



Utilisation d'une double enceinte pour déterminer le coefficient de diffusion d'eau liée dans le bois en régime transitoire: recours à la simulation numérique pour valider la méthode d'identification

A double climatic chamber used to measure the diffusion coefficient of water in wood in unsteady-state conditions: determination of the best fitting method by numerical simulation

Eusèbe Agoua¹, Sylvain Zohoun¹, Patrick Perré*

LERMAB UMR INRA no. 1093, site ENGREF, 14 rue Girardet, 54042 Nancy Cedex, France

Received 8 February 1999; received in revised form 22 September 2000

Résumé

Ce travail propose une méthode fiable et précise de mesure de le coefficient de diffusion d'eau liée dans le bois en régime transitoire. Le dispositif expérimental est constitué de deux enceintes climatiques régulées à la même température, mais à des valeurs différentes d'humidité relative. Des passages de main et un sas de liaison, permettent, respectivement, des pesées sans perturbation des conditions de l'ambiance et l'obtention d'un échelon pratiquement parfait d'humidité relative. En vue d'une analyse précise des courbes expérimentales obtenues, ces essais ont été simulés à l'aide du code TransPore de simulation des transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux. Ceci permet de quantifier exactement l'effet de perturbations impossibles à éviter lors des expériences: couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse, résistance au transfert de masse à l'interface, effet des surfaces isolées pour le transfert de masse mais pas pour le transfert de chaleur. Ces simulations ont permis de tester la pertinence des méthodes d'identification généralement proposées pour évaluer le coefficient de diffusion. Le meilleur compromis est obtenu avec un modèle analytique en une dimension et une seule variable qui prend en considération la résistance au transfert de masse à l'interface. Il est important de préciser que seul le coefficient de diffusion peut être déterminé avec ce modèle: le coefficient d'échange de masse obtenu conjointement n'a pas de signification physique. © 2001 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Abstract

The present work is devoted to the experimental determination of the bound water diffusion coefficient of wood in unsteady-state. A specific experimental device built for that purpose, together with an efficient analysis method, allowed the measurement to be reliable and accurate. The experimental device consists of two climatic chambers controlled at the same temperature, but operating at different relative humidity values. These chambers are connected through a

* Corresponding author.

E-mail address: perre@engref.fr (P. Perré).

¹ Adresse permanente: Collège Polytechnique Universitaire, BP 2009, Cotonou, Bénin. Fax: (229) 36 01 99.

tunnel and are equipped with paths for manual manipulation of the samples. This configuration allows the step in relative humidity to be obtained almost perfectly throughout the experiments. Moreover, the sample weighting occurs without any disturbances to the ambient conditions. The experiment has been simulated via a comprehensive numerical code, known as TransPore, for studying the heat and mass transfer in porous media. These simulations allow us to study in detail the effect of phenomena that are not possible to avoid during the experiment, such as the coupling between heat and mass transfer, the presence of lateral surfaces that exchange heat but no mass, and the resistance to mass transfer at the exchange face. These simulations have been used to test different classical methods for extracting the mass diffusion coefficient from the experimental curves. The best compromise is obtained with an analytical model developed for one space dimension and one variable that accounts for the resistance to mass transfer at the surface. Notice that only the mass diffusivity can be determined with this model: the corresponding mass transfer coefficient has no physical meaning. © 2001 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Les transferts en milieu poreux sont abondamment abordés dans la littérature, de point de vue théorique, avec une formulation basée essentiellement sur les lois de Fick [6,7,15] et du point de vue expérimental, avec des mesures en régime permanent ou en régime transitoire (absorption ou désorption). Différentes techniques expérimentales et différentes méthodes numériques ont été utilisées pour déterminer le coefficient de diffusion d'eau liée dans le bois, entre autres auteurs, par Comstock [3], Rosen [13], Wadsö [17], Wang and Cho [19] et Chen et al. [1,2].

Ces mesures permettent non seulement de mieux caractériser chaque essence, mais aussi et surtout d'améliorer les techniques de séchage du bois, une des finalités des recherches au sein du laboratoire. Mais force est de constater que la détermination systématique de ce paramètre pour plusieurs essences et pour chacune des directions d'anisotropie n'est pas encore répandue. Par ailleurs, la mise en place d'un dispositif expérimental simple et fiable n'est pas chose aisée, de même que le dépouillement des courbes obtenues en régime transitoire afin d'en extraire le coefficient de diffusion. Parmi les méthodes généralement employées, des écarts importants sont en effet constatés [17,18]. De plus, pour la grande majorité des travaux, le couplage qui existe toujours entre transfert de masse et transfert de chaleur est purement ignoré. Ceci est particulièrement grave quand le coefficient de transfert de masse à l'interface est déduit des courbes expérimentales à partir d'un modèle à une seule variable [1,5].

Le travail présenté ici s'inscrit dans une large campagne de mesures, menée au laboratoire, de la diffusivité massique du bois en régime permanent, en régime transitoire, et en régime non-isotherme. A la suite des travaux de Zohoun et Perré [20], ce texte est consacré au régime transitoire: mise en place du dispositif expérimental et choix d'une méthode d'identification de la diffusivité fiable, précise et relativement simple.

La méthode de mesure en régime transitoire repose sur une formulation et des hypothèses brièvement rap-

pelées ci-après. Tout d'abord, la diffusion de matière à travers le bois, dans le domaine hygroscopique, est supposée obéir à la loi de Fick [7]. Cette hypothèse est conforme aux travaux de Wadsö [17]: en effet, cet auteur a mis en évidence des phénomènes non linéaires dans le cas du bois, mais seulement pour des teneurs en eau plus fortes que celles qui sont utilisées dans ce travail: ces aspects non linéaires apparaissent pour des teneurs en eau du bois en équilibre avec une atmosphère très humide (75% et plus).

Cette loi de Fick permet d'exprimer le flux de masse résultant d'un gradient de concentration. Dans la suite, nous prendrons le gradient de teneur en eau base sèche comme force motrice:

$$\vec{q}_m = -\rho_0 \overline{\overline{D}} \vec{\nabla} X \quad (1)$$

ρ_0 est la masse volumique du solide (kg m^{-3}), X est la teneur en eau du matériau (base sèche), $\overline{\overline{D}}$ le tenseur diffusivité ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$), diagonal dans le repère associé aux directions principales du matériau.

Associée à l'équation de conservation du composant eau, l'équation (1) permet d'obtenir l'équation qui régit l'évolution de la teneur en eau dans l'échantillon en régime non stationnaire:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\overline{\overline{D}} \vec{\nabla} X). \quad (2)$$

En supposant le transfert monodimensionnel selon l'épaisseur d'un échantillon taillé suivant les directions principales du bois, et en considérant D constant, l'équation (2) s'écrit plus simplement:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = D \frac{\partial^2 X}{\partial x^2}. \quad (3)$$

Cette équation fait apparaître le coefficient de diffusion. En réponse à un changement de conditions externes, un échantillon réagira plus ou moins rapidement selon la valeur de ce paramètre. Le principe de la détermination de ce coefficient en régime transitoire consiste à analyser

