

TRANSFERT THERMOSOLUTALE EN CONVECTION NATURELLE INSTATIONNAIRE ENTRE ENCEINTES RECTANGULAIRES AVEC TRANSVASEMENT EN PRESENCE D' UN VOLUME D'EAU SURMONTE PAR DE L'AIR

A. Djimli⁽¹⁾, S. Maamir⁽¹⁾ et B. Zeghmati⁽²⁾

⁽¹⁾ Faculté des Sciences de l'ingénieur, Université M'Hamed BOUGARA, Boumerdès, Algérie.

⁽²⁾ Laboratoire de Mathématique et Physiques des Systèmes- Groupe de Mécanique Energétique (MEPS-GME), Université de Perpignan, 52, avenue Paul Alduy 66860 Perpignan Cedex, France.

E-mail : djimli_ahmed@live.fr

Résumé :

Nous présentons une étude numérique bidimensionnelle des transferts couplés de chaleur et de masse en convection naturelle qui se déroulent au sein de deux cavités rectangulaires horizontales. La base de l'une des enceintes est soumise à un flux de chaleur de densité constante et à une diffusion de vapeur d'eau dans l'air. La base de la seconde est thermiquement isolée. Les faces externes de ces cavités échangent de la chaleur par conduction, convection et rayonnement avec le milieu environnant. Dès que les régimes permanents des écoulements au sein des enceintes sont obtenus, le transvasement s'effectue à travers un orifice situé dans la paroi commune. Cette paroi commune est en outre soumise à un transfert de chaleur par conduction. La discrétisation des équations est basée sur la méthode des volumes finis et le couplage vitesse-pressure est effectué à l'aide de l'algorithme SIMPLER. L'effet de ce transvasement, en fonction de la dimension et de la position de l'orifice, sur l'évolution temporelle des écoulements, sur les transferts thermiques et solutaux et donc sur le conditionnement de cet espace annexe y est présenté et des corrélations sont proposés.

Mots clés : Convection naturelle, transfert thermique et de masse, diffusion de vapeur.

NOMENCLATURE

D	Coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air	Sc	nombre de Schmidt	$Sc = \nu / D$
Gr	Nombre de Grashoff	q	Flux de chaleur de densité uniforme	
h_c, h_r	coefficients d'échange convectif, radiatif.	<i>Symboles grecs</i>		
Le	Nombre de Lewis	β	Coefficient d'expansion	
$Le = Sc / Pr = a / D$		ε	Émissivité de la paroi	
L_v	Chaleur latente de vaporisation	λ	Conductivité thermique	
Nu	Nombre de Nusselt	ν, μ	viscosité dynamique, cinématique	
Num	Nombre de Nusselt moyen	<i>Indices et exposants</i>		
Pr	Nombre de Prandtl	amb	Ambiant	
$Pr = \nu / a = \nu Cp / \lambda$		a	Diffusivité thermique air	
Ra	Nombre de Rayleigh	mat	Matériau	
Sh	nombre de Sherwood	p	Paroi	
Shm	nombre de Sherwood moyen	s	solutale	
		T	Thermique	
		vs	Vapeur saturante	

1 INTRODUCTION

La convection naturelle laminaire thermosolutale au sein d'enceintes, intéressent divers domaines d'applications (thermique du bâtiment,...) [1 à 3]. Les échanges avec transvasement sont notamment utilisés dans le conditionnement d'ambiance de locaux

annexes industriels, où de salles (vestiaires de piscines,...), à faible taux d'occupation. L'effet de ce transvasement et la position de l'orifice sur la structure temporelle des écoulements bidimensionnels, le transfert thermique et massique et donc le sue le conditionnement de cet espace annexe y est présenté.

2 MODELISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE

Avant l'ouverture de l'orifice de transvasement, à l'instant t_0 , l'air évolue dans les des deux espaces confinés. L'application dans la première enceinte d'un flux de chaleur de densité uniforme constant q sur le fond de l'enceinte FIG.1, et des échanges par conduction, rayonnement et convection entre les parois et le milieu extérieur entraîne une convection naturelle thermique et massique.

