UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



Ecole Doctorale Physique, Chimie, Science de da Terre, De l'Univers et de

l'Ingénieur

(ED-PCSTUI).

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Département de physique

THESE DE DOCTORAT UNIQUE

Option : Energie Solaire, Matériaux et Systèmes

Spécialité : Transfert thermique

Présentée par

M. DAME DIAO

<u>Sujet</u> : Etude des phénomènes de surface et d'emmagasinement d'énergie d'un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel; mise en exergue des phénomènes d'inertie thermique.

Soutenue publiquement le 22/07/2017 devant le jury composé de :

Président	GAYE Salif	Professeur Titulaire	IUT / Univ de THIES
D (TAMBA Séni	Maitre de Conférences	EPT / THIES
Kapporteurs	NDIAYE Mamadou Babacar	Maitre de Conférences	IUT / Univ de THIES
	DIAGNE Issa	Maitre de Conférences	FST / UCAD
Examinateurs	DIENG Birame	Maitre de Conférences	UADB
	DIENE Alassane	Maitre de Conférences	EPT / THIES
Dimontours	SISSOKO Grégoire	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Directeurs	DIALLO Hawa LY	Maitre de Conférences	UFRSET / THIES

<u>Dédicaces</u>

Dédicaces

Je rends tout d'abord grâce à ALLAH, Qui m'a accordé la vie, la santé, la paix et l'intelligence pour accomplir ce travail. << Qu'IL ne cesse de déverser ses bénédictions sur Son Noble Prophète Mouhammad (PSL)>>.

Je dédie ce modeste travail à mon Père **Makhone Diao** et à ma Mère **Oumou Khairy Niang ;** deux braves qui ont épuisés toute leur énergie pour notre éducation et la transmission de bonnes valeurs. Ils n'ont jamais cessé de nous guider, orienter et encourager dans tous nos projets. Pour notre réussite, ils n'ont ménagé aucun effort et ne cessent de le faire jusqu'à présent. Nous prions Allah de substituer toutes vos peines et soucis en bonheur incommensurable dans les deux mondes, QU'IL nous accorde également la chance d'y participer.

Je dédie également ce travail à mes **grand-parents**, qu'Allah ne cesse de déverser sur eux Ses Bénédictions.

Je dédie également ce travail à Mes Tantes **Bineta Thiam**, **Maguette Faye** et à tous Mes Oncles pour toutes les prières et conseils formulés à notre encontre mes frères et moi.

A mes chers **Frères** et **Sœurs** pour tout le soutient à travers les conseils et orientations, vous avez su montrer le bon exemple. Il m'est difficile de vous témoigner toute ma gratitude. Qu'Allah vous protège.

A mes belles sœurs et beaux frères

A tous mes professeurs qui ont participés à la réussite de ce travail et particulièrement au **Professeur Grégoire Sissoko**.

A tous mes amis et promotionnaires avec qui j'ai partagé de longues années.





Je remercie profondément mon directeur de Thèse, Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur Titulaire de classe exceptionnelle à l'ordre national du Lion à la Facultés des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, Directeur du Groupe International de Recherche en Energies Renouvelables pour avoir bien accepté de m'intégrer dans votre équipe de recherche et surtout pour avoir dirigé ce travail. Il me serait difficile à travers ces mots de vous témoigner toute ma profonde gratitude. Vous avez su surgir en nous les qualités qui sont l'apanage des grands hommes : la rigueur, l'assiduité, la discipline et surtout l'esprit de partage. Votre disponibilité et grande ouverture font de vous un bon encadreur. Je vous remercie grandement pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. Qu'Allah vous Protège et vous accorde longue vie.

Je remercie ma co-directrice, Madame **Hawa Ly DIALLO**, Maitre de Conférences à l'UFR SET de Thiès pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. Je ne saurai vous témoigner toute ma gratitude à travers ces modestes mots. Qu'Allah vous accorde longue vie pleine de succès, de réussite et de bonheur et vous accorde sa protection.

Mes remerciements à l'encontre de Monsieur **Salif GAYE**, Professeur Titulaire à l'IUT de Thiès pour tout le soutient que vous accordez à l'équipe à travers vos conseils et encouragements. Merci profondément pour l'honneur que vous me faites en acceptant de présider cette soutenance. Je ne saurai vous remercier assez, qu'Allah vous comble de Ses bienfaits, vous protège et vous gratifie une longue vie remplie de succès.

Je remercie Monsieur **Séni TAMBA**, Maitre de Conférences à l'Ecole Polytechnique de Thiès pour avoir accepté de participer à ce jury. J'en suis très

Remerciements

reconnaissant et je prie qu'Allah vous protège, vous accorde longue vie et comble de Ses Bienfaits apparents et cachés.

Je remercie Monsieur **Mamadou Babacar NDIAYE**, Maitre de Conférences à l'IUT de Thiès pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. Je ne saurai vous témoigner toute ma gratitude. Je me contente de formuler des prières à votre personne. Qu'Allah vous récompense de la plus belle des manières, vous protège et accorde longue vie et pleins de succès.

J'adresse mes remerciements à Monsieur **Issa DIAGNE**, Maître de Conférences à l'Université Cheikh Anta DIOP de Dakar. Je suis honoré par votre participation à ce jury. Vous avez toujours été à nos côtés par vos conseils et par vos orientations. Vous avez partagé avec nous vos expériences et vous nous avez incités à avoir un esprit de dépassement. Qu'Allah vous assiste dans tout ce que vous entreprenez. Qu'Il vous accorde sa protection et vous accorde longue vie afin que vous puissiez accompagner les générations à venir.

Je remercie Monsieur **Birame DIENG**, Maitre de Conférences à l'Université Alioune DIOP de Bambey pour l'honneur que vous m'accordez en acceptant de participer à ce jury. Qu'Allah vous assiste, vous protège, vous accorde longue vie et vous accorde la réussite dans toutes vos entreprises.

Je remercie Monsieur Alassane DIENE, Maître de Conférences à l'Ecole Polytechnique de Thiès pour avoir accepté de participer à ce jury. Je vous adresse toute ma reconnaissance et prie pour qu'Allah vous accorde longue vie et pleins de succès.

Je remercie également Monsieur **Mor Ndiaye**, Maitre-Assistant à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Je vous adresse toute ma reconnaissance et prie pour qu'Allah vous accorde longue vie et pleins de succès. Vous avez toujours été présent à nos côtés et vos conseils et orientations nous ont été très utiles. Je remercie Mlle **Fatima Bâ** Docteur à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, pour toutes les suggestions qu'elle a apportée à ce travail. Qu'Allah vous assiste, vous protège, vous accorde longue vie et vous accorde la réussite dans toutes vos entreprises.

Je remercie profondément camarades **Imam Katim Touré, Papa Touty Traoré, Djimba Naine, Cheikh A Bamba Diop, Papa Mbaye Diouf, Nafissatou Diop, Moustapha Kébé, Youssou Traoré, Demba Ndao Niang, Ousmane Diagne...,** avec qui j'ai partagé de moments inoubliables durant notre cursus universitaire et pendant les périodes de révisions. Je ne peux tous les citer, qu'Allah les assiste dans toutes leurs entreprises.

Je remercie profondément tous ceux qui ont de près ou de loin contribué à notre cursus. Qu'Allah vous rétribue de la plus belle des manières.

Ce travail a été effectué :

Au Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (LASES)

Faculté des Sciences et Techniques (FST),

Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

Sous la direction de Monsieur Grégoire SISSOKO, Professeur Titulaire au Département de Physique à la FST.

Liste des Figures

LISTE DES FIGURES

Figure I- 2: Laine de verre
Figure I- 3: Verre cellulaire
Figure I- 4 : Granules d'araile expansée et Granule d'araile expansée arossie et coupée
Figure I- 5 : Fruit du kapokier
Figure I- 6 : Coupe de la paroi d'un hac isolé avec des brigues de sciure de bois 15
Figure I- 7 : a) vue de quatre surfaces ruqueuses étudiées. De droite à aquebe et de haut en has: R0_R1_R2 et R3
17
Figure L. 8 : Distribution de la température de la couche métallique selon une section transversale. Profil obtenu
\dot{a} nartir de thermographie infrarouge
Eigure L O: Schéme du support profilé ques le centeur et de l'écoulement
Figure I - 9. Schema da Nuccelt en fonction du nombre de Pounelde nour les guatre surfaces : Les barres
rigure 1- 10. a) nombre de Nusseit en jonction du nombre de Reynolds pour les quatre surjaces . Les barres
a erreur experimentales sont aussi representees ; b Comparaison relative des nombres de Nusseit
Figure I-11 : Geometrie consideree et representation des evolutions de temperature en regime etabli
Figure I-12 : Modules et dephasages simules pour le titane et le materiau orthotrope
Figure I- 13: Modèle d'étude du matériau filasse plâtre matériau (a) en trois dimensions (b) en deux dimensions
Figure I- 14: Evolution de la densité de flux de chaleur et de la température dans l'isolant en fonction de la
pulsation excitatrice ; $x = 0,025 \text{ m}$; $y = 0,02 \text{ m}$; $h_{1y} = 50 \text{ W/m}^2.^\circ\text{C}$; $h_{2y} = 0,05 \text{ W/m}^2.^\circ\text{C}$; $T_{a1} = 25 \circ\text{C}$; $T_{a2} = 10 \circ\text{C}$.
Figure I- 15: Caractéristique de la variation de température-densité de flux de chaleur; influence de la pulsation
excitatrice. $x = 0,05 \text{ m}$; $h_{1y} = 50 \text{ W/m}^2.^\circ\text{C}$; $h_{2y} = 0,05 \text{ W/m}^2.^\circ\text{C}$; $T_{a1}=25 ^\circ\text{C}$; $T_{a2} = 10 ^\circ\text{C}$
Figure I- 16: Comportement de l'impédance thermique en fonction du logarithme de la pulsation excitatrice
sous l'influence de la profondeur; x = 0,025 m; h _{1y} = 50 W/m ² . C; h _{2y} = 0,05 W/m ² . C; T ₀₁ = 25 C; T ₀₂ = 10 C 27
Figure I- 17: Variation de la température moyenne intérieure et extérieure (R.D.C)
Figure I- 18: Epaisseur du mur externe
Figure I- 19: Echantillon du traversin (vacuoles)
Figure II- 1: Brique de kapok-plâtre soumise à des sollicitations au niveau des deux faces
24
Figure II- 2 : Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ;
Figure II- 2 : Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5~W.m^{-2}.K^{-1}$
Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m ⁻² .K ⁻¹ h_2 =5 W.m ⁻² .K ⁻¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange
Figure II- 2 : Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^2.K^{-1}$ $h_2=5 W.m^{-2}.K^{-1}$
Figure II- 2 : Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$
Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; 34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹
Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1 = 150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2 = 5W.m^{-2}.K^{-1}$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 11 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^2.K^{-1}$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, $x=0$ m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence de I'épaisseur dans la zone sensible.
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, $x=0$ m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence de l'épaisseur dans la zone sensible. 42 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_1=15W.m^{-2}.K^{-1}$
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5W.m^{-2}.K^{-1}$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant $h_1, \omega = 10^{-2} rad.s^{-1}$ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 44
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m ⁻² .K ⁻¹ h_2 =5 W.m ⁻² .K ⁻¹
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m ⁻² .K ⁻¹ h_2 =5 W.m ⁻² .K ⁻¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, $x = 0$ m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence de l'épaisseur dans la zone sensible. 42 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence fréquence. 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence $h_1 = 150$ W.m ⁻² .K ⁻¹ , $h_2 = 5$ W.m ⁻² .K ⁻¹ 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange thermique face avant thermique h_1
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1=150W.m ⁻² .K ⁻¹ h_2=5 W.m ⁻² .K ⁻¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h ₁ , $ω = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 41 influence fréquence
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m ² .K ¹ h_2 =5 W.m ² .K ¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 31 influence de la fréquence, $x = 0$ m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence h_1 =150 W.m ⁻² .K ⁻¹ , h_2 =5 W.m ⁻² .K ⁻¹ 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange thermique h_1 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 à la face avant thermique h_1 à la face avant $x = 0$ m; influence
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1=150W.m².K¹ h_2=5 W.m².K¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h ₁ , $ω = 10^2$ rad.s¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 41 Figure II- 6: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 42 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange thermique h ₁ 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ à la face avant thermique h ₁ . 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de fl
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1=150W.m².K¹ h_2=5 W.m².K¹ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h ₁ , $ω = 10^2$ rad.s¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 11 influence de la fréquence, x= 0 m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h1 11 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 41 influence fréquence. 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 à la 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chal
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^2.K^1$ $h_2=5W.m^2.K^1$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant $h_1, \omega = 10^2$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, $x=0$ m 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, $x=0$ m 42 Figure II- 6: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence fréquence 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence fréquence $h_1=150$ W.m ² .K ⁻¹ , $h_2=5$ W.m ⁻² .K ⁻¹ 44 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange thermique h_1 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 à la face avant $x = 0$ m: influence fréquence 46 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 à la face avant $x = 0$ m: influence fréquence 47 <td< th=""></td<>
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^2.K^1$ $h_2=5W.m^2.K^1$ 38 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^2$ rad.s ⁻¹ 39 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 11 influence de la fréquence, $x=0m$ 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 11 influence fréquence, $x=0m$ 41 Figure II- 6: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 11 influence fréquence 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 43 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 44 Figure II- 8: Nodule de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange 44 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m² K¹ h_2 =5 W.m² K¹. 8 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^2$ rad.s¹. 9 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, x= 0 m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, x= 0 m. 42 Figure II- 5: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence fréquence. 43 Figure II- 6: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence fréquence. 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence h_1 =150 W.m² K¹, h_2 =5 W.m² K¹. 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 la face avant x = 0 m: influence fréquence. 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en foncti
34 Figure II- 2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; h_1 =150W.m² K¹ h_2 =5 W.m² K¹. 8 Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^2$ rad.s¹. 9 Figure II- 4: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, x= 0 m. 41 Figure II- 5: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, x= 0 m. 42 Figure II- 5: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence fréquence. 43 Figure II- 6: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence fréquence. 43 Figure II- 7: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence 44 Figure II- 8: Module de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 a la face avant x = 0 m: influence fréquence 45 Figure II- 9: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 à la face avant x = 0 m: influence fréquence 46

Eigure II. 14: Module de la température en fonction	50
Figure II-15 : Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influer	50 ICP
du coefficient d'échange thermique face avant h ₁	
Figure II-16 : Evolution du module de la température en fonction de la pulsation excitatrice dans la zone sen	sible
aux sollicitations	52
Figure II- 17: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice dans la zone	
sensible aux sollicitations	52
Figure II-18: Evolution du module de la température en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à	ı la
face avant et arrière dans les mêmes conditions, h_1 =250 W.m ⁻² . K^{-1} ; h_2 =5 W.m ⁻² . K^{-1}	55
Figure II- 19: Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice	
simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, $h1=250 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1} ; $h2 = 5 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1}	55
Figure II- 20: Evolution du module de la température en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à	i la
face avant et arrière dans les mêmes conditions, h_1 =150 W.m ⁻² .K ⁻¹ ; h_2 =150 W.m ⁻² .K ⁻¹	56
Figure II- 21: Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice	
simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, h_1 =150 W.m ⁻² .K ⁻¹ ; h_2 = 150 W.m ⁻² .K ⁻¹	57
Figure II- 22: Evolution du module de la température à la face avant en fonction de la pulsation	57
Figure II- 23: Evolution du module de la température à la face avant en fonction de la pulsation	58
Figure III- 1 : Diagramme de Bode de l'impédance thermique dans la zone sensible	
Zth	62
Figure III- 2: Diggramme de Bode de la phase dans la zone sensible 7th	63
Figure III-2 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique dans la zone sensible $\delta x = 0.003m$)	05 64
Figure III- 5: Diagramme de Nyquist de Empedance thermique dans la zone sensible $\partial(x = 0,005m)$	04 64
Figure III-5 : Diagramme de Rode de l'impédance thermique nour différents h1 dans la zone sensible	04
Figure III-6 : Phase de l'impédance dans la zone sensible (x=0.003m) sous l'influence du coefficient d'échana	н 65 Р
thermique h ₁	66
Figure III- 7 : Diagramme de Nyquist sous l'influence du coefficient d'échange thermique h ₁	66
Figure III- 8 : Impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange h_1 pour x=0,05m ; h_2 =5 W.m ⁻² .	(⁻¹.
	67
Figure III- 9 : Diagramme de phase de l'impédance sous l'influence du coefficient d'échange thermique h ₁ po	our
x=0,05m	68
Figure III- 10: Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange	
thermique h1	69
Figure III- 11 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique et modèle électrique équivalent	69
Figure III- 12: Impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange h ₂ pour x=0,05m	70
Figure III- 13 : Diagramme de phase de l'impédance sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 p	our
x=0,05m	71
Figure III- 14: Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange	
thermique h_2	71
Figure III- 15 : Evolution de la capacité thermique en fonction de la profondeur, $h_1=150 \text{ W.m}^2$. K^1 ; $h_2=5 \text{ W.m}^2$	⁻² .K ⁻¹
; $\omega = 10^{-3}$ rad/s	73
Figure III-16 : Capacité thermique en fonction de la profondeur sous influence du temps	73
Figure III- 17 : Evolution de la capacité en fonction du temps pour $\omega = 10^{-3}$ rad.s ⁻¹	74
Figure III- 18 : Capacité thermique en fonction du temps pour une pulsation de $\omega = 10^3$ rad.s ⁻¹	75
Figure III- 19 : Evolution de la capacité en fonction du temps pour $\omega=10^{-3}$ rad.s ⁻¹ ; influence du coefficient d'échange thermique h ₁	75
Figure III- 20 : Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence h_1 avec	
x=0,05m	76
Figure III- 21 : Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence h ₂	76
Figure III- 22: Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence de l'épaisse	eur
proche de la surface	77
Figure IV 1: Module de la température des faces avant et arrière en fonction du temps.	81

Liste des Figures

Figure IV 2: Module de la température des faces avant et arrière en fonction du temps pour différentes	
pulsations excitatrices (a) = 10^{-4} rad.s ⁻¹ ; (b)= 10^{-3} rad.s ⁻¹ ; (c)= 10^{-2} rad.s ⁻¹ ; (d)= 10^{-1} rad.s ⁻¹	82
Figure IV 3 : Evolution de la température à la face arrière pour différents h1	84
Figure IV 4: Evolution de la température relative à la face arrière pour différents h ₁	84
Figure IV 5: Evolution de la température à la face arrière pour différents h2	85
Figure IV 6: Evolution de la température relative à la face arrière pour différents h ₂	86
Figure IV 7: Evolution de la température pour différentes profondeurs x(m)	86
Figure IV 8: Evolution de la température relative pour différentes profondeurs x(m)	87

Liste des Tableaux

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I 1 : Conductivité thermique des matériaux	14
Tableau I 2 : Caractéristique des briquettes selon le type de liant	15
Tableau II- 1 : Valeurs de la zone sensible pour différentes pulsations extérieures	50
Tableau II- 2 : Valeurs de la zone sensible pour différentes valeurs du coefficient thermique	51
Tableau II- 3 : Valeur de la température et de la densité de flux pour x = 10 ⁻³ m	53
Tableau II- 4 : Evaluation du bilan thermique et du coefficient d'échange thermique.	54
Tableau III- 1 : Analogie entre les grandeurs électriques et thermiques	_61
Tableau IV- 1 : Correspondance entre la pulsation et le déphasage thermique pour différentes	

températures et périodes	83

Nomenclature

NOMENCLATURE

<u>Symboles</u>	Définitions <u>Unités</u>		
α	Diffusivité thermique	m ² .s ⁻¹	
ρ	Masse volumique Kg.m ⁻³		
λ	Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	
ω	Pulsation excitatrice	Pulsation excitatrice rad.s ⁻¹	
Ср	Chaleur spécifique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	
X	Epaisseur	m	
h 1	Coefficient d'échange face avant	W.m ⁻² .K ⁻¹	
h ₂	Coefficient d'échange face arrière	W.m ⁻² .K ⁻¹	
φ	Densité de flux de chaleur	W.m ⁻²	
T _{a1}	Température ambiante face avant	K	
T _{a2}	Température ambiante face arrière	K	
Ti	Température initiale	K	
T ₀₁	Amplitude maximale température face avant	K	
T ₀₂	Amplitude maximale température face arrière K		
δx	Zone sensible aux sollicitations climatiques	m	
Z _{th}	Impédance thermique	m ² .K.W ⁻¹	
Cth	Capacité thermique	J.m ⁻² .K ⁻¹	
Δφ	Déphasage thermique	S	
Kmoy	Coefficient d'échange global moyen	W/m ² .K	
ΔΤ	Gradient de température	K	
Q	Quantité de chaleur	J	
Z	Impédance électrique	Ω	
μ	Longueur de diffusion thermique	m	
m	Masse	kg	