Nomenclature		Symboles grecques	
C_p	chaleur spécifique, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$	$\frac{\Phi}{\lambda}$	porosité, $m^3\ m^{-3}$
\overline{D}	diffusivité, $m^2\ s^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$
h	enthalpie spécifique, $J\ kg^{-1}$	μ	viscosité dynamique, $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$
h_c	coefficient de transfert de chaleur, $W\ m^{-2}\ K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg\ m^{-3}$
h_v	coefficient de transfert de masse, $m\ s^{-1}$	ω	fraction massique, $kg\ kg^{-1}$
\overline{h}	enthalpie spécifique moyenne de l'eau liée, $J\ kg^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
L_v	chaleur latente de vaporisation, $J\ kg^{-1}$	a	air
M	masse molaire, $kg\ mol^{-1}$	b	eau liée
n	vecteur normal unitaire	c	capillaire
P	pression, Pa	eff	propriété macroscopique effective
R	constante des gaz parfaits, $J\ mol^{-1}\ K^{-1}$	eq	équilibre
T	température, K	PSF	point de saturation des fibres
t	temps, s	g	phase gazeuse
v	vitesse, $m\ s^{-1}$	l	phase liquide
x	position comptée à partir de la face d'échange, m	s	phase solide
X	teneur en eau (base sèche), $kg\ kg^{-1}$	surf	valeur au niveau de la surface d'échange
		v	vapeur d'eau
		∞	valeur extérieure à la couche limite

cette mise à l'équilibre de façon à en extraire le paramètre recherché. Bien entendu, cette analyse est d'autant plus facile et plus précise que l'histoire subie par l'échantillon est simple et bien maîtrisée. La mise en place d'un dispositif expérimental adéquat est donc une étape primordiale. Nous avons conçu un dispositif permettant d'équilibrer un échantillon dans des conditions très stables, puis de le soumettre à un échelon pratiquement parfait d'humidité relative: moins de cinq secondes sont en effet nécessaires pour le changement d'humidité relative!

Cependant, bien que les conditions expérimentales soient parfaitement maîtrisées, certaines perturbations sont impossibles à éviter:

- couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse,
- résistance au transfert à l'interface,
- faces latérales imperméables, mais pas isolées du point de vue thermique.

L'approche proposée dans ce texte est originale: ces différents effets ont été simulés à partir d'un code de transferts couplés très élaboré [8,16]. En particulier, le couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse est pris en considération et son effet sur la réponse de l'échantillon a pu être quantifié. Ces simulations ont permis de choisir une méthode d'identification de paramètre à partir d'une formulation analytique simple à mettre en œuvre. Par ailleurs, les simulations prouvent qu'il n'est pas possible de définir le coefficient de transfert de masse en utilisant un modèle à une seule équation (conservation de la teneur en eau sans la conservation de l'énergie).

2. Experimentation

Le dispositif expérimental est composé de deux enceintes climatiques reliées entre elles par un sas. Elles sont régulées à la même température, mais à une humidité relative de l'air différente. Chaque échantillon est soumis à un échelon d'humidité relative en le transférant d'une étuve à l'autre. Une balance électronique est placée en permanence dans chaque étuve pour assurer le suivi de la masse des échantillons. Les paragraphes suivants décrivent ce dispositif de façon plus détaillée ainsi que le protocole expérimental et la préparation des échantillons.

2.1. Enceintes climatiques

Des enceintes climatiques ont été conçues et réalisées au laboratoire afin de satisfaire les conditions requises pour ces essais:

- très bonne stabilité dans le temps,
- passage simple et rapide des échantillons d'une étuve à l'autre,
- suivi de la masse des échantillons sans perturbation des conditions hygro-thermiques.

La structure de chaque enceinte est constituée d'un caisson en aluminium de 5 mm d'épaisseur qui a deux chambres superposées et séparées l'une de l'autre par une plaque d'aluminium dans laquelle sont réalisés deux trous rectangulaires. L'épaisseur des plaques et la conductivité thermique élevée de l'aluminium garantissent une bonne homogénéité de la température, condition indispensable pour obtenir une humidité relative homogène.

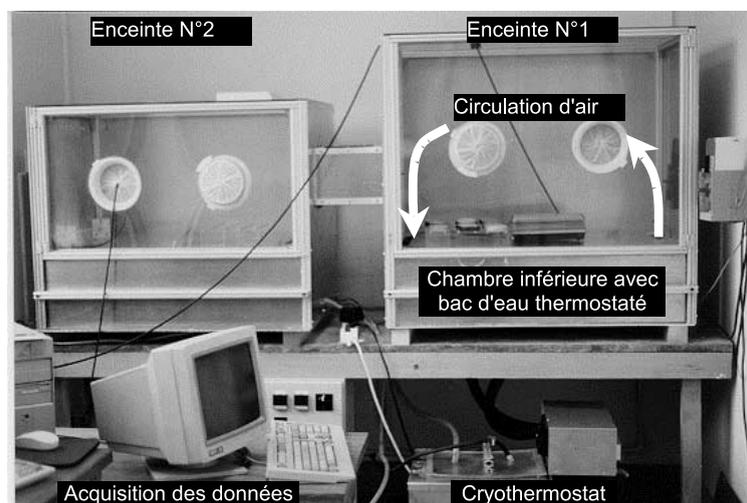


Fig. 1. Dispositif expérimental de la mesure du flux massique en régime transitoire.

La chambre supérieure a un volume de 1000 mm × 675 mm × 750 mm. La plaque séparant les deux chambres constitue la plate-forme sur laquelle reposent les rails pour support d'échantillons et la balance de pesée reliée à un ordinateur d'acquisition des mesures. Un thermohygromètre relié à un ordinateur permet le contrôle des conditions de mesure (Fig. 1).

La chambre inférieure comporte un ventilateur fixé à la paroi latérale droite. Son ouverture de refoulement d'air est ajustée à l'un des deux trous rectangulaires réalisés dans la plaque séparatrice à cet effet. Juste au-dessus de ce trou est placée une résistance chauffante. Cette résistance se trouve ainsi dans la chambre supérieure. En plus du ventilateur, un bac d'eau est placé dans la chambre inférieure. Il reçoit l'eau venant d'un cryothermostat qui régule sa température. La surface libre de cette eau est de 560 mm × 450 mm. Le bac placé sur un matériau isolant est disposé de telle manière que l'air aspiré et entrant par la deuxième ouverture de la plaque séparatrice lèche continuellement la surface libre de l'eau. Lorsque le flux de vapeur échangé avec les échantillons est négligeable, la pression de vapeur dans la chambre s'équilibre à la pression de vapeur à la surface de l'eau. En régime établi, la température de rosée de l'air est donc égale à la température de l'eau.

La température sèche de l'enceinte est contrôlée par un régulateur PID qui mesure la température et contrôle la puissance de la résistance chauffante à l'aide d'un relais statique commandé en régime proportionnel (base de temps de 0.1 s). Ces conditions thermodynamiques associées au contrôle par l'intermédiaire de deux sondes de température du type Pt100 permettent d'obtenir les conditions thermohygrométriques stables et exemptes de

dérive durant de très longues périodes: elles ont fonctionné jusqu'à 10 mois sans interruption.

Dans le plafond en verre du caisson, deux trous de diamètre 30 mm sont prévus pour permettre des interventions ou des instrumentations spécifiques (hygromètre et thermomètre de contrôle, passage de câble de liaison..).

La deuxième enceinte est pratiquement identique à la première, seule la hauteur de la chambre supérieure est légèrement plus petite (Fig. 1).

Un sas à deux portes maintenues fermées relie l'enceinte no. 1 et l'enceinte no. 2. Ce sas permet de faire passer les échantillons d'une enceinte à l'autre. Chaque enceinte peut abriter jusqu'à une vingtaine d'échantillons.

2.2. Préparation des échantillons

Les échantillons avec lesquels nous avons effectué les mesures sont des éprouvettes cylindriques d'environ 15 mm d'épaisseur avec une section droite circulaire de 70 mm de diamètre, taillées de façon à dégager nettement les trois directions privilégiées du matériau bois comme le montre la Fig. 2.

Deux espèces tempérées ont été testées:

- le pin sylvestre (*Pinus sylvestris*), bois de type gymnosperme ou résineux;
- le hêtre (*Fagus sylvatica*) bois de type angiosperme ou feuillu.

