

Séchage d'un milieu poreux soumis à un écoulement turbulent

Dalel HELEL , Besma GRABA , Nizar LEFI, Nouredine BOUKADIDA

Laboratoire d'Energie et de Matériaux,

Ecole Supérieure des Sciences et de la Technologie de Hammam Sousse, Tunisie

E-mail: Heleldalel@yahoo.fr

Résumé - Ce travail consiste à étudier numériquement les transferts de chaleur et de masse lors du séchage d'un milieu poreux non saturé et indéformable ayant les caractéristiques d'une brique. Ce milieu est placé à l'intérieur d'un canal horizontal exposé à un écoulement turbulent en convection forcée d'un mélange air-vapeur d'eau. Nous présentons essentiellement dans ce travail l'évolution spatio-temporelle des différents paramètres à l'intérieur du milieu poreux, à l'interface et dans le fluide asséchant. La prise en compte de la variabilité des coefficients locaux d'échange thermique et massique permet de mieux cerner et bien comprendre les mécanismes des transferts de chaleur et de masse au sein du milieu poreux et dans le fluide asséchant au cours du processus de séchage.

Nomenclature

C_v	concentration en vapeur (ρ_v/ρ_g)	T	température, K
C_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
D_v	coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$	ε	fraction volumique
h_t	coefficient de transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $Kg.m^{-3}$
h_m	coefficient de transfert massique, $m.s^{-1}$	μ	viscosité dynamique, $Kg.m^{-1}.s^{-1}$
k	énergie cinétique turbulente, $m^2.s^{-2}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
K	Perméabilité intrinsèque, m^2	σ	constante de Stefan-Boltzmann
\dot{m}	taux de masse évaporée, $Kg.m^{-2}.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
Re	nombre de Reynolds	a	air sec
u	vitesse longitudinale, $m.s^{-1}$	eff	effective
v	vitesse transversale, $m.s^{-1}$	g	mélange gazeux
P	pression, Pa	l	liquide
P_c	pression capillaire, Pa	t	turbulent
S	saturation	v	vapeur d'eau
T	température, K	o	ambient
t	temps, s	s	solide
ΔH_{vap}	chaleur latente de vaporisation, $J.Kg^{-1}$	ini	initial

1. Introduction

Les transferts couplés de chaleur et de masse au sein d'un milieu poreux interviennent dans des nombreux processus naturels ou industriels, à des échelles fortement variables (champs pétroliers, alimentation hydrique des plantes, séchage des produits ou des matériaux de construction, etc.). Dans une application du type séchage, la principale préoccupation des industriels et des chercheurs est donc de mettre au point de nouvelles techniques permettant d'améliorer la qualité du produit à sécher tout en optimisant la consommation d'énergie. Pour atteindre cet objectif il faut maîtriser les différents mécanismes complexes des transferts de chaleur et de masse à l'intérieur du milieu poreux et dans le fluide asséchant au cours de l'opération de séchage. Parmi les études scientifiques approfondies menées sur les processus mis en œuvre lors d'une opération de séchage et sur l'étude des principaux procédés de séchage, nous citons les travaux de Basilico et al. [1] qui traitent la formulation mathématique

du problème et de P. Perré et al.[2] qui sont intéressés aux phénomènes des transferts de chaleur et de masse à l'intérieur du bois, et à son couplage avec les conditions externes lors d'un séchage par convection forcée à basse et à haute température. Mobarki et al. [3-4] ont développé un modèle mathématique qui gouverne les transferts de chaleur et de masse durant le séchage convectif et convectif-radiatif d'un milieu poreux non saturé. Le but principal de ce modèle est de résoudre des problèmes numériques rencontrés au moment de l'apparition d'un front du séchage lorsque l'opération du séchage est faite à hautes température et concentration en vapeur d'eau ambiantes. Dans le même thème Helel et al. [5] ont étudié le transfert de chaleur et de masse par convection forcée lors du séchage d'un milieu poreux par un écoulement laminaire d'air humide dans un canal horizontal. Ils ont principalement montré que la variabilité spatiotemporelle des coefficients des transferts de chaleur et de masse affecte sensiblement les profils de la température, de la pression et de la saturation en eau dans le milieu poreux au cours de processus du séchage.