TABLE DES MATIERES

LISTE DES FIGURES	VI
LISTE DES TABLEAUX	IX
NOMENCLATURE	X
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I :	5
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	5
I-1 / INTRODUCTION	6
I-2/ PRESENTATION DE QUELQUES ISOLANTS THERMIQUES ET DES LIANTS	6
I-2-1/ Les isolants thermiques	6
I–2-1-1/ Les isolants thermiques minéraux	6
I–2-1-1a/ La laine de roche	6
I–2-1-1b/ La laine de verre	7
I–2-1-1c/ Le verre cellulaire	8
I– 2-1-1d/ L'argile expansée	8
I–2-1-2 / Les isolants synthétiques	9
I–2-1-2a / Le polystyrène expansé	9
I–2-1-2b/ Le polystyrène extrudé	10
I–2-1-2c/ Les polyuréthanes	10
I–2-1-3/ Les isolants thermiques naturels	11
I-1-3-2/ Quelques caractéristiques du kapok	12
I-2/ Présentation des liants	13
I-2-1/ Le plâtre	13
I-2-1-1/ Une vie de plâtre	13
I-2-1-2/ Elaboration du plâtre à partir du Gypse	13
I-2-1-3/ Propriété thermique du plâtre	13
I-3/ METHODES DE CARACTERISATION D'ISOLANTS THERMIQUES	14
I-3-1 / Caractérisation des isolants thermiques locaux de type sciure de boi	s et kapok
	14
I-3-1-1/Essai de confection de briquettes avec de la sciure de bois	15
I-3-1-2/ Evaluation du coefficient global et de la conductivité thermique mo	oyenne 15
I-4/ STRUCTURE DE LA SURFACE DES MATERIAUX ET COMPORTEMENT THERI	MIQUE 16

Table des Matières

	I-4-1/ Influence de la micromorphologie de surface sur les échanges thermiques convectifs
	I-4-1-1/ Description des surfaces rugueuses17
	I-4-1-2/ Principe de la mesure
	I-4-1-3/ Résultats
	I-4-2/ Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique - Etude de faisabilité20
	I-4-3 / Caractérisation de la couche d'isolation thermique efficace d'un matériau isolant thermique filasse plâtre par la méthode d'impédance thermique22
I-5	PHENOMENE D'INERTIE THERMIQUE
	I-5-1/ Impact de l'inertie thermique sur le confort hygrothermique et la consommation énergétique du bâtiment
	I-5-2/ Etude comparative de la température moyenne intérieure et extérieure : Période estivale (R.D.C : Rez-De-Chaussée)
со	NCLUSION
REF	ERENCES BIBLIOGRAPHIQUES
СН	APITRE II:
ΕΤι	IDE THEORIQUE SUR LES PHENOMENES D'ECHANGES THERMIQUES A LA SURFACE32
Intr	oduction
I	1/ Schéma du modèle d'étude
I	. 2/ Modélisation mathématique du transfert de chaleur
	II. 2. 1/ Equation générale de la chaleur
	II. 2. 2/ L'expression de la température
I	3. / Etude de la température
	II. 3. 1/ Evolution de la température en fonction de la profondeur
	II. 3. 1. 1/ Influence de la pulsation excitatrice
	II. 3. 1. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h_1
	II. 3. 1. 3 / Influence du coefficient d'échange thermique h ₂
	II. 3. 2 / Etude de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h ₁ 40
	II. 3. 2. 1 / Influence de la pulsation excitatrice40
	II. 3. 2. 2 / Influence de l'épaisseur41
	II. 3. 3 / Etude de la température à la face arrière sous l'influence de la pulsation excitatrice42
I	. 4 / Etude de la densité de flux de chaleur 43
	II 4. 1/ L'expression de la densité de flux de chaleur43

Table des Matières
II 4. 2/ Etuae de la densite de jiux de chaleur en fonction de la profondeur44
II. 4. 2. 1 / Influence de la pulsation excitatrice
II. 4. 2. 2 / Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h_1 45
II. 4. 3/ Etude de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermiaue
II. 4. 4/ Evaluation de la zone sensible aux sollicitations climatiques
II. 4. 4. 1/ Influence de la pulsation dans la ZSSC48
II 4. 4. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique dans la ZSSC
II. 5. / Etude du comportement thermique surfacique54
II. 6/ Coefficient d'échange thermique identique aux deux faces
CONCLUSION
CHAPITRE III /
ANALOGIE ELECTRIQUE-THERMIQUE ET ETUDE DE L'INERTIE THERMIQUE DU MATERIAU. 60
INTRODUCTION
III. 1. / Etude de l'impédance thermique
III. 1. 1. / Analogie thermoélectrique61
III. 1. 2. / Expression de l'impédance thermique61
III. 2. / Comportement de l'impédance thermique dans la zone sensible
III. 2. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h165
III. 3/ Evolution de l'impédance thermique à la face arrière
III. 3. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h167
III.3.2/ Influence du coefficient d'échange thermique h270
III. 4/ ETUDE DE LA CAPACITE THERMIQUE
III. 4. 1/ Etude de la capacité thermique suivant la profondeur
III. 4. 2/ Etude de la capacité thermique en fonction du temps74
III. 4. 3/ Etude de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice
CONCLUSION
CHAPITRE IV:
ETUDE DU DEPHASAGE THERMIQUE ET SON IMPACT SUR L'INERTIE THERMIQUE
IV-1/ Introduction
IV-2/ Expression de la température80
IV-3/ Méthode de détermination graphique du déphasage thermique80
IV. 3. 1/ Etude du retard du signal de la température81
IV.3.2/ Etude de l'influence de la pulsation excitatrice sur le déphasage thermique81

IV. 4/ Température à la face arrière	83
IV. 4. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant	h1(W.m ⁻² .K ⁻¹)83
IV.4. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière	h2(W.m ⁻² .K ⁻¹)85
IV. 5/ Etude du signal de la température sous l'influence de l'épaisseur	86
CONCLUSION	87
CONCLUSION GENERALE	90
ANNEXES MATHEMATIQUES	92

<u>Résumé</u>

Dans ce document, nous avons fait l'étude des phénomènes d'échange thermique à travers un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel. Pour montrer les phénomènes de surface, la zone sensible aux sollicitations climatiques est mise en évidence ainsi que les paramètres qui influent sur elle tels que la pulsation excitatrice et le coefficient d'échange thermique. L'impédance thermique est évaluée par l'intermédiaire de l'analogie thermoélectrique et des modèles électriques équivalents sont proposés. La capacité thermique et le déphasage thermique sont étudiés afin de comprendre les phénomènes d'emmagasinement d'énergie, du retard des perturbations externes et de son impact sur l'inertie thermique du matériau.

Abstract

In this paper, we studied the phenomena of heat exchange through a kapok-plaster material in dynamic frequency regime. To show the surface phenomena, the sensitive zone to climatic stresses is highlighted as well as the parameters that influence it such as the excitation pulsation and the heat exchange coefficient. The thermal impedance is evaluated via the thermoelectric analogy and equivalent electrical models are proposed. The thermal capacity and the thermal phase shift are studied in order to understand the phenomena of energy storage, the delay of the external perturbations and its impact on the thermal inertia of the material.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Du 30 novembre au 11 décembre 2016 s'est tenue la 21^{eme} Conférence des Parties (COP21) en vue d'aboutir à un nouvel accord international sur le climat applicable à tous pour maintenir le réchauffement climatique en dessous de 2° C. Ce phénomène provient en grande partie de l'émission excessive des gaz à effet de serre dans la couche atmosphérique.

Les négociations internationales visent à atténuer le changement climatique, tels s'étaient engagés quelques pays au début des années 1990 dont l'entrée en vigueur du protocole de Kyoto en 1997. Ce protocole repose sur des engagements nationaux de réductions quantitatives d'émission de gaz à effet de serre [1, 2]

Les pays les moins émetteurs de CO_2 , en majorité les pays en voie de développement se trouvent confronter à deux défis capitaux à savoir : contribuer à la réduction de l'émission du CO_2 d'une part et à une prise en compte des questions d'adaptation au réchauffement climatique d'autre part.

Pour satisfaire aux demandes énergétiques sans cesse croissante de l'homme dans le secteur industriel (chaudière, four) comme dans le secteur du bâtiment (chauffage, cuisson), ce dernier est tributaire de l'énergie thermique (chaleur) qui est une forme d'énergie parmi tant d'autres (solaire, nucléaire, électrique etc.) ou qui est issue de la transformation de ces dernières.

L'isolation thermique est une science qui étudie les transferts de chaleur dans les supports matériels. Elle constitue un facteur clé dans le sens où elle permet d'optimiser et d'économiser la consommation énergétique en limitant les besoins pour le chauffage pendant la saison sèche et la climatisation en période d'hivernage.

L'utilisation de matériaux spécifiques appelés isolants thermiques ayant l'aptitude de réduire les déperditions thermique s'avère donc nécessaire. Les isolants thermiques synthétiques qui existent actuellement tels que le polyuréthane, le polystyrène, la laine de verre bien qu'efficaces ne sont ni biodégradables, ni accessibles aux populations dépourvues de ressources financières comme la plupart des pays d'Afrique et peuvent contribuer à l'émission de gaz toxiques.

Au vu de ces différents points susmentionnés, il devient indispensable de trouver des alternatives pour l'élaboration de matériaux locaux, naturels, disponibles et biodégradables pourvus de propriétés isolantes satisfaisantes. Cependant, pour une éventuelle substitution des isolants thermiques synthétisés, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance des propriétés thermo physiques [3] des isolants naturels. C'est dans cette optique que plusieurs matériaux ont

été étudiés ; seuls ou en mélange avec des liants afin de caractériser leurs propriétés thermo physiques. Nous pouvons citer entre autres les travaux de :

- Diagne et al [4] pour la détermination des paramètres thermiques d'un matériau en régime dynamique fréquentiel à partir des diagrammes de Bode et de représentation de Nyquist.
- Y. Traoré et al [5] qui ont caractérisé les phénomènes de transfert thermique à travers un matériau isolant thermique kapok plâtre par la méthode d'impédance dynamique.
- Macodou THIAM et Al [6] pour le développement d'une méthode simultanée de détermination de la conductivité et de la diffusivité thermique de matériaux.

Aussi bien en régime transitoire qu'en régime dynamique fréquentiel certains d'entre ces chercheurs ont évalué la résistance ou l'impédance thermique à partir d'une analogie électrique-thermique ou à partir du coefficient global d'échange thermique.

L'étude des phénomènes thermiques à la surface d'un matériau est une tâche délicate car elle nécessite une bonne approche du coefficient d'échange thermique. Cette étude tire son importante dans la mesure où elle permet de comprendre le confort thermique au contact des parois. C'est dans cette perspective que s'inscrit notre sujet de thèse à savoir l'étude des phénomènes de surface et d'emmagasinement d'énergie d'un isolant thermique kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel dans le but de mettre en exergue les phénomènes d'inertie thermique.

Ce travail est architecturé sous quatre chapitres :

Le premier chapitre est une étude bibliographique sur la présentation et la classification des isolants thermiques et des liants suivant leurs origines. Une étude des méthodes de caractérisation thermiques de ces derniers est aussi faite en mettant l'accent sur les propriétés thermiques surfaciques. Ce chapitre se termine par l'étude des propriétés d'emmagasinements d'énergie des isolants thermiques végétaux.

Le deuxième chapitre traite de la modélisation mathématique du transfert de chaleur en régime dynamique fréquentiel du matériau kapok-plâtre. A partir des expressions de la température et de la densité de flux de chaleur, nous simulons le comportement du matériau soumis aux sollicitations climatiques extérieures. Une méthode de détermination du coefficient d'échange thermique est ainsi proposée grâce à l'évaluation du bilan d'énergie dans la zone sensible aux sollicitations climatiques.

Introduction Générale

Le troisième chapitre exploite l'analogie électrique thermique pour montrer le comportement résistif ainsi que les propriétés d'emmagasinement d'énergie thermique par le biais de l'impédance et de la capacité thermique.

Le quatrième chapitre mettant fin à ce travail portera sur la détermination graphique du déphasage thermique à partir du retard du signal de la température et son importance sur le confort thermique.

Introduction Générale

REFERENCES

[I : 1] **«COP 21 Conférence des Parties »** <u>http://www.connaissancedesenergies.org/fiche-</u> pedagogique/cop21-conference-sur-le-climat-de-paris

[I:2] « *Protocole de Kyoto à la convention-cadre des nations unies sur les changements climatiques.* » *http://www.unfccc.int/resource/docs/convkp/kpfrench.pdf*

[I:3] C. T. SARR et al/ « Caractérisation des isolants thermiques cylindriques par une méthode analogique : application au kapok » J. Sci. Vol 9 N 3. 2009. 32-46.

[I:4] *I. DIAGNE et al/* « *Détermination de paramètres thermiques d'un matériau en régime dynamique fréquentiel à partir diagrammes de Bode et de représentation de Nyquist » J. Sci. Vol 8 N 2. 2008. 88-98*

[I : 5] Y. TRAORÉ et al/ Characterization phenomena of thermal transfer through an insulating material kapok plaster starting from dynamic impedance method/Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol. 2016.

[I: 6] M. THIAM, D. SOW, A. D. MAZA, M. GAROUM, M. ADJ, S. GAYE. Development of a method of simultaneous determination of the conductivity and thermal diffusivity of matériels. International Journal of Engineering Sciences & Research Technology. 5(1): January 2016. ISSN: 2277-

CHAPITRE I :

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 / INTRODUCTION

Selon le domaine d'application la connaissance des propriétés physiques des matériaux est indispensable pour une utilisation efficace. Dans l'optique d'économiser de l'énergie et d'assurer un bon confort thermique [1, 2, 3] dans l'habitat, il convient d'avoir une bonne maitrise des propriétés thermomécaniques des matériaux utilisés à cet effet. Parmi ceux-ci nous pouvons distinguer les isolants thermiques ; qu'ils soient synthétiques ou naturels et les liants. Plusieurs études ont été menées sur ces matériaux et parmi lesquelles nous pouvons citer :

- La détermination des propriétés thermo physiques (conductivité et diffusivité thermique
 [4])
- La caractérisation de ces matériaux par l'étude des impédances en régime dynamique fréquentiel

Dans ce chapitre, nous présentons quelques isolants thermiques synthétiques et naturels locaux. L'étude de certaines méthodes de caractérisation de ces matériaux en régime dynamique fréquentiel sera faite. L'influence de la nature surfacique sur le transfert de chaleur sera aussi élucidée. Ce chapitre se terminera par une étude sur la capacité et du déphasage thermique afin de mettre en exergue les phénomènes d'inertie.

I-2/ PRESENTATION DE QUELQUES ISOLANTS THERMIQUES ET DES LIANTS

I-2-1/ Les isolants thermiques

Les matériaux peuvent être classés selon leurs aptitudes à transmettre la chaleur. Les isolants thermiques sont des matériaux qui possèdent un coefficient de conductivité faible λ (W/mK) d'où leur opposition au flux de chaleur les traversant. Il existe une grande variété d'isolants thermiques selon leurs origines : minéral, synthétique, naturel etc.

I-2-1-1/ Les isolants thermiques minéraux

I-2-1-1a/ La laine de roche

Les fibres de la laine de roche sont obtenues par la fonte [5] de la roche diabase. Elles sont liées à l'aide de résines synthétiques polymérisées pour former des rouleaux et des panneaux qui peuvent présenter différentes rigidités et finition de surface.

Chapitre I : Etude Bibliographique



Figure I-1: Laine de roche

La laine de roche est totalement perméable à la vapeur d'eau mais elle n'est pas hygroscopique. Son absence de capillaire fait qu'elle n'absorbe pas l'eau. Elle dispose d'une bonne stabilité thermique et un bon comportement thermique.

I-2-1-1b/ La laine de verre

Les fibres de la laine de verre sont obtenues par la fonte de verre et de sable quartzeux. Elles sont traitées par un produit hydrofuge. Elles sont liées à l'aide d'un produit thermo durcissant pour former des rouleaux et des panneaux.



Figure I-2: Laine de verre

Tout comme la laine de roche, la laine de verre est totalement perméable à la vapeur d'eau, et est non hygroscopique. Elle est non capillaire (n'absorbe pas l'eau). Elle est totalement perméable à l'air. Elle se caractérise par une bonne stabilité thermique, un comportement au feu légèrement moins bon que la laine de roche.

La laine de verre n'est plus utilisée pour les toitures plates à cause de sa faible résistance au délaminage et à la compression.

I-2-1-1c/ Le verre cellulaire

Le verre cellulaire est une mousse de verre obtenue par expansion de celui-ci lorsqu'il est en fusion. Les cellules ainsi formées contiennent un gaz inerte.



Figure I- 3: Verre cellulaire

Sa procédure de fabrication conduit à la production d'un isolant léger à cellules fermées. Le verre cellulaire est complètement étanche à la vapeur d'eau, à l'eau et à l'air. Il se caractérise par une bonne stabilité thermique et un bon comportement au feu. Bien qu'incompressible, ce matériau est relativement fragile et nécessite un support régulier et rigide lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques.

Disponible en panneaux ou en gros granulés, son seul défaut en plus de son coût élevé, est d'être produit par des procédés de fabrication très énergivore.

I-2-1-1d/ L'argile expansée

Elle est vendue en vrac, en panneaux ou incorporée dans des bétons allégés, des blocs de construction préfabriqués.

L'argile expansée présente un excellent classement au feu et offre une bonne résistance à l'humidité.

Chapitre I : Etude Bibliographique



<u>Figure I- 4</u>: Granules d'argile expansée et Granules d'argile expansée grossie et coupée

I-2-1-2 / Les isolants synthétiques

I-2-1-2a / Le polystyrène expansé

Ces isolants [5] sont produits par l'industrie du pétrole et le plus souvent à partir d'un ou plusieurs dérivés du processus de raffinage. Issu du naphta, le polystyrène expansé est obtenu par polymérisation des billes de styrène qui en sont issues avec de l'eau et du gaz pentane. Vu son déplorable bilan environnemental, l'utilisation du polystyrène n'est pas compatible avec une approche écologique de la construction. Il se conditionne sous forme de billes pour l'insufflation, dans le béton et enduits légers ou éléments de maçonnerie allégés. Le domaine d'emploi le plus fréquent est l'utilisation des panneaux avec une plaque de plâtre comme doublage intérieur ou comme poutrelles/hourdis. Il existe aussi un PSE graphité de couleur grise et de $\lambda = 0,032$ W/m.K utilisé pour l'isolation extérieur, sa mise en œuvre doit être faite de sorte à le protéger des ultraviolets.



Figure I-5 : Mousse de polystyrène expansée

I-2-1-2b/ Le polystyrène extrudé

Ce polystyrène à l'instar du polystyrène expansé est obtenu après polymérisation du styrène par extrusion sous pression d'une pâte de fusion grâce à un gaz lourd. Comme son homologue, il possède les mêmes conséquences néfastes sur l'environnement. Cependant, sa bonne résistance mécanique justifie son utilisation dans l'isolation enterrée, sous forte charge, sous dalle ou en toiture terrasse.



Figure I-6 : Polystyrène extrudé.

Sa conductivité peut varier de 0,029 à 0,035 W/mK ; et sa densité de 25 à 45 kg/m³ ; sa chaleur spécifique de 1300 à 1500 J/kg.K.

I-2-1-2c/ Les polyuréthanes

Les mousses de polyuréthanes sont obtenues par catalyse et expansion à partir d'un mélange d'isocyanate, de polyol, et d'un gaz expanseur (CO₂) avec ajout de stabilisant et d'ignifugeants. On obtient des mousses dures à cellules fermées, peu compressibles et ayant un très bon pouvoir isolant.

Il est souvent employé pour la réalisation des coques isolantes, des ballons d'eau chaude sanitaire. On trouve également des bombes aérosols pour réaliser des calfeutrements et des flocages par machines.

Sa conductivité peut varier de 0,024 à 0,03 W/mK ; et sa densité de 25 à 30 kg/m³ ; sa chaleur spécifique est de 1300 à 1500 J/kg.K.