Les mesures de coefficient de diffusion ont porté sur 7 échantillons de pin sylvestre (2 selon l'axe longitudinal, 2 selon l'axe radial et 3 selon l'axe tangentiel) et 7 échantillons de hêtre (2 selon l'axe longitudinal, 2 selon l'axe tangentiel et 3 selon l'axe radial).

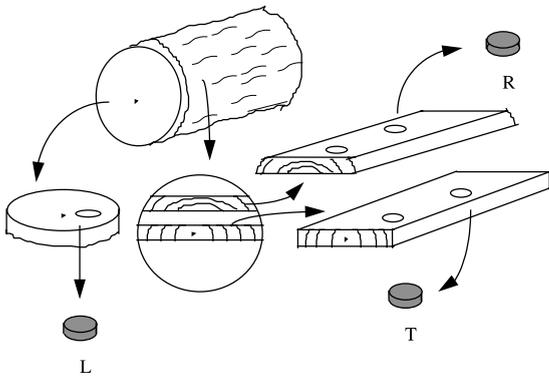


Fig. 2. Obtention des échantillons pour la mesure de la diffusivité selon les trois directions d'orthotropie du bois: L (longitudinale), T (tangentielle) et R (radiale).

Afin d'assurer une bonne libération des faces d'échange, les échantillons sont portés par un support constitué de deux rails parallèles de petit diamètre (Fig. 3).

Les bords latéraux des éprouvettes sont recouverts d'une double couche de résine, annulant ainsi toute pénétration ou toute fuite de vapeur d'eau sur les faces latérales. Ainsi, la diffusion mesurée est-elle effectivement celle qui s'effectue respectivement dans la direction choisie.

2.3. Protocole expérimental

L'enceinte no. 1 abrite les échantillons afin de réaliser leur mise en équilibre thermique et hygrométrique. Lorsque les échantillons ont atteint leur équilibre massique. Cet équilibre est jugé atteint lorsque le poids ne varie plus sur un intervalle de 24 heures. Par précaution,

nous attendons encore trois jours après que ce critère a été satisfait. Les échantillons sont passés l'un après l'autre à travers le sas, très rapidement, de l'enceinte no. 1 à l'enceinte no. 1 où l'acquisition des mesures de masses commence d'abord de façon très serrée (période d'un quart d'heure environ) puis progressivement de façon plus espacée.

Le sas qui relie les deux enceintes permet le passage des échantillons d'une enceinte à l'autre avec un temps mort de moins de 5 s. Un véritable changement d'une humidité donnée à une autre totalement différente des échantillons se réalise dans la seconde étuve. La méthode est incontestablement une amélioration des conditions du régime transitoire par rapport aux instrumentations traditionnellement utilisées où c'est dans la même enceinte climatique qu'on essaie de réaliser, l'une après l'autre, les deux conditions d'humidité et de température [17].

Remarquons que, lorsqu'un échantillon est passé par le sas, sa masse est mesurée à l'instant de son arrivée ce qui permet d'avoir un temps de référence individualisé pour chaque échantillon.

2.4. Quelques courbes expérimentales

Nous présentons ci-dessous les résultats d'un essai effectué sur les échantillons dans les conditions expérimentales suivantes:

Etuve no.	Température de l'air: 35°C
1	Température de l'eau: 19.4°C
	Soit une humidité relative de 40%
Etuve no.	Température de l'air: 35°C
2	Température de l'eau: 30°C
	Soit une humidité relative de 75%



Fig. 3. Les échantillons et la balance placés dans l'enceinte climatique no. 1.

Les Figs. 4 et 5 donnent un exemple de résultat obtenu pour chacune des directions d'anisotropie, dans le cas du hêtre et du pin sylvestre respectivement. Pour des raisons qui deviendront évidentes dans la prochaine section de ce texte, l'évolution adimensionnelle du poids est reportée en fonction de la racine carrée du temps. Sur ces courbes, il est évident que la diffusion longitudinale est toujours beaucoup plus rapide que celle des deux autres directions. Vient ensuite la direction radiale. Notons cependant que la différence entre direction radiale et direction tangentielle est beaucoup plus marquée pour le hêtre que pour le pin sylvestre. Enfin, les échelles de temps semblent prouver que le hêtre est globalement moins diffusif que le pin sylvestre.

Pour dépasser ces considérations qualitatives, une étude plus détaillée est nécessaire. La détermination

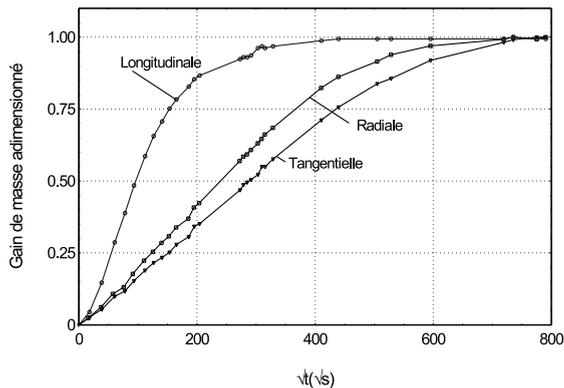


Fig. 4. Exemple de mesures représentatives sur des échantillons de hêtre: variations adimensionnelles de la teneur en eau reportées en fonction de la racine carrée du temps selon les trois directions matérielles.

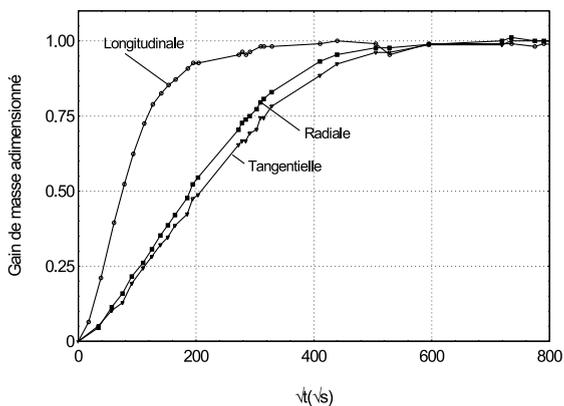


Fig. 5. Exemple de mesures représentatives sur des échantillons de pin sylvestre: variations adimensionnelles de la teneur en eau reportées en fonction de la racine carrée du temps selon les trois directions matérielles.

précise de la diffusivité massique nécessite une analyse des courbes à l'aide de modèle plus ou moins complexes. La prochaine section est dédiée à la présentation des méthodes classiquement utilisées et aux hypothèses physiques qu'ils comportent.

3. Principales méthodes d'identification

Les courbes expérimentales obtenues avec le dispositif donnent simplement l'évolution de la teneur en eau moyenne en fonction du temps. Il s'agit maintenant de trouver une méthode permettant d'en extraire le coefficient de diffusion. Plusieurs méthodes sont proposées et utilisées dans la littérature. Avant de les tester, nous allons les présenter brièvement ainsi que les hypothèses physiques qu'elles comportent. Toutes ces méthodes ont pour points de départ l'équation (3).