Le présent travail consiste à étudier numériquement les transferts bidimensionnels de chaleur et de masse pour simuler le processus de séchage d'un milieu poreux non saturé exposé à un écoulement turbulent en convection forcé à l'intérieur d'un canal horizontal.

2. Position du problème

Le système étudié est formé d'une plaque poreuse horizontale de longueur 4m et de faible épaisseur 1.2 cm, ayant les caractéristiques d'une brique dont les caractéristiques sont représentés dans le tableau suivant :

Porosité	Densité	Chaleur spécifique	Perméabilité intrinsèque	Conductivité Thermique
ϵ	ρ_s	C_{ps}	K	λ_s
	kg.m^{-3}	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	m^2	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
0.26	2600	879	$2.5 \cdot 10^{-4}$	1.44

Tableau 1 : Caractéristiques physique du milieu poreux

Cette plaque poreuse est constituée d'une matrice solide inerte et indéformable d'une phase liquide (eau pure) et d'une phase gazeuse contenant de l'air sec et de la vapeur d'eau. La face haute de la plaque poreuse représente la paroi basse d'un canal plan horizontal de longueur 4m. Cette plaque est exposée à un écoulement convectif forcé rentrant dans le canal dont les paramètres ambiants (pression, température et concentration en vapeur d'eau) sont contrôlés. Les parois basse et haute du canal sont écartées d'une distance de 10cm. Les trois autres faces de la plaque sont considérées adiabatiques et imperméables à la matière. Le milieu poreux est initialement isotherme et en équilibre hydrostatique.

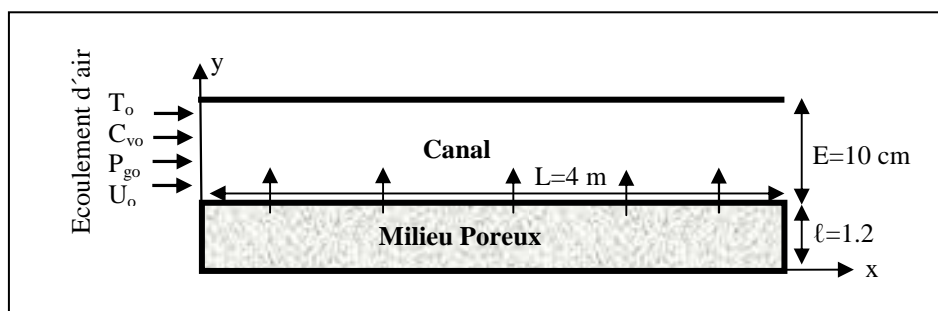


Figure 1: Configuration géométrique du système

3. Formulation

3.1. Equations de conservation

Dans le cadre des hypothèses citées et en tenant compte de la variation des propriétés thermo-physiques du gaz, les équations de conservation s'écrivent:

3.1.1 Dans le canal

Les équations exprimant la conservation de la masse, la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces du fluide dans le canal sont représentées comme suit :

$$\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_g u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho_g v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p_g}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_g + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (2)$$

$$\rho_g c_{pg} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda_g + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \rho_g (D_v + D_t) (c_{pv} - c_{pa}) \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial C_v}{\partial y} \quad (3)$$

$$\rho_g u \frac{\partial C_v}{\partial x} + \rho_g v \frac{\partial C_v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho_g (D_v + D_t) \frac{\partial C_v}{\partial y} \right] \quad (4)$$

Le modèle utilisé est le modèle k-ε à bas nombre de Reynolds de Launder et Sharma [6] dont l'efficacité a été prouvée dans plusieurs études d'écoulements turbulents. L'équation de l'énergie cinétique turbulente et l'équation du taux de dissipation turbulentes sont les suivantes :

$$\rho_g u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho_g v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu_g + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho_g \varepsilon \quad (5)$$

$$\rho_g u \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x} + \rho_g v \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu_g + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} \right] + C_1 f_\mu \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} - \rho_g C_2 f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + E \quad (6)$$

avec μ_t est la viscosité turbulente définie par: $\mu_t = \frac{C_\mu f_\mu \rho_g k^2}{\tilde{\varepsilon}}$

où f_μ est une fonction d'amortissement dépendante de la viscosité.

