

# Modélisation par double changement d'échelle des transferts de chaleur et de masse dans les isolants à base de fibres végétales.

Rayane EL-SAWALHI, Jérôme LUX\*, Patrick SALAGNAC

<sup>1</sup>Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement, université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 1 France.

\*(auteur correspondant : [jerome.lux@univ-lr.fr](mailto:jerome.lux@univ-lr.fr))

**Résumé** - Les isolants fibreux naturels (lin, chanvre, bois, etc.) sont des matériaux issus de ressources renouvelables qui constituent une alternative pertinente aux solutions d'isolation plus classiques comme les laines minérales ou le polystyrène. Les fibres végétales ont en effet des propriétés thermiques intéressantes comme une faible conductivité thermique et une capacité thermique importante, mais présentent une sensibilité importante à l'humidité. L'hygroscopicité de ces matériaux est souvent présentée comme un facteur positif pour la régulation d'humidité à l'intérieur des bâtiments. Il existe cependant assez peu d'informations sur l'impact des variations d'humidité sur les propriétés thermiques à l'échelle de la fibres ou du réseau de fibres et plus généralement sur le comportement macroscopique de tels isolants dans des conditions réalistes d'humidité et de température. Ces questions sont pourtant essentielles pour évaluer l'évolution des performances in-situ de ces isolants. Pour ce faire, nous avons développé un modèle multi-échelles de transferts couplés de masse et de chaleur avec changement de phase. L'originalité de notre démarche par rapport aux travaux de référence dans ce domaine [1] consiste à considérer non pas deux, mais trois échelles caractéristiques : l'échelle de la fibre comme matériau hétérogène, l'échelle du réseau de fibres (fibres homogénéisées) et enfin l'échelle du produit final. Ce double changement d'échelle a pour but de bien dissocier le comportement des éléments constitutifs (les fibres) du comportement de l'ensemble. Le premier changement d'échelle permet d'établir les équations de transferts à l'intérieur des fibres végétales, ainsi que les relations constitutives entre les propriétés homogénéisées (conductivité thermique, perméabilité, diffusivité à la vapeur, etc.) et la teneur en eau de la fibre. Le comportement hygrothermique macroscopique de l'isolant est quant à lui obtenu par un second changement d'échelle depuis l'échelle du réseau de fibres jusqu'à l'échelle du matériau. L'utilisation d'images 3D de l'isolant obtenu par tomographie aux rayons X permet en outre de calculer directement les propriétés effectives sur un volume élémentaire représentatif déterminé par analyse d'image [2,3] en résolvant numériquement les problèmes de fermetures associés au modèle développé.

[1] S. Whitaker, 1998. Simultaneous Heat, Mass, and Momentum Transfer in Porous Media: A Theory of Drying, *Advances in heat transfer* 13, 119-203

[2] J. Lux, 2013, Automatic segmentation and structural characterization of low density fibreboards. *Image Analysis & Stereology* 32 (1) (mars 19): 13-25. doi:10.5566/ias.v32.p13-25.

[3] Lux J., Ahmadi A., Gobbé C., Delisée C., Macroscopic thermal properties of real fibrous materials : volume averaging method and 3D image analysis, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Volume 49, Issues 11-12, June 2006, pp. 1958-1973.

## Nomenclature

### Lettres latines

- b** vecteur de fermeture (m)
- $c_p$  capacité thermique massique  $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- d** vecteur de fermeture (m)
- D** tenseur de diffusion ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
- $\mathcal{D}^{eff}$  tenseur de diffusion effectif à l'échelle macroscopique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
- $\mathbf{D}^{eff}$  tenseur de diffusion effectif à l'échelle des fibres homogénéisées ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
- I** tenseur identité
- $\dot{m}_{cond}$  taux de condensation ( $\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-3}$ )
- $\mathbf{n}_{ij}$  normale orientée de la phase  $i$  vers  $j$
- r** vecteur de fermeture (m)
- S** surface ( $\text{m}^2$ )
- s** vecteur de fermeture (m)
- T** température (K)
- V** volume de prise de moyenne ( $\text{m}^3$ )
- $V_i$  volume de la phase  $i$  ( $\text{m}^3$ )
- v** vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )

