

UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

ECOLE DOCTORALE : PCSTUI

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

Année : 2012 - 2013 N° : 0002328/FST



THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : Energie solaire, Matériaux et Systèmes (SOLMATS)

Présenté par

Khatry OULD CHEIKH

Sujet « ÉTUDE DU TRANSFERT THERMIQUE A PARTIR DES DIAGRAMMES DE BODE ET DES REPRÉSENTATIONS DE NYQUIST : APPLICATIONS A LA FILASSE, AU PLÂTRE ET AU MATÉRIAU COMPOSITE FILASSE-PLÂTRE »

Soutenu le 21 août 2013 devant le jury composé de :

Président :	Joseph	SARR	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Rapporteur :	Fadèl	NIANG	Maître de Conférences	ISEPT / U.Thiès
	Alhadi	WEREME	Directeur de Recherche	IRSAT/Burkina-Faso
Examineurs :	Mamadou	SARR	Maître de Conférences	UFR-SET / U.Thiès
	Amadou Seïdou	MAIGA	Maître de Conférences	/UGB
Directeur	Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Co-Directeur	Mamadou Lamine	SOW	Maître de Conférences	FST / UCAD

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	11
CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	13
I-1- INTRODUCTION.....	14
I-2- BILAN THERMIQUE EN REGIME PERMANENT	14
I-3- BILAN THERMIQUE EN REGIME TRANSITOIRE AVEC COEFFICIENTS D'ECHANGE CONSTANTS	15
I-4- METHODES IMPULSIONNELLES OU METHODES FLASH	16
I-5- LE MODELE DE MARECHAL ET DEVISME.....	17
I-6- CONCLUSION	21
CHAPITRE II	23
<i>ETUDE COMPARATIVE DU TRANSFERT DE CHALEUR A TRAVERS UN MATERIAU FILASSE-PLATRE SUR DEUX ET UNE DIMENSION : MISE EN EVIDENCE DES PERTES ENERGETIQUES</i>	23
II-1- INTRODUCTION	24
II-2- MODELE MATHEMATIQUE	24
II-2-1- SCHEMA DU DISPOSITIF D'ETUDE	24
II-2-2- EQUATION DE LA CHALEUR A DEUX DIMENSIONS	25
II-2-3- EXPRESSION DE LA TEMPERATURE	26
II-2-4- EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR [21]	29
II-3-EVOLUTION DE LA TEMPERATURE.....	30
II-3-1-EVOLUTION DE LA TEMPERATURE SUIVANT L'AXE LATERAL.....	30
a) Influence du coefficient d'échanges thermique à la face avant	30
b) Influence de la fréquence excitatrice	31
II-3-2- EVOLUTION DE LA TEMPERATURE SUIVANT LA DIRECTION (O _y)	33
a) Influence des coefficients d'échanges thermiques	33
b) Evolution des pertes latéral suivant la profondeur.....	34
c) Influence de la fréquence excitatrice.....	35
II-3-3- EVOLUTION DE LA TEMPERATURE EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE AVANT.....	36
II-4- EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR	38
II-4-1-EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR SUIVANT L'AXE LATERAL (O _x)	38
a) Influence du coefficient d'échanges thermique à la face avant	38
b) Influence de la fréquence excitatrice	40
II-4-2- EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR SUIVANT LA DIRECTION (O _y).....	41
a) Influence des coefficients d'échanges thermiques	41
b) Influence de la profondeur suivant la direction (O _x).....	43
c) Influence de la fréquence excitatrice.....	44
II-4-3- EVOLUTION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE AVANT	45
II-4-4- EVOLUTION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE ARRIERE.....	48
II-5- CONCLUSION.....	49

CHAPITRE III	51
<i>DETERMINATION DES PARAMETRES THERMO-ELECTRIQUES A PARTIR DES REPRESENTATIONS DE NYQUIST ET DES DIAGRAMMES DE BODE</i>	51
III-1 INTRODUCTION	52
III-2- IMPEDANCE THERMIQUE DU MATERIAU	52
III-2-1- ANALOGIE ELECTRIQUE – THERMIQUE	52
III-2-2- EXPRESSION DE L’IMPEDANCE THERMIQUE	53
III-2-3- DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE D’IMPEDANCE	53
III-3- COMPORTEMENT DE L’IMPEDANCE THERMIQUE DU FILASSE-PLÂTRE	55
III-3-1- PARAMETRES ELECTRIQUES EQUIVALENTS DE LA FILASSE	56
III-3-1-1- REPRESENTATIONS DE NYQUIST.....	56
a) Coefficient d’échange thermique important à la face avant.....	56
b) Coefficient d’échange thermique important à la face arrière.....	58
III-3-1-2- DIAGRAMMES DE BODE DE L’IMPEDANCE THERMIQUE ET DE SA PHASE	61
a) Coefficient d’échange thermique important à la face avant.....	61
b) Coefficient d’échange thermique important à la face arrière	63
III-3-1-3- MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT [29]	64
III-3-2- PARAMETRES ELECTRIQUES EQUIVALENTS DU PLÂTRE - REPRESENTATIONS DE NYQUIST	66
a) Coefficient d’échange thermique important à la face avant.....	66
b) Coefficient d’échange thermique important à la face arrière.....	69
III-3-3- APPLICATION AU MATERIAU FILASSE-PLÂTRE.....	71
III-3-3-1- REPRESENTATIONS DE NYQUIST.....	72
a) Coefficient d’échange thermique important à la face avant.....	72
b) Coefficient d’échange thermique important à la face arrière :.....	74
III-3-3-2-DIAGRAMMES DE BODE DE L’IMPEDANCE THERMIQUE ET DE SA PHASE	76
a) Coefficient d’échange thermique importante à la face avant.....	76
b) Coefficient d’échange thermique important à la face arrière	78
III-3-3-3- MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT.....	80
III-4- CONCLUSION	81
CONCLUSION GENERALE	82
ANNEXES MATHEMATIQUES	83
REFERENCES.....	97