$$E = 2\mu_g \mu_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, f_\mu = \exp \left[\frac{-3.5}{(1 + Re_t/50)^2} \right], f_1 = 1.0, f_2 = 1 - 0.3 \exp(Re_t^2) \text{ et } Re_t = \frac{k^2}{\nu \tilde{\varepsilon}}$$

Les valeurs des constantes empiriques [6] sont présentées dans le tableau suivant:

C_μ	σ_k	σ_ε	C_1	C_2
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

Tableau 2 : constantes du modèle de turbulence

3.1.2. Dans le milieu poreux

- Lois de Darcy pour les phases et gazeuse à l'intérieur du milieu poreux :

$$\bar{V}_l = -\frac{KK_l}{\mu_l} \left[\nabla (\bar{P}_g^g - P_c) + \bar{\rho}_l^l g \right] \quad (7)$$

$$\bar{V}_g = -\frac{KK_g}{\mu_g} \nabla (\bar{P}_g^g) \quad (8)$$

-Equations macroscopiques de conservation de la masse :

$$\text{pour la phase liquide : } \frac{\partial \bar{\varepsilon}_l}{\partial t} + \nabla (\bar{V}_l) = -\frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (9)$$

$$\text{pour la phase vapeur : } \frac{\partial \bar{\rho}_v}{\partial t} + \nabla (\bar{\rho}_v^g \bar{V}_v) = \dot{m} \quad (10)$$

$$\text{pour la phase gazeuse : } \frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \nabla (\bar{\rho}_g^g \bar{V}_g) = \dot{m} \quad (11)$$

- Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho C_p T}) + \nabla \left[\left(\bar{\rho}_l^l C_{pl} \bar{V}_l + \sum_{k=a,v} \bar{\rho}_k^g C_{pk} \bar{V}_k \right) \bar{T} \right] = \nabla (\lambda_{eff} \nabla \bar{T}) - \Delta H_{vap} \dot{m} \quad (12)$$

3.2 Conditions initiales et aux limites

Initialement la pression du mélange gazeux, la température et la teneur en liquide sont uniformes à l'intérieur du milieu poreux.

A l'entrée du canal la température, la pression et la concentration en vapeur d'eau de l'écoulement libre sont constantes et uniformes. Les conditions pour k et ε à la surface des parois sont données par He et al. : $k_i = 0$ et $\dots \varepsilon_i = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right)$

Les flux de chaleur et de masse normaux aux faces imperméables et adiabatiques de la plaque poreuse sont nuls.

Sur le côté perméable de la plaque, les flux de chaleur et de masse sont écrits comme suit:

$$\left(\bar{\rho}_l^l \bar{V}_l + \bar{\rho}_v^g \bar{V}_v \right)_y = h_{mx} \left(\bar{\rho}_v^g - \rho_{vo} \right) \quad (13)$$

$$\lambda_{eff} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \Delta H_{vap} \left(\bar{\rho}_l^l \bar{V}_l \right)_y = h_{tx} \left(T_o - \bar{T} \right) \quad (14)$$

Où h_{tx} et h_{mx} sont respectivement les coefficients de transfert thermique et massique locaux, déterminés après résolution des équations des couches limites.

4. Méthode numérique

Le système d'équation pour le fluide dans le canal est résolu numériquement par la méthode des différences finies. La résolution numérique avec cette méthode consiste à transformer le système d'équations en un système d'équations algébriques. Pour le milieu poreux, le système d'équations est résolu numériquement par la méthode des volumes finis.

Elle a pour principal avantage de respecter rigoureusement les équations de conservation pour chaque volume de contrôle du maillage quelle que soit sa forme. La résolution s'effectue plan par plan dans le sens de l'écoulement et le maillage retenu est un maillage régulier et rectangulaire.