### Lettres grecques

- $\epsilon_i$  fraction volumique de la phase  $i$
- $\Lambda^{eff}$  tenseur de conductivité thermique macroscopique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
- $\lambda^{eff}$  tenseur de diffusion des fibres homogénéisées ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
- $\lambda_i$  tenseur de conductivité thermique de la phase  $i$  ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
- $\rho$  masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )

### Indices et exposants

- c** chanvre
- g** gaz
- l** liquide
- p** polymère
- v** vapeur
- s** solide

## 1 Introduction

Les isolants fibreux naturels (lin, chanvre, bois, etc.) sont des matériaux issus de ressources renouvelables qui constituent une alternative pertinente aux solutions d'isolation plus classiques comme les laines minérales ou le polystyrène. Les fibres végétales ont en effet des propriétés thermiques intéressantes comme une faible conductivité thermique et une capacité thermique importante, mais présentent une sensibilité importante à l'humidité. L'hygroscopicité de ces matériaux est souvent présentée comme un facteur positif pour la régulation d'humidité à l'intérieur des bâtiments. Il existe cependant assez peu d'informations sur l'impact des variations d'humidité sur les propriétés thermiques à l'échelle de la fibres ou du réseau de fibres et plus généralement sur le comportement macroscopique de tels isolants dans des conditions réalistes d'humidité et de température. Ces questions sont pourtant essentielles pour évaluer l'évolution des performances in-situ de ces isolants. Pour ce faire, nous avons développé un modèle multi-échelles de transferts couplés de masse et de chaleur avec changement de phase. L'originalité de notre démarche par rapport aux travaux de référence dans ce domaine [1, 2] consiste à considérer non pas deux, mais trois échelles caractéristiques : l'échelle de la fibre comme matériau hétérogène, l'échelle du réseau de fibres homogénéisées et enfin l'échelle du produit final. Ce double changement d'échelle a pour but de bien dissocier le comportement des éléments constitutifs (les fibres) du comportement de l'ensemble. Le premier changement d'échelle permet d'établir les équations de transferts à l'intérieur des fibres végétales, ainsi que les relations constitutives entre les propriétés homogénéisées (conductivité thermique, perméabilité, diffusivité à la vapeur, etc.) et la teneur en eau de la fibre. Le comportement hygrothermique macroscopique de l'isolant est quant à lui obtenu par un second changement d'échelle depuis l'échelle du réseau de fibres homogénéisées jusqu'à l'échelle du matériau. L'utilisation d'images 3D de l'isolant obtenu par tomographie aux rayons X permet en outre

de calculer directement les propriétés effectives sur la microstructure réelle [3, 4].

## 2 Caractéristiques des matériaux isolants

Le matériau étudié dans ce travail est un composite non-tissé constitué de fibres de chanvre et de fibres polymères, destiné à l'isolation du bâtiment. Les fibres polymères sont présentes à environ 15 à 20 % en masse et permettent d'assurer la cohésion et la tenue mécanique de l'isolant. Ces fibres sont non poreuses, de section isotrope et de diamètre constant (environ 20  $\mu\text{m}$ ). Elles sont en outre assez longues et tortueuses. Le chanvre est quant à lui présent sous forme de fibres libériennes (extraites de la partie externe de la tige) très peu poreuses et de diamètre compris entre 20 et 100  $\mu\text{m}$ , mais aussi de chènevottes (issues de la partie interne de la tige et assurant la conduction de la sève). Ces dernières, présentes à environ 10 % en masse, sont largement plus poreuses (présence de multiples cavités ou lumen de quelques dizaines de micromètres) et de plus grande taille (diamètre de l'ordre du millimètre).