La grande majorité des isolants thermiques synthétiques précités possèdent des propriétés isolantes satisfaisantes mais contribuent tout de même à l'augmentation des gaz à effet de serre et pose souvent un problème d'accessibilité.

Il convient donc d'élaborer des isolants thermiques respectant les normes environnementales tout en ayant des propriétés thermiques satisfaisantes d'où l'intérêt porté sur les isolants naturels et locaux.

I-2-1-3/ Les isolants thermiques naturels

Ceux sont des isolants issus le plus souvent des fibres végétales. Elles se distinguent en fonction de la partie où elles ont été prélevées au sein de la plante [6]. Il existe des fibres provenant des graines comme le coton ou le kapok ; celles issues de la tige telles que le lin ou la ramie ; des feuilles comme les fibres de sisal ou abaca ; des fruits de la noix de coco ; etc.

I-2-1-3a/ La fibre de chanvre

Elle est issue de la partie extérieure de la tige [7]. Par un procédé de défibrage mécanique la fibre est séparée de la chènevotte. Comme sa culture s'effectue sans pesticides ni aucun phytosanitaires, la fibre représente un matériau écologique sain. Autrefois utilisée pour les cordages de la marine à voile, elle s'utilise dorénavant en grande partie pour l'isolation des maisons.



Figure I-7 : Fibre de chanvre

Elle est utilisée pour l'isolation de combles, de toitures, de planchers, de murs porteurs ou de séparations.

Elle possède en plus de bonnes propriétés isolantes acoustiques et mécaniques.

I-2-1-3b/ Arbres à kapok

Le fromager, (kapokier, ceiba pentandra) [8] ou communément appelé au Sénégal sous le nom Benten est un arbre répandu à travers une grande partie de l'Afrique tropicale. C'est une espèce qui existe aussi de part et d'autre de l'équateur et partout elle s'est adaptée au rythme saisonnier. L'espèce est de croissance rapide et d'après tous les agronomes qui l'ont étudiée, elle commence à produire des capsules à l'âge de quatre ans. Un kapokier de 6 ans est en plein rapport peut produire de 300 à 400 capsules et cette production peut se maintenir jusqu'à l'âge 15 -16 ans avant de diminuer.

A l'intérieur des capsules se trouve la fibre de kapok qui est un tissu soyeux entourant les graines.

Sur les figures ci-dessous, nous avons l'arbre ainsi que les fibres de kapok :



Figure I- 5: Fruit du kapokier

I-1-3-2/ Quelques caractéristiques du kapok

Le kapok possède certaines propriétés [9] qui intéressent les chercheurs de même que les ingénieurs. Le kapok se distingue du coton du fait que sa fibre soit très courte (de 10 à 23 mm), cylindrique et non vrillé. La légèreté notoire du kapok offre les caractéristiques ci-après :

- Flottabilité : les vêtements et matériels de survie étaient fabriqués à partir du kapok avant l'arrivée du polystyrène et les mousses expansées.

- Pouvoir isolant : grâce à sa forme, le kapok est le meilleur isolant parmi les fibres naturelles qui peuvent rivaliser avec les fibres chimiques telles que le polyester en matière de confort thermique.

- Douceur : éventuellement due à la présence de la cuticule cireuse ;

- Absorption : en matière d'absorption, le kapok peut concurrencer le polypropylène et le coton hydrophile, il est également souple et oléophile.

L'inconvénient majeur du kapok est son inflammabilité. Ce problème peut être résolu en le mélangeant à un liant tel que le plâtre qui possède de bonnes propriétés par rapport au feu.

I-2/ Présentation des liants

Les matériaux isolants thermiques sont la plupart des cas un mélange de fibres avec un liant qui constitue la matrice. Ce liant est choisi pour répondre à plusieurs normes imposées soit par l'utilisation soit par l'environnement. Ainsi les liants peuvent être classés [10] selon leur composition en deux grandes familles :

- Les liants minéraux : selon leur mode de durcissement ils peuvent être classés en deux famille ; les liants aériens dont le durcissement à l'air est dû à une réaction de carbonatation ; par exemple la chaux aérienne le plâtre, l'argile et les liants hydrauliques dont le durcissement en milieu humide ou dans l'eau est dû à une réaction d'hydratation de silicates ou d'aluminates tels que la chaux hydraulique, le ciment prompt, ciment portland, laitiers.
- Les liants organiques : ils renferment les liants hydrocarbonés (bitumes, goudrons) et les résines et surtout les polymères.

I-2-1/ Le plâtre

I-2-1-1/ Une vie de plâtre

Le plâtre **[11]** est un matériau employé par les hommes depuis très longtemps : les premières traces d'utilisation au Proche-Orient remontent au huitième millénaire avant Jésus-Christ. Il a été utilisé en Egypte pour confectionner les joints d'assemblage des blocs de la pyramide de Chéops (2800 avant Jésus Christ) **[12]**. C'est un matériau sur lequel se sont penchés quelques grands chimistes tels que Lavoisier (en 1768), Van't Hoff, Le Chatelier.

I-2-1-2/ Elaboration du plâtre à partir du Gypse

Le sulfate de calcium se présente dans la nature sous la forme de gypse : CaSO₄, 2H₂O ou d'anhydrite : CaSO₄.

I-2-1-3/ Propriété thermique du plâtre

Le plâtre possède de très nombreux atouts pour la protection contre les incendies :

- il est incombustible : il est classé M 0 ;

- il est mauvais conducteur de la chaleur, donc bon isolant thermique. Cette propriété est liée à la structure poreuse du plâtre (qui résulte du départ d'eau lors du séchage), structure qui subsiste après déshydratation. L'isolation thermique est caractérisée par le coefficient de conductivité thermique λ qui s'exprime en W/K.m. Plus le coefficient est faible, meilleure est l'isolation.

Matériau	cuivre	acier	calcaire	Béton	Plâtre	liège	laine de verre	polystyrène expansé	air
Conductivité (W/mK)	390	60	2,2	1,75	0,35	0,05	0,04	0,036	0,02

Tableau I 1: Conductivité thermique des matériaux

– le plâtre renferme en masse, après prise, 21 % d'eau de cristallisation qui est libérée pour les 3/4 vers 150°C et vers 290°C pour le 1/4 restant. La vaporisation de cette eau consomme par kilogramme de plâtre : 710 kJ pour briser les liaisons cristallines et 543 kJ de chaleur latente de vaporisation, soit plus de 1250 kJ/kg de plâtre. L'eau du plâtre, en se vaporisant au cours d'un incendie absorbe de la chaleur et retarde la montée en température.

En exemple, une cloison de 10 m² de carreaux de plâtre de 7 cm d'épaisseur absorbe 150 000 kJ pour libérer et vaporiser 132 kg d'eau ;

 – au cours d'un incendie, le plâtre ne libère pas de produit toxique, mais seulement de la vapeur d'eau

I-3/ METHODES DE CARACTERISATION D'ISOLANTS THERMIQUES

Pour un bon dimensionnement des isolants thermiques, il est indispensable de connaitre leurs propriétés intrinsèques et leur comportement vis-à-vis des contraintes auxquelles ils sont soumis. Plusieurs études se sont orientées sur diverses méthodes de caractérisations des isolants thermiques. La plupart d'entre elles concerne la détermination des propriétés thermo physiques telles que la conductivité et la diffusivité thermique, la détermination des paramètres thermoélectrique en régime dynamique transitoire ou fréquentiel.

I-3-1 / Caractérisation des isolants thermiques locaux de type sciure de bois et kapok

Dans cet article, les auteurs ont réalisé expérimentalement la caractérisation [13] de matériaux de type sciure de bois et kapok à partir de la réalisation de bacs ou de réfrigérateurs. L'évaluation du coefficient global d'échange ainsi que la conductivité thermique sont évaluées. Ils ont par la suite comparé leur comportement par rapport aux isolants artificiels tels que le polystyrène ou le polyuréthane.

I-3-1-1/ Essai de confection de briquettes avec de la sciure de bois

Des briquettes de (200, 105, 7) mm³ sont réalisées par mélange de sciure de bois avec un liant dans des proportions allant de 20 à 100%. Le tableau ci-après donne les caractéristiques des briquettes :

Type de liant	Dosage	Poids de briquettes (g)	Masse volumique (Kg/m ³)
Plâtre	25	409,7	278,7
	50	641,2	436,2
Ciment ordinaire	25	336,7	229
	50	656,7	446,7
Colle bois	10	210,1	143
	20	320,8	218
Ciment blanc	25	304,8	207
	50	550	374,7

Tableau I 2 : Caractéristique des briquettes selon le type de liant

Le dosage a été poussé jusqu'à 75 % du fait qu'en deçà de ce pourcentage le matériau obtenu est friable quel que soit le type de liant.



<u>Figure I-6</u>: Coupe de la paroi d'un bac isolé avec des briques de sciure de bois

I-3-1-2/ Evaluation du coefficient global et de la conductivité thermique moyenne

En écrivant le bilan d'énergie, la chaleur cédée par l'eau contenue dans le bac est égale aux pertes calorifiques à travers la paroi composée de : eau-tôle-isolant-tôle-air ambiant

$$Q = MC (\theta_2 - \theta_1) = Kmoy.S.(Tsi - Tse).$$
 I-1

$$Kmoy = MC \left(\theta_2 - \theta_1 \right) / [S.(Tsi - Tse)]$$
 I-2

Le coefficient d'échange global moyen vaut :

Kmoy=0,595 W/m².K

L'évaluation de ce coefficient au bout de 4 séries de tests donne une valeur moyenne Kmoy=0,692 W/m².K

La conductivité thermique est évaluée à partir de l'équation suivante :

$$1/\text{Kmoy} = 1/\text{he} + 1/\text{hi} + \frac{e_1}{\lambda_1} + 2\frac{e_2}{\lambda_2}$$
 I-3

Avec e_1 l'épaisseur et λ_1 la conductivité de l'isolant ; e_2 et λ_2 représentant respectivement l'épaisseur et la conductivité de la tôle ; he et hi étant les coefficients d'échange thermique de l'air extérieur et intérieur.

En faisant quelques mesures la conductivité thermique moyenne est égale à $\lambda_1 = 0.08$ W/mK.

I-4/ STRUCTURE DE LA SURFACE DES MATERIAUX ET COMPORTEMENT THERMIQUE

La nature de la structure de la surface des matériaux joue un rôle important sur le comportement thermique. Une différence de température quoique faible entre le milieu ambiant et la paroi peut créer l'inconfort thermique.

I-4-1/ Influence de la micromorphologie de surface sur les échanges thermiques convectifs.

Dans cet article, les auteurs mettent en évidence expérimentalement [14] l'effet de la structuration d'une rugosité tridimensionnelle immergée dans la sous couche visqueuse d'une couche limite turbulente sur les échanges thermiques. Pour cela, trois types de surfaces dotées de motifs rugueux différents sont étudiées en comparaison avec une surface lisse. Cette étude s'intéresse aux échanges thermiques entre un solide chauffé et une fluide réfrigérante en convection forcée, l'air dans ce cas pour des vitesses usuelles à nombre de Reynolds élevé. Ainsi, la couche limite se développe sur la paroi de façon à ce que la vitesse du fluide s'adapte progressivement entre sa valeur nulle à la paroi et la valeur de la vitesse de l'écoulement extérieur. Cette couche fluide limite le processus de transfert donc l'échange est d'autant plus grand quand cette couche est fine.

I-4-1-1/ Description des surfaces rugueuses

Le choix des motifs rugueux utilisés est basé dans les études existantes sur les riblets. Ces surfaces présentent des canaux longitudinaux qui permettent de diminuer le frottement entre 6 et 8% [15] et augmenter éventuellement le transfert de chaleur. Quatre types de surfaces sont utilisées : une lisse et trois rugueuses avec une rugosité ordonnée et tridimensionnelle. On prépare un substrat céramique comportant deux bandes d'un alliage palladium argent, sérigraphies de part et d'autre d'un carré de 2,42 cm de côté. Le support est une plaque de céramique, pour des raisons de stabilité thermique d'une épaisseur de 0.6 mm. Dans la figure 1a, on peut observer la géométrie de nos trois pavés rugueux qui vont être comparés à la surface lisse. Sur le substrat céramique, on dépose par sérigraphie des chevrons ordonnés en verre fritté selon trois motifs différents. Le premier (R1) est un chevron simple convergent, le deuxième (R2) se compose de trois chevrons parallèles, et le troisième (R3) a aussi trois chevrons qui sont décalés transversalement d'un pas. La rugosité d'une surface Ra est définie comme la valeur moyenne des pics et vallées sur toute la surface.



<u>Figure I-7</u>: a) vue de quatre surfaces rugueuses étudiées. De droite à gauche et de haut en bas : R0, R1, R2 et R3

I-4-1-2/ Principe de la mesure

La technique de mesure utilisée est identique à celle des capteurs de frottements de parois qui sont en fait des capteurs de flux thermique. Il s'agit d'un film métallique mince dont la résistivité varie avec la température qui est maintenue à résistance, donc à température constante par un conditionnement électronique. La mesure de la puissance dépensée pour effectuer cette opération dépend des fuites thermiques dans l'écoulement.



<u>Figure I-8</u>: Distribution de la température de la couche métallique selon une section transversale. Profil obtenu à partir de thermographie infrarouge. Le dépôt est compris entre z=25 et z=65

Les quatre dépôts sont placés dans un profil usiné en résine, en limitant les contacts thermiques plaque-profil par une isolation en laine de roche, placée dans une cavité au-dessous de la plaque. Un soin particulier a été apporté à l'usinage du support en résine, avec un état de surface lisse et de cotes définies à 3 μ m près. L'ensemble est placé dans la zone laminaire potentielle d'un jet libre. Le support profilé empêche le décollement de la couche limite mais fait transiter celle-ci vers la turbulence à partir du bord d'attaque. La Figure I-9 représente le schéma du support utilisé. La longueur non chauffée ξ entre le bord d'attaque du support et le dépôt est de 10 cm.



<u>Figure I-9</u>: Schéma du support profilé avec le capteur et de l'écoulement

La puissance fournie par le circuit pour maintenir la température de la surface constante se partage entre la conduction dans le support et la convection thermique dans l'écoulement.

I-4-1-3/ Résultats

Nous avons mesuré l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds défini comme Re = Uext ξ/v , ou U ext est la vitesse de l'écoulement externe qui varie entre 3 m/s et 40 m/s (mesurée avec un fil chaud, de précision 0,1 m/s). Chaque dépôt est chauffé à une température de l'ordre de 45°C avec une puissance de l'ordre de 3 W. La température ambiante du support et de l'écoulement est de 20°C, mesurée avec une thermistance à une précision de 0,1°C.



Figure I- 10: *a)* nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour les quatre surfaces : R0 (\circ), *R1* (*), *R2* (Δ), *R3* (\Box). Les barres d'erreur expérimentales sont aussi représentées ; b) Comparaison relative des nombres de Nusselt de : R1 (*), R2 (Δ) et R3 (\Box).

La Figure I-10 montre les résultats obtenus pour le transfert thermique d'une surface lisse et trois rugueuses avec des morphologies différentes. On peut observer une différence de comportement entre les quatre surfaces. La surface lisse R0 présente le nombre de Nusselt le plus bas, elle est suivie de celle de R3. On trouve ensuite R1 et R2 qui montrent le même comportement. Ces différences sont de l'ordre de 5% du nombre de Nusselt, supérieur aux barres d'erreurs expérimentales (figure I-10). Ces différences ne se justifient pas par l'augmentation de surface due aux motifs rugueux qui est seulement de l'ordre de 0,8%. Les profils de couches limites réalisés confirment que pour cette gamme de vitesse, notre rugosité est immergée dans la sous-couche visqueuse. Ceci montre l'existence d'un effet dans la sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente qui n'est pas négligeable et qui reste à comprendre. Le fait que R1 et R2 aient la même performance pourrait signifier que ce n'est pas la création de structures qui fait augmenter le transfert, mais certainement leur guidage. Ceci expliquerait également que le motif plus désordonné de R3 ait un effet moins positif dans le transfert puisqu'il aurait moins tendance à guider les structures de la couche limite.
I-4-2/ Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique -Etude de faisabilité.

Dans cet article, le principe des méthodes périodiques [15] est exposé et le modèle mathématique satisfait par la température complexe est présenté.

Les équations régissant la propagation de l'onde thermique au sein d'un matériau sont présentées. Pour ce faire, la notion de température complexe est introduite.

Une géométrie tridimensionnelle est donnée sur la figure ci-dessous correspondant à un échantillon Ω , plan d'épaisseur *e* où *X* est la variable d'espace, t \in T le temps. $\delta\Omega$ est la frontière de Ω . La température initiale θ_{amb} est la température homogène du milieu environnant.

L'accroissement par rapport à cet état initial de la température à l'instant t \in T et en chaque point X $\in \Omega$ lorsqu'une des frontières est soumise à une sollicitation périodique $\Phi(X,t)$ est noté $\theta_0(X,t)$ et régie par le système d'équations aux dérivées partielles (EDP) suivant.

$$\forall (X,t) \in \Omega \times \mathbf{T} \qquad \qquad \mathbf{C} \frac{\partial \theta_0(X,t)}{\partial t} - \lambda \Delta \theta_0(X,t) = 0 \qquad \qquad \mathbf{I} - \mathbf{3}$$

$$\forall (X,t) \in \Gamma \times \mathbf{T} \qquad -\lambda \frac{\partial \theta_0(X,t)}{\partial n} = \mathbf{h} \theta_0(\mathbf{X},t) - \Phi(\mathbf{X},t) \qquad \mathbf{I} - 4$$

١

$$\forall (X,t) \in (\partial \Omega / \Gamma) \times T \qquad -\lambda \frac{\partial \theta_0(X,t)}{\partial n} = h \theta_0(X,t) \qquad I-5$$
$$\forall X \in \Omega \qquad \qquad \theta_0(X,0) = 0$$

Où C représente la chaleur volumique $[J.m^{-3}.K^{-1}]$, λ la conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$, n le vecteur normal extérieur à la frontière et h le coefficient d'échange thermique.



Figure I-11: Géométrie considérée et représentation des évolutions de température en régime établi.

Lorsqu'un milieu massif est soumis à une excitation périodique, sa température après une période transitoire tend vers un régime périodique. En régime établi, l'onde thermique en

chaque point est caractérisée par une amplitude de l'oscillation (module) notée M(X) et un retard par rapport à un signal de référence (déphasage) noté $\varphi(X)$ (voir Figure I-11).

En introduisant la notion de température complexe $\tilde{\theta}(X)$ un nouveau système d'EDP est considéré :

$$\forall X \in \Omega \qquad \qquad \mathbf{j}\,\boldsymbol{\omega}\mathbf{C}\,\widetilde{\boldsymbol{\theta}}\,(\mathbf{X}) - \boldsymbol{\lambda}\Delta\,\widetilde{\boldsymbol{\theta}}\,(X) = \mathbf{0} \qquad \qquad \mathbf{I} - \mathbf{6}$$

$$\forall X \in \Gamma \qquad -\lambda \frac{\partial \widetilde{\theta}(X)}{\partial \vec{n}} = h \widetilde{\theta}(X) - \widetilde{\Phi}(X) \qquad I - 7$$

$$\forall X \in (\partial \Omega / \Gamma) \qquad -\lambda \frac{\partial \widetilde{\theta}(X)}{\partial \vec{n}} = h \widetilde{\theta}(X) \qquad I-8$$

La solution complexe du système $\tilde{\theta}(X)$ permet de déterminer en chaque point le module $M(X) = |\tilde{\theta}(X)|$ (amplitude) et le déphasage $\varphi(X) = \arg(\tilde{\theta}(X))$ (retard) de l'onde thermique résultante de l'harmonique fondamentale du signal $\varphi(X,t)$.

Il est connu [16, 17] que des deux grandeurs observables (module et phase) le module est celle qui est la plus sujette au bruit et aux perturbations extérieures. De plus, il dépend directement de l'amplitude du signal d'excitation $\Phi(X, t)$ à l'opposé du déphasage qui ne dépend pas de la puissance de chauffe. Afin d'obtenir des données fiables, il est important d'estimer la longueur de diffusion μ en [m] qui informe sur la portée de l'onde thermique dans l'échantillon :

$$\mu = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}}$$
 avec $\alpha = \frac{\lambda}{C}$ [m².s⁻¹] la diffusivité thermique et f la fréquence [Hz]. Il est admis que

l'onde thermique est atténuée de 95% lorsqu'elle parcourt 3µ dans le matériau.