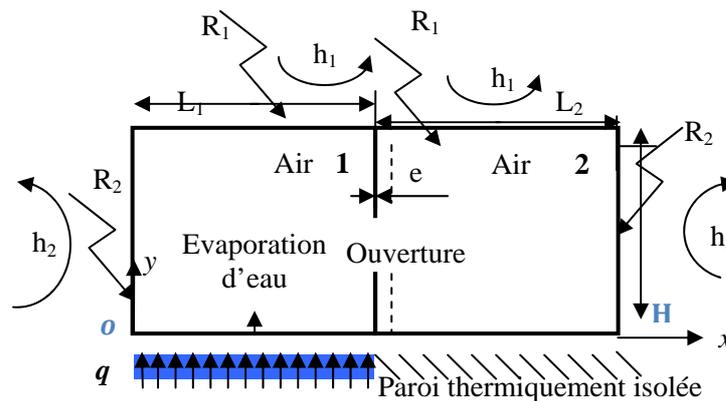


figure .1 - Schéma du modèle physique.

L'écoulement dans la seconde enceinte résulte de la combinaison des échanges par conduction, rayonnement et convection entre les parois et le milieu extérieur et du transfert de chaleur par conduction à travers la paroi. Les champs de températures, concentrations et de vitesses obtenus, lorsque les régimes permanents des écoulements dans les deux enceintes sont établis, sont utilisés comme conditions initiales du modèle avec transvasements. Le transvasement s'effectue à l'instant $t > t_0$.

(i) Les écoulements sont supposés bidimensionnels et laminaires. (ii) Les fluides sont incompressibles, à propriétés constantes, et obéissent à l'approximation de Boussinesq. (iii) Les termes de dissipations visqueuses, de thermodiffusion et de diffusion barométrique sont négligés.

Les équations adimensionnelles de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de la chaleur et de la diffusion dans l'air des enceintes, pour les modèles avec et sans transvasements, s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V u) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nabla \cdot (\mu \nabla u) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V v) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nabla \cdot (\mu \nabla v) + \rho g [\beta_T (T - T_0) + \beta_C (C - C_0)] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V T) = \frac{\lambda}{c_p} \nabla \cdot (\nabla T) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V C) = D \nabla \cdot (\nabla C) \quad (5)$$

Ces équations sont associées aux conditions aux limites :

- $x = 0$ et $x = L_1 + L_2$, $0 < y < H$

$$U = V = 0, \frac{\partial C}{\partial x} = 0, -\lambda_{\text{mat}} \frac{\partial T_p}{\partial x} = (h_R(y) + h_c(y))(T_{\text{amb}} - T_p) \quad (6)$$

- Avec $h_R(y) = \varepsilon \sigma_0 (T_{\text{amb}}^2 + T_p^2)(T_{\text{amb}} + T_p)$ et $h_c(y) = \frac{\lambda Nu(y)}{y}$

$$Nu(y) = \frac{3}{4} \frac{\text{Pr}^{0.5}}{2.5(0.5 + \text{Pr} + \text{Pr}^{0.5})} (\text{Pr} Gr(y))^{0.25}, Gr(y) = \frac{gy^3(T_{\text{amb}} - T_p)}{\nu^2 T_{\text{amb}}} \quad [5] \quad (7)$$

- $0 < x < L_1 + L_2$, $y = H$ $U = V = 0$, $\frac{\partial C}{\partial y} = 0$, $-\lambda_{\text{mat}} \frac{\partial T_p}{\partial y} = (h_R(y) + h_c(y))(T_{\text{amb}} - T_p)$

$$\text{Avec } h_R(x) = \varepsilon \sigma_0 (T_{\text{amb}}^2 + T_p^2)(T_{\text{amb}} + T_p) \text{ et } h_c(x) = \frac{\lambda Nu(x)}{x}$$

$$Nu(y) = \frac{\text{Pr}^{0.5}}{(0.25 + 1.5 \text{Pr}^{0.5})(\text{Pr} Gr(y)/5)^{0.2}}, Gr(x) = \frac{gx^3(T_p - T_{\text{amb}})}{\nu^2 T_{\text{amb}}} \quad (8)$$

