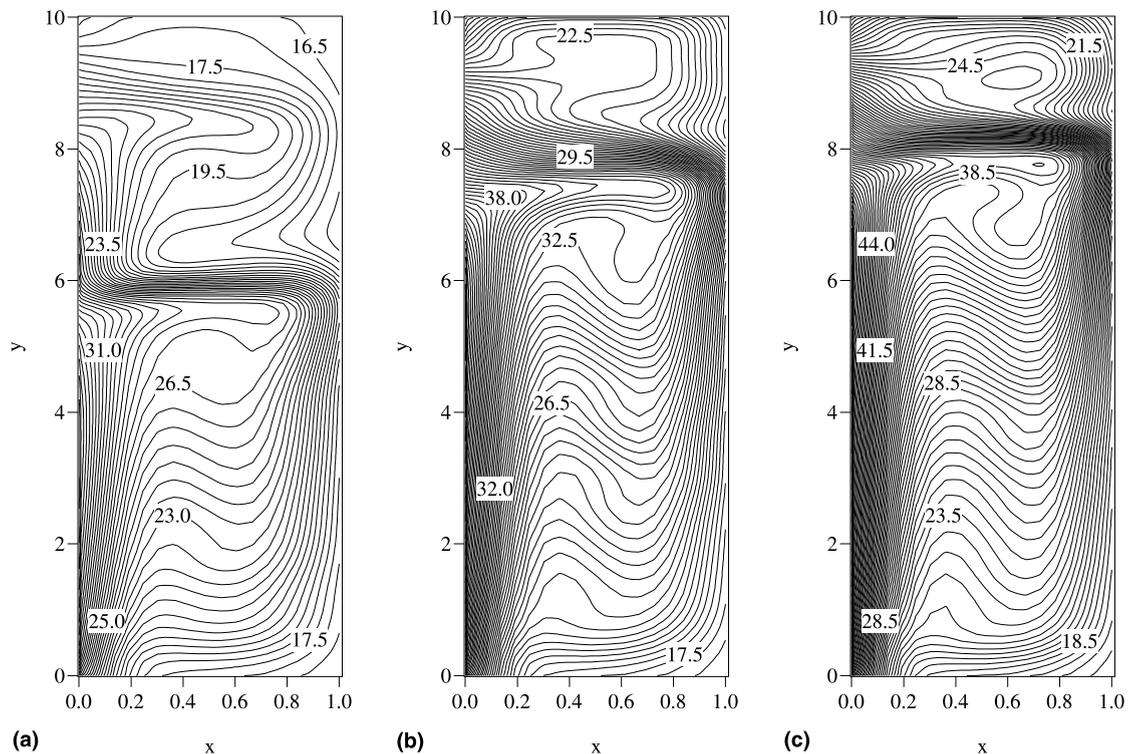


Fig. 4. Isothermes pour trois densités de flux de chaleur différentes: (a) $\dot{q}_f = 400 \text{ W m}^{-2}$; (b) $\dot{q}_f = 800 \text{ W m}^{-2}$; (c) $\dot{q}_f = 1200 \text{ W m}^{-2}$ ($T_a = 15 \text{ °C}$, $F_a = 3,33 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$). Deux contours adjacents sont distants de $0,5 \text{ °C}$.