3.1. Hypothèse du milieu semi-infini

En définissant la teneur en eau adimensionnelle:

$$X^* = \frac{X - X_{\text{initial}}}{X_{\text{équilibre}} - X_{\text{initial}}} \quad (4)$$

l'équation (3) se réécrit:

$$\frac{\partial X^*}{\partial t} = D \frac{\partial^2 X^*}{\partial x^2}. \quad (5)$$

En supposant la *résistance au transfert de masse externe négligeable*, les conditions aux limites deviennent (Fig. 9):

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0, \quad \forall x, \quad X^* &= 0, \\ \text{pour } t > 0, \quad X^*|_{x=0} &= 1. \end{aligned} \quad (6)$$

En supposant que le milieu est semi-infini, le système à deux variables (5) associé aux conditions aux limites (6) peut être écrit en fonction d'une variable unique $\eta = x/\sqrt{4Dt}$. Une solution analytique est alors évidente. Elle nous apprend en particulier que le gain de masse de l'échantillon varie comme la racine carrée du temps. En considérant l'épaisseur totale de l'échantillon (soit deux faces d'échange), nous avons:

$$\frac{\Delta m(t)}{|\Delta m|_{\text{total}}} = \frac{4}{e} \sqrt{\frac{D}{\pi}} \sqrt{t}. \quad (7)$$

Ce résultat, identique à celui utilisé par Wadsö [17], permet de déterminer D à partir des mesures expérimentales. Bien entendu, l'hypothèse du milieu semi-infini n'est valable que pour des "temps courts". Par ailleurs, l'échange à l'interface perturbe la forme initiale de la courbe. En pratique, le coefficient est déterminé à partir de la pente de la partie linéaire de la courbe $\Delta m(t)/(|\Delta m|_{\text{max}})$ en fonction de la racine carrée du temps. Après observation des courbes et afin d'éviter un

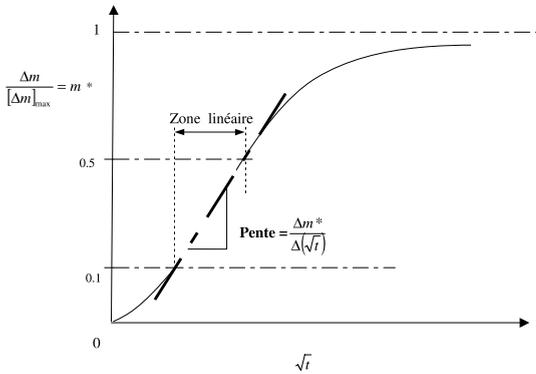


Fig. 6. Détermination du coefficient de diffusion par la pente de la partie linéaire de la courbe expérimentale.

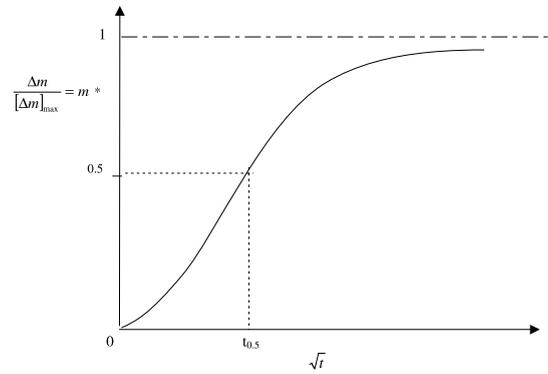


Fig. 7. Détermination du coefficient de diffusion par le temps de demi-adsorption.

effet opérateur, nous avons déterminé la pente en traitant la partie comprise entre 0.1 et 0.5 d’humidité adimensionnelle (Fig. 6).

3.2. Plaque infinie sans résistance au transfert externe

Nous considérons ici une plaque infinie d’épaisseur totale e . La condition aux limites de l’équation (6) est ainsi imposée sur les deux faces d’échange:

$$\text{pour } t > 0, X^*|_{x=0} = 1 \quad \text{et} \quad X^*|_{x=e} = 1. \tag{8}$$

Le système décrit par les équations (5) et (8) admet une solution analytique bien connue [4]:

$$X^*(x, t) = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4}{(2n+1)\pi} \exp \left[- \left(\frac{(2n+1)\pi}{e} \right)^2 Dt \right] \times \sin \left(\frac{2n+1}{e} \pi x \right), \tag{9}$$

x définit la position comptée selon l’épaisseur à partir de l’une des faces d’échange.

L’humidité moyenne de l’échantillon est obtenue par intégration sur l’épaisseur totale. En utilisant le nombre de Fourier massique $\tau = Dt/e^2$, qui représente le temps adimensionnel de ce phénomène de diffusion, il vient:

$$\bar{X}^*(t) = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8}{(2n+1)^2 \pi^2} \exp \left[- (2n+1)^2 \pi^2 \tau \right]. \tag{10}$$

Cette solution est le support de deux méthodes de détermination de D à partir des courbes expérimentales.

3.2.1. Détermination du coefficient de diffusion à l’aide du temps de demi-adsorption

L’équation (10) donne la solution sous la forme d’une série de fonctions. Cependant, la présence des exponentielles élimine de fait toutes les contributions relatives aux indices n élevés dès que le temps devient

important. En fait, le premier terme seul peut suffire lorsque le processus est déjà bien avancé. Ce constat conduit à la méthode du temps de demi-montée. En ne retenant que le premier terme de l’équation (10) et en notant le temps pour lequel la teneur en eau moyenne change de moitié, on obtient (Fig. 7):

$$D = \frac{e^2}{t_{0.5}} \times \frac{\ln(16/\pi^2)}{\pi^2} \approx 0.049 \frac{e^2}{t_{0.5}} \tag{11}$$

où e est l’épaisseur de l’échantillon et $t_{0.5}$ est le temps de demi-adsorption ou demi-montée. C’est donc le point de coordonnées $(t = t_{0.5}, X^* = 0.5)$ qui permet de calculer D .

3.2.2. Identification du coefficient de diffusion à l’aide de la solution analytique complète

En utilisant les mêmes hypothèses physiques, il est cependant possible d’utiliser toute l’information expérimentale disponible. En effet, la réponse théorique de l’échantillon donnée par l’équation (10) est valable quel que soit le temps. Ce constat permet de mettre en place une méthode d’identification. Une courbe théorique $\bar{X}_i^*(t)$, teneur en eau théorique du bois en fonction du temps est calculée à partir d’un coefficient de diffusion estimé. L’écart entre cette courbe théorique et la courbe réelle est mesurée à l’aide de la somme des carrés des écarts:

$$\text{critère} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{X}_i^*(t) - X_i(t))^2 \tag{12}$$

n est le nombre de points expérimentaux. Le coefficient de diffusion est identifié en minimisant ce critère. Cette optimisation a été effectuée par la méthode du Simplex [12]. Par rapport à la méthode du temps de demi-montée, cette minimisation permet de prendre en considération toute l’information disponible, donc de réduire le bruit expérimental. De plus, dans le code développé dans le cadre de ce travail, la masse finale fait partie des paramètres identifiés. Ce point est très

important et évite à l'opérateur d'estimer cette valeur finale, toujours assez mal définie par l'expérience et pourtant indispensable pour calculer la teneur en eau adimensionnelle.

3.3. Prise en compte de la résistance au transfert de masse à l'interface

Les trois méthodes précédentes supposent que l'échange à l'interface est parfait (conditions de Dirichlet pour la teneur en eau). Il est possible de s'affranchir de cette hypothèse réductrice en prenant l'échange externe en considération dans la solution analytique. La densité de flux à la surface est donnée par

$$q_m = h_v(\rho_{v\text{surf}} - \rho_{v\infty}), \quad (13)$$

q_m est flux de matière ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), h_v le coefficient d'échange (m s^{-1}), $\rho_{v\text{surf}}$ la concentration de vapeur d'eau à la surface de l'échantillon (kg m^{-3}) et $\rho_{v\infty}$ la concentration de vapeur d'eau dans l'air ambiant (kg m^{-3}).