## 3 Homogénéisation des fibres végétales

Les fibres végétales sont des matériaux hétérogènes et poreux pouvant absorber une quantité d'eau importante. Elles possèdent en outre des propriétés thermiques et mécaniques anisotropes qui sont susceptibles de varier avec la teneur en eau. L'objectif de notre travail consiste donc tout d'abord à établir les équations de transferts couplés de chaleur et de masse au sein de fibres homogénéisées, mais également de déterminer l'expression des tenseurs effectifs (diffusivité, conductivité thermique) en fonction de la géométrie et de la teneur en eau des fibres.

### 3.1 Hypothèses

Les fibres naturelles sont constituées de trois phases : air humide, eau liquide et solide, notées respectivement  $g$ ,  $l$  et  $s$ . On suppose un transfert de chaleur purement conductif au sein des trois phases (loi de Fourier) et un transfert de vapeur purement diffusif au sein de la phase gazeuse (loi de Fick).

À la différence de [1], on fait l'hypothèse que les vitesses de déplacements des interfaces eau/air (liées aux cinétiques d'évaporation / condensation au sein de la fibre) sont bien supérieures aux mouvements de l'eau liquide dans la fibre. On se place en effet dans le cas où l'eau est présente principalement sous forme d'eau liée, peu mobile, c'est à dire pour une teneur en eau inférieure à la teneur en eau de saturation des fibres (env. 30 %).

Les propriétés des différentes phases (masse volumique, chaleur massique, conductivité thermique, diffusivité) sont considérées comme variant suffisamment peu à l'intérieur du volume de prise de moyenne pour que l'on puisse les considérer comme constantes, à l'exception notable de la conductivité thermique du chanvre, qui est un tenseur généralement orthotrope et dépend donc de l'orientation locale de la fibre.

### 3.2 Relations de fermeture

Le premier changement d'échelle est réalisé grâce à la méthode de prise de moyenne et on se référera aux travaux spécifiques de [1, 5, 6] pour plus de détails à ce propos. On rappelle que la

moyenne intrinsèque d'une quantité locale  $\psi_i$  définie dans une phase  $V_i$  se note  $\langle \psi_i \rangle^i$  et est définie par :

$$\langle \psi_i \rangle^i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \psi_i dV = \frac{\epsilon_i}{V} \int_{V_i} \psi_i dV = \epsilon_i \langle \psi_i \rangle \quad (1)$$

D'autre part, les grandeurs locales sont décomposées comme la somme de la moyenne et d'un terme de déviation locale noté  $\tilde{\psi}_i$ , qui vérifie sous certaines hypothèses  $\langle \tilde{\psi}_i \rangle = 0$ .

L'écriture des problèmes gouvernant les fluctuations locales indique que les déviations sont fonction des gradients des quantités homogénéisées d'une part et font apparaître un couplage naturel entre transfert de masse et de chaleur d'autre part. Les relations entre les grandeurs moyennes et locales (relations de fermeture) sont de la forme [1] :

$$\tilde{T}_i = \mathbf{b}_{iT} \cdot \nabla \langle T \rangle + \frac{\Delta h_{cond} D_v}{\lambda_i} \mathbf{b}_{iv} \cdot \nabla \langle \rho_v \rangle^g, \quad i = g, s, l \quad (2)$$

$$\tilde{\rho}_v = \mathbf{d}_{gv} \cdot \nabla \langle \rho_v \rangle^g + \frac{\lambda_g}{\Delta h_{cond} D_v} \mathbf{d}_{gT} \cdot \nabla \langle T \rangle \quad (3)$$

Où  $\mathbf{b}_{iT}$ ,  $\mathbf{b}_{iv}$  (pour une phase  $i = g, s$  ou  $l$ ),  $\mathbf{d}_{gv}$ ,  $\mathbf{d}_{gT}$  sont les vecteurs de fermeture définis au travers de problèmes intégral-différentiels couplés (problèmes de fermetures) qui sont d'une forme similaire à ceux donnés dans [1].