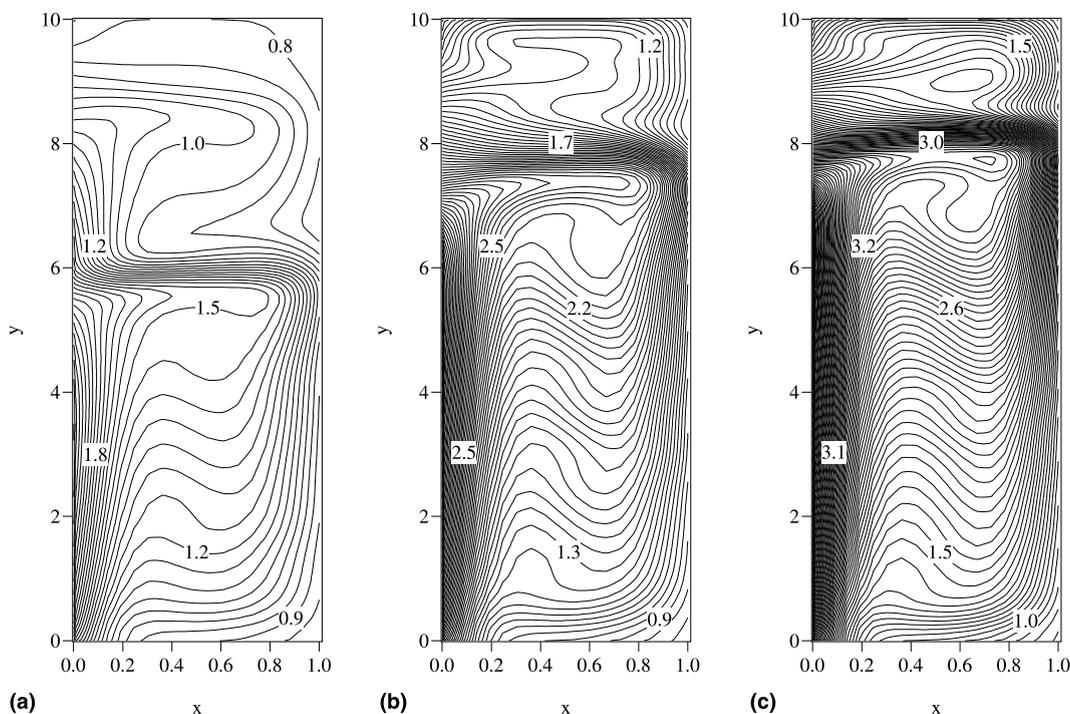


Fig. 5. Isoconcentrations pour trois densités de flux de chaleur différentes: (a) $\dot{q}_f = 400 \text{ W m}^{-2}$; (b) $\dot{q}_f = 800 \text{ W m}^{-2}$; (c) $\dot{q}_f = 1200 \text{ W m}^{-2}$ ($T_a = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, $F_a = 3,33 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$). Deux contours adjacents sont distants de $0,05 \text{ mol m}^{-3}$.

Pour mieux décrire la distribution de la température et de la concentration à l'intérieur de la cavité, nous avons tracé les courbes des isovaleurs respectives de ces variables. Les Figs. 4 et 5 représentent les isothermes et les isoconcentrations obtenues pour trois valeurs de densité du flux de chaleur fourni à la plaque d'évaporation: \dot{q}_f (400, 800 et 1200 W m^{-2}). Sur les Figs. 4 et 5, le resserrement des courbes au voisinage des plaques montre l'importance des gradients thermiques et massiques dans ces régions de la cavité. L'intérieur de la cellule est globalement divisé en deux zones principales séparées par une couche stratifiée qui se déplace vers le haut de la cellule lorsque la densité du flux de chaleur augmente. Nous constatons la ressemblance entre les courbes décrivant la distribution de la température à l'intérieur de la cavité et celles relatives à la concentration, ce qui met en évidence l'analogie entre les transferts de chaleur et les transferts de masse. Cette analogie peut être expliquée par la forme des équations (7) et (8) décrivant les transports de chaleur et de l'espèce diffusante.

5.4. Description de l'écoulement

Afin de mieux décrire l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité, le champ des vecteurs vitesse a été représenté sur la Fig. 6 pour trois valeurs de la densité

du flux: $\dot{q}_f = 400, 800$ et 1200 W m^{-2} . La Fig. 6 confirme l'existence des deux zones principales de recirculation déjà repérées sur les isocontours de température et de concentration (Figs. 4 et 5). La zone inférieure occupe la plus grande partie de la cellule et s'étend vers le haut en écrasant la zone supérieure de recirculation lorsque la densité du flux de chaleur augmente, ce qui tend à homogénéiser l'écoulement. Dans la zone supérieure, les mouvements du fluide sont plus complexes et dépendent nettement de la densité du flux de chaleur.

5.5. Calcul du débit moyen de distillation en fonction de la densité du flux de chauffage

Le domaine choisi de variation de la densité du flux de chauffage est assez large, entre 200 et 1400 W m^{-2} . Afin de pouvoir effectuer une comparaison entre les résultats expérimentaux concernant un débit global et les résultats de simulation qui concernent le débit massique spécifique local de distillation \dot{m}_v , le débit massique spécifique moyen obtenu par simulation a été calculé par intégration spatiale selon:

$$\bar{\dot{m}}_v = \frac{1}{h} \int_0^h \dot{m}_v(y) dy \quad (47)$$

pour chaque valeur de \dot{q}_f et pour un débit d'alimentation de $3,23 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$. La Fig. 7 montre que le débit