L'équation (13) résulte bien entendu de l'expression de la loi de Fick intégrée dans la couche limite. La force motrice de cette loi est le gradient de concentration de vapeur d'eau dans l'air. Afin de la rendre compatible avec l'équation de transfert dans le bois (équation (1)) en vue d'une résolution analytique, il est nécessaire d'exprimer les flux de masse dans la couche limite et dans le bois à l'aide de la même force motrice. Pour écrire le terme moteur de l'expression (13) sous la forme d'une différence de teneur en eau, nous utilisons les propriétés hygroscopique du bois, en faisant donc l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. En écrivant l'isotherme de sorption sous la forme suivante ([15]):

$$X_{\text{eq}} = f(H_r, T) \quad \text{avec} \quad H_r = \frac{P_v}{P_{vs}(T)} = \frac{\rho_v RT}{M_v P_{vs}(T)} \quad (14)$$

Nous pouvons tirer une relation qui donne la teneur en eau du bois en équilibre avec une atmosphère définie par sa température T et sa concentration en vapeur ρ_v . Cette correspondance permet de réécrire l'expression (13) à l'aide de deux valeurs de teneur en eau du bois uniquement:

$$q_m = h_X(X_{\text{surf}} - X_{\text{eq}}) \quad (15)$$

X_{surf} est la teneur en eau du bois à la surface de l'échantillon et X_{eq} est la teneur en eau du bois en équilibre avec les conditions en dehors de la couche limite. h_X désigne le coefficient d'échange de masse lorsque la force motrice considérée est le gradient de teneur en eau. Sa valeur est définie à partir des équations (13) et (15)

$$h_X = \frac{h_v(\rho_{v\text{surf}} - \rho_{v\infty})}{X_{\text{surf}} - X_{\text{eq}}} \quad (16)$$

Pour l'analyse des résultants, la relation entre h_v et h_X est déterminée à partir des teneurs en eau d'équilibre du bois mesurées pour les valeurs d'humidité relative initiale (étuve n°1) et finale (étuve n°2). Cette équation est d'une importance capitale pour comprendre le couplage qui existe toujours, en régime transitoire plus particulièrement, entre transfert de chaleur et transfert de masse. En effet, la concentration de vapeur à la surface dépend de la teneur en eau de surface, mais aussi de la température de surface (équation (14)). Or, dès qu'un flux de vapeur existe, il y a condensation ou évaporation à la surface, donc perturbation thermique via la chaleur latente de vaporisation. Cette perturbation thermique change la concentration de vapeur à la surface, donc le flux de vapeur (équation (13)) et ainsi de suite. En conséquence, la teneur en eau à la surface du bois X_{surf} qui intervient dans la relation (15), dépend la température de surface. Pour traiter ce couplage rigoureusement, cette température doit être connue: c'est le principal intérêt de la simulation numérique (voir partie 4).

Enfin l'expression du flux à la surface peut s'exprimer dans la couche limite ou dans le bois:

$$q_m = h_X(X_s - X_\infty) = -D\rho_0 \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_{x=0}. \quad (17)$$

En calculant $\partial X / \partial x$ à partir de la solution physique $X = X_0 \exp(-\beta^2 Dt) \cos(\beta x)$, l'identité donnant le flux conduit à l'équation transcendante:

$$\delta \tan \delta = \frac{h_X e}{D\rho_0} = B_m \quad (18)$$

B_m est le nombre de Biot massique, rapport de la résistance au transfert interne sur la résistance au transfert externe. En désignant par δ_m les solutions de cette équation (18), la solution complète a la forme suivante:

$$X^*(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \sin \delta_m}{\delta_m + \sin \delta_m \cos \delta_m} \exp(-\delta_m^2 \tau) \cos \left(\delta_m \frac{x}{e} \right). \quad (19)$$

Ainsi, l'humidité moyenne de l'échantillon est-elle donnée par:

$$X^*(t) = 1 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \sin^2 \delta_m}{\delta_m (\delta_m + \sin \delta_m \cos \delta_m)} \exp(-\delta_m^2 \tau). \quad (20)$$

L'équation (20) permet de calculer la courbe théorique en fonction des paramètres physiques (épaisseur e , coefficient de diffusion D , masses initiale et finale, coefficient d'échange h_X). Les racines de l'équation (18) sont calculées numériquement par la méthode de Newton, en prenant soin de choisir, pour chaque intervalle contenant une solution, une valeur estimée initiale qui assure une convergence rapide. L'identification des paramètres à partir des points expérimentaux est obtenue par

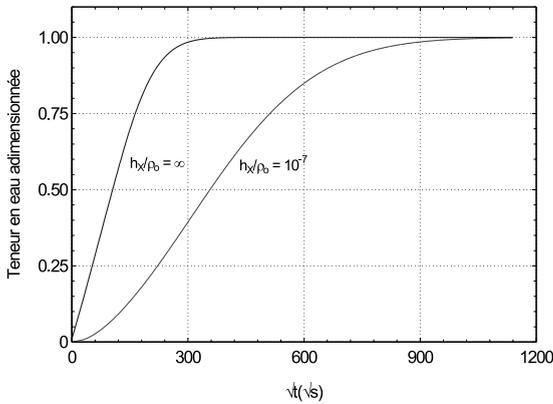


Fig. 8. Evolutions de teneur en eau pour différentes valeurs du coefficient d'échange.

minimisation du critère défini par l'équation (12). Avec cette méthode, trois paramètres sont identifiés: le coefficient de diffusion, la masse finale et le coefficient d'échange. Puisque les solutions de l'équation (18) dépendent du coefficient d'échange, ses racines doivent être recalculées au cours de la minimisation à chaque changement de h_m . La Fig. 8 montre l'effet de la résistance au transfert de masse externe sur la réponse en teneur en eau de l'échantillon. Avec une résistance élevée, la montée initiale en teneur en eau est très lente. Par ailleurs, cette résistance peut changer fortement la pente de la courbe tracée en fonction de la racine carrée du temps.

Ces différentes approches (décrites aux paragraphes 3.2, 3.2.1, 3.2.2 et 3.3) nous ont fourni quatre méthodes différentes pour extraire le coefficient de diffusion des courbes expérimentales. A titre d'exemple, le Tableau 1 ci-dessous regroupe les résultats obtenus par ces différentes méthodes pour les coefficients de diffusion pour 3 échantillons de hêtre et 3 échantillons de pin sylvestre. Ce tableau illustre parfaitement l'incidence de la méthode sur la valeur identifiée pour D : les écarts peuvent atteindre 50%!

La section suivante est motivée par le constat précédent: un modèle numérique complet a été utilisé pour simuler les essais en régime transitoire, en déduire la meilleure méthode et apprécier la précision que l'on peut escompter.

4. Choix d'une méthode d'identification a partir de courbes simulées

Afin de quantifier les erreurs liées à chaque méthode d'identification, nous avons utilisé le code de calcul numérique TransPore [8,10,16] pour simuler ces essais de diffusion en régime transitoire.

Ce code utilise une description très complète des transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux. En particulier, le milieu est décrit par trois variables indépendantes, par exemple la température, la teneur en eau et la pression de la phase gazeuse. La physique et les possibilités offertes par cet outil sont décrites en détail dans les références citées ci-dessus.

En particulier, toutes les configurations avec génération de surpression à l'intérieur du produit peuvent être simulées [9]. Cependant, pour les besoins de cette étude, de nombreuses simplifications ont été apportées dans la configuration simulée:

- la pression gazeuse interne a été fixée à la pression atmosphérique,
- l'enthalpie de l'eau liée est égale à l'enthalpie de l'eau libre,
- la migration interne d'humidité est sous forme d'eau liée uniquement,
- tous les paramètres physiques sont constants, donc indépendants de la teneur en eau.