### 3.3 Équations de transfert à l'échelle de la fibre homogène

L'utilisation des relations précédentes ainsi que l'intégration spatiale des équations locales dans chaque phase permet d'obtenir les équations gouvernant les grandeurs homogénéisées, mais également la forme des paramètres effectifs en fonction des variables de fermeture. On obtient ainsi les équations suivantes :

#### Conservation de la masse de vapeur

$$\epsilon_g \frac{\partial \langle \rho_v \rangle^g}{\partial t} + \langle \dot{m}_{cond} \rangle = \nabla \cdot (\mathbf{D}_v^{eff} \cdot \nabla \langle \rho_v \rangle^g) + \nabla \cdot (\mathbf{D}_T^{eff} \cdot \nabla \langle T \rangle) \quad (4)$$

où les tenseurs de diffusion effectifs sont définis par :

$$\mathbf{D}_v^{eff} = \epsilon_g D_v^g \langle \nabla \mathbf{d}_{gv} + \mathbf{I} \rangle^g \quad (5)$$

$$\mathbf{D}_T^{eff} = \frac{\epsilon_g \lambda_g}{\Delta h_{cond}} \langle \nabla \mathbf{d}_{gT} \rangle^g \quad (6)$$

#### Conservation de l'énergie

Vu les cinétiques assez lentes qui sont caractéristiques notre application (thermique du bâtiment), on suppose qu'il y a équilibre thermique local, i.e. égalité des températures moyennes de chaque phase ( $\langle T_l \rangle^l = \langle T_g \rangle^g = \langle T_s \rangle^s = \langle T \rangle$ ). On obtient ainsi :

$$\langle \rho c_p \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle \dot{m}_{cond} \rangle \Delta h_{cond} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\lambda}_T^{eff} \cdot \nabla \langle T \rangle + \boldsymbol{\lambda}_v^{eff} \cdot \nabla \langle \rho_v \rangle^g) \quad (7)$$

Avec :

$$\boldsymbol{\lambda}_T^{eff} = \epsilon_s \langle \langle \boldsymbol{\lambda}_s \rangle^s + \boldsymbol{\lambda}_s \cdot \nabla \mathbf{b}_{sT} \rangle^s + \epsilon_g \lambda_g \langle \mathbf{I} + \nabla \mathbf{b}_{gT} \rangle^g + \lambda_l \epsilon_l \langle \mathbf{I} + \nabla \mathbf{b}_{lT} \rangle^l \quad (8)$$

$$\boldsymbol{\lambda}_v^{eff} = \epsilon_s \frac{\Delta h_{cond} D_v}{\langle \lambda_s \rangle^s} \cdot \langle \boldsymbol{\lambda}_s \cdot \nabla \mathbf{b}_{sv} \rangle^s + \epsilon_g \Delta h_{cond} D_v \langle \nabla \mathbf{b}_{gv} \rangle^g + \epsilon_l \Delta h_{cond} D_v \langle \nabla \mathbf{b}_{lv} \rangle^l \quad (9)$$

### Taux moyen de condensation

$\langle \dot{m}_{cond} \rangle$  est le taux moyen de condensation, que l'on peut exprimer sous la forme :

$$\langle \dot{m}_{cond} \rangle = \mathcal{M}_{gv} \cdot \nabla \langle \rho_v \rangle^g + \mathcal{M}_{gT} \cdot \nabla \langle T \rangle \quad (10)$$

Avec  $\mathcal{M}_{gv}$  et  $\mathcal{M}_{gT}$  des vecteurs définis par :

$$\mathcal{M}_{gv} = \frac{D_v}{V} \int_{S_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot (\nabla \mathbf{d}_{gv} + \mathbf{I}) dS \quad (11)$$

$$\mathcal{M}_{gT} = \frac{\lambda_g}{\Delta h_{cond}} \frac{1}{V} \int_{S_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \nabla \mathbf{d}_{gT} dS \quad (12)$$

On retrouve ici des expressions classiques gouvernant les transferts de masse et de chaleur au sein des milieux poreux. On notera que le couplage entre transfert de masse et de chaleur apparaît naturellement lors du processus de prise de moyenne (aucun couplage n'étant supposé à l'échelle locale). Les tenseurs effectifs intervenant dans les équations de transferts mais également dans l'expression du taux de condensation peuvent être calculés sur des microstructures de fibres modèles ou réelles en résolvant les problèmes de fermetures et ce, pour différentes teneurs en eau. Cependant, les problèmes numériques associés sont des problèmes couplés intégro-différentiels complexes et leur résolution numérique est encore en cours d'implémentation.