Sur les figures suivantes, les distributions de déphasages et de module (sur la face non chauffée : en transmission) sont présentées pour les différents matériaux. Lorsque le signal est trop faible, $M(X) = |\widetilde{\theta}(X)| \prec 0,1^{\circ}C$ pour être exploitable, le déphasage $\varphi(X) = arg(\vec{\theta}(X))$ n'est plus estimé.





Sur la figure (**Fig. I-12**), obtenue à l'aide du code aux éléments finis Comsol®, il est noté pour le matériau isotrope (titane) qu'à la fréquence d'excitation de 0.1 Hz (période de 10s) une amplitude de 40°C est obtenue au centre de la plaque. De plus, l'orthotrope du matériau composite est mise en évidence sur les courbes de déphasage et de module. Ce type de simulation peut aussi être utilisé en préliminaire à toute campagne expérimentale afin de s'assurer que le signal est exploitable. Si la longueur de diffusion n'est pas suffisante, la fréquence doit être diminuée.

I-4-3 / Caractérisation de la couche d'isolation thermique efficace d'un matériau isolant thermique filasse plâtre par la méthode d'impédance thermique.

L'objet de ce document consiste à la détermination de la couche d'isolation efficace d'un matériau composite filasse-plâtre [18]. La caractérisation des propriétés thermiques isolantes

est proposée grâce à l'étude de l'impédance thermique en deux dimensions en régime dynamique fréquentiel.

Les représentations de Nyquist ont introduit une interprétation de certains phénomènes de transfert de chaleur à travers les résistances séries et shunt.

Le dispositif d'étude sur la figure suivante est un matériau fabriqué à base de filasse plâtre de forme parallélépipédique dont les propriétés thermo physiques sont déterminées. [19]. Le matériau filasse plâtre est soumis d'un côté en contact avec le milieu environnant : sollicitations climatique extérieure (température et mouvement du fluide extérieur) sous régime dynamique fréquentiel. L'autre côté du matériau est isolé de l'environnement où la température change en régime dynamique fréquentiel. Le coefficient d'échange est supposé faible sur cette face.

A travers les coefficients d'échanges thermiques $(h_{1y}, h_{2y}, h_{1x}, h_{2x})$, le matériau acquiert ou dispose de la chaleur qui traduit le changement de la température dans le matériau. Les conditions de sollicitations climatiques sont imposées le long de la profondeur (oy) du matériau. Les deux parties sont définies par la réponse thermique dans le matériau : la zone sensible aux sollicitations climatiques (ZSSC) et la couche d'isolation thermique efficace (CITE).

L'évolution de la chaleur le long de l'axe (ox) reflète les pertes latérales de la chaleur à travers le matériau, les coefficients de transfert thermiques $h_{1x \text{ et}} h_{2x}$ sont supposés faibles afin d'ignorer les échanges de chaleur sur cette face.

L'impédance thermique du matériau

La température $T(x,y,\omega,t)$ du matériau filasse plâtre est définie par l'équation de la chaleur sans source et puits de chaleur.



Figure I-13: Modèle d'étude du matériau filasse plâtre matériau (a) en trois dimensions (b) en deux dimensions

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$
 I-9

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C}$$
 I-10

Le matériau est soumis aux conditions aux limites suivantes :

$$\lambda \cdot \frac{\partial T(x; y, t)}{\partial x} \bigg|_{x=0} = \mathbf{h}_{1x} \big[\mathbf{T}(0, y, t) - 0 \big]$$
 I-11

$$\left. -\lambda \cdot \frac{\partial T(x; y, t)}{\partial x} \right|_{x=L} = \mathbf{h}_{2x} \big[\mathbf{T}(\mathbf{L}, \mathbf{y}, \mathbf{t}) - \mathbf{0} \big]$$
 I-12

$$\lambda \cdot \frac{\partial T(x; y, t)}{\partial y} \bigg|_{y=0} = \mathbf{h}_{1y} \big[\mathbf{T}(x, 0, t) - \mathbf{T}_{a1} \big]$$
 I-13

$$\lambda \cdot \frac{\partial T(x; y, t)}{\partial x} \bigg|_{y=h} = h_{2y} [T(x, h, t) - T_{a2}]$$
 I-14

L'impédance thermique Z (x,y,ω) [20] est définie dans l'équation suivante comme étant le rapport de la variation de température $\Delta T(x, y, \omega, t)$ entre une position en avant de coordonnées (x,0) et une position à l'intérieur du matériau de coordonnées (x, y) de la densité de flux de chaleur passant à travers cette portion du matériau.

$$Z(x, y, \omega) = \frac{\Delta T(x, y, \omega)}{\Psi(x, y, \omega)}$$
I-15

* Résultats

• Evolution de la température et de la densité de flux de chaleur.

Pour une couche d'isolation thermique efficace (CITE) [21 ; 22] = 2 cm, la figure suivante montre le changement de température (courbe (2)) et de la densité de flux de chaleur (courbe (2)) à travers l'isolant thermique filasse plâtre en fonction de la pulsation excitatrice.



Figure I-14: Evolution de la densité de flux de chaleur et de la température dans l'isolant en fonction de la pulsation excitatrice ; x = 0,025 m ; y = 0,02 m ; $h_{Iy} = 50 \text{ W/m}^2$.°C ; $h_{2y} = 0,05 \text{ W/m}^2$.°C ; $T_{a1} = 25$ °C ; $T_{a2} = 10$ °C.

Pour de faibles valeurs de la pulsation ($\omega \prec 10^{-4} rad/s$) la température est élevée, ce phénomène correspond à une valeur de la densité de flux de chaleur relativement faible dans le matériau. Pour ces valeurs de la pulsation excitatrice, le matériau n'est pas un bon isolant. Audelà de la pulsation 10^{-4} rad/s, la température du matériau décroit significativement pendant que la densité de flux de chaleur augmente et atteint un maximum correspondant à une valeur optimale de la pulsation excitatrice $\omega_{iop} = 6,46.10^{-4} rad/s$ pour une période expérimentale de t=2h40mn des sollicitations climatiques fournissant une isolation thermique optimale. Il faut noter que la pulsation optimale correspond au niveau de la courbe de température au point d'inflexion où la température de l'isolant est minimale à l'intérieur $T \le 9,5^{\circ}C = 282,65 K$.

Pour des pulsations excitatrices élevées au-delà de la pulsation optimale, la température et la densité de flux de chaleur décroissent et évoluent de la même manière caractérisant ainsi une très bonne performance de l'isolant thermique pour une couche d'isolation thermique efficace considérée et une période de sollicitation extérieure $\tau \prec 2h40mn$.

Caractéristique de la variation de température- densité de flux de chaleur :

La figure suivante définit l'impédance thermique du matériau isolant thermique de l'évolution de la variation de température $\Delta T = T(x, y = 0) - T(x, y)$ dépendant de la densité de flux de chaleur à travers le matériau.



Figure I-15: Caractéristique de la variation de température-densité de flux de chaleur ; influence de la pulsation excitatrice. x = 0,05 m; $h_{1y} = 50 \text{ W/m}^2$. °C ; $h_{2y} = 0,05 \text{ W/m}^2$. °C; $T_{a1} = 25 \text{ °C}$; $T_{a2} = 10 \text{ °C}$.

Les courbes de cette figure ont le même profil et sont définies en tout point de fonctionnement caractérisé par l'impédance thermique Z. Pour une fine couche $\delta y = \epsilon$ (ϵ tendant vers 0) proche de la face soumise aux sollicitations climatiques extérieures $\Delta T = T(x, y = 0) - T(x, y = \epsilon) = 0$.

Ce phénomène correspond à une impédance thermique presque nulle résultant d'un important passage de la densité de flux de chaleur (courant de court-circuit en électricité).

Pour une position y = H- ε en profondeur, nous avons $\Delta T = T(x, y = 0) - T(x, y = H - \varepsilon) = T(x, y=0)$; l'impédance thermique du matériau est maximal ; la densité de flux de chaleur s'annule (ΔT correspond à un circuit ouvert).

Diagramme de Bode de l'impédance thermique

L'évolution du module de l'impédance thermique comme une fonction de la pulsation excitatrice pour différentes valeurs de l'épaisseur est donnée sur la figure suivante.



<u>Figure I- 16</u>: Comportement de l'impédance thermique en fonction du logarithme de la pulsation excitatrice sous l'influence de la profondeur ; x = 0,025 m ; $h_{1y} = 50 \text{ W/m}^2$.°C ; $h_{2y} = 0,05 \text{ W/m}^2$.°C ; $T_{01} = 25^{\circ}$ C ; $T_{02} = 10^{\circ}$ C.

- Dans la zone sensible aux sollicitations climatiques extérieures (ZSSC) $\Delta y=5mm$, courbe (4), la variation du module de l'impédance est relativement faible : la couche absorbe une quantité significative ou importante de chaleur causant l'échauffement du mur et présente un important saut pour une pulsation de coupure $\omega_c = 10^{-5} rad/s$.
- La couche d'isolation thermique efficace (CITE) ; $\Delta y \ge 1 \text{ cm}$ les courbes (1), (2) et (3) ont le même profil ; l'impédance thermique est constante et faible pour les faibles valeurs de la pulsation cependant, elle demeure élevée et constante pour les pulsations excitatrices relativement élevées. A l'instar de la ZSSC, les courbes montrent une pulsation de coupure $\omega_c = 10^{-5} \text{rad/s}$.

I-5 PHENOMENE D'INERTIE THERMIQUE

I-5-1/ Impact de l'inertie thermique sur le confort hygrothermique et la consommation énergétique du bâtiment

Dans ce document, les auteurs étudient l'impact de l'inertie thermique sur le confort hygrothermique et la consommation énergétique du bâtiment.

L'inertie thermique des bâtiments est derrière l'intelligente relation qui repose sur la bonne compréhension des échanges thermiques entre les milieux interne et externe. Elle participe au bon rendement, à la bonne utilisation et au bon confort du bâtiment. Une comparaison est faite entre une maison de l'époque coloniale afin d'estimer le rôle de l'inertie sur le confort hygrothermique et d'une villa contemporaine pour évaluer l'impact de l'inertie sur la consommation énergétique.

L'inertie d'un bâtiment est une fonction directe de sa capacité thermique qui agit concrètement en s'opposant à toutes variations brutales de températures. Il agit en outre comme un amortisseur qui réduit et retarde l'effet des conditions extérieures (déphasage et décalage), il est aussi un grand absorbeur d'énergie. [23]

I-5-2/ Etude comparative de la température moyenne intérieure et extérieure : Période estivale (R.D.C : Rez-De-Chaussée)

La lecture de la **Figure I-17** montre que la température intérieure offre une stabilité durant toute la journée avec une faible amplitude de 1.5 °C entre un maxima de 30,5 °C à 18 h et un minima de 29 °C à 4 h du matin. Alors que la température météo et celle de la rue présentent de fortes amplitudes de 18,2 °C et de 7,1 °C. Une amplitude de 10,1 °C a été enregistrée après 4h de temps entre Tmétéo et Tint. Donc, les apports ont été amortis et déphasés dans le temps. Ce phénomène de déphasage est dû à l'inertie par absorption qui se produit avec l'effusivité et l'épaisseur du mur 56 cm, (**Fig. I-18**).



Figure I-17: Variation de la température moyenne intérieure et extérieure (R.D.C)



Figure I-18: Epaisseur du mur externe *Figure I-19*: Echantillon du traversin (vacuoles)

Il est couramment admis qu'une maison de murs épais en pierres joue plus sur le déphasage que sur l'amortissement puisque la pierre n'est pas un aussi bon isolant. Or, ce qui a été découvert dans le cas étudié est que les apports ont été bien amortis. Ceci est surtout dû aux multiples alvéoles du travertin (la pierre constituant le mur externe **Fig.I-19**) et à ses qualités qui favorisent le pouvoir isolant de l'air en retardant les mouvements de convection dans les cavités. La porosité de ce matériau est présentée comme un atout permettant d'offrir des parois qui respirent.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord fait l'étude bibliographique sur les divers matériaux réunis pour l'élaboration de matériaux isolants thermiques. Dans cette partie, la classification des isolants thermiques sur la base de leur origine et de leur domaine d'applicabilité est faite. Il s'en est suivi une étude sur quelques liants utilisés comme matrice pour les isolants fibreux. Ensuite, une synthèse sur quelques méthodes de caractérisations thermiques des matériaux est présentée en insistant particulièrement sur les phénomènes thermiques surfaciques ainsi que sur les propriétés d'emmagasinements d'énergies de ces matériaux. L'étude a montré que les isolants thermiques naturels possèdent des propriétés thermiques satisfaisantes.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[I 1] N. KADRI, A. MOKHTARI, « Contribution à l'étude de réhabilitation thermique de l'enveloppe du bâtiment. » Revue des Energies Renouvelables Vol. 14 N°2 (2011) 301 – 311.

[1 2] B. DIENG, I. DIAGNE, B. FLEUR, Y. COULIBALY, S. GAYE, G. SISSOKO. « Etude et réalisation d'une batterie froide à double échangeur fonctionnant en régime humide» J.Sci.Vol. 8, N° 2 (2008) 70 – 87)

[I 3] L. KARIM, A. BONTEMPS, A. GRADOS, L. ROYON, « Amélioration du confort thermique par intégration de Matériau à Changement de Phase (MCP) dans les planchers/plafonds de bâtiment à structure légère» 16èmes Journées Internationales de Thermique (JITH 2013) Marrakech (Maroc), du 13 au 15 Novembre, 2013

[I 4] H. BAL, Y. JANNOT, S. GAYE, F. DEMEURIE. Measurement and modelisation of the thermal conductivity of a wet composite porous medium: Laterite based bricks with millet waste additive; Construction and Building Materials 41 (2013) 586–593.

[I 5] Les isolants thermiques minéraux. www.energiepluslesite.be/index.php?id=17843

[16] Nicolas DUJARDIN. CERTES - Themacs, EA 3481 « Un matériau bio source de choix : les fibres naturelles. Caractérisations et applications. » 25èmes Journées Scientifiques de l'Environnement – L'économie verte en question.18 - 20 février 2014

[I 7] *La fibre de chanvre* .www.chanvreauvergne.e-monsite.com/pages/nos-produits/fibre-dechanvre.html. 05/04/2017 ; 9h-36

[I 8] AUG. CHEVALIER. « Arbres à kapok et fromagers. », Revue de botanique appliquée et d'agriculture coloniale/1937/Volume 17/Numéro 188/pp. 245-268.

[I 9] M. L. VOUMBO, A. WEREME, G. SISSOKO. « Characterization of local insulators: sawdust and wool kapok» Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology. Volume 2 Numéro 2, pp 138-142, 2010.

[I 10] www.pearltrees.com/1stiac_g1_maconnerie/maconnerie/id6630894/item63307107#l309

[I 11] J. L. VIGNES. « Une vie de plâtre : Expériences de chimie sur l'élaboration et la mise en œuvre d'un matériau», Bulletin de l'Union des Physiciens/ Vol. 91. N 790/ pp 145-164 ; Janvier 1997 [I 12] «*Le plâtre, Physico-chimie, Fabrication et emplois*», *Syndicat* National des Industries du Plâtre, Eyrolles, 1982

[I 13] A. WEREME, S.TAMBA, M.SARR, A. DIENE, I. DIAGNE, F. NIANG, G. SISSOKO, "Caractérisation des isolants thermiques locaux de type sciure de bois et kapok : mesure de coefficient global d'échange thermique et de la conductivité thermique". J. Sci. Vol. 10, N° 4(2010) 39 – 46

[I 14] E. SANZ GARCÍA, C. NICOT, R. POINT, F. PLAZA. « Influence de la micromorphologie de surface sur les échanges thermiques convectifs.», Congrès Français de Thermique, SFT 2007, Île d'Embiez, 29 mai – 1 juin 2007

[I 15] Bertrand LASCOUP, Laetitia PEREZ, Laurent AUTRIQUE, Antoine CRINIERE.
 « Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique - Etude de faisabilité
 » Comptes Rendus des JNC 17 - Poitiers 2011. 11 Pages.

[I 16] L.PEREZ, L. AUTRIQUE, «Robust determination of thermal diffusivity values from periodic heating data ». Inverse Problems IOP journal, 25-4, pp. 45011-45031, 2009.

[I 17] L. AUTRIQUE, L. PEREZ, E. SCHEER, « On the use of periodic photothermal methods for material diagnosis ». Sensors and Actuators B, 135-2, pp.478-487, 2009.

[I 18] M.S. OULD BRAHIM, I. DIAGNE, S. TAMBA, F. NIANG AND G. SISSOKO, Characterization of the Minimum Effective Layer of Thermal Insulation Material tow-plaster from the Method of Thermal Impedance. Vol. 3, (04): 338-344, 2011.

[I 19] S. GAYE, F. NIANG, I. K. CISSÉ, M. ADJ, G. MENGUY, G. SISSOKO, Characterization of thermal and mechanical properties of polymer concrete recycled. J. Sci., 1 (1): 53-66, 2001.

[I 20] BOUROUGA, B., V. GOIZET and J.P. BARDON, 2000. The theory governing the instrumentation of a thermal sensor parietal low inertia. Int. J. Therm. Sci., 39: 96-109.

[I 21] VOUMBO, M.L., A. WAREME, S. GAYE, M. ADJI and G. SISSOKO, 2010a. *Characterization of the thermophysical properties of kapok*. Res. J. Appl.Sci. Eng. Technol., 2(2): 143-148.

[I 22] VOUMBO, M. L., A. WAREME and G. SISSOKO, 2010b. Characterization of Local Insulators: Sawdust and Wool of Kapok. Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol.2(2): 138-142.

[123] O. SIDLER. L'Inertie Thermique en Climat Méditerranéen. Confort et Consommations d'Energie, Montpellier, Colloque le 15/05/2003. Email: <u>silder@club-internet.fr</u>].

CHAPITRE II:

ETUDE THEORIQUE SUR LES

PHENOMENES D'ECHANGES THERMIQUES

A LA SURFACE

Introduction

Certains matériaux synthétiques présentent de bonnes qualités d'isolant thermique. L'impact néfaste sur l'environnement de ces matériaux nous pousse à envisager leur substitution par des isolants thermiques d'origine végétale [1] dans les limites du possible. Parmi les matériaux isolants thermiques naturels, on peut citer : la filasse, la sciure de bois, le kapok entre autres. Ces matériaux peuvent être utilisés seuls ou en les mélangeant avec des liants tels que le plâtre ou le ciment [2].

Plusieurs techniques de détermination du coefficient d'échange thermique convectif à la surface du matériau sont proposées [3,4]. Dans cette étude nous caractérisons le comportement thermique à la surface du matériau isolant thermique kapok-plâtre. A partir des courbes de température et de densité de flux de chaleur dans la zone sensible aux contraintes climatiques extérieures [5], nous proposons de déterminer le coefficient d'échange thermique à la surface du matériau isolant thermique.

II. 1/ Schéma du modèle d'étude

Le matériau en question est une brique fabriquée au niveau du laboratoire d'énergie solaire caractérisée par Voumbo [6]. C'est un matériau composite à base de kapok et de plâtre suivant des proportions lui conférant des propriétés thermomécaniques satisfaisantes. Le plâtre étant utilisé comme liant.

Sur la Figure1, nous présentons une brique de kapok-plâtre d'épaisseur L=5.10⁻²m, de diffusivité thermique $\alpha = 4,73.10^{-7} m^2.s^{-1}$ et de conductivité thermique $\lambda = 0,1 W.m^{-1}.K^{-1}$ [6]. Les échanges de chaleur au niveau des surfaces extérieures sont mis en exergue par les coefficients d'échange h₁ et h₂ respectivement à la face avant et à la face arrière. Les températures T_{a1} et T_{a2} sont respectivement les températures ambiantes à la face avant et à la face avant et à la



<u>Figure II-1</u>: Brique de kapok-plâtre soumise à des sollicitations au niveau des deux faces Nous considérons que la température initiale du matériau est Ti = 293 K. La température du milieu avant à une amplitude maximale T_{01} =303 K, ce qui correspond à un réchauffement de la face avant ; celle du milieu arrière a une amplitude T_{02} = 292 K, ce qui correspond à un refroidissement du matériau à la face arrière. Nous présentons ensuite une modélisation du transfert de chaleur en partant de l'équation générale de la chaleur établie par Fourier.