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 : Schéma de principe de la méthode Flash (Modèle de PARKER).....	16
Figure I- 2 : Propagation unidirectionnelle d'un signal thermique sinusoïdal.....	18
Figure I-3 : Thermogrammes chronologiques aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$	19
Figure I-4 : Dispositif expérimental du modèle de MARECHAL et DEVISM	20
Figure II-1 : Vue de profil du matériau plan. T_i = température initiale uniforme dans tout le matériau supposée nulle.	24
Figure II-2 : courbe de l'équation transcendante. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $L=0,05\text{m}$; $h_{1x}=h_{2x}=0,5\text{W/m}^2.\text{ }^\circ\text{C}$	28
Figure II-3 : Evolution de la température en fonction de x. Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. a) $y=0,001\text{m}$; b) $y=0,025\text{m}$	30
Figure II-4 : Evolution de la température suivant l'axe latéral. Influence de la fréquence excitatrice ; a) $y=0,049\text{m}$; b) $y=0,001\text{m}$	32
Figure II-5 : Evolution de la température en fonction de y. Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,025\text{m}$, $\omega=10^{-4}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_{2y}=5\text{W/m}^2.\text{ }^\circ\text{C}$	33
Figure II-6 : Evolution de la température en fonction de la profondeur (Oy). Influence de l'axe latéral (Ox). $\omega=10^{-4}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_{1y}=h_{2y}=5\text{W/m}^2.\text{ }^\circ\text{C}$	34
Figure II-7 : Evolution de la température en fonction de la profondeur du matériau. Influence de la fréquence excitatrice. a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,025\text{m}$	35
Figure II-8: Evolution de la température en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. $\omega=10^{-4}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$,.....	37
Figure II-9: Evolution de la densité de flux en fonction de x. Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. a) $y=0,001\text{m}$; b) $y=0,025\text{m}$	39
Figure II-10: Evolution de la densité de flux en fonction de x. Influence de la fréquence excitatrice. a) $y=0,001\text{m}$; b) $y=0,049\text{m}$	40
Figure II-11 : Evolution de la densité de flux en fonction de y. Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$	41
Figure II-12 : Evolution de la densité de flux en fonction de y. Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière. a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$	42
Figure II-13 : Evolution de la densité de flux en fonction de y. Influence de la profondeur suivant (Ox).....	43
Figure II-14: Evolution de la densité de flux en fonction de y. Influence de la fréquence excitatrice. a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$	44
Figure II-15 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. Influence de la profondeur suivant (Oy). a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$	46
Figure II-16 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.	46
Figure II-17 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face arrière. Influence de la profondeur suivant (Oy). a) $x=0,01\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$	48
Figure II-18 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face arrière. Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.	49

Figure III-1 : dispositif de mesure de l'impédance	54
Figure III-2 : Schéma d'un capteur thermique	54
Figure III- 3 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension	56
Figure III-4 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension	57
Figure III-5 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$	59
Figure III-6 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$	59
Figure III-7 : Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$	61
Figure III-8: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$	61
Figure III-9: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$	63
Figure III-10: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$	63
Figure III-11 : Schéma du modèle électrique équivalent de la filasse	65
Figure III-12 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.	67
Figure III-13 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.	67
Figure III-14 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	69
Figure III-15 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	70
Figure III-16 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	72
Figure III-17 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	73

Figure III-18 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	74
Figure III-19: Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.....	75
Figure III-20: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	77
Figure III-21: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=0,005\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	77
Figure III-22: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) ; 1 dimension.	79
Figure III-23: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $x=0,025\text{m}$; $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; $h_2y=20\text{ W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions b) 1 dimension.....	79
Figure III-24 : Modèle électrique équivalent du matériau filasse-plâtre T_1 température à la face avant	80

Liste des Tableaux

Tableau 1 : valeurs propres de β_n	28
Tableau 2: Tableau d'équivalence entre grandeurs électriques et thermiques.....	52
Tableau 3: détermination des résistances série et shunt du matériau filasse à deux dimensions	58
Tableau 4: détermination des résistances série et shunt du matériau filasse pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant.	60
Tableau 5 : Comparaison des résistances série et shunt du matériau filasse selon le rapport des coefficients d'échange thermique.	60
Tableau 6: détermination des résistances série et shunt du matériau plâtre (face avant).....	68
Tableau 7: détermination des résistances série et shunt du matériau plâtre.....	70
Tableau 8: Tableau comparatif des résistances série et shunt du matériau plâtre.....	71
Tableau 9 : détermination des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre :	73
Tableau 10: détermination des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre	75
Tableau 11: Tableau comparatif des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre	75

Ce travail a été effectué :

Au Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (**LASES**) de la Faculté des Sciences et techniques (**FST**) de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (**UCAD**), Sous les directions de

Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur Titulaire au département de physique de la Faculté des Sciences et techniques (**FST**) / (**UCAD**), Chevalier dans l'Ordre National du Lion

Et de

Monsieur **Mamadou Lamine SOW** Maître de Conférences au département de physique de la Faculté des Sciences et techniques (**FST**) / (**UCAD**).

DEDICACES

Ce travail est dédié à :

- **Mon Cher Père** Cheikh OULD ABDERRHMANE
- **Ma Chère Mère** Lalla MINT SIDI MOKHTAR
- **Mon épouse** Zeinebou MINT AHMED ELY
- **Mes Frères et Sœurs** Mohamed, Salma, Dah, Aicha, sidi Lamine, Oum Alkheiry, Abdellahi.
- **Mes Oncles** Sidi Mohamed OULD BABBAH, Dah OULD DEDDA.
- **Mes Tantes** Sellem MINT CHRIV, Ekheur MINT CHEIKH MOHAMED VADEL, Khadjetou MINT EL BANNY, Mariama MINT MOHAMED LEMINE, Omme kalthoume MINT BABBAH, Zeinebou MINT NAH, Toutou MINT NAH, Aicha MINT EL HACENE.
- **Mes Cousins** Yahya, Mohamed, Lemrabot, Sid'Ahmed, Salim, Didi; Ahmeyda, Nagi, Amanatoulla.
- **Mes Cousines** Teslem, Meima, Fatimatou, Yacemine, Maadla, Aichetou, Rougha.
- **Mes Neveux et Mes Nièces.**
- **Mes Ami(e)s** Elghadhi AHMED KORY, Mostapha EL MAMY, Ahmoud OULD TALEB, Mokhtar OULD KHARRACHI, Mohamed Ahmed OULD TEYEB, Sidi MOUSTAPHA BABOU, Dah OULD SOUVI, Brahim DICK ...