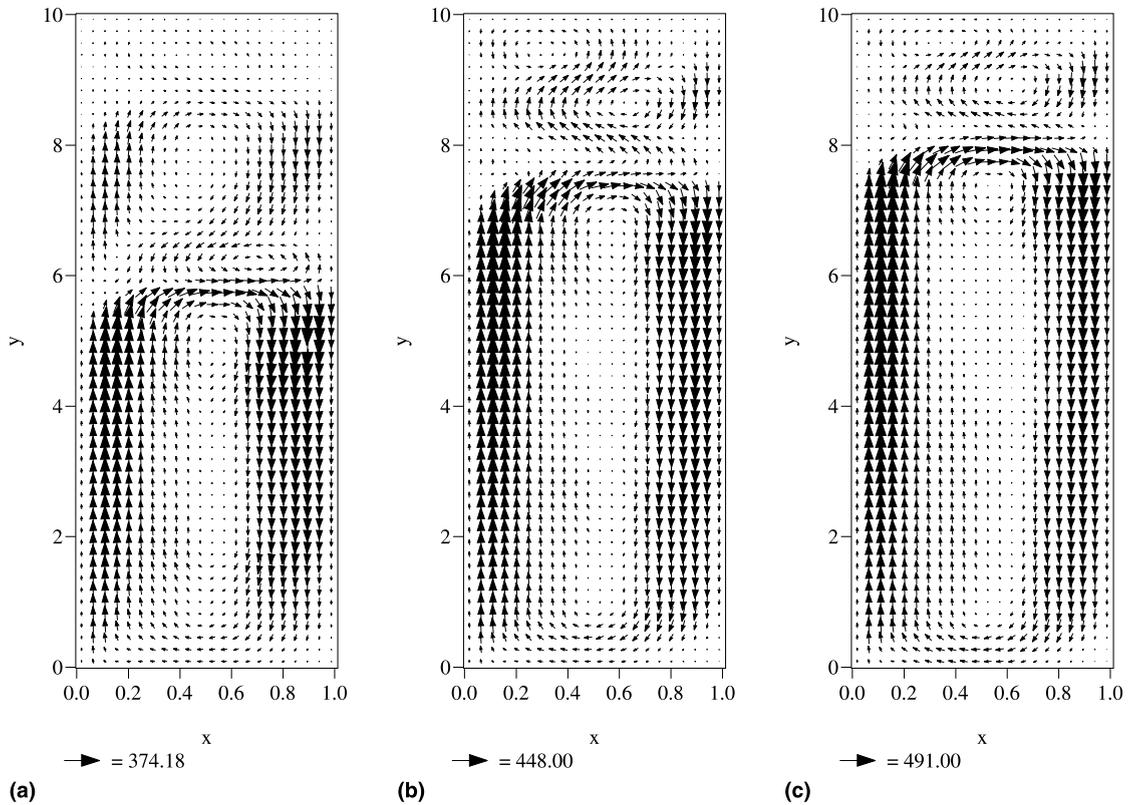


Fig. 6. Description de l'écoulement: champs de vitesse pour trois densités de flux de chaleur différentes: (a) $\dot{q}_f = 400 \text{ W m}^{-2}$; (b) $\dot{q}_f = 800 \text{ W m}^{-2}$; (c) $\dot{q}_f = 1200 \text{ W m}^{-2}$ ($T_a = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, $F_a = 3,33 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$).

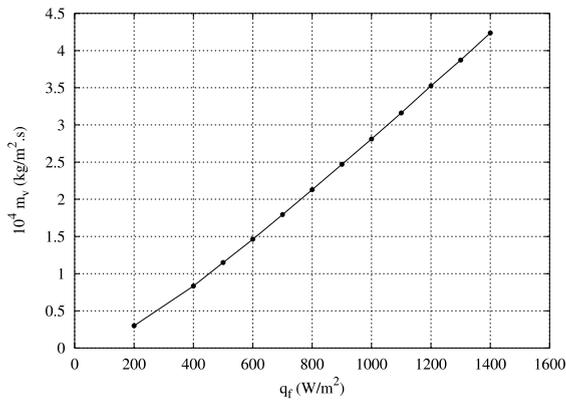


Fig. 7. Débit massique spécifique d'évaporation moyen en fonction de la densité de flux de chaleur ($T_a = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 16 \text{ }^\circ\text{C}$, $F_a = 3,23 \times 10^{-4} \text{ kg s}^{-1}$, $H = 10$).

massique spécifique d'évaporation moyen augmente presque linéairement en fonction de la densité de flux de chauffage. Cette augmentation est d'un facteur 14 lorsque le flux de chauffage passe de 200 à 1400 W m^{-2} . Il

s'agit d'un facteur très important pour la production d'eau pure par cette distillation. Le rendement de la cellule défini par l'équation (46) augmente plus rapidement aux faibles flux de chauffage (Fig. 8) en restant compris dans l'intervalle [0,36–0,73].