II. 2/ Modélisation mathématique du transfert de chaleur

De manière générale, la chaleur se transmet selon trois modes à savoir la conduction, la convection et le rayonnement. Ces trois modes coexistent souvent lors du processus de transfert de chaleur. Quand l'un d'eux devient prédominant par rapport, nous émettons l'hypothèse que les autres sont négligeables.

II. 2. 1/ Equation générale de la chaleur $div(\lambda.\overline{grad}.T) + \dot{q} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$

$$\lambda$$
 étant la conductivité thermique, $\dot{\mathbf{q}}$ la source de chaleur interne, ρ la masse volumique et Cp
la capacité calorifique du matériau.

II - 1

Nous supposons que le matériau est homogène et n'admet pas de source interne de chaleur. Ceci sera à l'origine de deux conséquences : la conductivité λ est uniforme pour tout le matériau et que le terme $\dot{\mathbf{q}}$ s'annule. L'équation (II-1) peut être réécrite alors comme suit :

$$\Delta T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}$$
 II - 2

Où α est la diffusivité thermique définie par l'équation :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$$
 II - 3

Compte tenu de la géométrie du matériau, nous résolvons l'équation en utilisant les coordonnées cartésiennes en une dimension (1D).

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$
 II - 4

C'est une équation aux dérivées partielles avec le terme spatial en x et le terme temporel en t. Nous cherchons une solution de la forme T(x, t)=A(x)*B(t) par la méthode de la séparation des variables.

$$\frac{d^2 T(x,t)}{dx^2} = Y(t) \frac{d^2 X(x)}{dx^2}$$
 II - 5

$$\frac{dT(x,t)}{dt} = X(x)\frac{dY(t)}{dt}$$
 II - 6

$$\alpha \frac{1}{X} \frac{d^2 T(x,t)}{dx^2} = \frac{1}{Y} \frac{dY}{dt}$$
 II - 7

On recherche une solution périodique de la même forme que l'excitation en posant :

$$C = i\omega$$
 II - 8

$$Y(t) = Ke^{i\omega t}$$
 II - 9

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = \frac{C}{\alpha} = \frac{i\omega}{\alpha}$$
 II-10

Soit :

$$\frac{d^2 X}{dx^2} - \frac{i\omega}{\alpha} X = \frac{d^2 X}{dx^2} - \beta^2 X = 0$$
 II-11

$$\beta^2 = \frac{i\omega}{\alpha}$$
 II - 12

Soit

$$i\omega = (a+ib)^2 = a^2 - b^2 + 2iab$$
 II-13

$$\begin{cases} a^2 - b^2 = 0\\ 2ab = \omega \end{cases} \Rightarrow a = b \pm \sqrt{\frac{\omega}{2}}$$
 II - 14

D'où

$$\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} = \pm \sqrt{\frac{i\omega}{2\alpha}} (1+i)$$
 II - 15

On pose :

$$\beta = \sqrt{\frac{i\omega}{2\alpha}}(1+i)$$
 II - 16

Les conditions aux limites suivantes traduisent la continuité du flux de chaleur aux deux faces.

$$\left[\lambda \frac{\partial T(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = h_1[T(0, h_1, h_2, \omega, t) - T_{a_1}]\right]$$
 II - 17

$$\left\{\lambda \frac{\partial T(x,h_1,h_2,\omega,t)}{\partial x}\Big|_{x=L} = h_2[T_{a2} - T(L,h_1,h_2,\omega,t)]$$
 II -18

$$T(x, h_1, h_2, \omega, 0) = T_i$$
 II - 19

Faisons le changement de variable suivant :

$$\widetilde{T} = T - Ti$$
 II - 20

L'équation *II-4* donne l'équation *II-21*

$$\frac{\partial^2 \widetilde{T}(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \widetilde{T}(x,t)}{\partial t} = 0$$
 II - 21

En tenant compte du changement de variables, les nouvelles conditions aux limites sont données par les équations *II-22*, *II-23* et *II-24*.

$$\left[\lambda \frac{\partial \widetilde{T}(x,h_1,h_2,\omega,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = h_1[\widetilde{T}(0,h_1,h_2,\omega,t) + Ti - T_{a1}]\right]$$
 II - 22

$$\left\{\lambda \frac{\partial \widetilde{T}(x,h_1,h_2,\omega,t)}{\partial x}\Big|_{x=L} = h_2[T_{a2} - \widetilde{T}(L,h_1,h_2,\omega,t) - Ti]\right\}$$
 II - 23

$$\widetilde{T}(x, h_1, h_2, \omega, 0) = T(x, h_1, h_2, \omega, 0) - Ti = 0$$
 II - 24

II. 2. 2/ L'expression de la température

La solution générale de l'équation II-21 est donnée par II-25.

$$\widetilde{T}(x,h_1,h_2,\omega,t) = [A(h_1,h_2,\omega,t)\sinh(\beta x) + B(h_1,h_2,\omega,t)\cosh(\beta x)]\exp(i\omega t) \qquad \text{II} - 25$$

Les conditions aux limites II-22 et II-23 permettent d'obtenir les coefficients A et B

A partir du changement de variables II-20, nous obtenons l'expression II-26 de la température.

$$T(x,h_1,h_2,\omega,t) = [A(x,h_1,h_2,\omega,t).\sinh(\beta x) + B(x,h_1,h_2,\omega,t).\cosh(\beta x)].\exp(i\omega t) + Ti$$
 II - 26

A partir des expressions de la température, nous allons étudier la réponse thermique du matériau et mettre en exergue les phénomènes thermiques à la surface.

II. 3. / Etude de la température

II. 3. 1/ Evolution de la température en fonction de la profondeur

II. 3. 1. 1/ Influence de la pulsation excitatrice

Ci-dessous, nous avons tracé le module de la température en fonction de la profondeur en regardant l'effet de la pulsation excitatrice sur celui-ci.



Figure II-2: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ; $h_1=150W.m^{-2}.K^{-1}$ $h_2=5~W.m^{-2}.K^{-1}$

La *Figure II-2* représente le tracé du module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice ω (rad.s⁻¹). Nous observons sur les courbes de la figure II-2 que les températures sont maximales à la face avant et que leur module baisse lorsque l'onde thermique pénètre le matériau. Cette diminution est observée quelle que soit la pulsation, toutefois les courbes n'ont pas les mêmes allures. Pour de faibles valeurs de la pulsation (ω < ou = 10⁻⁴rad.s⁻¹; courbe en noire), la décroissance est linéaire alors que les températures chutent sur de faibles épaisseurs lorsque la pulsation devient importante. (ω > ou = 10⁻²rad.s⁻¹). Nous notons aussi que température du matériau est d'autant plus importante que la fréquence est faible. Ces observations peuvent s'expliquer par le fait que les faibles pulsations excitatrices correspondent à des périodes d'excitations longues c'est-à-dire à des temps d'exposition très long entrainant ainsi une élévation beaucoup plus importante de la température.

II. 3. 1. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h₁

Le coefficient d'échange thermique joue un rôle important dans les échanges de chaleur entre une paroi et un fluide. Sur les figures ci-dessous, nous avons tracé le module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique h1. La pulsation excitatrice choisie pour les tracées est $\omega=10^{-2}$ rad.s⁻¹.



Figure II- 3: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s⁻¹.

Nous pouvons observer deux zones dans la Figure II-3, la première correspondant à une épaisseur inférieure à 2cm où la température diminue considérablement jusqu'à la température proche de Ti = 293 K. Au-delà de celle-ci, elle s'élève légèrement. L'influence du coefficient d'échange thermique entraine une élévation de la température uniquement dans la première zone. Ceci peut être expliqué par le fait que le coefficient quantifie les échanges de chaleur par convection avec la paroi et le milieu ambiant. Etant donné que la température du milieu ambiant à la face avant est plus élevée que celle de la paroi à la face avant (x=0 m), l'augmentation du coefficient h₁ entraine davantage l'échauffement de ce matériau pour des zones proches de la face avant. Cependant, à l'intérieur du matériau la température est indépendante de ce coefficient du fait que la diffusion y est prépondérante.

II. 3. 1. 3 / Influence du coefficient d'échange thermique h₂

L'effet du coefficient d'échange à la face arrière h_2 est aussi important que celui de la face avant h_1 dans la mesure où elle mesure l'échange de chaleur entre la paroi et le milieu intérieur. La figure suivante montre l'influence du coefficient d'échange thermique h_2 sur la température.



Figure II- 4: Module de la température en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_2 , $\omega = 10^{-2}$ rad.s⁻¹.

Cette figure II-4 montre que pour une pulsation excitatrice donnée, la température est indépendante du coefficient d'échange thermique h_1 pour des épaisseurs inférieures à 4cm. Audelà de cette dernière, l'augmentation du coefficient d'échange entraine une diminution de la température à la face arrière. Ce qui peut être expliqué par le fait que la température initiale du matériau Ti est plus élevée que la température du milieu ambiant intérieur (T₀₂).

Le coefficient d'échange thermique h_2 entraine une perte de chaleur du matériau par l'intermédiaire de la face arrière. Ce qui fait que la température sera d'autant plus faible sur cette face avec l'élévation de h_2 .

II. 3. 2 / Etude de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h₁

II. 3. 2. 1 / Influence de la pulsation excitatrice

Pour mieux voir le comportement thermique à la surface, nous avons étudié ci-après l'évolution de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique sous l'influence de la pulsation excitatrice.



<u>Figure II-5</u>: Module de la température à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 influence de la fréquence, x = 0 m.

La température à la face avant augmente avec le coefficient d'échange thermique pour se stabiliser à une certaine valeur de celui-ci. En effet le coefficient d'échange thermique matérialise l'échange de chaleur par convection entre la paroi et le fluide qui est l'air dans ce cas. En comparant les courbes nous remarquons que lorsque la pulsation est faible c'est-à-dire inférieure à 10⁻⁴ rad/s, le maximum de la température est atteint pour de petites valeurs du coefficient d'échange (h1<50W/m²K). Quand la pulsation dépasse 10⁻² rad/s, la température évolue de façon modérée avec le coefficient d'échange thermique et sa valeur maximale reste toujours en dessous de 303 K qui est la température de l'air ambiant à la face avant. Ceci peut être dû au fait que les faibles pulsations symbolisent des périodes d'excitations longues et le régime s'apparente au régime quasi-statique. Tout se passe comme si l'air ambiant est immobile et l'échange de chaleur entre le fluide et l'air se fait par conduction dans la zone limite.

II. 3. 2. 2 / Influence de l'épaisseur



Figure II- 6: Module de la température en fonction du coefficient d'échange thermique h1 influence de l'épaisseur dans la zone sensible.

Pour une pulsation excitatrice fixée dans la zone sensible, l'allure des courbes de température reste identique quelle qu'en soit l'épaisseur. Les températures atteignent toutes leur température maximale à partir d'une même valeur du coefficient d'échange thermique $h_1=100 \text{ W/m}^2\text{K}$. On s'aperçoit qu'au-delà de cette valeur, la température diminue avec l'épaisseur. Ceci peut s'expliquer par le fait que la chaleur se transmet dans le matériau par conduction. La conductivité du matériau étant faible l'énergie thermique transmise au sein du matériau diminue avec la profondeur entrainant une diminution de la température.

II. 3. 3 / Etude de la température à la face arrière sous l'influence de la pulsation excitatrice

Pour regarder l'influence de la pulsation excitatrice sur la température à la face arrière, nous avons tracé le module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant.



Figure II- 7: Module de la température à la face arrière en fonction du coefficient d'échange thermique h1 sous l'influence de la fréquence

Sur la figure II-7, nous remarquons que le module de la température à la face arrière croit rapidement avec le coefficient d'échange thermique à la face avant pour les pulsations inférieures à ω =10⁻⁴rad.s⁻¹. Au-delà de cette valeur de la pulsation, la température reste stable pour des valeurs en dessous de Ti=293 K. En regardant de plus près la courbe en rouge pour ω =10⁻³rad.s⁻¹, la température chute légèrement pour de faibles coefficients d'échange thermique h1 suivie d'une augmentation quand ce coefficient devient important. La température à la face arrière garde cependant une valeur constante pour des pulsations excitatrices supérieures à 10⁻²rad.s⁻¹. En effet, au-delà d'une certaine pulsation, l'onde thermique s'estompe sur de faibles épaisseurs et l'évolution de la température à la face arrière ne dépend que des conditions imposées sur cette face. Ce qui n'est pas le cas pour les faibles pulsations où l'onde thermique atteint la face arrière.

II. 4 / Etude de la densité de flux de chaleur

II 4. 1/ L'expression de la densité de flux de chaleur

La densité de flux de chaleur souvent noté j ou ϕ traduit la quantité de chaleur par unité de surface. Ce phénomène survient lorsqu'il règne dans un milieu immobile une différence de température. Il apparait un courant de chaleur symbolisé par la densité de flux orienté des zones chaudes vers les zones froides qui tend à homogénéiser le gradient de température.

La densité de flux de chaleur à travers le matériau est obtenue à partir de la relation de Fourier donnée par l'équation *II-27*.

$$\vec{\varphi} = -\lambda . grad(T)$$
 II - 27

$$\varphi(x, h_1, h_2, \omega, t) = -\lambda \beta [A(h_1, h_2, \omega, t) \cdot \cosh(\beta . x) + B(h_1, h_2, \omega, t) \cdot \sinh(\beta . x)] \cdot \exp(i\omega t)$$
 II - 28

II 4. 2/ Etude de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur

Sur les figures suivantes, nous avons étudié l'influence de la pulsation excitatrice et du coefficient d'échange thermique sur cette grandeur.

II. 4. 2. 1 / Influence de la pulsation excitatrice

Sur la figure suivante, nous avons représenté l'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice.



Figure II- 8: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence fréquence $h_1=150 \text{ W/m}^2\text{K}$, $h_2=5 \text{ W/m}^2\text{K}$

De manière globale, le module de la densité de flux de chaleur diminue avec la profondeur du matériau. Pour des pulsations inférieures à 10⁻³ rad/s, le flux de chaleur transmis de la face avant à la face arrière varie faiblement. Cela est dû au fait que la température sur cette face est sensiblement égale à la température du milieu ambiant (**Figure II-2**). Il est à noter aussi que le flux de chaleur échangé à la face avant est d'autant plus élevé que la pulsation excitatrice est important. Cependant, pour une fréquence supérieure à 10⁻¹ rad/s, le flux de chaleur transmis par unité de surface s'annule sur une épaisseur inférieure à 2 cm. Cette épaisseur représente la couche d'isolation efficace ou zone d'isolation optimale [7]. Pour les faibles valeurs de la pulsation de l'onde thermique est importante.

II. 4. 2. 2 / Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h1

Afin de mettre en évidence l'effet des contraintes extérieures sur la quantité d'énergie thermique transmise par unité de surface, nous avons représenté sur la figure suivante l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h1 sur la densité de flux de chaleur.



Figure II- 9: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence coefficient d'échange thermique face avant thermique h_1 .

En étudiant le flux transmis à travers le matériau pour une pulsation de 10⁻² rad/s sous l'influence du coefficient d'échange thermique, nous notons une diminution de ce dernier en fonction de la profondeur. L'influence du coefficient d'échange thermique entraine une augmentation de la densité de flux de chaleur, effet qui s'estompe au-delà d'une certaine épaisseur. Le coefficient d'échange thermique quantifie les échanges thermiques à l'interface ce qui fait que son influence est beaucoup plus visible quand nous sommes proche de la surface.

II. 4. 3/ Etude de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique.

Nous avons étudié ci-dessous la quantité de chaleur échangée à la face avant en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant h_1 .



Figure II- 10: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h1 à la face avant x = 0 m: influence fréquence

Sur cette figure la quantité de chaleur échangée à la face avant augmente avec le coefficient d'échange thermique h1. Pour des coefficients d'échanges faibles inférieurs à 25 W.m⁻².K⁻¹, la densité de flux de chaleur échangée à la face avant varie de façon modérée. Nous remarquons aussi une augmentation de cette grandeur quand la pulsation excitatrice devient importante. Lorsque la pulsation excitatrice est faible (courbe noire ω =10⁻⁴rad.s⁻¹), la densité de flux de chaleur échangée à la face avant est faible et reste constante quel qu'en soit le coefficient d'échange thermique h1. En effet, pour de faibles pulsations excitatrices correspondant à de longues périodes de sollicitations, le matériau reçoit une importante quantité de chaleur par la face avant élevant ainsi sa température. Etant donné que la densité de flux de chaleur à l'interface est fonction du gradient de température entre le milieu ambiant et la paroi ce qui explique les faibles valeurs de la densité de flux de chaleur pour les valeurs de la pulsation excitatrice.



<u>Figure II-11</u>: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur influence de la fréquence

Afin de mieux comprendre les phénomènes thermiques à la surface de ce matériau, nous avons développé dans le paragraphe suivant la notion de ZSSCE [6] (Zone Sensible Aux Sollicitations Climatiques Extérieures) et regarder l'influence de la pulsation excitatrice et du coefficient d'échange thermique dans cette dernière.

II. 4. 4/ Evaluation de la zone sensible aux sollicitations climatiques

Sur la figure II-12, nous avons tracé le module de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la profondeur. Ceci dans l'intérêt de mieux visualiser le comportement thermique dans la zone sensible aux contraintes climatiques extérieures définie par l'épaisseur δx du matériau. C'est une zone où une grande partie de la chaleur est absorbée.



Figure II-12: Evaluation de la zone sensible aux sollicitations climatiques

La largeur de la zone sensible aux contraintes climatiques extérieures est obtenue pour une diminution de l'ordre de 1% de la valeur de la densité de flux de chaleur par rapport à sa valeur en x=0.

Comme nous pouvons le constater avec l'échelle semi-logarithmique sur une épaisseur de quelques dixièmes de millimètres, la quantité de chaleur absorbée est très importante. La vibration de molécules dans cette zone étant ainsi importante, ce qui explique le fait que la température y est sensiblement proche de celle du milieu extérieur. Cependant, quand on entre en profondeur du fait de la faible conductivité thermique du matériau, la quantité de chaleur transmise diminue considérablement. Une valeur de la densité de flux de chaleur nulle à la face arrière traduit un équilibre thermique entre cette face et le milieu intérieur.

II. 4. 4. 1/ Influence de la pulsation dans la ZSSC

Nous regardons dans ce paragraphe l'influence de la pulsation excitatrice sur cette zone.



<u>Figure II-13</u>: Evolution du module de la température en fonction de la profondeur : influence de la pulsation excitatrice



Figure II- 14: Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur : influence de la pulsation excitatrice

A la surface du matériau, la quantité de chaleur absorbée par le matériau augmente lorsque la pulsation extérieure diminue ce qui se traduit par une élévation de la température (*Figure II-13*); la densité de flux transmise est ainsi moins importante (*Figure II-14*). Le tableau 1 montre l'évolution de la zone sensible aux contraintes climatiques extérieures.

ω (rad.s ⁻¹)	10-4	10-3	10-2	10-1
δx (10 ⁻³ m)	3.1	0.30	0.1	0.03
T(K)	302.4	302.7	302.2	301.0
φ (W.m ⁻²)	16,3	44.1	134.5	368.3

Tableau II-1 : Valeurs de la zone sensible pour différentes pulsations extérieures

La largeur de cette zone augmente quand la pulsation extérieure diminue c'est-à-dire lorsque la période des contraintes climatiques extérieures devient importante. Ce qui peut être expliqué par une atténuation de l'onde thermique beaucoup plus importante quand la pulsation augmente.

II 4. 4. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique dans la ZSSC

Les *Figures II-15* et *II-16* montrent les influences du coefficient d'échange thermique respectivement sur la température à la paroi et la densité de flux de chaleur transmise de la paroi vers l'intérieur du matériau.



<u>Figure II-15</u>: Module de la température en fonction de la profondeur pour $\omega=10^{-3}$ rad/s sous l'influence du coefficient d'échange thermique h1.



Figure II-16: Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence du coefficient d'échange thermique face avant h_1 .

Quand nous regardons ces deux figures, on s'aperçoit que lorsque le coefficient d'échange augmente, nous assistons à une élévation de la température du matériau traduisant à un flux de chaleur transmis beaucoup plus important. Cependant, comme le montre le tableau II-2 cidessous, la zone sensible aux contraintes climatiques est peu tributaire du coefficient d'échange thermique à la surface du matériau.