Ces simplifications correspondent à une formulation physique à deux variables indépendantes (modèle 2 de référence Perré [11]):

Conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s X) + \nabla \cdot (\mathbf{q}_b) = 0 \tag{21}$$

Table 1
Coefficients de diffusion (en $m^2 s^{-1}$) déterminés par 4 méthodes différentes

Echantillon (direction)	Milieu semi-infini	Milieu fini sans résistance au transfert externe: temps de demi-montée	Milieu fini sans résistance au transfert externe: prise en compte de toute la courbe expérimentale	Prise en compte de la résistance au transfert de masse à l'interface
Hêtre (H1) (longitudinal)	1.94×10^{-9}	1.427×10^{-9}	1.332×10^{-9}	1.541×10^{-9}
Hêtre (H11) (radial)	1.81×10^{-10}	1.68×10^{-10}	1.71×10^{-10}	1.92×10^{-10}
Hêtre (H7) (tangential)	0.94×10^{-10}	1.43×10^{-10}	0.90×10^{-10}	0.99×10^{-10}
Pin sylvestre (PS3) (longitudinal)	1.86×10^{-9}	1.65×10^{-9}	1.56×10^{-9}	1.80×10^{-9}
Pin sylvestre (PS16) (radial)	4.16×10^{-10}	3.30×10^{-10}	3.35×10^{-10}	4.29×10^{-10}
Pin sylvestre (PS8) (tangential)	2.76×10^{-10}	2.32×10^{-10}	2.29×10^{-10}	2.87×10^{-10}

avec

$$\mathbf{q}_b = -\rho_s \overline{D} \nabla X$$

Conservation de l'enthalpie

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_s (h_s + X h_\ell)] + \nabla \cdot (\rho_\ell h_\ell \mathbf{q}_b) = \nabla \cdot (\overline{\lambda}_{\text{eff}} \Delta T) \quad (22)$$

Conditions aux limites

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_m |_{x=0^+} \cdot \mathbf{n} &= h_v (\rho_{v\text{surf}} - \rho_{v\infty}) \\ \mathbf{J}_c |_{x=0^+} \cdot \mathbf{n} &= h_c (T_{\text{surf}} - T_\infty) \end{aligned} \quad (23)$$

\mathbf{J}_m et \mathbf{J}_c représentent les flux de masse et de chaleur respectivement.

Plusieurs simulations ont été effectuées. Une version 2-D de TransPore a été utilisée en considérant un système de coordonnées cylindriques. De ce fait, la géométrie de l'échantillon (disque de rayon r et d'épaisseur e) peut être intégralement prise en considération. En raison du plan de symétrie, seule une demi-épaisseur de l'échantillon a été simulé (Fig. 9).

Afin de mieux appréhender les possibilités des méthodes d'identification, quatre configurations ont été calculées:

- Cas no. 1: simulation 1-D, pas de couplage chaleur-masse, résistance au transfert de masse externe négligeable,

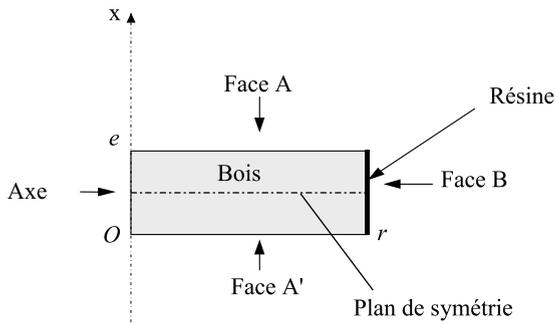


Fig. 9. Configuration géométrique de l'échantillon pour la simulation.

- Cas no. 2: simulation 1-D, pas de couplage chaleur-masse,
- Cas no. 3: simulation 1-D, modèle complet,
- Cas no. 4: simulation 2-D, modèle complet.

En désignant par h le coefficient d'échange de chaleur par convection naturelle dans l'air (en $\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$), par k_c le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air (en m/s) et par L_v , la chaleur latente de vaporisation, les 4 cas de simulation sont obtenus grâce aux conditions détaillées dans le Tableau 2. Le couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse est supprimé en annulant la chaleur latente de vaporisation de l'eau. Ainsi, le flux de masse à la surface de l'échantillon ne perturbe plus la température de cette surface. La relation entre concentration de vapeur et teneur en eau de surface devient donc bi-univoque (équation (14)). Le dernier cas (2-D) permet de prendre en considération la face enduite de résine (pas de transfert de masse mais transfert de chaleur possible). Les valeurs retenues pour les coefficients d'échange correspondent à des vitesses d'air de l'ordre de 2 m/s. Une masse volumique du bois de 500 kg m^{-3} a été retenue pour ces calculs.

Ces différentes configurations ont été simulées avec deux valeurs de coefficient de diffusion:

- $10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, ce qui représente un essai dans la direction radiale,
- $10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, ce qui représente un essai dans la direction longitudinale.

Ces deux valeurs permettent de changer l'effet relatif de la résistance au transfert externe.

La Fig. 10 montre les résultats obtenus pour les quatre configurations dans le cas d'une diffusion dans la direction longitudinale ($D = 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). On distingue nettement deux groupes de courbes: cas 1 et 2 d'une part et cas 3 et 4 d'autre part. Le premier groupe correspond aux cas pour lesquels la chaleur latente de vaporisation a été négligée. La faible différence constatée prouve que la résistance externe au transfert de masse reste négligeable. Les deux autres courbes prennent en considération le couplage chaleur-masse. La différence entre les cas 3 et 4 est assez ténue, ce qui prouve que la présence de la face latérale (transfert de chaleur, pas de transfert de masse)

Table 2

Les quatre cas de simulation de diffusion massique

Conditions	Face A	Face B	Chaleur latente de vaporisation
Cas no. 1	$h \approx \infty$ $k_c \approx \infty$	$h = 0$ $k_c = 0$	$L_v = 0$
Cas no. 2	$h = 15$ $k_c = 0.015$	$h = 0$ $k_c = 0$	$L_v = 0$
Cas no. 3	$h = 15$ $k_c = 0.015$	$h = 0$ $k_c = 0$	$L_v = 2500 \text{ kJ kg}^{-1}$
Cas no. 4	$h = 15$ $k_c = 0.015$	$h = 15$ $k_c = 0$	$L_v = 2500 \text{ kJ kg}^{-1}$

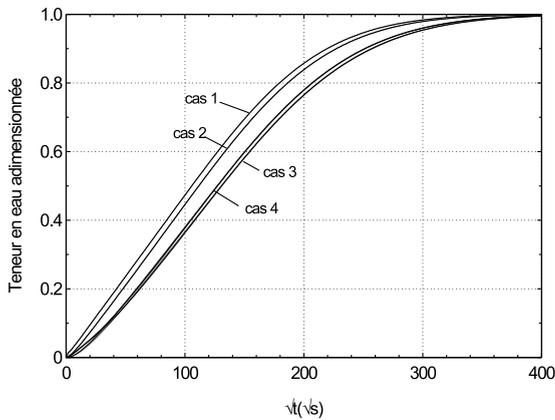


Fig. 10. Les courbes déduites de simulations numériques.

a un effet limité sur la réponse de l'échantillon. Ces quatre courbes montrent à l'évidence que le principal effet à prendre en considération lors de ces essais est le couplage qui existe obligatoirement en régime transitoire. Ceci sera confirmé par les valeurs identifiées pour le coefficient de diffusion.

Toutes ces simulations ont été dépouillées comme s'il s'agissait d'essais expérimentaux à l'aide des quatre méthodes exposées plus haut. Les résultats sont regroupés dans les Tableaux 3 et 4, respectivement pour les directions longitudinales et radiales. Le coefficient de transfert de masse externe identifié avec la dernière méthode est également reporté dans ces tableaux. Pour les essais en direction longitudinale, les mêmes résultats peuvent être observés graphiquement sur la Fig. 11.