5. Résultats

Nous avons présenté sur la figure 2 les profils verticaux de la température (T), de la concentration en vapeur d'eau (C_v) et des vitesses longitudinale (u) et transversale (v) au centre du canal ($x=L/2$) dans le cas où $T_o=100^\circ\text{C}$, $C_{vo}=10^{-3}$, $U_0=0.2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $P_{go}=1\text{atm}$, $Re=5000$, $S_{ini}=30\%$ et $T_{ini}=20^\circ\text{C}$. A un instant donné (fig. 2-a) la température est minimale à l'interface milieu poreux-fluide. Elle augmente en fonction de la hauteur du canal pour tendre vers la température ambiante (100°C). Comme le montre la figure, la couche limite diminue sous l'effet de l'augmentation de la température interfaciale (température du thermomètre humide) en fonction du temps. Cette augmentation dépend de plusieurs paramètres tels que: la phase de séchage dans la quelle se trouve le milieu poreux, la saturation et la température initiales, le régime d'écoulement qui est turbulent, etc. Inversement, la concentration en vapeur d'eau (Fig. 2-b), est maximale à l'interface. Elle diminue en fonction de la hauteur du canal jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de la concentration ambiante (10^{-3}). La concentration interfaciale diminue en fonction du temps. Cette diminution est fortement liée à la teneur en eau interfaciale et à l'augmentation de la température interfaciale. Les profils des vitesses longitudinale et verticale semblent être indépendants du temps (Figs. 2-c et 2-d).

Les figures 3-a et 3-b montrent l'évolution longitudinale des coefficients de transfert thermique (h_{tx}) et massique (h_{mx}) locaux le long de l'interface. Ces coefficients, calculés à partir des équations du fluide dans le canal, sont très importants au voisinage du bord d'attaque puis diminuent pour tendre vers des valeurs quasi-constantes loin du bord. Leur variation est fortement liée au régime d'écoulement, aux conditions ambiantes et à la phase du séchage (phase isenthalpe, phase hygroscopique, ou fin du séchage). La variabilité des coefficients des transferts thermique et massique jouent un rôle moteur sur le mécanisme du transfert de chaleur et de masse à l'intérieur de la plaque et par conséquent sur la cinétique du séchage.

Pour décrire l'état d'avancement du processus du séchage, nous avons porté sur la figure 4 l'évolution de la température et de la saturation du liquide en fonction du temps pour différents nœuds à l'intérieur du milieu poreux et ceci dans les mêmes conditions. La figure 4-a montre l'évolution temporelle de la température pour deux nœuds à l'intérieur du milieu poreux (nœud surface près du bord d'attaque et un nœud au centre du milieu). Il est remarquable que le nœud surfacique de la paroi est la partie qui sèche en premier lieu et qui a la plus courte phase isenthalpe. Ceci est principalement dû aux coefficients des transferts thermique et massique qui sont très importants pour un écoulement turbulent. La saturation de l'eau à l'intérieur du milieu poreux (Fig. 4-b) diminue en fonction du temps et devient faible à $t=8\text{h}$. Au coin supérieur de l'interface le processus du séchage est plus rapide que pour les autres régions. A $t=14\text{h}$, la quasi-totalité de la plaque rentre dans le domaine hygroscopique et le milieu est complètement séché.