$h_1(W.m^{-2}.K^{-1})$	150	100	50	25
δx (10 ⁻³ m)	0.30	0.30	0.30	0.37
<i>T</i> (K)	302,6	302,6	302.3	301.6
φ (W.m ⁻²)	44.1	43.7	42.3	39.7

Tableau II-2 : Valeurs de la zone sensible pour différentes valeurs du coefficient thermiqu
--

Nous cherchons à présent comment évolue les grandeurs thermiques telles que la température et la densité de flux de chaleur dans la zone sensible. Pour cela, nous traçons les courbes de température et de densité de flux en fonction de la pulsation excitatrice pour une épaisseur $x=10^{-3}$ m sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 .



Figure II-17: Evolution du module de la température en fonction de la pulsation excitatrice

dans la zone sensible aux sollicitations



Figure II-18: Evolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice dans la zone sensible aux sollicitations

Les **figures II-17** et II-**18** montrent respectivement l'évolution de la température et de la densité de flux de chaleur au voisinage de la zone sensible aux contraintes climatiques extérieures en fonction de la pulsation. Pour de faibles pulsations inférieures à 10⁻⁴ rad/s, la densité de flux est pratiquement insensible à la pulsation excitatrice extérieure. Par contre, le module de la température au voisinage de la paroi augmente avec le coefficient d'échange thermique ce qui traduit un emmagasinement important de la chaleur dans cette partie du matériau. Le **tableau 3** montre l'évolution de la température et de la densité de flux de chaleur pour différentes valeurs de la pulsation excitatrice extérieure.

Pulsation	Coefficient				
excitatrice	d'échange 🏲	150	100	50	25
ω (rad.s ⁻¹)	thermique h ₁	150			
₽	$(W.m^{-2}.K^{-1})$				
10-4	T (K)	302,7	302,7	302,5	302,2
	φ (W.m ⁻²)	16,4	16,4	16,1	15,7
10-3	T (K)	302,5	302,4	302,1	301,4
	φ (W.m ⁻²)	43,1	42,7	41,4	38,9
10-2	T (K)	298,7	301,0	300,1	298,7
	ϕ (W.m ⁻²)	122,6	118,5	107,3	89,3

Tableau II-3 : Valeur de la température et de la densité de flux pour $x = 10^{-3}$ m

Nous envisageons de déterminer le coefficient d'échange thermique h en considérant la conservation du flux de chaleur à travers le mur. Nous notons respectivement la densité de flux de chaleur à l'entrée du matériau, emmagasinée par le matériau et transmise à travers le matériau par : ϕ_{e} , ϕ_{em} et ϕ_{t} .

En notation réelle, nous pouvons traduire la conservation du flux par les relations II-29 et II-30.

$$\phi_e = \phi_{em} + \phi_t \qquad \qquad \text{II} - 29$$

$$\left|h(T_{a1} - T(x = 0, t))\right| = \left|\frac{\lambda}{\delta x}\Delta T_{int} + \phi_{em}\right|$$
 II - 30

Le coefficient de transfert de chaleur est considéré réel, nous déterminons par l'équation :

$$h = \frac{\left|\frac{\lambda}{\delta x}\Delta T_{\text{int}} + \phi_{em}\right|}{\left|(T_{a1} - T(x = 0, t))\right|}$$
 II - 31

Lorsque les phénomènes de stockage de chaleur sont lents, le comportement du matériau est similaire à un conducteur et nous pouvons écrire l'équation II-32 :

$$h \approx \frac{\left|\frac{\lambda}{\delta x} \Delta T_{\text{int}}\right|}{\left|(T_{a1} - T(x = 0, t))\right|}$$
 II - 32

Les résultats sont consignés dans le tableau II-4 ci-dessous :

ω (rad.s ⁻¹)	10 ⁻⁴	10-3	10-2	10-1
δχ	3.10-3	2,24.10-3	0,42.10-3	0,19.10-3
T(x=0) (K)	302,9	302,8	302,3	301,
T(x=δx) (K)	302,4	302,7	302,2	301,0
\Delta T _{int} = Ta1-T(x=0) (K	0,5	0,1	0,1	0,1
$\lambda / \delta x (W.m^{-2}.K^{-1})$	33,3	44,6	238	526
$rac{\lambda}{\delta x}\Delta T_{ m int}$	16,65	4,46	22,2	52,6
Φ_{t} (W.m ⁻²)	16,5	44,6	135,8	372,1
$ \Delta T \text{ ext} = T (x=0) - T(x=\delta x) (K)$	0,106	0,212	0,674	1,932
h (W.m ⁻² .K ⁻¹)	156	21	33	27,2

Tableau II- 4 : Evaluation du bilan thermique et du coefficient d'échange thermique.

Le tableau II-4 montre que pour les faibles valeurs de la pulsation excitatrice extérieure, le matériau a un comportement qui tend vers un conducteur thermique ; la plus grande part du flux est transférée par conduction. L'équilibre thermique est utilisé pour évaluer le coefficient de transfert de chaleur

II. 5. / Etude du comportement thermique surfacique

Les figures II-19 et II-20 représentent respectivement l'évolution des modules de la température et de la densité de flux de chaleur à la face avant et arrière. L'influence du coefficient d'échange est mise en exergue sur la température surfacique et la quantité de chaleur absorbée. Cette représentation permet en outre de visualiser le gradient de température entre les deux faces.



Figure II- 19: Evolution du module de la température en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, h1=250; h2=5



<u>Figure II- 20</u>: Evolution du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, $h1=250 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$; $h2 = 5 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$.

Sur la figure II-19, nous remarquons que les températures des faces avant et arrière restent constantes pour des pulsations excitatrices inférieures à 10^{-4} rad/s avec $T_{\text{face avnt}} = 302$ K et $T_{\text{face arrière}} = 295$ K; au-delà de cette pulsation jusqu'à 2,3.10⁻³ rad/s, la température à la face
Chapitre II : Etude théorique sur les phénomènes d'échanges thermiques à la surface

arrière diminue de 3 K pour atteindre la température du milieu ambiant intérieur 292 K alors que celle à la face avant présente une diminution relativement faible. Lorsque la pulsation est supérieure à 2,3.10⁻³rad/s, la température à la face arrière augmente tout en présentant un palier quand la pulsation dépasse 10⁻²rad/s.

En observant la figure II-20, nous remarquons que les modules de la densité de flux de chaleur échangé au niveau des deux faces sont égaux à 15 W.m⁻² pour des pulsations inférieures à 10⁻⁴ rad/s ; ce qui montre que la même quantité de chaleur qui entre par la face avant en ressort par la face arrière. Au-delà de ces pulsations, la densité de flux de chaleur à la face avant croit continuellement avec la pulsation tandis qu'elle diminue à la face arrière et devient très faible.

Ce phénomène peut être expliqué par l'évolution des températures au niveau des deux faces observée sur la figure II-18. Etant donné que le coefficient d'échange thermique fixé à la face arrière est faible h2=5W.m⁻².K⁻¹ et compte tenu du fait que la température à la face arrière tend vers la température du milieu ambiant intérieur 292 K ; l'équilibre thermique s'établit entre la paroi intérieure et le milieu intérieur.

II. 6/ Coefficient d'échange thermique identique aux deux faces

Les figures II-21 et II-22 suivantes représentent respectivement les modules de la température et de la densité de flux de chaleur au niveau des faces avant et arrière en fonction de la pulsation. Ces courbes sont tracées pour des coefficients d'échange thermique identique h1=h2.



<u>Figure II- 21</u>: Evolution de la température en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, $h_1=150 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1} ; $h_2=150 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1}



<u>Figure II-22</u>: Évolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la pulsation excitatrice simultanément à la face avant et arrière dans les mêmes conditions, $h_1=150 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1} ; $h_2 = 150 \text{ W.m}^{-2}$. K^{-1}

Quand les coefficients d'échanges thermiques au niveau des deux faces sont élevés et égaux, l'échange de chaleur est important entrainant ainsi, une température à la face avant qui est maximale et constante avec une valeur de 303 K lorsque la pulsation est faible. Cette température correspond à la température du milieu ambiant. Cette situation est pareille pour la température à la face arrière qui se refroidit pour atteindre la température du milieu intérieur. Cependant, quand la pulsation augmente la température à la face avant est faiblement en dessus de la température ambiante extérieure.



Figure II- 23: Evolution du module de la température à la face avant en fonction de la pulsation



Figure II- 24: Evolution du module de la température à la face avant en fonction de la pulsation

Sur la Figure II-23, l'évolution de la température révèle une zone d'oscillation à partir d'une certaine valeur de la pulsation. En effet, l'expression de la température est définie par T(x, h1, h2, ω ,t). Dans ce qui précède, nous avons tracé toutes les courbes pour t=1s ; ce qui fait que lorsque la fréquence d'excitation augmente en d'autres termes pour de courtes périodes de sollicitations T(s) ; t sera supérieur à T faisant apparaître ainsi les oscillations de la température autour de la température initiale du matériau Ti avec une diminution d'amplitude.

Cette partie sera beaucoup plus exploitée au quatrième chapitre où l'étude de l'évolution du signal de température permet de déterminer le déphasage thermique qui est un paramètre très important à tenir en compte quand nous voulons assurer un bon confort thermique.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue le transfert de la chaleur à travers un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel. Les expressions de la température et de la densité de flux de chaleur qui sont fonctions de la profondeur (x), des deux coefficients d'échange thermique (h1 et h2), de la pulsation excitatrice (ω) et du temps (t) permettent de suivre le comportement thermique du matériau. La zone sensible aux sollicitations climatiques est développée et les influences du coefficient d'échange thermique et de la pulsation sont mises en exergue sur celle-ci. Elle diminue avec l'augmentation de la pulsation excitatrice mais reste insensible par rapport au coefficient d'échange thermique.

[1] D.A. Korka, M. Boukar, M.B. Ndiaye, A. Diene, P. Demba, I. Diagne, M.S.O. Brahim and G. Sissoko, Study of the equivalent electrical capacity of a thermal insulating Kapok-plaster material in frequency dynamic regime established, Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol, 8(20) (2014), 2141-2145.

[2] M. Dieng, I. Diagne, B. Fleur, A. Kane, M.L. Sow, F. Niang and G. Sissoko, Study of heat transfer in a kapok material from the convective heat transfer coefficient and the excitation pulse of solicitations external climatic, Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol, 5(6) (2013), 1959-1962.

[3] H. El Harfi, M. Naïmi, M. Lamsaadi, A. Raji and M. Hasnaoui, Mixed convection heat transfer for nanofluids in a lid-driven shallow rectangular cavity uniformly heated and cooled from the vertical sides: The opposing case, Journal of Electronics Cooling and Thermal Control-JECTC, 3(2013), 111-130.

[4] Y. Jannot, A. Degiovanni and G. Payet, *Thermal conductivity measurement of insulating materials with a three layers device*, Int. J. Heat Mass Trans., 52(2009), 1105-1111.

[5] M. Boukar, M.B. Ndiaye, A. Diene, P. Demba, I. Diagne, M.S.O. Brahim and G. Sissoko, *Changes in temperature in a material Kapok-plaster sample in dynamic frequential regime*, *Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol*, 8(20) (2014), 2135-2140.

[6] M.S.O. Brahim, I. Diagne, S. Tamba, F. Niang and G. Sissoko, Characterization of the minimum effective layer of thermal insulation material tow-plaster from the method of thermal impedance, Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, 3(4) (2011), 337-343.

[7] M.L. Voumbo, A. Wareme and G. Sissoko, Characterization of local insulators: Sawdust and wool of kapok, Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., 2(2) (2010), 138-142

CHAPITRE III :

ANALOGIE ELECTRIQUE-THERMIQUE ET ETUDE DE L'INERTIE THERMIQUE DU MATERIAU.

INTRODUCTION

L'un des critères d'évaluations de la qualité d'un isolant réside non seulement sur sa faible conductivité thermique mais aussi sur son impédance et l'inertie thermique.

L'impédance thermique est une capacité à emmagasiner de la chaleur ou à la retenir. Ces deux propriétés peuvent être étudiées en s'appuyant sur l'analogie existant entre certaines grandeurs électriques et thermiques. Des résultats du chapitre précédent, nous allons établir l'expression de l'impédance thermique et la capacité thermique aussi bien dans la zone sensible aux sollicitations qu'à la face arrière.

III. 1. / Etude de l'impédance thermique III. 1. 1. / Analogie thermoélectrique

Il existe un lien étroit entre les grandeurs électriques et les grandeurs thermiques. Le tableau cidessous en donne un aperçu :

Grandeurs électriques			Grandeurs there	nique	es
Différence de potentiel	ΔV	′ (V)	Différence de température	Δ	<i>T</i> (K)
Intensité du courant	Ι	(A)	Densité de flux thermique	φ	$(W.m^{-2})$
Impédance électrique	Ζ	(Ω)	Résistance thermique	Z_{th}	$(W.m^{-2}.K^{-1})$
Capacité électrique	С	(F)	Capacité thermique	C_{th}	$(J.m^{-2}.K^{-1})$

Tableau III-1 : Analogie entre les grandeurs électriques et thermiques

Cette approche nous permet de déduire l'expression des différentes grandeurs thermiques telles que l'impédance et la capacité thermique qui nous serons d'une grande utilité pour évaluer l'emmagasinement d'énergie du matériau.

III. 1. 2. / Expression de l'impédance thermique

En régime permanent, on peut définir la résistance thermique R_{th} comme étant l'aptitude d'un matériau à s'opposer au flux de chaleur qui le traverse.

En régime dynamique fréquentiel, entre la face avant et une position de profondeur x du matériau, nous avons :

$$T(0,\omega,t) - T(x,\omega,t) = \left[B(1 - \cosh(\beta x)) - A\sinh(\beta x)\right]e^{i\omega t}$$
 III -1

Chapitre III : Analogie électrique-thermique et étude de l'inertie thermique du matériau

$$T(0,\omega,t) - T(x,\omega,t) = Z_{th}(x,\omega,t)\Phi(x,\omega,t)$$
III - 2

 $Z_{th}(x, \omega, t)$ est l'impédance complexe du matériau

$$Z_{th}(x,\omega,t) = \frac{T(0,\omega,t) - T(x,\omega,t)}{\Phi(x,\omega,t)}$$
 III - 3

$$Z_{th}(x,\omega,t) = \frac{B(1-\cosh(\beta x)) - A\sinh(\beta x)}{\Phi(x,\omega,t)}$$
 III - 4

Cette relation III-4 permet de suivre l'évolution de l'impédance thermique en fonction de la fréquence afin de déterminer les résistances série et shunt.

III. 2. / Comportement de l'impédance thermique dans la zone sensible

Le diagramme de Bode est un ensemble de deux représentations d'une grandeur complexe regroupant celle du module et de la phase. Le diagramme de Nyquist quant à lui regroupe les deux types de représentations. Il est obtenu en traçant la partie imaginaire de la grandeur complexe en fonction de sa partie réelle.

Nous avons représenté sur les figures suivantes les diagrammes de Bode de l'impédance, de sa phase et la représentation de Nyquist dans la zone sensible aux sollicitations climatiques (ZSSC) que nous avons déterminés au premier chapitre.



Figure III-1 : Diagramme de Bode de l'impédance thermique dans la zone sensible Zth

Cette figure montre l'évolution du module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation excitatrice pour une épaisseur x=0,003m ; et pour des coefficients d'échange thermique h_1 =150 ; h_2 =5.

Nous pouvons remarquer sur la figure deux zones séparées par la pulsation de coupure ω_c qui est déterminée graphiquement. La fréquence de coupure sépare le régime quasi-statique du régime dynamique. Lorsque la pulsation est inférieure à $\omega_c =2,6.10^{-3} \text{rad.s}^{-1}$, l'impédance thermique varie faiblement avec une valeur inférieure à $0,035 \text{ K.m}^2 \text{.W}^{-1}$. Cette faible valeur de l'impédance traduit une absorption importante de la chaleur dans cette partie proche de la surface d'autant plus que les périodes de sollicitations sont importantes. Au-delà de la pulsation de coupure, l'impédance thermique croit rapidement avec celle-ci. En effet, quand la pulsation augmente ce qui correspond à de courtes périodes de sollicitations la quantité de chaleur emmagasinée reste toujours importante tandis que la variation de température dans cette zone sensible augmente. Ce qui d'après l'équation (III-3) explique l'augmentation de l'impédance pour les grandes pulsations excitatrices.



Figure III- 2: Diagramme de Bode de la phase dans la zone sensible Zth

La phase représentée sur la figure III-2 montre des valeurs positives quelle que soit la pulsation excitatrice. Ce qui traduit que les effets inductifs du matériau dans cette zone sont prépondérants sur les effets capacitifs.

Les résistances série, shunt et thermique peuvent être déduites grâce à la représentation de Nyquist qui est obtenue en traçant la partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle.



Figure III- 3 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique dans la zone sensible $\delta(x=0,003m)$

La figure III-3 montre le diagramme de Nyquist de l'impédance dans la zone sensible. Nous observons sur cette représentation que pour les faibles pulsations excitatrices, il apparait une petite courbure avec la partie réelle de l'impédance qui équivaut à la résistance série avec R_S = 0,03 K.m⁻².W⁻¹ alors que sa partie imaginaire est nulle.

Le circuit électrique correspondant au phénomène observé est donné par le schéma suivant :



Figure III- 4: Modèle électrique équivalent dans la zone sensible.

L'impédance complexe équivalente peut être déduite à partir de ce schéma par :

$$Z_{th} = Z_R + iZ_L$$
 III-5

Avec $Z_R=R_s$ et $Z_L=L\omega$

D'où :

$$Z_{th} = R_s + iL\omega$$
 III-6

Cette expression montre que pour les faibles pulsations, l'impédance est minimale et égale à la résistance série Rs entrainant ainsi une importante quantité de chaleur dans cette zone. Cette impédance est d'autant plus importante avec l'augmentation de la pulsation excitatrice expliquant une faible pénétration de la chaleur. C'est comme si cette couche superficielle se comporte en une barrière entre le milieu extérieur et à l'intérieur du matériau s'opposant à la propagation de la chaleur vers le milieu intérieur.

Un isolant thermique est d'autant plus efficace que son impédance thermique est élevée, en d'autre terme pour les pulsations élevées pour ce qui concerne ce matériau.

Nous cherchons par la suite comment influe le coefficient d'échange thermique sur l'impédance.

III. 2. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h1

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant sur l'impédance thermique pour une épaisseur de x=0,003 m (dans la zone sensible).





Figure III- 5 : Diagramme de Bode de l'impédance thermique pour différents h1 dans la zone sensible.

En première vue, le coefficient d'échange thermique h_1 n'a pas d'effet sur cette dernière. Cependant, en effectuant un zoom sur la courbe, nous assistons à un détachement bien que faibles des courbes sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 . Il devient visible que l'impédance thermique augmente avec le coefficient d'échange thermique h_1 .



Figure III- 6: Phase de l'impédance dans la zone sensible (x=0,003m) sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 .

La figure III-6 montre que la phase de l'impédance est d'autant plus élevée que le coefficient d'échange thermique à la face avant augmente. Ce qui fait que les phénomènes inductifs sont favorables et sont beaucoup plus importants avec h_1 .



Figure III- 7 : Diagramme de Nyquist sous l'influence du coefficient d'échange thermique h₁. Le modèle électrique équivalent présenté sur la **Figure III-3** précédente traduit le même comportement sous l'influence du coefficient d'échange thermique.

Pour mieux comprendre les phénomènes inductifs et capacitifs du matériau soumis aux sollicitations, nous étudions l'impédance thermique à la face arrière (x=0,05m).

III. 3/ Evolution de l'impédance thermique à la face arrière

L'impédance thermique dépend en grande partie de l'épaisseur du matériau. Dans ce paragraphe, nous avons représenté l'impédance thermique pour x=0,05 m. Nous cherchons l'influence des deux coefficients d'échange thermiques h_1 et h_2 respectivement sur le diagramme de Bode et la représentation de Nyquist.

III. 3. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h1.



Figure III- 8 : Impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange h1 pour x=0,05m; h2=5 $W.m^{-2}.K^{-1}$.

Sur cette figure donnant l'évolution de l'impédance thermique du matériau en fonction de la pulsation excitatrice, il apparait trois zones ; une première zone avec une valeur constante de l'impédance $Z_{th} = 0.5 \text{ K.m}^2 \text{.W}^{-1}$ pour des pulsations inférieures à 10⁻⁴ rad/s, une deuxième zone où l'impédance thermique augmente jusqu'à une valeur maximale pour une pulsation proche de ω =2,2.10⁻³ rad/s suivie d'une troisième zone où l'impédance thermique diminue avec la pulsation excitatrice. La diminution du coefficient d'échange thermique h1 diminue l'impédance thermique. En effet, pour de faibles pulsations excitatrices correspondant au régime quasi-permanent, la quantité de chaleur emmagasinée par le matériau à la face avant est identique à ce qui sort par la face arrière traduisant le palier. Quand la pulsation augmente, la température chute brusquement à l'intérieur du matériau (figure II-1), ce qui s'explique par le fait que le matériau s'oppose à la diffusion de la chaleur pour ces pulsations.