## 4 Homogénéisation du réseau de fibres

Les équations gouvernant les transferts de masse et de chaleur au sein des fibres homogénéisées étant maintenant obtenues, il est alors possible de procéder au second changement d'échelle dont l'objectif est de déterminer les équations de transfert à l'échelle du matériau (échelle que l'on qualifiera de macroscopique).

### 4.1 Hypothèses

A l'échelle du réseau fibreux, on distinguera de nouveau trois phases : les fibres de chanvre (c), les fibres polymères (p) et l'air humide (g). Afin de simplifier le problème, on supposera que la condensation ou l'évaporation auront lieu à l'intérieur des fibres uniquement, ce qui semble acceptable lorsque la teneur en eau des fibres est en deçà de leur teneur en eau de saturation, ce qui est une de nos hypothèses de travail.

Les équations "locales" à l'échelle du réseau de fibres sont les équations de conservation dans les fibres de chanvre obtenues lors du précédent changement d'échelle (4 et 7), ainsi que les équations classiques de conservations de masse et d'énergie dans le polymère et dans l'air humide. Les isolants fibreux étant très peu denses (porosité > 90%), les transferts de masse par advection seront pris

en compte dans les développements. Afin de bien dissocier les différentes échelles, les grandeurs moyennes correspondant au passage de l'échelle du réseau de fibres à l'échelle macroscopique seront notées entre crochets  $\{ \}$ .

De la même manière que lors du premier changement d'échelle, les relations entre les déviations et les grandeurs macroscopiques sont déduites des problèmes gouvernant les déviations. On obtient ici des représentations de formes similaires aux équations 2 et 3 et on note  $\mathbf{s}$  et  $\mathbf{r}$  les vecteurs de fermeture associés aux fluctuations locales  $\tilde{T}_i, \tilde{T}_p, \langle \tilde{T}_c \rangle, \tilde{\rho}_v$  et  $\langle \tilde{\rho}_v \rangle_c^g$ .

## 4.2 Équations macroscopiques

Les équations macroscopiques sont obtenues par la prise de moyenne des équations à l'échelle du réseau de fibres et l'introduction des développements précédents. Afin de développer un modèle à une équation, on supposera de plus que les hypothèses d'équilibre thermique local et d'équilibre massique local (i.e.  $\langle \rho_v \rangle_c^g = \{ \rho_v \}^g = \{ \rho_v \}$ ) sont satisfaites.

### Conservation de l'énergie

$$\{ \rho_{c_p} \} \frac{\partial \{ T \}}{\partial t} + \{ \langle \dot{m}_{cond} \rangle \} \Delta h_{cond} = \nabla \cdot \left[ \mathbf{\Lambda}_T^{eff} \cdot \nabla \{ T \} + \mathbf{\Lambda}_v^{eff} \cdot \nabla \{ \rho_v \} \right] \quad (13)$$

Avec les tenseurs effectifs donnés par :

$$\begin{aligned} \mathbf{\Lambda}_T^{eff} = & \epsilon_g \lambda_g \{ \mathbf{I} + \nabla \mathbf{s}_{gT} \}^g + \epsilon_p \lambda_p \{ \mathbf{I} + \nabla \mathbf{s}_{pT} \}^p \\ & + \epsilon_c \left\{ \left\{ \lambda_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c \cdot (\mathbf{I} + \nabla \mathbf{s}_{cT}) + \frac{\left\{ D_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c}{\left\{ D_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c} \lambda_{cv}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{r}_{cT} \right\}^c \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{\Lambda}_v^{eff} = & \epsilon_g \left\{ \lambda_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c \{ \nabla \mathbf{s}_{gv} \}^g + \epsilon_p \left\{ \lambda_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c \{ \nabla \mathbf{s}_{pv} \}^p \\ & + \epsilon_c \left\{ \frac{\left\{ \lambda_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c}{\left\{ \lambda_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c} \left( \lambda_{cT}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{s}_{cv} \right) + \left\{ \lambda_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c \cdot (\mathbf{I} + \nabla \mathbf{r}_{cv}) \right\}^c \end{aligned} \quad (15)$$