5.6. Influence de la température de l'eau d'alimentation

La densité de débit d'évaporation locale \dot{m}_v à une cote y donnée est fonction de la température du film ruisselant \bar{T}_e au point considéré. Nous avons étudié la distribution de ces deux variables le long de la paroi chauffée. La Fig. 9 présente ces distributions pour une densité du flux de chauffage donnée ($\dot{q}_f = 400 \text{ W m}^{-2}$) et pour différentes valeurs de la température de l'eau d'alimentation T_a .

Les courbes de la Fig. 9 montrent que la surface mouillée présente deux zones: l'une est située à l'entrée de la cellule (correspondant à une cote y élevée) où la chaleur absorbée sert à élever la température du film d'eau ruisselant sans créer une évaporation notable. Cela explique l'allure linéaire d'une partie de la courbe de la température. L'autre partie (pour y plus faible) est

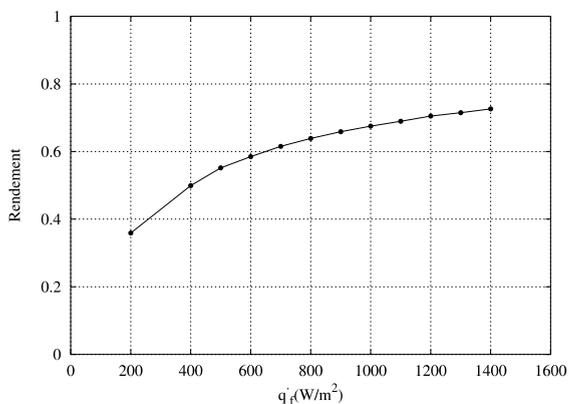


Fig. 8. Rendement de la cellule de distillation en fonction de la densité de flux de chaleur ($T_a = 15$ °C, $T_0 = 16$ °C, $F_a = 3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹, $H = 10$).

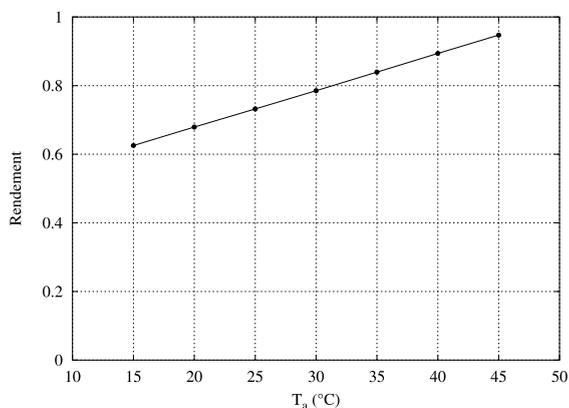


Fig. 10. Rendement de la cellule de distillation en fonction de la température d'alimentation T_a ($T_0 = 16$ °C, $F_a = 3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹, $\dot{q}_f = 702$ W m⁻², $H = 10$).

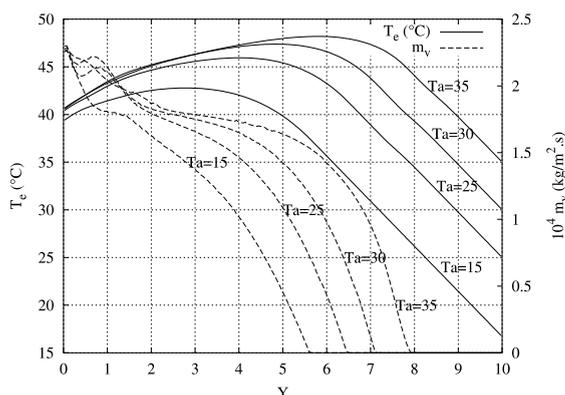


Fig. 9. Distributions de la température et de la densité de flux massique d'évaporation le long de la plaque chauffée pour différentes températures d'alimentation T_a et pour une densité de flux de chaleur $\dot{q}_f = 400$ W m⁻² ($F_a = 3,33 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹, $H = 10$).