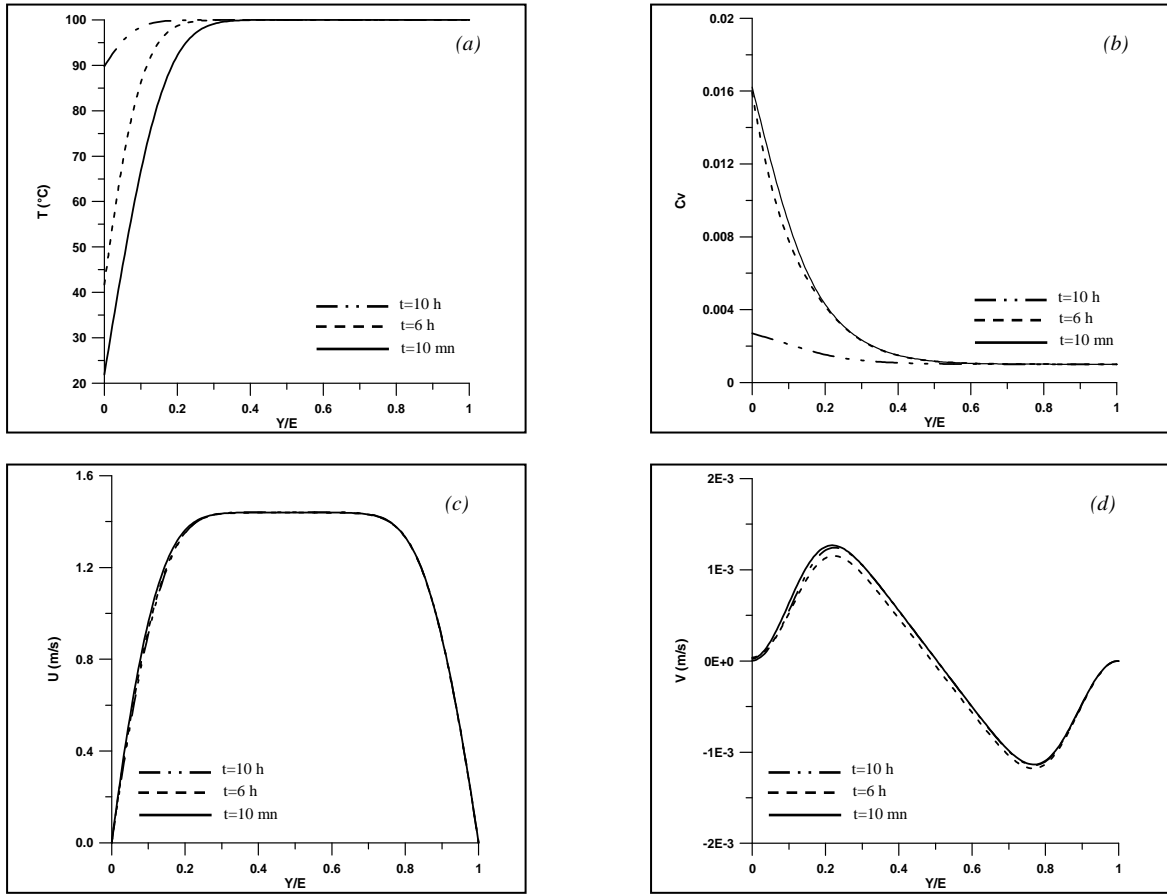


Figure 2: Evolution des différentes grandeurs physiques (T (a), C_v (b), U (c), V (d)) en fonction de Y/E dans la section centrale du canal ($X=L/2$) pour différents

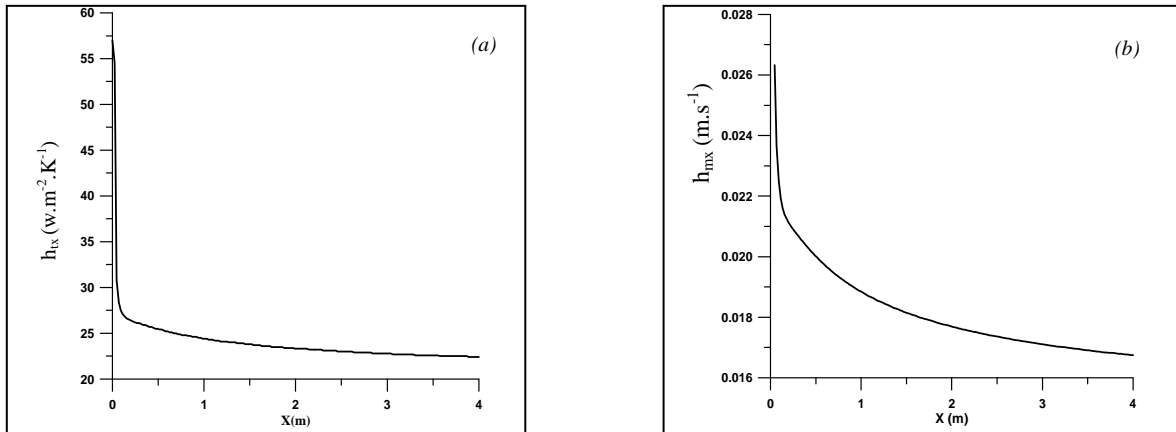


Figure 3: Evolution des coefficients locaux de transfert thermique h_{tx} (a) et massique h_{mx} (b) en fonction de la longueur du canal