- $x = L_1$: Transfert de chaleur par conduction à travers la paroi solide verticale

$$y = 0, 0 < x < L_1 \quad V = D \frac{\partial C}{\partial y}, q = -\lambda \frac{\partial T_p}{\partial x} \Big|_{y=0} - \rho L_v D \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

$$C_{\text{interface}} = 0.622 \frac{P_{\text{vs}}}{P - P_{\text{vs}}} \quad (9)$$

Et aux conditions initiales :

- $t < t_0$: Paroi intérieure sans ouverture et application du flux de chaleur q .

$$U = V = 0, T = T_{\text{initiale}}, C = C_{\text{initiale}}.$$

- $T > t_0$: Paroi intérieure avec ouverture. Les résultats relevés, en considérant que les écoulements dans les deux enceintes s'effectuent au sein d'espaces confinés, lorsque les régimes permanents sont obtenus, sont utilisés pour l'initialisation de l'étude numérique du modèle avec transvasement.

3 METHODE NUMERIQUE

La méthode numérique des volumes finis est employée pour discrétiser les équations différentielles adimensionnelles du modèle mathématique. L'algorithme SIMPLER [6] est utilisé pour la résolution de ces systèmes d'équations discrétisées. La solution converge lorsque les bilans de conservation de masse et d'énergie sont satisfaits. Le régime permanent est supposé atteint lorsque l'écart entre deux nombres de Nusselt calculés pour deux pas de temps successifs est inférieur à 10^{-4} . Les nombres de Nusselt et de Sherwood sont calculés à la zone de diffusion de vapeur d'eau. Le code de calcul élaboré a été validé en comparant nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux et numériques [1,7 et 8].

4 RESULTATS ET DISCUSSION

Nos calculs ont été effectués pour une densité de flux de chaleur appliqué à la paroi inférieure de l'enceinte variant entre 1 et 200 W m^{-2} et un pas de 25 W m^{-2} et ce pour des nombres de Rayleigh thermique variant de $Ra_T = 2.10^5$ à $Ra_T = 1.10^8$.

4.1 Sans transvasement

Nous remarquons un écoulement bicellulaire dans la première enceinte, dû à l'utilisation de conditions aux limites symétriques, similaire aux résultats obtenus par Rayane *et al.* [9]), FIG. 2.b. Les conditions imposées à ce modèle sont en effet proches. Le mouvement dans la deuxième enceinte, est quant à lui mono cellulaire.

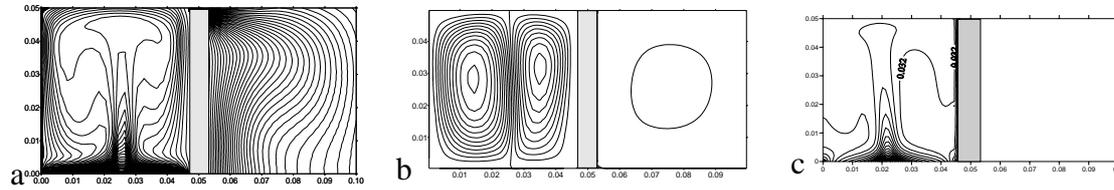


Figure. 2 – a) Isothermes b) Lignes de courant c) Iso concentrations
Régime Permanents – $q = 100 \text{ W/m}^2$ - Sans transvasements