le siège d'une évaporation où la majorité de la chaleur fournie est convertie en chaleur latente. Les courbes de cette figure montrent que l'étendue de la surface d'évaporation augmente avec la température de l'eau d'alimentation. L'étendue de la surface réelle d'évaporation dépend de la température d'eau d'alimentation et influence donc le débit massique spécifique moyen de distillation. Ce point est confirmé sur la Fig. 10 qui montre que le rendement proportionnel au débit massique spécifique moyen augmente pratiquement linéairement en fonction de la température de l'eau d'alimentation, et d'environ 50% (de 0,63 à 0,95) lorsque T_a augmente de 15 à 45 °C. Cela montre que l'efficacité de la distillation peut être alors améliorée par utilisation d'une eau préchauffée ou une eau géothermale.

5.7. Influence de la température de la paroi de condensation

Les conditions aux limites thermiques et massiques (17) et (18) au niveau de la paroi de condensation montrent que la température T_0 de cette paroi de condensation est un facteur influent. Le fait d'augmenter la température de la paroi de condensation réduit le gradient de température qui régit les transferts entre les parois actives de la cellule. Nous avons donc calculé le débit spécifique moyen pour des valeurs de T_0 comprises entre 15 et 40 °C. Le rendement de la cellule diminue faiblement d'environ 20% (de 0,63 à 0,53) lorsque la température de la paroi de condensation T_0 augmente de 15 à 40 °C (Fig. 11) et est donc relativement peu sensible à ce facteur.

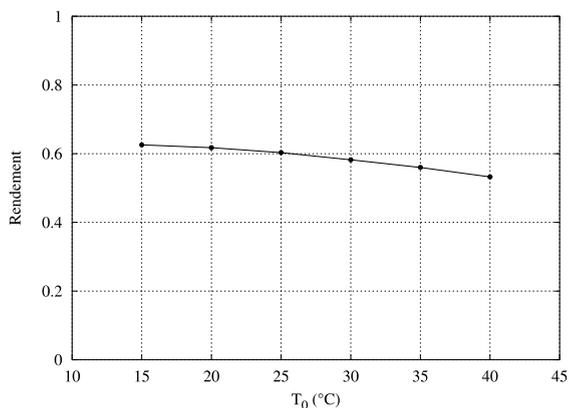


Fig. 11. Rendement de la cellule de distillation en fonction de la température de la paroi de condensation T_0 ($T_a = 15$ °C, $F_a = 3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹, $\dot{q}_f = 702$ W m⁻², $H = 10$).

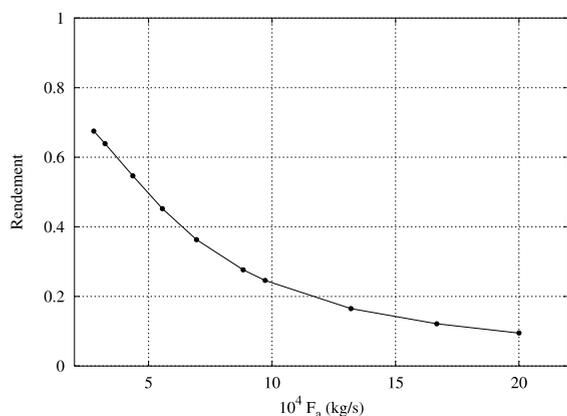


Fig. 12. Rendement de la cellule de distillation en fonction du débit d'alimentation F_a ($T_a = 15$ °C, $T_0 = 16$ °C, $\dot{q}_f = 702$ W m⁻², $H = 10$).

5.8. Influence du débit de l'eau d'alimentation

Une partie du flux de chaleur à la plaque sert à chauffer l'eau ruisselant le long de la paroi. Cette chaleur sensible évacuée par l'eau, correspondant dans l'équation (36) au terme:

$$-\dot{m}c_p \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial y} \delta(y) \quad (48)$$

augmente avec le débit d'alimentation. La densité du flux de chauffage étant constante, la quantité de chaleur qui servira à l'évaporation se trouve alors diminuée. Il s'ensuit qu'une augmentation du débit de l'eau d'alimentation a pour effet de réduire la quantité d'eau dessalée. Le rendement de la cellule de distillation chute très rapidement (de 0,71 à 0,1) lorsque le débit de l'eau d'alimentation augmente de $2,7 \times 10^{-4}$ à 20×10^{-4} kg s⁻¹ (Fig. 12). Il sera donc préférable de travailler à des débits d'eau d'alimentation relativement faibles.