L'observation des valeurs obtenues est riche d'enseignement. Tout d'abord, le cas no. 1, modèle 1-D sans

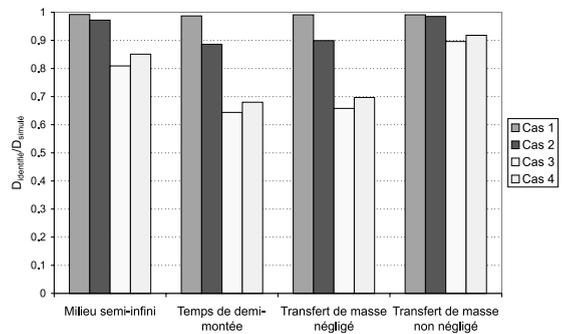


Fig. 11. Résultats comparés des quatre méthodes d'identification de diffusivité à partir de simulations dans la direction longitudinale.

effet thermique avec coefficient de transfert externe infini (en fait un facteur 10^4 dans le calcul numérique), est insensible à la méthode de dépouillement. Les valeurs retrouvées sont toujours très proches de la valeur utilisée dans la simulation numérique. Ceci n'est pas étonnant puisque toutes les techniques d'identification utilisées sont parfaitement compatibles avec les phénomènes physiques inclus dans cette configuration. Conformément à la condition de Dirichlet en teneur en eau, nous pouvons constater que le coefficient de transfert externe identifié est dans ce cas très important.

Le cas no. 2 fait intervenir la résistance au transfert externe. Dans ce cas, seule la dernière méthode est capable de représenter parfaitement la physique du phénomène simulé. Cette méthode donne donc encore de très bons résultats. Le coefficient de transfert externe identifié dans ce cas est très proche de la valeur injectée dans le modèle numérique. Une conversion est toutefois

Table 3
Valeurs de diffusivité identifiées ($D_{\text{identifié}}/D_{\text{numérique}}$) à partir des quatre configurations calculées en direction longitudinale

Méthode de dépouillement	Milieu semi-infini	Temps de demi-montée	Optimisation en négligeant le transfert externe	Optimisation en considérant le transfert externe	Coefficient de transfert identifié h_x/ρ_0
Cas no. 1	0.992	0.987	0.991	0.991	1.01×10^{-1}
Cas no. 2	0.972	0.886	0.899	0.985	4.86×10^{-4}
Cas no. 3	0.809	0.644	0.658	0.896	1.24×10^{-4}
Cas no. 4	0.851	0.680	0.697	0.918	1.42×10^{-4}

Table 4
Valeurs de diffusivité identifiées ($D_{\text{identifié}}/D_{\text{numérique}}$) à partir des quatre configurations calculées en direction radiale

Méthode de dépouillement	Milieu semi-infini	Temps de demi-montée	Optimisation en négligeant le transfert externe	Optimisation en considérant le transfert externe	Coefficient de transfert identifié h_x/ρ_0
Cas no. 1	0.994	0.993	0.996	0.997	2.83×10^5
Cas no. 2	0.994	0.983	0.982	0.996	4.97×10^{-4}
Cas no. 3	0.994	0.937	0.917	0.993	9.42×10^{-5}
Cas no. 4	0.994	0.946	0.930	0.995	1.11×10^{-4}

nécessaire: elle utilise l'équation (16) et fait intervenir la masse volumique du bois (500 kg m^{-3}). Les autres méthodes sont moins bonnes, notamment pour la direction longitudinale puisque la forte valeur du coefficient de diffusion donne un poids plus important à la résistance externe.

Les cas 3 et 4 confortent l'intuition physique: la perturbation la plus importante est, de loin, due au couplage inévitable qui existe en régime transitoire entre transfert de chaleur et transfert de masse. Ici, les erreurs commises en appliquant un modèle qui ignore ce couplage peut atteindre 8% pour la direction radiale et 35% pour la direction longitudinale. La raison de ces écarts provient de la perturbation thermique de l'échantillon: lors du changement d'humidité relative, le flux de vapeur qui se condense à la surface de l'échantillon libère sa chaleur latente de vaporisation et réchauffe l'échantillon. Cette variation de température augmente la pression de vapeur à la surface, ce qui réduit la force motrice pour le transfert externe (équation (13)). La Fig. 12 illustre l'incapacité du modèle simple à reproduire une courbe pour laquelle le couplage est fort. La perturbation peut être très importante en début d'essai: jusqu'à 3°C (Fig. 13). Elle est plus importante pour la direction longitudinale, car le flux de vapeur est plus grand. Notons que la face latérale, imperméable au transfert de masse, permet de limiter légèrement ce couplage (voir la température du point 2 sur la Fig. 13 et les résultats du Tableau 3).

Les meilleurs résultats sont ici encore obtenus avec le modèle qui prend en considération la résistance au transfert externe. Le couplage chaleur-masse est indirectement pris en considération en augmentant artificiellement la résistance au transfert de masse externe. Ceci permet de limiter, dans le pire des cas, l'erreur à 10%. Bien entendu, le coefficient de transfert externe identifié dans ces conditions n'a plus aucun sens physique: il n'est

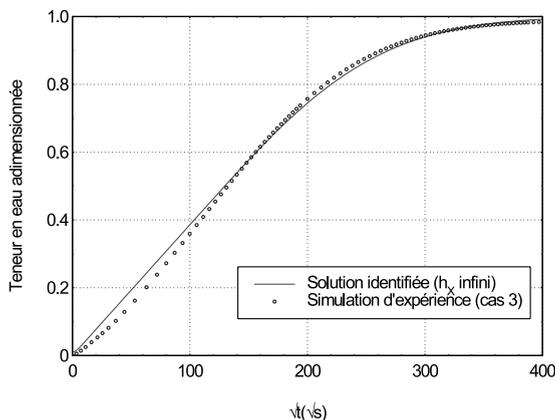


Fig. 12. Courbes comparatives entre l'expérience simulée et la solution identifiée pour h_γ infini.

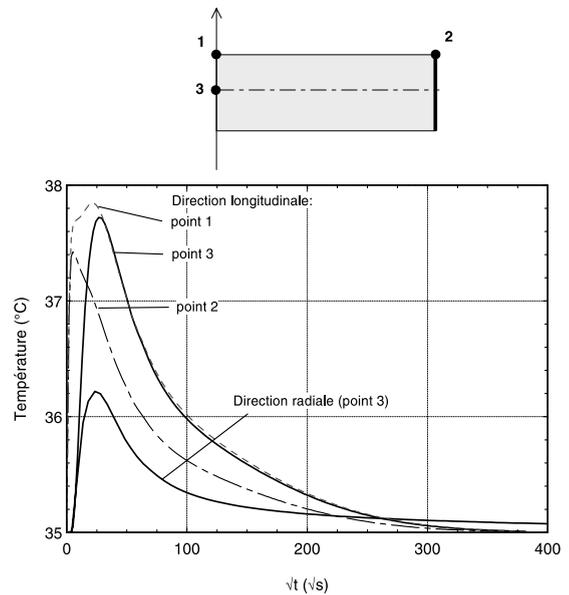


Fig. 13. Evolution de la température à divers endroits de l'échantillon.

qu'un degré de liberté lors de l'identification. Les résultats du Tableau 4 montrent que le coefficient de transfert de masse identifié à partir d'un modèle à une seule équation peut être jusqu'à 5 fois plus petit que le coefficient réel. Le couplage entre transferts doit donc être le premier phénomène à prendre en considération avant toute recherche d'explication aux désaccords expérimentaux [14].

En conclusion, le meilleur résultat est obtenu avec un modèle analytique à une dimension et une seule variable qui prend en considération la résistance au transfert de masse à l'interface. Le Tableau 5 donne les valeurs identifiées du coefficient de diffusion en appliquant cette méthode aux mesures expérimentales. La Fig. 14 permet de comparer les valeurs moyennes obtenues par direction et par essence.

5. Conclusion

Dans cette étude, une méthode fiable et précise de mesure de la diffusivité massique du bois en régime transitoire a été présentée. Le dispositif expérimental est constitué de deux enceintes climatiques réglées à la même température, mais à des valeurs différentes d'humidité relative. Des passages de main et un sas de liaison, permettent, respectivement, des pesées sans perturbation des conditions de l'ambiance et l'obtention d'un échelon pratiquement parfait d'humidité relative.