### Conservation de la masse

$$\begin{aligned} (\epsilon_g + \{ \epsilon_{gc} \}^c) \frac{\partial \{ \rho_v \}^g}{\partial t} + \{ \langle \dot{m}_{cond} \rangle \} + \nabla \cdot (\{ \rho_v \} \{ \mathbf{v}_g \}) = \\ \nabla \cdot \left[ \mathbf{D}_v^{eff} \cdot \nabla \{ \rho_v \} + \mathbf{D}_T^{eff} \cdot \nabla \{ T \} - D_v \epsilon_g \frac{\{ \rho_v \}}{\{ \rho_g \}^g} \cdot \nabla \{ \rho_g \}^g \right] \end{aligned} \quad (16)$$

Avec les tenseurs effectifs donnés par :

$$\mathcal{D}_v^{eff} = \epsilon_g D_v \{ \mathbf{I} + \nabla \mathbf{r}_{gv} \}^g + \epsilon_c \left\{ \left\{ \mathbf{D}_{cv}^{eff} \right\}^c + \mathbf{D}_{cv}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{r}_{cv} \right\}^c + \epsilon_c \frac{\left\{ \lambda_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c}{\left\{ \lambda_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c} \left\{ \mathbf{D}_{cT}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{s}_{cv} \right\}^c \quad (17)$$

$$\mathcal{D}_T^{eff} = \left\{ D_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c \epsilon_g \{ \nabla \mathbf{r}_{gT} \}^g + \epsilon_c \frac{\left\{ D_{cT}^{eff} \right\}_{ref}^c}{\left\{ D_{cv}^{eff} \right\}_{ref}^c} \left\{ \mathbf{D}_{cv}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{r}_{cT} \right\}^c + \epsilon_c \left\{ \left\{ \mathbf{D}_{cT}^{eff} \right\}^c + \mathbf{D}_{cT}^{eff} \cdot \nabla \mathbf{s}_{cT} \right\}^c \quad (18)$$

Dans les conditions de faibles Reynolds correspondant à notre application, la vitesse macroscopique peut être représentée par la loi de Darcy :  $\{ \mathbf{v}_g \} = -\frac{\mathbf{K}}{\mu_g} \cdot \nabla \{ p_g \}^g$ .

## 5 Résultats numériques

Les tenseurs effectifs obtenus par prise de moyenne (éqs. 14, 15, 18, 17) peuvent être calculés directement à partir de la connaissance de la microstructure en résolvant les problèmes de fermeture associés. Afin de valider notre approche, les tenseurs effectifs sont calculés sur des images 3D des isolants obtenues par tomographie aux rayons X (Fig. 1) et comparés aux mesures expérimentales disponibles.

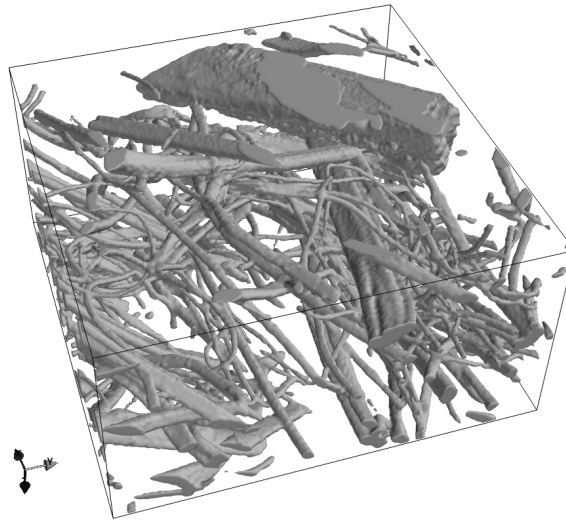


Figure 1 – Visualisation 3D du réseau de fibres obtenue par tomographie X.