5.9. Influence du facteur de forme

En gardant la même valeur de la hauteur h , nous avons considéré des valeurs de l'épaisseur b comprises entre 2 et 20 cm, de telle manière que le facteur de forme $H = h/b$ prenne des valeurs situées entre 1 et 20. Pour chaque valeur du facteur de forme, nous avons calculé le débit spécifique moyen de distillation. L'influence du facteur de forme H sur le rendement est très faible puisque le rendement augmente seulement de 0,60 à 0,67 lorsque le facteur de forme croît de 1 à 20, ce qui est considérable (Fig. 13). Donc lorsque le facteur de forme passe de 1 à 20, le flux massique d'évaporation proportionnel au rendement n'augmente que de 10% donc varie relativement faiblement. Cette augmentation est la

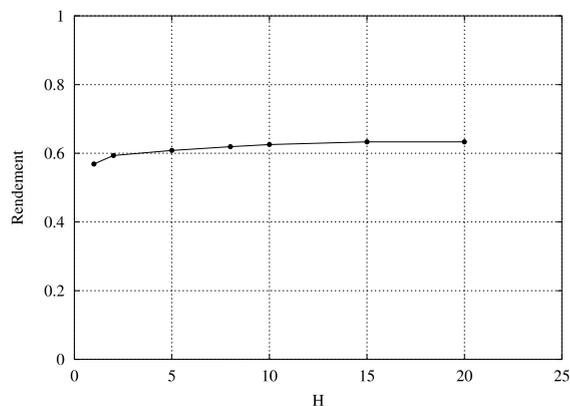


Fig. 13. Rendement de la cellule de distillation en fonction du facteur de forme H ($T_a = 15$ °C, $T_0 = 16$ °C, $F_a = 3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹, $\dot{q}_f = 702$ W m⁻²).

plus forte de 1 à 2, puis elle présente un comportement approximativement linéaire entre 2 et 10 et la croissance est faible au-delà de 15. Cela signifie que l'on peut légèrement améliorer l'efficacité d'une cellule de distillation en réduisant la distance b séparant la plaque d'évaporation de la plaque de condensation. Ce résultat traduit l'intensification des transferts dans une cavité lorsque son facteur de forme prend des valeurs de plus en plus grandes. En effet, le rapprochement des deux parois actives de la cavité a une influence sur l'épaisseur des couches limites, sièges de tous les mécanismes de transferts. Les gradients thermiques et massiques sont alors plus importants et les flux échangés sont plus élevés.

5.10. Caractérisation des transferts thermiques par des nombres adimensionnels

Afin de donner à ces résultats un aspect plus général, nous avons opté pour la description des transferts au sein de la cavité par des nombres adimensionnels.

Le flux de chaleur échangé entre la plaque chauffée et le fluide à l'intérieur de la cavité q_x est la somme de deux flux [8]:

- un flux thermique q_{cv} échangé par convection pure dû à l'établissement d'un gradient thermique selon la direction x ,
- un flux q_l cédé par la plaque sous forme de chaleur latente.

Le nombre de Nusselt moyen, défini par $\overline{Nu} = q_x/q_c$ où q_c est le flux échangé par conduction, apparaît alors comme la somme de deux nombres de Nusselt: $\overline{Nu}_c = q_{cv}/q_c$ qui traduit le transfert convectif pur et $\overline{Nu}_l = q_l/q_c$ caractérisant le transfert thermique qui accompagne le changement de phase. La densité de flux de chaleur \dot{q}_c est estimée par:

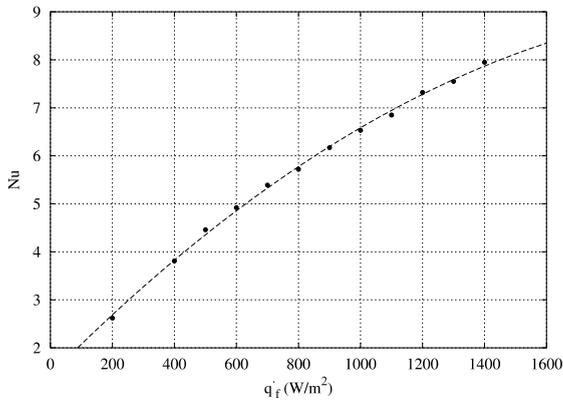


Fig. 14. Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la densité de flux de chaleur.