Tous (tes) ceux (celles) qui, de près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de mon cursus élémentaire jusqu'au cursus universitaire.

REMERCIEMENTS

Je remercie d'abord **Allah** qui m'a donné la force pour faire ce travail.

*Mes remerciements au Professeur **Joseph SARR**, de l'honneur que vous me faites en acceptant de présider ce Jury. Je vous suis éternellement reconnaissant et vous remercie de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites.*

*Mes remerciements à Monsieur **Fadèl NIANG**, Maître de Conférences, de l'honneur que vous me faites en acceptant d'être rapporteur de cette thèse. Je vous suis éternellement reconnaissant et vous remercie de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites en participant à ce jury.*

*Mes remerciements particuliers à Monsieur **Alhadi WEREME**, Directeur de Recherche, vous avez été toujours disponible et ouvert à l'égard de tous les jeunes. Je vous remercie, de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury.*

*Mes remerciements à Monsieur **Mamadou SARR**, Maître de Conférences, de l'honneur que vous me faites en acceptant de présider ce Jury. Je vous suis éternellement reconnaissant et vous remercie de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites.*

*Mes remerciements à Monsieur **Amadou Seïdou MAIGA**, Maître de Conférences, de l'honneur que vous me faites en acceptant d'être membre de ce jury. Je vous suis éternellement reconnaissant et vous remercie de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites..*

*Je remercie Monsieur **Mamadou Lamine SOW**, Maître de Conférences, d'avoir Co-diriger cette thèse. Je vous serai reconnaissant pour tout le soutien et la tolérance que vous n'avez cessé de manifester à mon égard. Je vous remercie de l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury.*

*Mes remerciements particuliers à Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur Titulaire à la Faculté des Sciences et Techniques de l'UCAD, Chevalier dans l'Ordre National du lion pour avoir bien voulu diriger ce travail. Je ne puis trouver les mots pour vous témoigner toute ma gratitude pour tous les efforts que vous faites pour moi. Je vous remercie de l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury.*

Je tiens à remercier tous mes camarades chercheurs au LASES : Dr Hawa Ly Diallo, Dr Ndèye Thiam, Dr Aminata Guèye Camara, Dr Issa Diagne, Dr Mouhamed Sidya ould Brahim, Dr Mouhamed Abderrahim ould El Moujtaba Dr Lemrabott Habiboulah, Dr Biram Dieng, Dr Issa Zerbo, Dr fabé I. Barro, Dr Amadou Diao, Dr Senghane Mbodji, Dr Souleymane Ndoye, Dr Songdé Sarr, Dr Moustapha Thiame, Dr Baba Fleur, Dr Mouhamadou .M. Dème, Dr Séga Guèye, Dr Mor Ndiaye, Dr Cheijh Tidiane Sarr, Ali Hamidou ,... ; je ne saurai épuiser cette liste.

A mes parents et toute ma famille, mon éternelle reconnaissance pour les encouragements et le soutien sans cesse renouvelés, merci pour tout !

GLOSSAIRE

NOTATION	SIGNIFICATION OU DESIGNATION	UNITÉS
<i>Filasse</i>	<i>Fibre végétale tirée du sisal où du chanvre</i>	
C	<i>Chaleur spécifique</i>	J. (kg. °C) ⁻¹
h	<i>Coefficient d'échange thermique</i>	W/ (m ² . °C)
H	<i>Largeur du matériau</i>	m
\vec{J}	<i>Vecteur de densité de flux</i>	W .m ⁻²
L	<i>Longueur du matériau</i>	m
P _p	<i>puits de chaleur</i>	W .m ⁻³
Rs	<i>Resistance série total du mur</i>	°C .W ⁻¹
t	<i>Tempe</i>	s
T	<i>Température</i>	°C
x	<i>Axe latéral du matériau</i>	m
y	<i>Profondeur du matériau</i>	m
Z _{eq}	<i>Impédance équivalente thermique</i>	°C .W ⁻¹
α	<i>Coefficient diffusivité thermique</i>	m ² .s ⁻¹
λ	<i>Coefficient de conductivité thermique</i>	W (m. °C) ⁻¹
ρ	<i>Masse volumique</i>	kg .m ⁻³
ϕ	<i>Module de la densité du flux de chaleur</i>	W .m ⁻²
ω	<i>Fréquence angulaire</i>	Rad.s ⁻¹

INTRODUCTION GENERALE

La maîtrise de l'énergie est un facteur important pour le développement économique et social des foyers. La conservation des produits halieutiques, de la viande ou de la boisson pose de sérieux problèmes dans des zones rurales à faibles revenus. De même, l'homme a besoin d'abris à climat modéré face aux contraintes climatiques souvent très sévères. La résolution de ces problèmes passe par une bonne maîtrise de l'isolation thermique.

Nous proposons une utilisation de matériaux locaux telle que la filasse avec du plâtre utilisée comme liant pour une isolation thermique des parois des chambres froides ou des bâtiments.

Certains auteurs comme Marechal et Devisme [1] ont caractérisé les matériaux en régime dynamique fréquentiel en déterminant le coefficient de diffusivité thermique des matériaux en imposant une variation sinusoïdale de flux ou de température. D'autres comme N.M. TSIREL'MAN et al [2], ont déterminé le coefficient d'échanges thermiques par la méthode transitoire.

A partir d'une étude en régime dynamique fréquentiel, nous étudions le transfert thermique à travers un mur constitué de filasse et de plâtre. L'exploitation des représentations de Nyquist et des diagrammes de Bode va permettre de caractériser le pouvoir isolant du mur étudié.

Nous abordons ce travail, dans le chapitre premier, par une étude bibliographique proposant une détermination de paramètres thermophysiques tels que la diffusivité et la conductivité thermiques [3] de matériaux en régimes dynamiques. Nous proposons aussi dans le même cadre, des méthodes de détermination des coefficients d'échanges thermiques en régime permanent et en régime transitoire.