En regardant le coefficient d'échange h1, nous observons que son influence n'est visible que lorsque la pulsation augmente c'est-à-dire au-delà de 10^{-2} rad/s.

La figure suivante représente la phase de l'impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 .



Figure III- 9 : Diagramme de phase de l'impédance sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 pour x=0,05m.

Sur la **Figure III-9**, est donnée l'évolution de la phase de l'impédance thermique en fonction de la pulsation excitatrice sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h1. Son exploitation permet de comprendre deux phénomènes importants du matériau ; les phénomènes inductifs et capacitifs : selon que cette phase soit positive ou négative. Nous pouvons remarquer trois zones :

- i. Une première zone correspondant à ω inférieure à 10⁻⁵ rad/s où la phase est nulle caractérisant les phénomènes résistifs.
- ii. Pour ω comprise entre 10⁻⁵ et 2,6.10⁻³ rad/s, la phase est positive caractérisant les effets inductifs
- iii. Au-delà de cette valeur de ω les valeurs négatives de la phase montrent l'effet capacitif.

L'augmentation du coefficient d'échange thermique h_1 favorise les effets capacitifs pour les pulsations élevées. Ce qui peut être expliqué par une accumulation d'énergie du matériau.



Figure III- 10: Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange thermique h1.

La représentation de Nyquist montre des diagrammes circulaires avec une ouverture lorsque la pulsation augmente. Le diamètre des cercles augmente avec l'augmentation du coefficient d'échange thermique h1. Nous avons extrait une courbe afin de donner les valeurs des résistances série et shunts (Rs, Rsh1 et Rsh2) et pour proposer un circuit électrique équivalent.



Figure III- 11 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique et modèle électrique équivalent.

III.3.2/ Influence du coefficient d'échange thermique h2

Le coefficient d'échange thermique h2 influe sur le caractère résistif du matériau. La figure suivante permet de mieux visualiser l'effet de ce coefficient sur le module de l'impédance thermique.



Figure III- 12: Impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange h_2 pour x=0,05m.

Tout comme pour la figure III-8, les allures de la figure III-12 présentent trois zones distinctes. Les courbes gardent aussi la même allure. Concernant l'influence de h_2 , nous remarquons que le maximum des impédances thermiques diminue quand le coefficient h_2 augmente mais n'admet cependant pas de décalage en fonction de la pulsation excitatrice. Le pic de l'impédance traduit en effet un blocage important de la quantité de flux de chaleur transmise à travers le matériau. La pulsation correspondante peut être assimilée à une pulsation optimale pour laquelle le matériau possède de bonnes propriétés thermiques quel que soit le coefficient d'échange h_2 . Cependant, l'augmentation de h_2 favorise l'échange de chaleur au niveau de la face arrière entrainant ainsi une diminution de l'impédance thermique.



Figure III- 13 : Diagramme de phase de l'impédance sous l'influence du coefficient d'échange thermique h1 pour x=0,05m

Contrairement à la situation observée avec le coefficient d'échange à la face avant h_1 , la phase de l'impédance est beaucoup plus importante quand le coefficient d'échange à la face arrière diminue.



Figure III- 14: Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique sous l'influence du coefficient d'échange thermique h2

L'augmentation du coefficient d'échange à la face arrière h2 entraine une diminution des diamètres des courbures. Ce qui veut dire que la résistance shunt diminue quand h2 s'accentue.

Ce phénomène peut être expliqué par le fait que l'augmentation du coefficient d'échange h2 entraine une perte de chaleur du matériau par la face arrière

III. 4/ ETUDE DE LA CAPACITE THERMIQUE

L'expression de la capacité thermique est établie en partant de l'analogie entre les grandeurs électriques et thermiques.

La capacité électrique C représente la quantité de charge électrique Q portée par un conducteur pour un potentiel électrique U donné.

$$C = \frac{Q}{U} \qquad \qquad \text{III} - 7$$

Une expression équivalente de capacité thermique C_{th} est donnée à partir de la quantité de chaleur Q_{th} et de la différence de température ΔT .

$$C_{th} = \frac{Q_{th}}{\Delta T}$$
 III - 8

$$C_{th}(x,h1,h2,\omega,t) = \frac{\int_{0}^{t} \varphi(x,h1,h2,\omega,t)dt}{\Delta T(x,h1,h2,\omega,t)}$$
 III - 9

Où

$$Q_{th} = \int \varphi dt \qquad \qquad \text{III} - 10$$

Représente la quantité de chaleur (le flux de chaleur transmis sur une durée) et

$$\Delta T(x, h_1, h_2, \omega, t) = T(0, h_1, h_2, \omega, t) - T(x, h_1, h_2, \omega, t)$$
 III-11

La capacité thermique constitue l'un des facteurs clés qu'il faut tenir compte si on veut assurer une bonne inertie thermique d'un matériau. Elle traduit entre autre l'aptitude de celui-ci à emmagasiner de la chaleur

III. 4. 1/ Etude de la capacité thermique suivant la profondeur

L'étude de la capacité thermique en fonction de la profondeur permet le visualiser les phénomènes d'emmagasinements d'énergie au sein du matériau. Quand le matériau est soumis à un flux de chaleur, une certaine quantité de chaleur est absorbée par celui-ci conformément à sa capacité d'en absorber et d'en stocker.



Figure III- 15: Evolution de la capacité thermique en fonction de la profondeur, h1=150; h2=5; $\omega=10^{-3}$ rad/s

La capacité thermique diminue en fonction de la profondeur conformément à l'expression mathématique III-3. En effet, la quantité de chaleur absorbée est très importante au voisinage de la face avant et diminue brusquement en profondeur. Comme nous pouvons le constater, la capacité thermique semble s'annuler à la face arrière, cependant, en effectuant un zoom sur cette zone, il apparait une valeur quoique faible mais non nulle de cette dernière.



Figure III-16 : Capacité thermique en fonction de la profondeur sous influence du temps.

Nous remarquons que plus le temps est important et pour une différence de température entre les deux faces fixées, la quantité de chaleur absorbée est élevée. Ce qui explique, le fait que plus longtemps le matériau est excité, plus la température de cette dernière devient considérable.

III. 4. 2/ Etude de la capacité thermique en fonction du temps.

Pour les courbes suivantes, nous avons tracé la capacité thermique du matériau kapok-plâtre en fonction du temps pour une épaisseur égale à x=0,05m.



Figure III-17: Evolution de la capacité en fonction du temps pour ω =10-3 rad.s-1

Sur la figure précédente, nous avons tracé l'évolution de la capacité thermique du matériau à la face arrière en fonction du temps pour une pulsation excitatrice fixée à 10^{-3} rad.s⁻¹. Nous remarquons une oscillation de la capacité avec une amplitude maximale constante lorsque t=T/2 où T représente la période des excitations. Pour suivre l'influence du coefficient d'échange thermique, nous faisons une extraction de la courbe pour une période T. Elle est donnée par la figure suivante :



Figure III- 18: Capacité thermique en fonction du temps pour une pulsation de $\omega = 10^{-3}$ rad.s⁻¹

Pour une pulsation excitatrice de 10⁻³ rad/s correspondant à période de 6285 s soit environ 1h44mn. Nous observons deux parties : d'abord pour un temps inférieur à la demi-période, le matériau absorbe de la chaleur par la face avant et cet emmagasinement de l'énergie s'accompagne par l'augmentation de la capacité thermique jusqu'à une valeur maximale, s'en suit une deuxième partie où le matériau cède une certaine quantité de chaleur au niveau de la face arrière. Cette perte de chaleur traduit la diminution de la capacité sur la figure.



Figure III- 19: Evolution de la capacité en fonction du temps pour $\omega = 10^{-3}$ rad.s⁻¹; influence du coefficient d'échange thermique h_1 .

Nous apercevons que lorsque le coefficient d'échange thermique à la face arrière diminue, il en va de même pour la capacité thermique. En effet l'augmentation du coefficient d'échange h2 favorise la restitution de la chaleur emmagasinée par le matériau à travers la face arrière au profit du stockage.

La capacité thermique est étroitement liée à la pulsation excitatrice.

III. 4. 3/ Etude de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice.

Les deux figures suivantes montrent l'influence des deux coefficients d'échange thermique à la face avant et arrière sur la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice. Elles sont tracées pour une épaisseur de 0,05 m



Figure III-20 : Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence h1 avec x=0,05m



Figure III- 21: Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence h_2 .

Sur les deux figures ci-dessus sont représentées l'évolution du module de la capacité thermique du matériau pour x=0.05 m en fonction de la pulsation excitatrice ω sous l'influence des deux coefficients d'échange thermique respectifs h_1 (à la face avant ; *Figure* III-20) et h_2 (à la face arrière ; *Figure III-21*).

La capacité thermique est stable avec une valeur de $C_{th} = 2 J K^{-1} m^{-2}$ lorsque pulsation excitatrice ω est inférieure à 10^{-4} rad/s et diminue ensuite jusqu'à une valeur minimale pour $\omega = 2,5.10^{-3}$ rad/s suivie d'une augmentation quand la pulsation excitatrice s'élève.

Nous pouvons aussi apercevoir sur ces graphes que les coefficients d'échange thermique h_1 et h_2 n'ont d'influence que pour les pulsations élevées où elles participent à l'augmentation de la capacité thermique.

En effet, il existe une relation entre la pulsation excitatrice et la période de sollicitations donnée par l'expression (11) ci-dessous.



 $T = \frac{2\pi}{\omega}$ (11)

Figure III- 22: Module de la capacité thermique en fonction de la pulsation excitatrice ; influence de l'épaisseur proche de la surface

En regardant cette figure III-22, nous observons que pour les faibles pulsations excitatrices la capacité thermique est maximale et constante. Elle diminue lorsque la pulsation devient importante. Il est clair sur la figure que la capacité diminue avec la profondeur. C'est-à-dire, la quasi-totalité de la quantité de chaleur reçue par la face avant est absorbée par la couche superficielle.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié les paramètres thermo- électriques du matériau kapok plâtre à partir de l'analogie électrique thermique. L'expression de l'impédance obtenue a permis de suivre le comportement résistif de celui-ci en fonction de la pulsation à partir des diagrammes de Bode et la représentation de Nyquist. La capacité thermique est aussi évaluée et l'influence des paramètres tels que le coefficient d'échange et la pulsation sont mis en évidence afin de comprendre les phénomènes d'emmagasinement d'énergie.

CHAPITRE IV:

ETUDE DU DEPHASAGE THERMIQUE ET SON IMPACT SUR L'INERTIE THERMIQUE

Dame DIAO Thèse De Doctorat Unique en PHYSIQUE ED-PCSTUI/ GIRER/ FST/ UCAD 2017

IV-1/ Introduction

A l'instar de l'inertie thermique [1,2], le déphasage thermique joue un rôle important dans l'isolation thermique surtout pour les pays à climat chaud. Elle dépend des matériaux choisis et de leurs propriétés thermo physiques. Le déphasage thermique représente le décalage de temps lors du transfert de chaleur d'un côté à l'autre d'une paroi [3]. Plusieurs études sont faites sur ce paramètre parmi lesquelles :

-L'optimisation du déphasage thermique entre l'extérieur et l'intérieur du bâtiment [4],

-l'observation de ce déphasage de l'onde thermique par rapport au signal de référence afin de détecter des défauts au sein d'un matériau [5].

Dans ce chapitre, nous étudions l'évolution du signal de température en fonction du temps à travers le matériau. Une méthode de détermination graphique du déphasage thermique est proposée suivie de l'étude de l'influence de la pulsation de la profondeur et du coefficient d'échange thermique sur ce dernier.

IV-2/ Expression de la température

Dans le deuxième chapitre, nous avons résolu l'équation de la chaleur à une dimension en régime dynamique fréquentiel.

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad \text{IV-1}$$

A l'issue de cette résolution l'expression de la température fonction de la profondeur x, des deux coefficients d'échanges thermiques h1 et h2, de la pulsation excitatrice ω et du temps t est donnée par la relation IV-2 :

$$T(x,h_1,h_2,\omega,t) = [A(h_1,h_2,\omega,t).\sinh(\beta x) + B(h_1,h_2,\omega,t).\cosh(\beta x)].\exp(i\omega t) + Ti \qquad IV - 2$$

IV-3/ Méthode de détermination graphique du déphasage thermique

Cette méthode consiste à tracer le module de la température de la face avant et arrière en fonction du temps pour une pulsation excitatrice donnée. Il convient de préciser aussi que le temps est choisi de sorte que $t \succ T$ (T la période en seconde) afin que les fluctuations des températures des deux faces soient visibles.

IV. 3. 1/ Etude du retard du signal de la température

Nous étudions dans ce qui suit l'étude du retard du signal de la température en fonction du temps pour une pulsation excitatrice de 10^{-3} rad.s⁻¹ simultanément à la fac avant et arrière.



Figure IV 1: Module de la température des faces avant et arrière en fonction du temps.

Le déphasage thermique (avec les abscisses pour les faces avant et arrière) est déterminé graphiquement par l'intervalle de temps qui s'écoule entre les deux maximums des températures des deux faces. Ce déphasage dépend en grande partie de la pulsation excitatrice choisie ; en d'autres termes de la période des sollicitations

IV.3 .2/ Etude de l'influence de la pulsation excitatrice sur le déphasage thermique

Dans le but de regarder l'influence de la fréquence des excitations sur le retard du signal de la température. Les résultats suivants sont obtenus pour des pulsations excitatrices respectivement égales à 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} et 10^{-1} rad.s⁻¹ avec h₁=150 W.m⁻¹.K⁻¹ et h₂=5 W.m⁻¹.K⁻¹ de sorte que l'échange par convection à la face arrière soit faible. Ceci permet de visualiser l'influence des perturbations de la face avant sur celle-ci.



Figure IV 2: Module de la température des faces avant et arrière en fonction du temps pour différentes pulsations excitatrices (a) = 10^{-4} rad.s⁻¹; (b) = 10^{-3} rad.s⁻¹; (c) = 10^{-2} rad.s⁻¹; (d) = 10^{-1} rad.s⁻¹.

En observant ces figures ci-dessus, nous remarquons que l'augmentation de la pulsation excitatrice entraine l'augmentation de la fréquence des sollicitations thermiques, du coup l'écart de temps entre le maximum de la température à la face avant et celle de la face arrière diminue. Ceci montre que le déphasage thermique diminue avec la fréquence.

Cependant, l'amplitude maximale de la température de la face arrière est beaucoup plus sensible pour les faibles fréquences. Pour $\omega = 10^{-4} \ rad.s^{-1}$, la température $T_{max \ arrière} = 295,1 \ K$ soit une augmentation de 2,1 K par rapport à la température initiale, alors que pour $\omega = 10^{-1} \ rad.s^{-1}$ la température $T_{max \ arrière} = 293,1 \ K$ soit pratiquement la même température que la température initiale. Ce qui peut être expliqué par le fait que pour ces fréquences, l'onde thermique est atténuée sur de faibles épaisseurs. Le tableau suivant permet de visualiser ce phénomène.

Pulsation ω (rad.s ⁻¹)	Période T(s)	Différence de température	Déphasage thermique	
		$\Delta T=T_{max arrière}-T_i(K)$	Δφ (s)	
10-4	62832	2,1	1690	
10-3	6283	1,6	1438	
10-2	628	0,3	393	
10-1	63	0,1	37	

 Tableau IV- 1 : Correspondance entre la pulsation et le déphasage thermique pour différentes températures et périodes.

Ce tableau ci-dessus recense en fonction de la pulsation excitatrice la période correspondante ainsi que la différence de température et du déphasage thermique.

Afin de montrer l'influence du coefficient d'échange thermique sur le déphasage thermique, nous traçons la courbe d'évolution de la température uniquement à la face arrière pour une pulsation excitatrice donnée.

IV. 4/ Température à la face arrière

Lorsque le matériau est soumis à une onde thermique au niveau de sa face avant, la perturbation perçue à sa face arrière n'est pas immédiate. Comme tout support matériel, l'onde thermique se propage de proche en proche au sein de ce dernier. Le temps mis par cette onde pour le traverser dépend de plusieurs paramètres entre autres la diffusivité thermique, la conductivité thermique et la capacité thermique. La diffusivité traduit la vitesse de propagation de la chaleur au sein du matériau au moment où la conductivité montre avec quelle facilité la chaleur se transmet. Quant à la capacité thermique, son étude revêt une importance capitale sur le temps de propagation de la chaleur se propage. Ainsi, l'analyse de la température à la face arrière en fonction du temps permet de comprendre les paramètres qui influencent ce déphasage thermique.

IV. 4. 1/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant $h_1(W.m^{-2}.K^{-1})$

La figure IV donne l'évolution de la température à la face arrière en fonction du temps sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant h₁. Sa représentation relative est aussi donnée afin de rendre plus visible le déphasage thermique.

Chapitre IV : Etude du déphasage thermique et son impact sur l'inertie thermique



Figure IV 3 : Evolution de la température à la face arrière pour différents h1

Les courbes de la figure IV-3 ont toutes la même allure, toutefois quand le coefficient d'échange thermique à la face avant h1 diminue de 150 à 25, cela entraine un léger retard du signal de température au niveau de la face arrière. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que lorsque le coefficient d'échange thermique h1 diminue, il en va de même de la température à la face avant. Or, plus le gradient de température entre les deux faces est grand, plus il faudra de temps pour sentir le pic de température à la face arrière.

Sur la figure suivante, nous avons représenté les courbes relatives de la température à la face arrière (à droite) et d'un agrandissement (à gauche) afin de mieux visualiser l'influence de h1 sur le déphasage thermique.



Figure IV 4: Evolution de la température relative à la face arrière pour différents h1

Lorsque le coefficient d'échange thermique h1 chute de 150 à 25, nous assistons à un retard du signal de température de 150 s soit 2mn30s. Partant de ce constat, nous pouvons dire que lorsque les conditions climatiques extérieures deviennent importantes par exemple, lorsque la convection à la face avant est forcée le déphasage thermique diminue. En d'autre terme la perturbation extérieure se fera sentir plus rapidement.

L'effet du coefficient d'échange thermique à la face arrière h2 est aussi étudié afin de montrer l'influence des conditions du milieu intérieur sur le déphasage thermique.

IV.4. 2/ Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière $h_2(W.m^{-2}.K^{-1})$

Tout comme le coefficient d'échange thermique à la face avant h1, le coefficient h2 joue un rôle prépondérant sur le déphasage thermique.



Figure IV 5: Evolution de la température à la face arrière pour différents h2

Sur cette figure, nous remarquons que contrairement au coefficient d'échange thermique à la face avant h1, c'est l'augmentation du coefficient d'échange thermique à la face arrière h2 qui entraine un retard du signal de température. C'est-à-dire plus le coefficient h2 augmente plus il faudra de temps pour que le pic de température apparaisse à la face arrière. Ce qui est dû au fait que le milieu intérieur est à une température plus basse que la face arrière, l'augmentation de ce coefficient favorise le refroidissement de cette dernière.



Figure IV 6: Evolution de la température relative à la face arrière pour différents h2

Contrairement au coefficient d'échange thermique à la face avant h1, l'influence du coefficient d'échange à la face arrière h2 est plus visible. Une variation de ce coefficient de 5 W.m⁻².K⁻¹ à 25 W.m⁻².K⁻¹ entraine un retard de 1045 s soit environ 17mn25s.

L'épaisseur du matériau contribue grandement au déphasage thermique et son influence est étudiée au paragraphe suivant :

IV. 5/ Etude du signal de la température sous l'influence de l'épaisseur

Sur la figure suivante, nous avons représenté l'évolution de la température en fonction du temps pour différentes épaisseurs choisies.