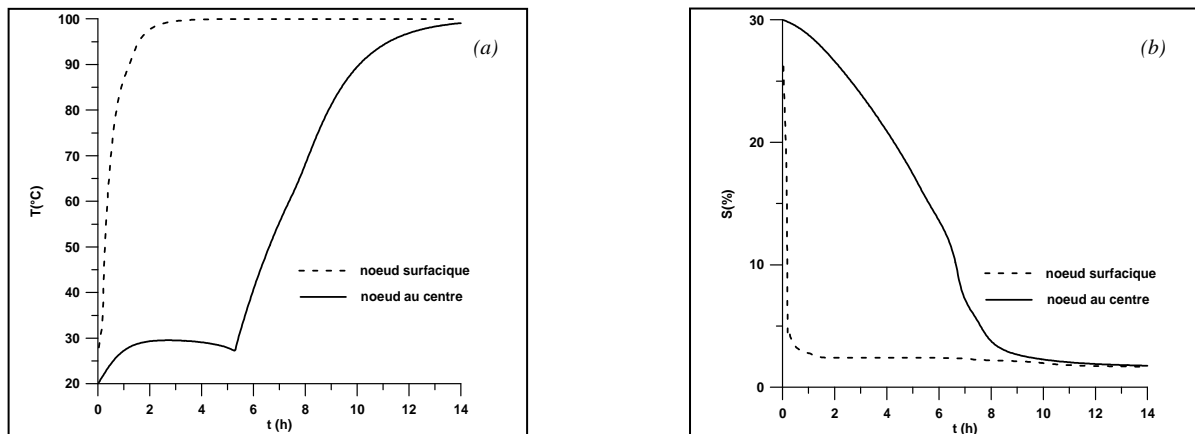


Figure 4: Evolution temporelle de la température (a) et de la saturation en eau (b) pour différents nœuds à l'intérieur du milieu

6. Conclusion

L'étude numérique bidimensionnelle des transferts de chaleur et de masse a permis d'analyser les différents stades de l'évolution du processus de séchage convectif d'un milieu poreux non saturé ayant les caractéristiques d'une brique soumis à l'effet des différentes couches limites thermique, dynamique et massique turbulentes. Les résultats décrivent le comportement des profils des différents paramètres à l'intérieur et à l'extérieur du milieu poreux. La variabilité spatio-temporelle des coefficients d'échange thermique et massique affecte fortement les profils spatio-temporels de la température et de la saturation en eau. La prise en compte de cette variabilité permet éventuellement des économies d'énergie et garantir une meilleure qualité du produit séché.

Références

- [1] C. Basilico et M. Martin, Approche expérimentale des mécanismes de transferts au cours du séchage convectif à haute température d'un bois résineux, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 657-668, 1984.
- [2] P. Perré et A. Degiovanni, Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et à haute température, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 2463-2478, 1990.
- [3] A. Mobarki, N. Boukadida and S. Ben Nasrallah, The variability effect of fluid thermo-physical properties on convective drying of unsaturated porous media, *Int. Journal of Heat and Technology*, Vol. 21, n. 2, pp. 89-97, 2003.
- [4] A. Mobarki, N. Boukadida and S. Ben Nasrallah, Convective and convective radiative drying of unsaturated porous media at high temperature and high water vapour concentration, *Int. Journal of Heat and Technology*, Vol. 21, n. 2, pp. 183-191, 2003.
- [5] D. Helel and N. Boukadida, Heat and mass transfer during drying process, *Int. Journal of Heat and Technology*, Vol. 26, n. 2, 2008.
- [6] B. E.Launder and B. I. Sharma, Application of the energy dissipation of turbulence to calculation of low Reynolds number flow near a spinning disc. *Lett. H. Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 131-138, 1974.