$$\dot{q}_c = \frac{\lambda_f}{b} (T_c - T_0) \quad (49)$$

où T_c désigne la température moyenne de la plaque d'évaporation. Le nombre de Nusselt moyen a été calculé pour des valeurs de \dot{q}_f allant de 200 à 1400 W m⁻² (Fig. 14). Le nombre de Nusselt moyen augmente d'un facteur 3, en s'infléchissant, lorsque la densité du flux de chauffage varie de 200 à 1400 W m⁻².

6. Comparaison avec les résultats expérimentaux

Nous avons mis au point un dispositif expérimental [5,14] comportant:

- une cellule de distillation ayant les mêmes caractéristiques et les mêmes dimensions (plaques de hauteur $h=0,4$ m, longueur $l=0,4$ m, distance entre plaques $b=0,04$ m) que celle décrite précédemment,
- un système de refroidissement permettant de maintenir la plaque de condensation à la température de référence T_0 ,
- un système de chauffage basé sur l'utilisation de résistances en feuilles de carbone permettant de travailler à flux constant.

L'eau saumâtre d'alimentation ruisselle non pas directement sur la plaque chauffée, ce qui entraînerait des problèmes de mouillage de la surface, mais sur un tissu très mince adhérent à la paroi ce qui améliore nettement l'homogénéité de la répartition d'eau. La circulation de l'eau sur ce tissu se fait donc simultanément par capillarité et gravité.

Afin de pouvoir confronter les résultats expérimentaux avec ceux de simulation, les paramètres de l'expérience, tels que le débit et la température de l'eau d'alimentation, ont été fixés à des valeurs approximativement égales aux valeurs considérées lors de la simu-

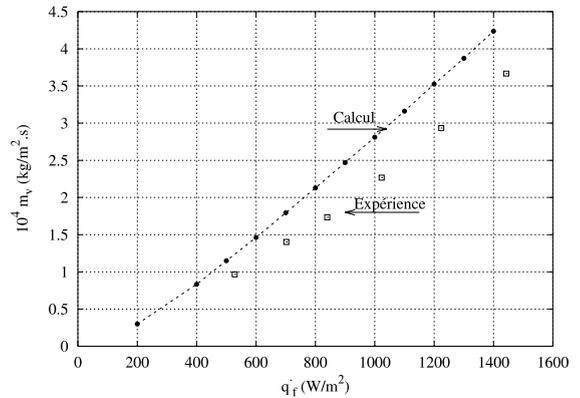


Fig. 15. Comparaison des débits massiques spécifiques d'évaporation moyens obtenus par simulation (●) et globaux obtenus expérimentalement (□) en fonction de la densité de flux de chaleur ($T_a = 15$ °C, $T_0 = 16$ °C, $F_a = 3,23 \times 10^{-4}$ kg s⁻¹).

lation numérique. Nous avons mesuré, en régime permanent, le débit massique de distillation pour différentes valeurs de la densité du flux de chauffage \dot{q}_f . En divisant par la surface de la plaque chauffée, le débit massique spécifique global expérimental a été obtenu. Le débit massique spécifique global issu des expériences est comparé au débit massique spécifique moyen issu de la simulation pour des densités de flux comprises entre 400 et 1400 W m⁻² (Fig. 15). Nous aurions pu aussi bien montrer des courbes de rendement, mais les courbes présentent un aspect asymptotique plus marqué lorsque la densité de flux augmente.

Les deux courbes de la Fig. 15 présentent la même allure bien que la courbe de simulation soit systématiquement au-dessus de celle expérimentale. L'écart entre les deux courbes est faible aux basses densités de flux thermique, et augmente très légèrement avec la densité de flux thermique. Cet écart peut être expliqué par les hypothèses adoptées que les pertes thermiques au niveau de la plaque d'évaporation sont supposées négligeables et que le flux de chauffage est transmis en totalité au film liquide. Le débit massique évaporé prédit est ainsi légèrement sur-estimé. Néanmoins, l'accord global entre les résultats expérimentaux et ceux de la résolution numérique est relativement satisfaisant (écart maximum 16%).