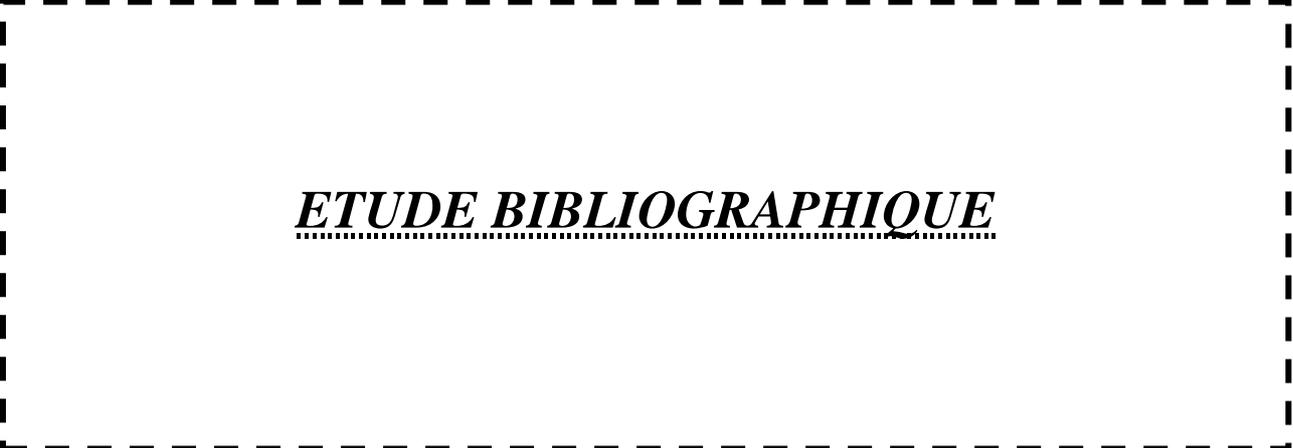
Dans le second chapitre, nous donnons l'évolution du module de la température et de la densité de flux de chaleur à travers un matériau composite filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel. L'étude comparative des courbes à une et deux dimensions permet de

mettre en exergue les pertes latérales de chaleur. Les courbes de température et de densité de flux de chaleur sont obtenues par simulation à partir des expressions mathématiques proposées.

Une méthode de détermination de paramètres thermo-électriques à partir des représentations de Nyquist est de Bode [4] est présentée dans le troisième chapitre. Le comportement thermique du matériau est ainsi caractérisé. Nous proposons ainsi une caractérisation du matériau en régime dynamique fréquentiel à partir du coefficient global d'échanges thermiques du matériau.

Pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la surface du matériau traduisant les sollicitations climatiques extérieures, nous évaluons la résistance thermique du matériau traduisant ainsi le comportement thermique du matériau.

CHAPITRE I



ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1- INTRODUCTION

Nous proposons dans ce chapitre de montrer quelques études faites dans le cadre de la caractérisation de matériau par la méthode thermique. Ainsi nous rappelons d'abord la méthode du bilan thermique en régime permanent et en régime transitoire. Puis, nous présentons la méthode impulsionnelle ou méthode flash et le modèle de Marechal et Devisme.

I-2- BILAN THERMIQUE EN REGIME PERMANENT

Les mesures de flux de chaleur ϕ et des températures de paroi permettent de trouver le coefficient d'échange par convection à partir du bilan thermique [5].

Ainsi le flux de chaleur échangé par convection entre la paroi de surface (S) et le fluide peut s'écrire :

$$\phi = S.h.(T_p - T_a) = S.h.\Delta T \quad (\text{I-1})$$

Ainsi on aura :

$$h = \frac{\phi}{S.(T_p - T_a)} = \frac{\phi}{S.\Delta T} \quad (\text{I-2})$$

Où

ϕ : Flux de chaleur échangé (W)

S : surface d'échange (m²)

$\Delta T = (T_p - T_a)$: différence de température de la paroi et du fluide (K)

T_p : température de paroi (K)

T_a : température caractéristique du fluide loin de la paroi (K)

h : coefficient d'échange convectif (W/(m².K))

I-3- BILAN THERMIQUE EN REGIME TRANSITOIRE AVEC COEFFICIENTS D'ECHANGE CONSTANTS

N.M.TSIREL'MAN et al [2,6], en se basant sur la loi de refroidissement d'un milieu semi-infini initialement à la température T_0 et à $x=0$, à la condition aux limites de Fourier imposées par la circulation du fluide à la température T_f et à partir du thermogramme enregistré en un point du milieu à une distance x de la surface, ils déterminent t_c et en s'appuyant sur l'expression analytique de la température pour trouver la valeur de h .

R.C.MEHTA [7], évalue le coefficient h en partant des variations de température dans un mur d'épaisseur (e) à la température T_0 , isolé sur une face et avec des conditions de Fourier sur l'autre face. En mesurant la température sur la face isolée, il obtient à chaque instant t donné, par identification une valeur de h .

M.TSIREL'MAN [8] propose une méthode fondée sur la vitesse de déplacement des isothermes dans un solide soumis à un chauffage constant et en contact avec un fluide.

R.R. DILS et P.S. FOLLANSBEE [9] se sont basés sur les variations de température des gaz dans les turbines et celles de la paroi pour les décomposer en fonctions sinusoïdales dont les fréquences sont comprises entre 10 et 100 Hz. Ainsi pour chaque fréquence à partir des amplitudes de ces fonctions sinusoïdales sur la surface du solide en contact avec le gaz correspond un coefficient d'échange. Dans ce cas h est dépendant de la fréquence et de l'amplitude.

V. HLAVACKA [10] propose la détermination du coefficient d'échange h entre des cylindres empilés placés dans un canal isolé latéralement et un fluide s'écoulant perpendiculairement aux axes des cylindres. En considérant une variation sinusoïdale de la température à l'entrée du canal, le rapport des amplitudes de température et le déphasage entre l'entrée et la sortie permettent de calculer le coefficient d'échange.

I-4- METHODES IMPULSIONNELLES OU METHODES FLASH

Le principe des méthodes impulsionnelles ou méthodes Flash consiste à produire une impulsion thermique de courte durée sur l'une des faces (face 1) d'un échantillon cylindrique (Figure I-1) parfaitement isolé à sa périphérie et d'observer la réponse de ce signal sur l'autre face [11].