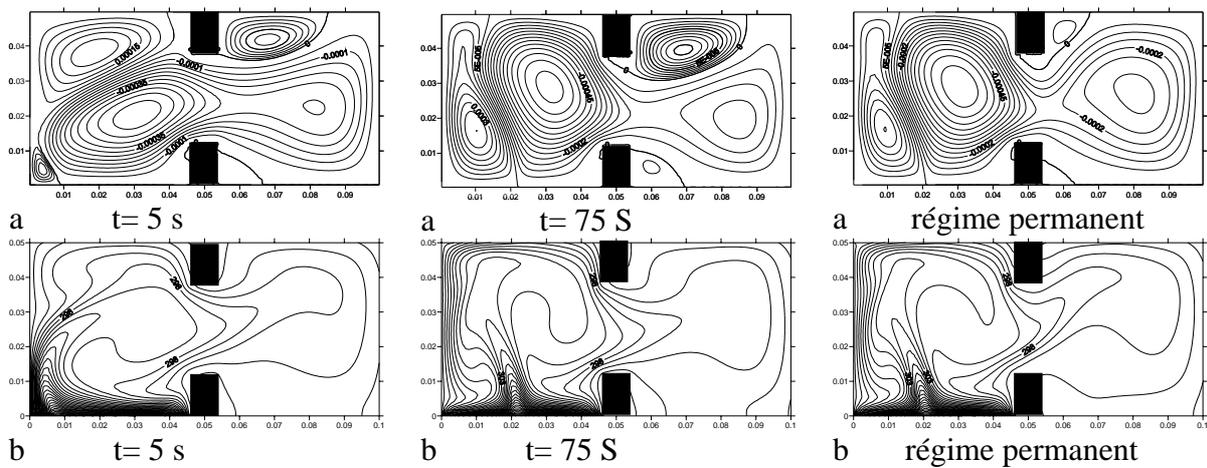
4.2 Avec transvasement

L'évolution temporelle de la structure des écoulements est représentée sur l'ensemble des figures - FIG.3.a. À l'initialisation du transvasement nous obtenons une combinaison de mouvements cellulaires au sein des enceintes, FIG. 3.a. L'intensité des échanges qui s'effectuent au sein de l'enceinte 1 entraîne un accroissement des mouvements convectifs au sein de l'enceinte 2. Le flux imposé à la surface inférieure engendre une intense évaporation de l'eau qui se traduit en forces de poussées solutales importantes. Ces forces vont conduire l'écoulement.

A l'instant $t = 5 \text{ s}$, la structure des écoulements est bicellulaire verticale au sein de l'enceinte 1. On remarque la présence d'une zone de recirculation au-dessus du transvasement dans la seconde enceinte.

A l'instant $t = 75 \text{ s}$ les transferts de masse décroissent et les forces de poussées thermiques deviennent prépondérantes vis-à-vis des forces d'origines solutales. La structure des écoulements devient bicellulaire horizontale et se stabilise en atteignant le régime laminaire.

L'intensité de la zone de recirculation située au-dessus de l'orifice de transvasement dans la deuxième enceinte diminue et cette zone disparaît lorsque le régime permanent est atteint.



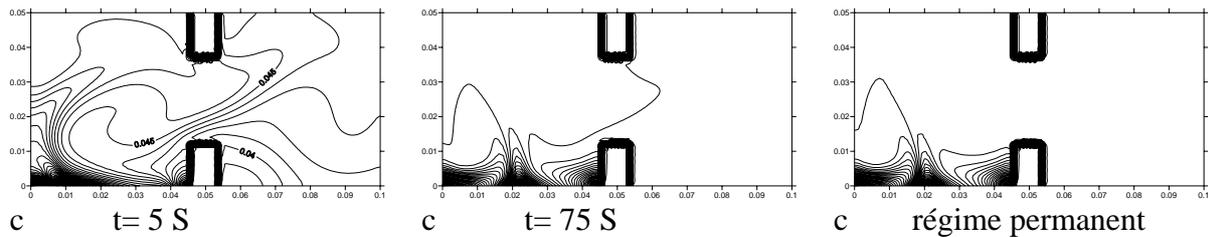


figure. 3 – a) Lignes de courant b) Isothermes c) Iso concentrations
 $q = 100 \text{ W/m}^2$ - avec un transvasement au milieu