7. Conclusion

L'étude a d'abord été réalisée en simulation concernant les transferts combinés de chaleur et de masse qui accompagnent l'évapo-condensation dans une cavité parallépipédique dont les parois actives sont constituées par deux plaques verticales: l'une sur laquelle ruisselle un film d'eau est soumise à un flux de chauffage,

l'autre est maintenue à température constante. Elle a permis de calculer des champs de température, de concentration et de vitesse en représentation bidimensionnelle à l'intérieur de la cavité pour différentes densités de flux de chaleur. Des zones à fort gradient de température et de concentration ont été mises en évidence ainsi que des zones de recirculation en nombre variable selon la densité de flux de chaleur. Le débit d'évaporation croît presque linéairement en fonction de la densité de flux de chaleur appliquée. Le rendement de la cellule est très sensible au débit d'alimentation, relativement sensible à la température d'alimentation et à la densité de flux de chauffage lorsque cette dernière est faible, peu sensible à la température de la paroi de condensation et au facteur de forme. L'influence des principaux paramètres opératoires de la cellule de distillation a ainsi été mise en évidence. Cette étude nous permet de montrer que l'on peut intensifier les transferts thermiques et massiques au sein de la cavité de distillation, donc améliorer son rendement en agissant de la manière suivante: augmenter la densité de chauffage, élever la température de l'eau d'alimentation, alimenter le film ruisselant avec de faibles débits, abaisser la température de la paroi de condensation et augmenter le facteur de forme de la cavité en rapprochant ses parois actives.

Une étude expérimentale a permis de valider les résultats obtenus en simulation par la comparaison du débit évaporé en fonction de la densité de flux de chaleur. A densité de flux de chaleur faible, la concordance des résultats est très bonne; lorsque la densité de flux augmente, le débit évaporé est légèrement sur-estimé.

Remerciements

Les auteurs reconnaissent l'appui du Ministère Français des Affaires Etrangères à travers le contrat CMCU/96F1316.

References

- [1] C. Ouhaes, R. Ouhaes, P.L. Goff, J.L. Goff, Un distillateur solaire multi-étagé à film capillaire, Journées Internationales de Thermique, Lyon, 1987, vol. 2, pp. 709–716.
- [2] O.V. Trevisan, A. Bejan, Combined heat and mass transfer by natural convection in a vertical enclosure, *J. Heat Transfer* 109 (1987) 104–110.
- [3] H.K. Wee, R.B. Keey, M.J. Cunnigham, Heat and moisture transfer natural convection in a rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer* 32 (1989) 1765–1778.
- [4] W.M. Yan, T.F. Lin, Combined heat and mass transfer in natural convection between vertical parallel plates with film evaporation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990) 529–541.
- [5] S. Ben Jabrallah, Transferts couplés de chaleur et de masse dans une cavité: application à une cellule de distillation, Ph.D. thesis, Université de Tunis, 1998.
- [6] A. Bejan, *Heat Transfer*, Wiley, New York, 1993.
- [7] T. Kumada, *Handbook of Heat and Mass Transfer*, Gulf Publishing Company, 1986, pp. 232–259 (Chapter: Principles of heat and mass transfer with liquid evaporation).
- [8] D.J. Nelson, B.D. Wood, Fully developed combined heat and mass transfer natural convection parallel plates with asymmetric boundary conditions, *Int. J. Heat Mass Transfer* 32 (1989) 1789–1792.
- [9] S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York, 1980.
- [10] R.C. Reid, J.M. Prausnitz, B.E. Poling, *The Properties of Gases and Liquids*, fourth ed., McGraw-Hill, Boston, 1987.
- [11] C.L. Yaws, *Chemical Properties Handbook: Physical, Thermodynamic, Environmental*, McGraw-Hill, New York, 1998.
- [12] F. Kreith, M.S. Bohn, *Principles of Heat Transfer*, fifth ed., PWS, Boston, 1993.
- [13] E.N. Fuller, P.D. Schettler, J.C. Giddins, A new method of prediction of binary gas-phase diffusion coefficients, *Ind. Eng. Chem.* 58 (1966) 17–19.
- [14] S. Ben Jabrallah, A. Belgith, A. Jeday, P.L. Goff, Etude expérimentale de l'évaporation naturelle dans une cavité fermée, in: 2ème Conférence Maghrébine de Génie des Procédés, 1996, pp. 139–143.