Figure IV 7: Evolution de la température pour différentes profondeurs x(m)

Chapitre IV : Etude du déphasage thermique et son impact sur l'inertie thermique

Sur la figure IV-7, nous remarquons de la face avant à la face arrière, le module de la température diminue en amplitude et le signal de la température est retardé. En effet, la capacité thermique est étroitement liée au volume, en d'autre terme à l'épaisseur du matériau choisi. Il faudra donc une grande quantité de chaleur pour élever la température du milieu intérieur. Cela explique le fait que lorsque le matériau est excité à sa face avant, une grande partie de la chaleur est absorbée et retenue par les couches superficielles. La quantité de chaleur transmise à la face arrière s'en trouve réduite. De plus comme la diffusion de chaleur se fait de proche en proche, il s'écoulera un temps avant que les perturbations externes atteignent le milieu intérieur, en d'autres mots, le déphasage thermique. La figure suivante en est sa représentation relative afin de mieux voir ce décalage de temps.



Figure IV 8: Evolution de la température relative pour différentes profondeurs x(m)

CONCLUSION

L'étude de ce chapitre à partir de l'évolution des signaux de températures à la face avant et arrière a permis de donner un paramètre très utile du matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel à savoir, la détermination du déphasage thermique. Ce déphasage thermique revêt une grande importance dans la mesure où elle permet de modéliser le comportement du matériau aussi bien en période d'été qu'en période d'hiver. L'exploitation des courbes de températures dans ce chapitre a montré que le déphasage thermique dépend de

Chapitre IV : Etude du déphasage thermique et son impact sur l'inertie thermique

plusieurs paramètres tels que la pulsation excitatrice, les coefficients d'échange thermique et de l'épaisseur du matériau (de sa masse volumique). Pour assurer un bon confort, il convient d'avoir une capacité thermique élevée.

Références bibliographiques

[1] N. KADRI, A. MOKHTARI. Contribution à l'étude de réhabilitation thermique de l'enveloppe du bâtiment. Revue des Energies Renouvelables Vol. 14 N°2 (2011) 301 – 311

[2] Tiberiu CATALINA, Joseph VIRGONE, Jean-Jacques ROUX, Eric BLANCO. *Effet de l'inertie thermique, de la surface vitrée et du coefficient de forme sur les besoins en chauffage d'une habitation*. IBPSA France 2008. 8 pages.

[3] Issiaka TRAORE, David LACROIX, Gérard JEANDEL. *Transferts de chaleur et de masse dans les parois des bâtiments à ossature bois. CIFEM2010 – ART-2-60, pp 54-59.*

[4] Anaïs JEANJEAN, Régis OLIVES, Xavier PY, Olivier ROUGE, Eric VILA. Comparaison de matériaux pour le stockage de chaleur/froid dans l'habitat, 6 pages.

[5]. Bertrand LASCOUP, Laetitia PEREZ, Laurent AUTRIQUE, Antoine CRINIERE. Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique - Etude de faisabilité. Comptes Rendus des JNC 17 - Poitiers 2011. 11 pages

CONCLUSION GENERALE

Dans ce document architecturé sous quatre chapitres, nous avons étudié le comportement thermique d'un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel.

D'abord au premier chapitre concernant l'étude bibliographique, nous avons énuméré quelques isolants thermiques qu'ils soient d'origine minérale, synthétique ou naturelle qui s'est terminé par l'étude du kapok qui fait l'objet de cette thèse. Dans ce même chapitre, nous avons énoncé aussi certains liants utilisés comme matrice pour les fibres. L'étude s'est terminée par les méthodes de caractérisation et de détermination des paramètres thermo physiques des isolants thermiques. L'accent est également mis sur les phénomènes qui régissent le comportement thermique surfacique ainsi que les phénomènes d'emmagasinement d'énergie de ces matériaux. Ceci a montré que la nature de la surface d'échange joue un rôle prépondérant sur les échanges de chaleur.

Le chapitre deux fait l'objet d'une étude théorique sur le transfert de chaleur à travers un matériau kapok-plâtre soumis à un régime dynamique fréquentiel et à une dimension ; une situation qui peut modéliser les fluctuations de températures journalières ou saisonnières. A partir de la résolution de l'équation de chaleur plus connue sur l'équation de Fourrier reliant le gradient de température du flux de chaleur échangé, nous avons simulé l'évolution de certaines grandeurs thermiques telles que la température et la densité de flux de chaleur en fonction des paramètres d'étude. Partant de là, l'étude a été beaucoup plus axée sur les phénomènes thermiques surfaciques grâce à la détermination de la zone sensible aux sollicitations climatiques et des paramètres dont elle dépend. L'exploitation du bilan thermique entre le flux de chaleur qui entre, qui est stocké et transmis a permis de déterminer le coefficient d'échange thermique.

Le troisième chapitre s'en est suivi avec pour objectif de montrer certaines propriétés thermiques par le biais de l'analogie électrique-thermique. Entre autre, l'impédance thermique est étudiée par les outils de l'analyse fréquentielle telles que les représentations de Bode, sa phase et celle de la représentation de Nyquist permettant d'évaluer les résistances série et shunt. Ensuite, la capacité thermique liant le gradient de température et la quantité de chaleur par unité de temps est évaluée afin de comprendre l'emmagasinement de chaleur par le matériau et son pouvoir à participer au confort thermique.

Chapitre IV : Etude du déphasage thermique et son impact sur l'inertie thermique

Enfin, le chapitre qui clos ce document fait état du déphasage thermique qui traduit le temps qui s'écoule entre le maximum de température entre deux positions du matériau. L'étude a montré que ce déphasage dépend de la fréquence des excitations et des conditions de l'environnement extérieur à l'instar du coefficient d'échange thermique. Le déphasage thermique tout comme l'inertie thermique joue un rôle important dans la mesure où ils assurent un stockage de chaleur par le matériau afin de la restituer au moment voulu et aussi de lister les pics de chaleur provenant de l'extérieur.

Ce travail ouvre de nouvelles perspectives. Une géométrie cylindrique peut être utilisée pour modéliser le transfert de chaleur dans une vase colorimétrique. Le terme source de chaleur peut être introduit dans l'équation pour s'approcher de la réalité. La porosité aussi qui est une caractéristique des fibres peut être exploitée. Une étude comparative avec d'autres matériaux locaux tels que le lin, la filasse les coques d'arachides est aussi envisageable pour couvrir un domaine beaucoup plus élargi.
ANNEXES MATHEMATIQUES

I. <u>EQUATION DE LA CHALEUR</u>

Le transfert de chaleur à travers le matériau kapok-plâtre est régit par la loi de Fourier

$$\vec{j}_g = -\lambda \,\overline{grad} \mathbf{T} \tag{1}$$

 λ est la conductivité thermique du matériau

 \vec{j}_q est le vecteur densité de chaleur

T étant la température à travers le matériau

Ainsi, la densité de flux de chaleur φ dans une direction caractérisée par un vecteur unitaire \vec{i} est :

$$\varphi = \vec{j}.\,\vec{\iota} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \tag{2}$$

Le bilan d'énergie dans un système de volume V :

Elle s'obtient en écrivant le bilan d'énergie dans un volume (V) caractérisé par sa conductivité (λ), sa masse volumique (ρ) et sa chaleur spécifique (C). Egalement nous Considérons que :

La variation de température dans le volume (V) est due à la présence de sources internes et à la chaleur entrant dans le volume.

Q₁ est la quantité de chaleur pénétrant dans le volume (V) à travers la surface (S) pendant δt.

$$Q_1 = \iint_{s} \lambda . \vec{\nabla} T . d \vec{S} . \delta t \tag{3}$$

 Q_2 est la quantité de chaleur créée dans le volume (V) par les sources internes pendant le temps δt

$$Q_2 = \iiint_{v} P_p . dV . \delta t \tag{4}$$

 $P_{\scriptscriptstyle p}$ est le puits de chaleur

$$Q_{3} = \iiint_{v} \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t}.dV.\delta t$$
(5)

Le bilan d'énergie nous permet d'écrire :

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 \tag{6}$$

Ce qui équivaut à :

Chapitre IV : Etude du déphasage thermique et son impact sur l'inertie thermique

$$\iint_{S} \lambda . \overrightarrow{\nabla T} . d \overrightarrow{S} . \delta t + \iiint_{V} P_{p} . dV . \delta t = \iiint_{V} \rho . C . \frac{\partial T}{\partial t} . dV . \delta t$$
(7)

La relation d'Ostrogradsky nous permet de passer d'une intégrale sur une surface à une intégrale sur le volume. Ainsi, l'équation va s'écrire sous la forme suivante :

$$\iiint_{v} \overrightarrow{\nabla} . (\lambda . \overrightarrow{\nabla} . T) . dV . \delta t + \iiint_{v} P_{p} . dV . \delta t = \iiint_{v} \rho . C . \frac{\partial T}{\partial t} . dV . \delta t$$
(8)

$$\iiint_{v} \overrightarrow{\nabla} . (\lambda . \overrightarrow{\nabla} T) . dV . \delta t + \iiint_{v} P_{p} . dV . \delta t = \iiint_{v} \rho . C . \frac{\partial T}{\partial t} . dV . \delta t$$
(9)

Localement et pour un instant δ t, nous aurons donc :

$$\vec{\nabla}.(\lambda.\vec{\nabla}T) + P_p = \rho.C.\frac{\partial T}{\partial t}$$
(10)

D'où finalement l'équation de la chaleur devient :

$$\lambda \Delta T + \frac{\partial \lambda}{\partial x} (\vec{\nabla} T) + P_p = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t}$$
(11)

 λ est considéré comme une constante et une grandeur intrinsèque du matériau. L'équation de transfert de la chaleur devient :

$$\lambda \Delta T + P_p = \rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \tag{12}$$

II. **TEMPERATURE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL** Sans puits ni source de chaleur interne, nous avons : $P_p = 0$

La température ne dépend que d'une coordonnée d'espace et de temps nous avons T(x,t) L'équation différentielle devient :

$$\Delta T(x,t) - \frac{\rho C}{\lambda} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \Delta T(x,t) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = 0$$
(13)

Nous posons $\alpha = \frac{\rho \cdot C}{\lambda}$, étant la diffusivité thermique.

$$\Delta T(x,t) = \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T(x)}{\partial x^2} e^{i\omega t}$$
(13)

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial t} = i\omega T(x)e^{i\omega t}$$
(14)

En remplaçant dans l'équation (12) les équations (13) et (14) :

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial t} e^{i\omega t} - i\omega T(x) e^{i\omega t} = 0$$
(15)

Le transfert de chaleur ayant lieu en une dimension, nous pouvons remplacer les dérivées $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ par $\frac{d^2}{dx^2}$ ainsi nous obtenons :

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} e^{i\omega t} - \frac{i\omega}{\alpha} T(x) e^{i\omega t} = 0$$
(16)

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} - \frac{i\omega}{\alpha} T(x) = 0$$
(17)

Nous proposons une séparation des variables pour déterminer la solution de l'équation différentielle ; on pose :

$$T(x,t) = X(x).Y(t)$$
(18)

En tenant compte des relations ci-dessous :

$$\frac{d^2 T(x,t)}{dx^2} = Y(t) \frac{d^2 X(x)}{dx^2}$$
(19)

$$\frac{dT(x,t)}{dt} = X(x)\frac{dY(t)}{dt}$$
(20)

On obtient :

$$\alpha \frac{1}{X} \frac{d^2 T(x,t)}{dx^2} = \frac{1}{Y} \frac{dY}{dt}$$
(21)

On recherche une solution périodique de la même forme que l'excitation en posant :

 $C = i\omega$

Soit

$$Y(t) = Ke^{i\omega t}$$

La deuxième égalité de l'équation (III-6) :

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = \frac{C}{\alpha} = \frac{i\omega}{\alpha}$$
(22)

Soit :

$$\frac{d^2 X}{dx^2} - \frac{i\omega}{\alpha} X = \frac{d^2 X}{dx^2} - \beta^2 X = 0$$
(23)

$$\beta^2 = \frac{i\omega}{\alpha} \tag{24}$$

Soit

$$i\omega = (a+ib)^2 = a^2 - b^2 + 2iab$$
 (25)

$$\begin{cases} a^2 - b^2 = 0\\ 2ab = \omega \end{cases} \Rightarrow a = b \pm \sqrt{\frac{\omega}{2}}$$
(26)

D'où

$$\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} = \pm \sqrt{\frac{i\omega}{2\alpha}} (1+i) \tag{27}$$

On pose :

$$\beta = \sqrt{\frac{i\omega}{2\alpha}}(1+i) \tag{28}$$

En faisant un changement de variable on obtient :

$$\bar{T} = T - T_i \Longrightarrow \bar{T} + T_i = T \tag{29}$$

$$\bar{T} = \left[A\sinh(\beta(x) + B\cosh(\beta(x)))\right]e^{i\omega t}$$
(30)

Conditions aux limites :

$$\left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0} = h \mathbb{1} \Big[T(x,t) - T_{a1} \Big]$$
(31)
(32)

$$\left\{ \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_2 \Big[T_{a2} - T(L,t) \Big]$$
(33)

$$\left| T(x,0) = T_i \right|$$

Les conditions aux limites deviennent :

$$\begin{cases} \lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x} \Big|_{x=0} = h \mathbb{1} \Big[\overline{T}(x,t) + T_i - T_{a1} \Big] \\ \lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_2 \Big[T_{a2} - \overline{T}(L,t) - T_i \Big] \\ \overline{T}(x,0) = 0 \end{cases}$$
(34), (35) et (36)

Nous avons

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \beta \left[A \cosh \beta(x) + B \sinh \beta(x) \right] e^{i\omega t}$$
(37)

$$\lambda\beta A e^{i\omega t} = h_1 \Big[B e^{i\omega t} + T_i - T_{01} e^{i\omega t} \Big] e^{i\omega t}$$
(38)

$$\lambda \beta [A \cosh \beta(L) + B \sinh \beta(L)] e^{i\omega t} = h_2 [T_{02} e^{i\omega t} - (A \sinh \beta(L) + B \cosh \beta(L)) e^{i\omega t} - T_i]$$
(39)

Avec

$$T_{a1} = T_{01} e^{i\omega t} \tag{40}$$

$$T_{a2} = T_{02} e^{i\omega t} \tag{41}$$

$$\lambda\beta A = h_1 \Big[B + T e^{-i\omega t} - T_{01} \Big]$$
(42)

$$\lambda \beta \left[A \cosh \beta(L) + B \sinh \beta(L) \right] = h_2 \left[T_{02} - (A \sinh \beta(L) + B \cosh \beta(L)) - T_i e^{-i\omega t} \right]$$
(43)

En tirant B nous avons

$$B = \frac{\lambda\beta}{h_1} A - T_i e^{-i\omega t} + T_{01}$$
(44)

Nous remplaçons l'expression de B dans () pour tirer A :

$$\lambda \beta \left[A \cosh \beta(L) + \left(\frac{\lambda \beta}{h_1} A - T_i e^{-i\omega t} + T_{01}\right) \sinh \beta(L) \right] = h_2 \begin{vmatrix} T_{02} - (A \sinh \beta(L) + \left(\frac{\lambda \beta}{h_1} A - T_i e^{-i\omega t} + T_{01}\right) \cosh \beta(L) \right) - T_1 e^{-i\omega t} \\ T_i e^{-i\omega t} \end{vmatrix}$$
(45)

$$A = \frac{h_1 \left[(h_2 \cosh(\beta L) - \lambda \beta \sinh(\beta L) T_{01} + (\lambda \beta \sinh - h_2 \cosh - h_2) T_i e^{-i\omega t} + h_2 T_{02} \right]}{(h_1 \lambda \beta + \lambda \beta) \cosh \beta L + ((\lambda \beta)^2 + h_1 h_2) \sinh \beta L}$$
(46)

$$\lambda\beta(h_2\cosh(\beta L) - \lambda\beta\sinh(\beta L)T_{01} + (\lambda\beta\sinh - h_2\cosh - h_2)T_ie^{-i\omega t} + h_2T_{02}) - B = \frac{(T_ie^{-i\omega t} - T_{01})[(h_1\lambda\beta + \lambda\beta)\cosh\beta L + (\lambda\beta)^2 + h_1h_2)\sinh\beta L]}{(h_1\lambda\beta + \lambda\beta)\cosh\beta L + ((\lambda\beta)^2 + h_1h_2)\sinh\beta L}$$
(47)

$$\overline{T} = \left[A(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t)\sinh(\beta(x) + B(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t)\cosh(\beta(x))\right]e^{i\omega t}$$
(48)

$$T(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t) = \overline{T}(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t) + T_i(\omega,t)$$
(49)

 $T(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t) = \left[A(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t)\sinh(\beta(x) + B(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t)\cosh(\beta(x))\right]e^{i\omega t} + T_i(\omega, t)$ (50)

III. FLUX DE CHALEUR A TRAVERS LE MATERIAU PLAN

L'expression du flux de chaleur est déterminée à partir de la relation :

$$\phi(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t) = -\lambda \frac{dT(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)}{dx}$$
(51)

 $\phi(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t) = -\lambda\beta(\omega) [A(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)\cosh(\beta(\omega)(x) + B(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)\sinh(\beta(\omega)(x))]e^{i\omega t}$ (52)

La densité de flux de chaleur est :

$$\varphi = \frac{\phi(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t)}{S} = \frac{-\lambda\beta(\omega) [A(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t) \cosh(\beta(\omega)(x) + B(x, h_1, h_2, \omega, \rho, t) \sinh(\beta(\omega)(x))] e^{i\omega t}}{S}$$
(53)

IV. IMPEDANCE THERMIQUE DU MATERIAU

L'expression de l'impédance thermique est :

$$Z(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t) = \frac{\Delta T(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)}{\phi(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)} = \frac{T(0,h_1,h_2,\omega,\rho,t) - T(x,\omega,h_1,h_2,\rho,t)}{\phi(x,h_1,h_2,\omega,\rho,t)}$$
(54)

 ΔT est la différence entre la température à la paroi du matériau et la température à une position quelconque du matériau.

La représentation de Nyquist est une représentation de la partie imaginaire de l'impédance thermique ImZ $(x, \omega, h_1, h_2, \rho, t)$ fonction de sa partie réelle ReZ $(x, \omega, h_1, h_2, \rho, t)$. Nous avons des demi-cercles dont le rayon est égal à la moitié de la résistance shunt ($R_{sh}/2$).

La résistance shunt Rsh traduit les phénomènes d'emmagasinement de chaleur dans le

matériau kapok-plâtre tandis que la résistance série $R_{\rm s}$ matérialise les fuites de chaleur à travers le matériau.

La résistance série est déterminée à partir des valeurs limites de la partie réelle de l'impédance thermique lorsque la partie imaginaire de l'impédance thermique tend vers zéro.

La résistance thermique $R_{th}\,$ du matériau est la somme de la résistance série et de la résistance shunt :

 $R_{th} = R_s + R_{sh}$

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

GIRER (Groupe International de Recherche sur les Énergies Renouvelables)

www.solmatmodeling.sn

ED-PCSTUI (Ecole Doctorale Physique, Chimie, Science de da Terre, De l'Univers et de

l'ingénieur)

Faculté des Sciences et Techniques

THESE DE DOCTORAT UNIQUE

Présentée par M. DAME DIAO

<u>Sujet</u> : Etude des phénomènes de surface et d'emmagasinement d'énergie d'un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel ; mise en exergue des phénomènes d'inertie thermique.

Président	GAYE Salif	Professeur Titulaire	IUT / Univ de
			THIES
Rapporteurs	TAMBA Séni	Maitre de Conférences	EPT / THIES
	NDIAYE Mamadou Babacar	Maitre de Conférences	IUT / Univ de
			THIES
Examinateurs	DIAGNE Issa	Maitre de Conférences	FST / UCAD
	DIENG Birame	Maitre de Conférences	UADB
	DIENE Alassane	Maitre de Conférences	EPT / THIES
Directeurs	SISSOKO Grégoire	Professeur Titulaire	FST / UCAD
	DIALLO Hawa LY	Maitre de Conférences	UFRSET / THIES

Dans ce document, nous avons fait l'étude des phénomènes d'échange thermique à travers un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel. Pour montrer les phénomènes de surface, la zone sensible aux sollicitations climatiques est mise en évidence ainsi que les paramètres qui influent sur elle tels que la pulsation excitatrice et le coefficient d'échange thermique. L'impédance thermique est évaluée par l'intermédiaire de l'analogie thermoélectrique et des modèles électriques équivalents sont proposés. La capacité thermique et le déphasage thermique sont étudiés afin de comprendre les phénomènes d'emmagasinement d'énergie, du retard des perturbations externes et de son impact sur l'inertie thermique du matériau.

<u>Mots Clés</u> : phénomène de surface, kapok-plâtre, dynamique fréquentiel, coefficient d'échange thermique, emmagasinement d'énergie, inertie thermique.