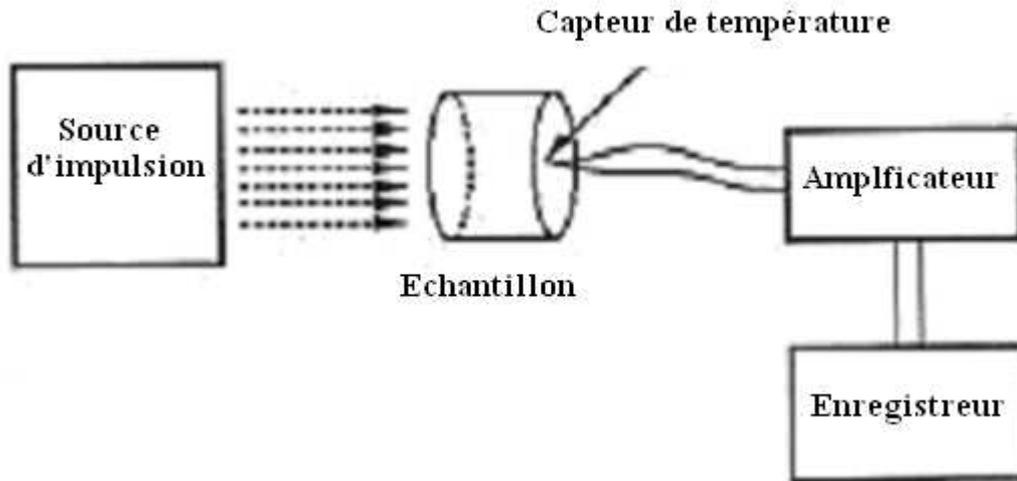


Figure 1-1 : Schéma de principe de la méthode Flash (Modèle de PARKER)

L'évolution de la température en fonction du temps t sur la face 2 non exposée au rayonnement est donnée par l'expression [12] :

$$T(e, t) = \frac{q}{\rho \cdot C \cdot e} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(\left(-n\pi / e\right)^2 \alpha \cdot t\right) \right) \quad (\text{I-3})$$

Où :

e : épaisseur de l'échantillon (m)

q : densité d'énergie absorbée ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$)

ρ : masse volumique de l'échantillon ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)

α : coefficient de diffusivité thermique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

C : chaleur spécifique de l'échantillon ($\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}$)

L'exploitation, pour des valeurs élevées de temps, de l'expression (I.3) conduit à la relation explicite de la diffusivité (formule de PARKER [12]) :

$$\alpha = \frac{\ln(4)}{\pi^2} \frac{e^2}{t_{1/2}} \quad (\text{I-4})$$

Où :

- e est l'épaisseur de l'échantillon;

- $t_{1/2}$ est le temps expérimental correspondant à la demi-élévation de la température maximale enregistrée sur la face 2 tel que : $T(e,t) = q / (2.p.C.e)$.

Le modèle de PARKER et JENKINS [12,13] est une amélioration du modèle précédent, par introduction d'un coefficient d'échange thermique sur la face recevant le signal.

Le modèle de DEGIOVANNI [14] prend en compte les pertes thermiques sur toutes les faces de l'échantillon ; il fait intervenir les trois coefficients d'échanges thermiques relatifs à la face recevant l'impulsion, à la face opposée et aux bords de l'échantillon. La diffusivité est alors donnée par les relations suivantes [14,15] :

$$\alpha = \frac{e^2}{(t_{5/6})^2} [1,15.t_{5/6} - 1,25.t_{2/3}] \quad (\text{I-5})$$

$$\alpha = \frac{e^2}{(t_{5/6})^2} [0,761.t_{5/6} - 0,926.t_{1/2}] \quad (\text{I-6})$$

$$\alpha = \frac{e^2}{(t_{5/6})^2} [0,617.t_{5/6} - 0,862.t_{1/3}] \quad (\text{I-7})$$

Où t représente le temps au bout duquel la température de la face non irradiée

I-5- LE MODELE DE MARECHAL ET DEVISME

Les méthodes du régime dynamique fréquentiel dans leur principe, imposent une variation sinusoïdale ou tout simplement périodique de flux ou de température, sur l'une des faces d'un échantillon considéré comme un milieu semi-infini (Figure I-2)

La connaissance de l'atténuation de l'amplitude et de la variation de phase du signal thermique en régime établi en deux profondeurs distinctes x_1 et x_2 du matériau permet de déterminer la diffusivité.

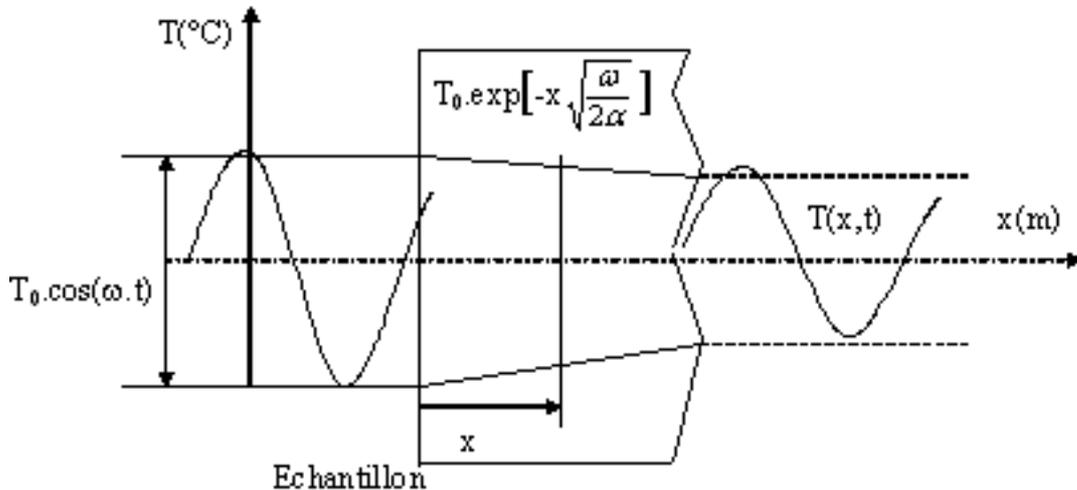


Figure I- 2 : Propagation unidirectionnelle d'un signal thermique sinusoïdal

Dans le cas d'un signal sinusoïdal, de pulsation ω , l'équation à résoudre s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \quad (\text{I-8})$$

Les conditions aux limites sont :

$$T(0, t) = T_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (\text{I-9})$$

$$T(\infty, t) = 0 \quad (\text{I-10})$$

La solution de l'équation (I.8) est [16] :

$$T(x,t) = T_0 \cdot \exp\left[-x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right] \cdot \cos\left[\omega t - x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right] \quad (\text{I-11})$$

La figure I.3 représente les thermogrammes chronologiques en deux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$.