La conductivité thermique est mesurée par une technique de plan chaud (analyseur TCi C-Therm) tandis que le coefficient de diffusion à la vapeur est obtenu par la méthode de la coupelle. Les mesures de la conductivité thermique se faisant sur échantillons secs et les mesures de diffusivité étant réalisées à température constante, les problèmes de fermeture à résoudre s'en trouvent alors considérablement simplifiés puisque le couplage disparaît. D'autre part, nous négligeons également l'effet de la diffusion de vapeur au sein de la fibre par rapport à la diffusion dans l'espace poral inter-fibres dans ces premiers calculs.

La conductivité thermique du chanvre est considérée égale à  $0,88 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  dans la direction longitudinale et  $0,44 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  dans les directions tangentielles et radiales. Les conductivités du polymère et de l'air sont fixées à  $0,33 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $0,026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  respectivement. Enfin, le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air est fixée à  $2,82 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . Le tableau 1 présente une synthèse des résultats expérimentaux ainsi que les moyennes et écarts-types des résultats numériques obtenus sur 12 sous-volumes de  $300 \times 300 \times 150$  voxels (soit  $4,8 \times 4,8 \times 2,4 \text{ mm}^3$ ).

Composante	Conductivité moyenne ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	Conductivité expérimentale (isotrope) ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	Composante	Diffusivité moyenne ( $10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ )	Diffusivité expérimentale ( $10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$(\Lambda_T^{eff})_{xx}$	$0,055 \pm 0,006$		$(\mathcal{D}_v^{eff})_{xx}$	$2,1 \pm 0,05$	n/a
$(\Lambda_T^{eff})_{yy}$	$0,047 \pm 0,005$	$0,047 \pm 0,002$	$(\mathcal{D}_v^{eff})_{yy}$	$2 \pm 0,05$	n/a
$(\Lambda_T^{eff})_{zz}$	$0,038 \pm 0,001$		$(\mathcal{D}_v^{eff})_{zz}$	$1,9 \pm 0,09$	$1,9 \pm 0,09$

Table 1 – Comparaison entre les propriétés effectives calculées et mesurées.

## 6 Conclusions

La modélisation basée sur un double changement d'échelle permet une expression rigoureuse des propriétés effectives des matériaux à base de fibres naturelles, aussi bien à l'échelle de la fibre qu'à l'échelle macroscopique. Les premiers résultats dans un cas non couplé montrent un très bon accord avec les mesures disponibles. Les perspectives concernent la mise en place d'un outil numérique de résolution des problèmes de fermeture couplés ce qui permettra notamment de calculer les propriétés des fibres en fonction de leur teneur en eau et l'impact sur les propriétés macroscopiques.

**Remerciements** Les auteurs tiennent à remercier la région Poitou-Charentes pour son soutien financier.

## Références

- [1] Stephen Whitaker : Coupled Transport in Multiphase Systems : A theory of Drying. *Advances in Heat Transfer*, 31:1–103, 1998.
- [2] A. Bouddour, J.-L. Auriault, M. Mhamdi-Alaoui et J.-F. Bloch : Heat and mass transfer in wet porous media in presence of evaporation—condensation. *International journal of heat and mass transfer*, 41(15):2263–2277, 1998.
- [3] Jérôme Lux : Automatic Segmentation And Structural Characterization Of Low Density Fibreboards. *Image Analysis & Stereology*, 32(1):13–25, mars 2013.
- [4] Jérôme Lux, A Ahmadi, C Gobbé et C Delisée : Macroscopic thermal properties of real fibrous materials : volume averaging method and 3d image analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(11-12):1958–1973, 2006.
- [5] Stephen Whitaker : *The method of volume averaging*, volume 13 de *Theory and Applications of Transport in Porous Media*. Springer, 1999.
- [6] Stephen Whitaker : A Theory of drying. *Advances in heat transfer*, 13:119–203, 1977.