Le recours à la simulation numérique de ces essais à l'aide du code TransPore a permis de bien analyser les phénomènes physiques mis en jeu durant ce test

Table 5
Résultats finaux pour tous les échantillons

Echantillon et code	Direction	Epaisseur (en mm)	Coefficient de diffusion calculé en m/s^2 (optimisation par simplexe modifié)
Hêtre H1	Longitudinale	16	1.54×10^{-9}
Hêtre H3	Longitudinale	16	1.41×10^{-9}
Hêtre H11	Radiale	14	1.92×10^{-10}
Hêtre H13	Radiale	15	1.95×10^{-10}
Hêtre H14	Radiale	14.3	2.54×10^{-10}
Hêtre H7	Tangentielle	12.6	0.99×10^{-10}
Hêtre H8	Tangentielle	14.3	1.33×10^{-10}
Pin sylvestre PS3	Longitudinale	13.4	1.80×10^{-9}
Pin sylvestre PS5	Longitudinale	15	2.32×10^{-9}
Pin sylvestre PS16	Radiale	15.5	4.29×10^{-10}
Pin sylvestre PS17	Radiale	14.5	4.08×10^{-10}
Pin sylvestre PS21	Radiale	15.2	1.98×10^{-10}
Pin sylvestre PS8	Tangentiel	14.3	2.87×10^{-10}
Pin sylvestre PS11	Tangentiel	14.6	2.81×10^{-10}

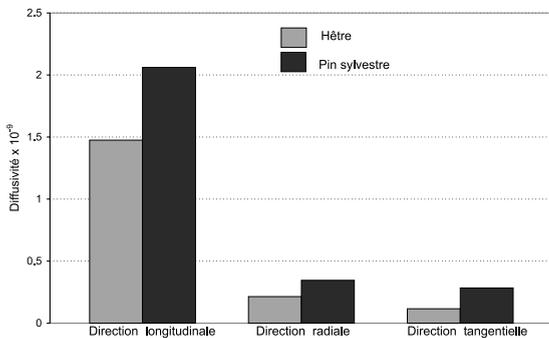


Fig. 14. Coefficients de diffusion du hêtre et du pin sylvestre: résultats comparatifs.

apparemment fort simple. Ceci a permis de quantifier exactement l'effet de perturbations impossibles à éviter lors des expériences: couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse, résistance au transfert de masse à l'interface, effet des surfaces isolées pour le transfert de masse mais pas pour le transfert de chaleur.

Ces simulations ont permis de choisir une méthode d'identification efficace et assez simple. Dans le pire des cas, l'erreur commise sur la valeur du coefficient de diffusion est de 10%, alors que certaines méthodes couramment employées peuvent donner jusqu'à 35% d'erreur. La méthode préconisée consiste à identifier le coefficient de diffusion avec un modèle analytique à une dimension d'espace et une seule variable (la teneur en eau) qui prend en considération la résistance au transfert de masse à l'interface. Il est important de préciser que seul le coefficient de diffusion peut être déterminé avec ce modèle: le coefficient d'échange de masse obtenu con-

jointement n'a pas de signification physique. Il agit seulement en degré de liberté supplémentaire pour prendre en considération un effet important négligé dans la formulation physique: le couplage entre transfert de chaleur et transfert de masse.

Les premières mesures effectuées sur du pin sylvestre et sur du hêtre avec notre dispositif et dépouillées avec cette méthode sont présentées à la fin du texte. Ces valeurs permettent de retrouver l'effet de la direction (longitudinale \gg radiale $>$ tangentielle) et de l'essence (le pin est globalement plus diffusif que le hêtre).

Enfin, si l'on souhaite analyser très rapidement une courbe expérimentale, la moins mauvaise méthode consiste à déterminer la pente de la courbe dans la zone comprise entre 0.1 et 0.5 de teneur en eau adimensionnelle tracée en fonction de la racine carrée du temps et d'appliquer le modèle du milieu semi-infini. L'erreur reste alors inférieure à 20%.

References

- [1] Y. Chen, E.T. Choong, D.M. Weizel, Evaluation of diffusion coefficient and surface emission coefficient by an optimization technique, *Wood Fiber Sci.* 27 (2) (1995) 178–182.
- [2] Y. Chen, E.T. Choong, D.M. Weizel, A numerical analysis technique to evaluate the moisture-dependent diffusion coefficient on moisture movement during drying, *Wood Fiber Sci.* 28 (3) (1996) 338–345.
- [3] G.L. Comstock, Moisture diffusion coefficient in wood as calculated from adsorption, desorption and steady state data, *Forest Products J.* (1963) 97–103.
- [4] J. Crank, in: *The Mathematics of Diffusion*, Oxford University Press, Oxford, 1975.

- [5] J.Y. Liu, Derivation of surface emission coefficient in isothermal diffusion analyses, in: V. Rudolph, R.B. Keey (Eds.), *International Drying Symposium, Drying'94*, 1994, pp. 141–148.
- [6] E.A. Mason, A.P. Malinaukas, in: *Gas Transport in Porous Media: the Dusty-Gas Model*, Elsevier, Amsterdam, 1983.
- [7] M. de Meijer, P.P. van der Zwan, H. Militz, Unsteady-state diffusion of methanol in Douglas-fir heartwood at high temperatures, *Holzforschung* 50 (2) (1996) 135–142.
- [8] P. Perré, A. Degiovanni, Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes: séchage du bois à basse et à haute température, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (11) (1990) 2463–2478.
- [9] P. Perré, I. Turner, Using a set of macroscopic equations to simulate heat and mass transfer in porous media: some possibilities illustrated by a wide range of configurations that emphasize the role of internal pressure, in: I.W. Turner, A. Mujumdar (Eds.), in: *Numerical Methods and Mathematical Modelling of the Drying Process*, Marcel Dekker, 1996, pp. 83–156.
- [10] P. Perré, I.W. Turner, A 3-D version of TransPore: a comprehensive heat and mass transfer computational model for simulating the drying of porous media, *Int. J. Heat Mass Transfer* 42 (24) (1999) 4501–4521.
- [11] P. Perré, How to get a relevant material model for wood drying simulation? Invited conference, First COST Action E15 Wood Drying Workshop, Edinburgh, Scotland, 1999, 27 pp.
- [12] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran, The Art of Scientific Computing*, second ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1992, pp. 402–406.
- [13] H.N. Rosen, The influence of external resistance on moisture adsorption rates in wood, *Wood and Fiber* 10 (3) (1978) 218–228.
- [14] J.G. Salin, Mass transfer from wooden surfaces and internal moisture non-equilibrium, in: V. Rudolph, R.B. Keey, A. Mujumdar (Eds.), *Drying 94, Proceedings of the Ninth International Drying Symposium, Gold Coast, Australia, Part B*, 1994, pp. 1283–1290.
- [15] J.F. Siau, Wood: influence of moisture on physical properties, Department of Wood Science and Forest Products, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1995.
- [16] I. Turner, P. Perré, A comparison of the drying simulation codes TRANSPORE and WOOD2D which are used for the modelling of two-dimensional wood drying processes, *Drying Technol. J.* 13 (3) (1995) 695–735.
- [17] L. Wadsö, Studies of water vapor transport and sorption in wood, Ph.D. Thesis, Lund University, 1993.
- [18] L. Wadsö, Unsteady-state water vapor adsorption in wood: an experimental study, *Wood Fiber Sci.* 26 (1) (1994) 36–50.
- [19] S.Y. Wang, C.L. Cho, Study of diffusion coefficients below fiber saturation points in four wood species, *Mokuzai Gakkaishi* 40 (12) (1994) 1290–1301.
- [20] S. Zohoun, P. Perré, Mesure du flux de vapeur d'eau dans le bois en régime permanent: le système PCV-CHA, *Les Cahiers Scientifiques du Bois*, vol. 1, numéro spécial Instrumentation, ARBOLOR, 1997, pp. 171–180.