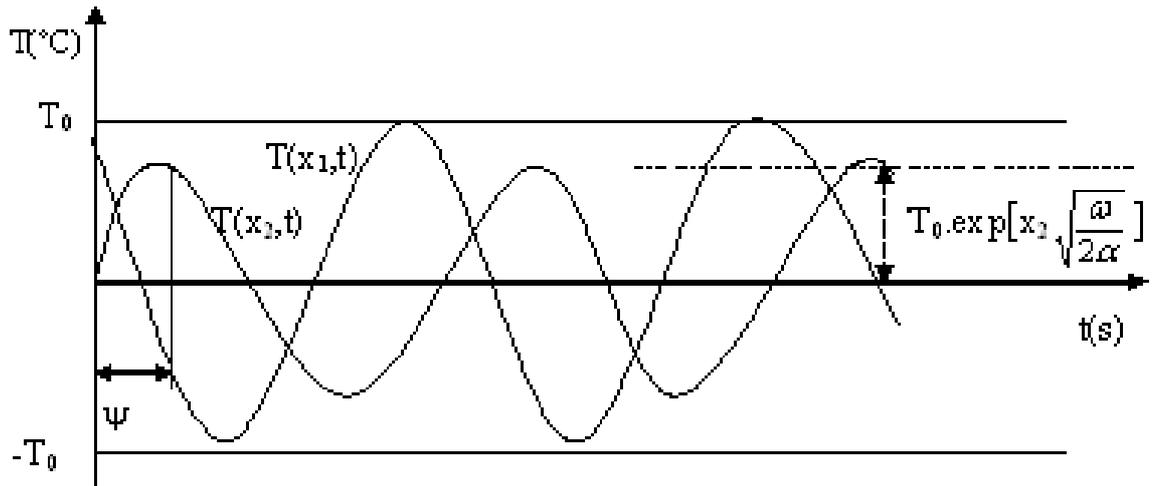


Figure I-3 : Thermogrammes chronologiques aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$

De la relation (I.11) nous constatons qu'entre les températures instantanées aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$, il existe un déphasage Ψ d'expression :

$$\psi = (x_1 - x_2) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \quad (\text{I-12})$$

La mesure du déphasage ψ permet de remonter à la diffusivité thermique [3] :

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \left[\frac{x_1 - x_2}{\psi} \right]^2 \quad (\text{I-13})$$

Où :

ω = pulsation du signal périodique

ψ : déphasage entre les températures instantanées aux points à $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$.

A partir d'une mesure des amplitudes $T_{\max}(x_1)$ et $T_{\max}(x_2)$ pour les profondeurs respectives x_1 et x_2 il est également possible de remonter à la diffusivité du matériau :

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \left[\frac{x_1 - x_2}{\ln \left[\frac{T_{\max}(x_1)}{T_{\max}(x_2)} \right]} \right]^2 \quad (\text{I-14})$$

L'analyse critique de cette méthode a été faite par P. VERNOTTE [17] et J. MARTINET [18]. Ils ont fait ressortir notamment la difficulté d'obtenir une température variant sinusoïdalement de façon rigoureuse, et les erreurs induites par l'appréciation du repérage des points singuliers sur les thermogrammes de mesures.

Des améliorations ont été apportées à la méthode par J. M. MERICQ [19], J. C. MARECHAL & J. M. DEVISME [1,20], pour l'adapter respectivement sur des échantillons cylindriques de matériaux conducteurs et sur des échantillons plans de matériaux de construction.

Le modèle de MARECHAL & DEVISME utilise un dispositif (Figure I-4) qui comprend deux échantillons plans identiques et accolés, placés entre deux plaques chauffantes identiques. Un flux calorifique périodique non nécessairement sinusoïdal est dissipé dans les plaques chauffantes. L'ensemble échantillons-plaques chauffantes est disposé entre deux plaques de refroidissement maintenues à une température constante par la circulation régulée d'un fluide. Une isolation latérale permet la canalisation du flux de chaleur pour avoir un écoulement unidimensionnel.

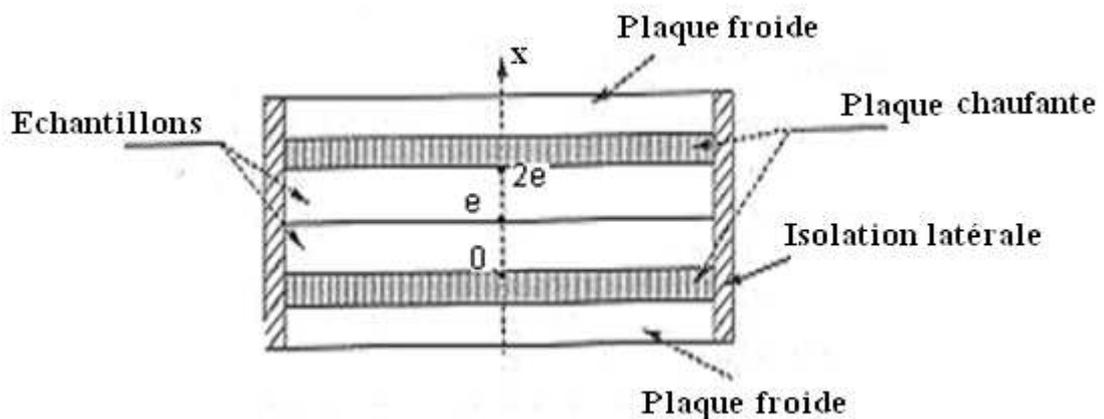


Figure I-4 : Dispositif expérimental du modèle de MARECHAL et DEVISME Pour un signal thermique sinusoïdal établi de période P , les températures T_1 (des faces $x = 0$ et $x = 2.e$) et T_2 (de la face $x = e$) s'écrivent:

$$T_1 = T_{1max} \cdot \sin[2\pi t / p] \quad (I-15)$$

$$T_2 = T_{2max} \cdot \sin[(2\pi t / p) - \psi] \quad (I-16)$$

MARECHAL ET DEVISME montrent que la diffusivité thermique est donnée par :

$$\alpha = \frac{e^2 \pi}{z^2 p} \quad (I-17)$$

Avec :

e : épaisseur de l'échantillon (m)

p : période des signaux thermiques (s)

z : grandeur caractéristique du matériau, solution des équations transcendentes:

$$A(z) = \frac{T_{2m}}{T_{1m}} = 2 \sqrt{\frac{\cosh(2z) - \cos(2z)}{\cosh(4z) - \cos(4z)}} \quad (I-18)$$

$$\psi(z) = \arctan\left[\frac{\tanh(z)}{\tan(z)}\right] - \arctan\left[\frac{\tanh(2z)}{\tan(2z)}\right] \quad (I-19)$$

Où :

A (z) est l'affaiblissement des amplitudes maximales et $\Psi(z)$ le déphasage entre T_1 et T_2 .