4.3 Effet de la position et de l'intensité du transvasement

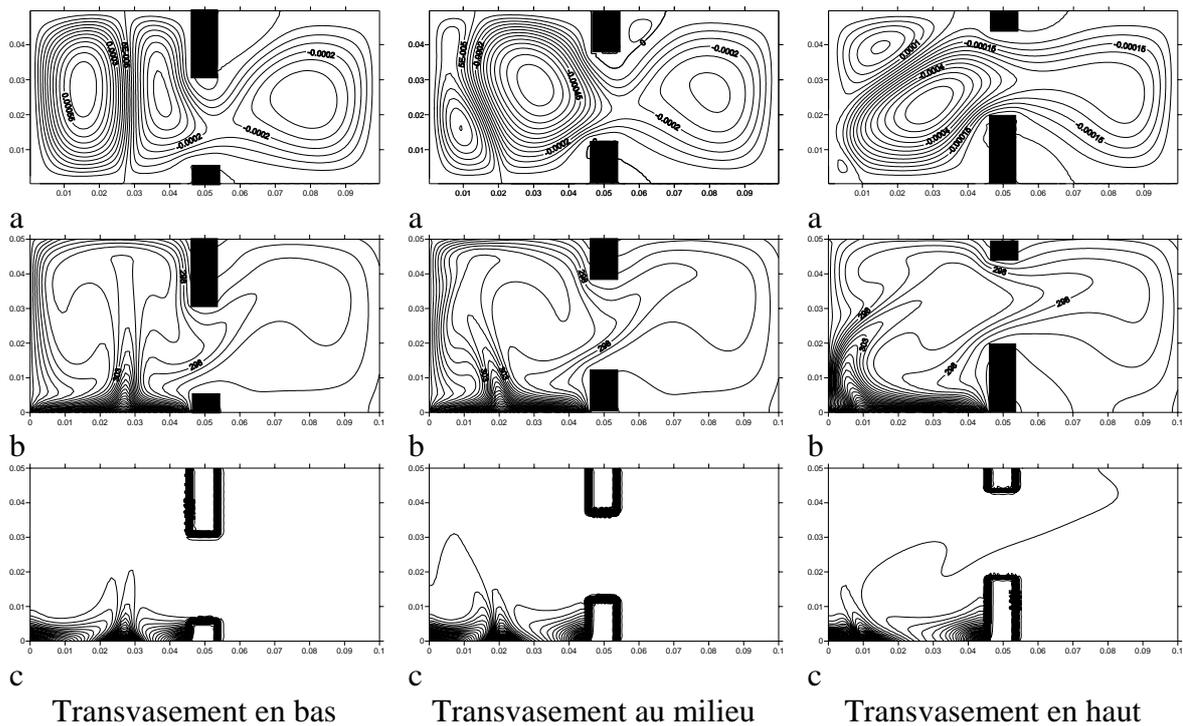


FIG. 4 – a) Lignes de courant b) Isothermes c) Iso concentrations
 $q = 100 \text{ W/m}^2$ - avec un transvasement au milieu

L'accroissement du flux imposé à la base de l'enceinte 1 s'accompagne d'une intensification de la convection naturelle au sein des enceintes. Cette intensification des transferts est représentée par l'évolution des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens, en fonction respectivement des nombres de Rayleigh thermiques Ra_T , FIG. 4, et solutaux Ra_S , FIG. 5.

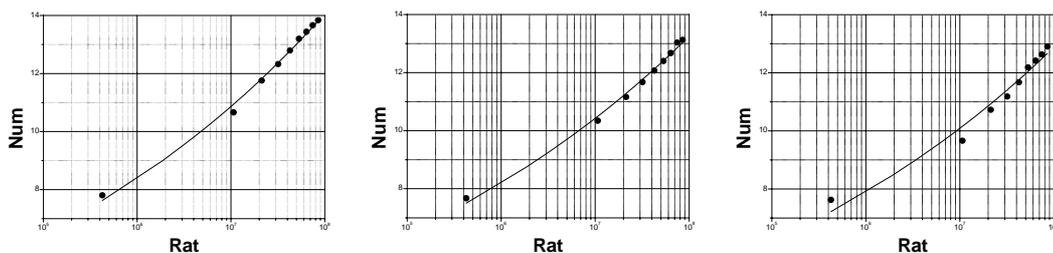


Figure . 4 Nombres de Nusselt et de Sherwood moyens en fonction des nombres de Rayleigh thermiques Ra_T