Dans le cas des signaux périodiques quelconques, le déphasage $\Psi(z)$ et l'affaiblissement A(z) sont calculés en s'intéressant uniquement au terme fondamental du développement en série de Fourier de ces signaux.

Notons que cette méthode nécessite des temps d'expérimentation très longs, compte tenu des temps de mise en régime (quelques heures à plusieurs jours selon la nature de l'échantillon).

I-6- CONCLUSION

Nous avons présenté dans cette partie quelques méthodes de détermination de paramètres thermophysiques en régime transitoire et en régime permanent.

Ainsi nous avons présenté les méthodes du bilan thermique en régime permanent, du bilan thermique en régime transitoire avec coefficients d'échange constants, la méthode impulsionnelle ou méthode flash et le modèle de MARECHAL et DEVISME.

Nous proposons dans le chapitre suivant une étude du transfert de chaleur en régime dynamique fréquentiel. Pour différents coefficients d'échange thermique et une sollicitation de la température du milieu environnant en régime dynamique fréquentiel, nous donnons l'évolution de la température et du flux de chaleur à travers un matériau.

CHAPITRE II

***ETUDE COMPARATIVE DU TRANSFERT DE CHALEUR A
TRAVERS UN MATERIAU FILASSE-PLATRE SUR DEUX ET UNE
DIMENSION : MISE EN EVIDENCE DES PERTES ENERGETIQUES***

II-1- INTRODUCTION

L'étude du transfert thermique à travers un matériau en régime dynamique fréquentiel est présentée à partir de la résolution de l'équation de la chaleur : à deux dimensions et à une dimension.

Le transfert de chaleur à deux dimensions, comparé à celui à une dimension permet de mettre en exergue les pertes latérales de chaleur à partir des courbes d'évolutions de la température et de la densité de flux de chaleur.

Les influences des sollicitations climatiques extérieures sont mises en exergue à partir des variations du coefficient d'échange thermique et de la pulsation extérieure.

II-2- MODELE MATHEMATIQUE

II-2-1- SCHEMA DU DISPOSITIF D'ETUDE

Le matériau plan constitué de fillasse- plâtre de longueur L et de largeur H est soumis au niveau des faces avant et arrière suivant la direction de l'axe (Oy), à des excitations de température en régime dynamique fréquentiel de la forme : $T_a = T_0 e^{i\omega t}$; les deux autres faces sont maintenues à température constante.

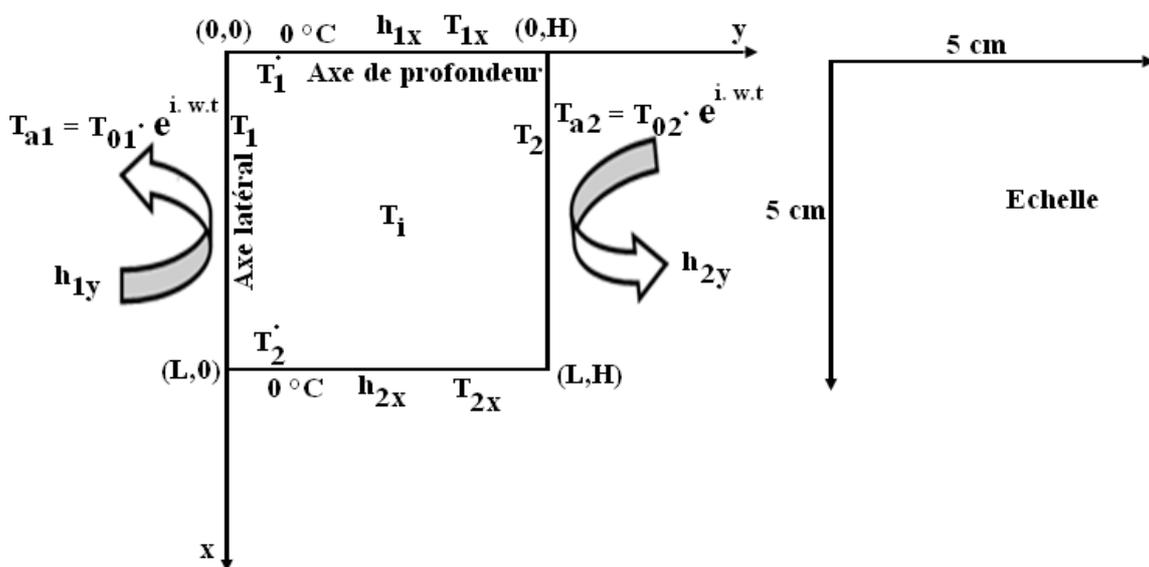


Figure II-1 : Vue de profil du matériau plan.

T_i = température initiale uniforme dans tout le matériau supposée nulle.

T_{a1} = température imposée à la face avant,

T_{a2} = température imposée à la face arrière,

$T_1 = T(0, y, t)$ est la température isotherme pour $x=0$,

$T_2 = T(L, y, t)$ est la température isotherme pour $x=L$,

$T'_1 = T(x, 0, t)$ est la température isotherme pour $y=0$,

$T'_2 = T(x, H, t)$ est la température isotherme pour $y=H$,

$h_{1y} = hc_{1y} + hr_{1y}$ est le coefficient d'échange thermique à la face avant,

$h_{2y} = hc_{2y} + hr_{2y}$ est le coefficient d'échange thermique à la face arrière,

hc est le coefficient d'échange thermique convectif (indice 1) à la face avant et (indice 2) à la face arrière.

hr est le coefficient d'échange thermique radiatif (indice 1) à la face avant et (indice 2) à la face arrière.