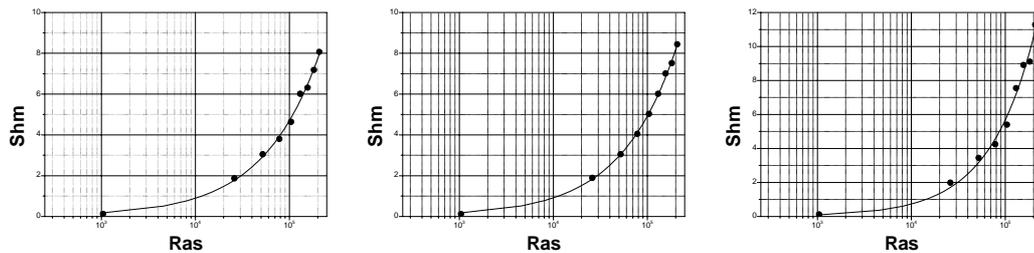


Figure . 5 Nombres de Nusselt et de Sherwood moyens en fonction des nombres de Rayleigh solutaux Ra_s .

Les graphes présentés, FIG. 4, indiquent que

- Les transferts thermiques sont plus intenses pour une position basse de l'orifice du transvasement,
- Les transferts massiques sont plus importants pour une position haute de l'orifice du transvasement,

Le lissage de ces courbes mène aux expressions :

Position basse de l'orifice de transvasement $\overline{Nu} = 1.78012Ra_T^{0.11222}$, $\overline{Sh} = 0.00118Ra_S^{0.72025}$

Position médiane de l'orifice de transvasement $\overline{Nu} = 1.94644Ra_T^{0.10413}$, $\overline{Sh} = 0.00107Ra_S^{0.73258}$

Position haute de l'orifice de transvasement $\overline{Nu} = 1.82729Ra_T^{0.10601}$, $\overline{Sh} = 0.0019Ra_S^{0.89395}$

5 CONCLUSION

Aux premiers instants, sans transvasements, les écoulements sont respectivement bicellulaires au sein de l'enceinte 1 et monocellulaire au sein de l'enceinte 2. Les conditions imposées sur la base de l'enceinte 1 influent notablement sur structure de l'écoulement au sein de l'enceinte 2. La convection naturelle au sein des enceintes est d'autant plus intense que la densité du flux de chaleur imposée à la base de l'enceinte 1 est élevée. Nous obtenons des conditions d'ambiance proche

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] De Vahl Davis, G. 1968, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **11**, 1675-1693.
- [2] De Vahl Davis, G. 1983, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **3**, 227-248.
- [3] Hadjadj, A., Maamir, S., Zeghmami, B., Gupta, G. 1999, *International Journal of Ambient Energy*, **20** n°3, 159-166.
- [4] Maamir, S., Zeghmami, B., Hadjadj, A., Rondot, D. 2000, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **78** n°2, 293-303.
- [5] Chen, T. S., Tien, H. C., Armaly, B. F. 1986, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **29** n°10, 1465-1478.
- [6] Patankar, S. V. 1980 *Numerical heat transfer and fluid flow* (ed. Hemisphere).
- [7] Y Kamotani, J.S Wang, S. Ostrach, H. D. Jiang, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **28** n°1, 165-173
- [7] Y Kamotani, J.S Wang, S. Ostrach, H. D. Jiang, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **28** n°1, 165-173
- [8] H. Han, T. H. Kuehn, , *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **34** n°2, 461-471
- [7] Rayane, T., Maamir, S., Zeghmami, B. 2005, 12^{ème} J.I.T.H, 339-342, Tanger.