$T_{01} = 25^\circ\text{C}$: Température maximale ambiante à la face avant

$T_{02} = 10^\circ\text{C}$: Température maximale ambiante à la face arrière.

Le coefficient d'échange thermique radiatif hr est négligeable devant le coefficient d'échange thermique convectif, compte tenu du fait que les températures des milieux environnants sont modérées.

Nous proposons, dans le paragraphe suivant, l'expression de la température et du flux de chaleur en fonction des grandeurs caractéristiques du matériau, à partir de la résolution de l'équation de la chaleur.

II-2-2- EQUATION DE LA CHALEUR A DEUX DIMENSIONS

L'équation de la chaleur dans un système à deux dimensions est donnée par :

$$\lambda \cdot \Delta T + P_p = \rho \cdot C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

$$\lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + p_p = \rho \cdot C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II-2})$$

λ (W.m⁻¹. °C⁻¹) est la conductivité thermique du matériau

C (J.kg⁻¹. °C⁻¹) est la chaleur spécifique du matériau

P_p (W.m⁻³) représente le puit de chaleur

ρ (kg. m⁻³) est la masse volumique du matériau

x (m) représente l'abscisse

y (m) représente l'ordonnée

T (°C) est la température en un point considéré.

II-2-3- EXPRESSION DE LA TEMPERATURE

En l'absence de source et de puit de chaleur interne on a $P_p=0$

L'équation de la chaleur devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-3})$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot C} \quad (\text{II-4})$$

α est le coefficient de diffusivité thermique

La résolution de l'équation (II-3) satisfaisant aux conditions aux limites ci-dessous, en régime dynamique fréquentiel, conduit à la solution (II.9) donnant l'expression de la température à deux dimensions.

Conditions aux limites :

$$\lambda \cdot \left. \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = h_{1x} [T(0, y, t) - 0] \Rightarrow \lambda \cdot \left. \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \right|_{x=0} = h_{1x} [F(0, y) - 0] \quad (\text{II-5})$$

$$-\lambda \cdot \left. \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \right|_{x=L} = h_{2x} [T(L, y, t) - 0] \Rightarrow -\lambda \cdot \left. \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \right|_{x=L} = h_{2x} [F(L, y) - 0] \quad (\text{II-6})$$

$$\lambda \cdot \left. \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \right|_{y=0} = h_{1y} [T(x, 0, t) - T_{a1}] \Rightarrow \lambda \cdot \left. \frac{\partial F(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0} = h_{1y} [F(x, 0) - T_{01}] \quad (\text{II-7})$$

$$-\lambda \cdot \left. \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \right|_{y=H} = h_{2y} [T(x, H, t) - T_{a2}] \Rightarrow -\lambda \cdot \left. \frac{\partial F(x, y)}{\partial y} \right|_{y=H} = h_{2y} [F(x, H) - T_{02}] \quad (\text{II-8})$$

Expression de la température [21]:

$$T(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \cosh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \sinh(\mu_n \cdot y)) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II-9})$$

Avec :

$$\mu_n = \sqrt{\beta_n^2 + \frac{i \cdot \omega}{\alpha}} = \sqrt{\beta_n^2 + \frac{\omega}{2 \cdot \alpha} (1+i)^2} \quad (\text{II-10})$$

Les valeurs propres β_n s'obtiennent à partir des conditions aux limites (II-5) et (II-6)

L'équation transcendante est :

$$\tan(\beta_n \cdot L) = \frac{\lambda \cdot \beta_n (h_{1x} + h_{2x})}{(\lambda \cdot \beta_n)^2 - h_{1x} \cdot h_{2x}} \quad (\text{II-11})$$

$$f_1(\beta_n) = \tan(\beta_n \cdot L) \quad (\text{II-12})$$

$$f_2(\beta_n) = \frac{\lambda \cdot \beta_n (h_{1x} + h_{2x})}{(\lambda \cdot \beta_n)^2 - h_{1x} \cdot h_{2x}} \quad (\text{II-13})$$

En traçant les courbes (II-12) et (II-13) nous obtenons quelques valeurs propres de β_n :

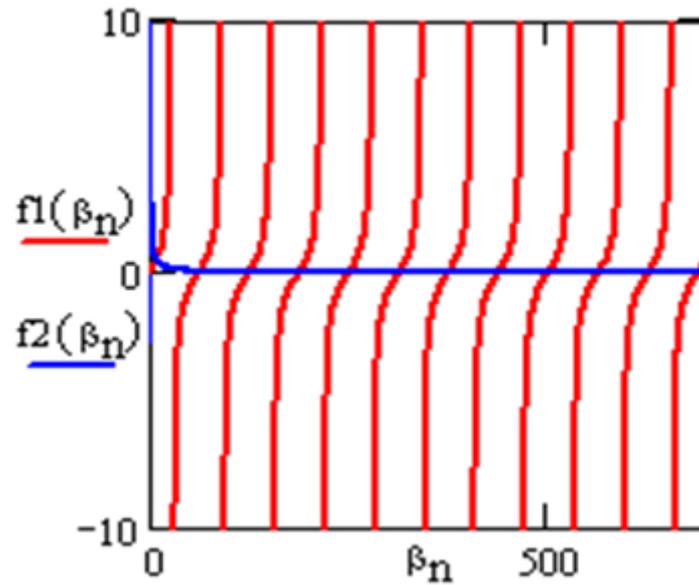


Figure II-2 : courbe de l'équation transcendante. $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$;
 $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $L=0,05\text{m}$; $h_{1x}=h_{2x}=0,5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

Les valeurs propres relevées de β_n sont :

Tableau 1 : valeurs propres de β_n

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
β_n	10,539	64,436	126,64	188,93	251,79	314,4	377,32	440	502,86	565,74	628,6	691,2

Nous obtenons ainsi les expressions des termes a_n et b_n en appliquant les conditions aux limites (II-7) et (II-8).

$$a_n = \frac{4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot \sin(\beta_n L) [h_{1y} \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H)) \cdot T_{01} + h_{2y} \cdot \lambda \cdot \mu_n \cdot T_{02}]}{D_n [h_{1y} (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H)) + \lambda \cdot \mu_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H))]} \quad (\text{II-14})$$

$$b_n = \frac{h_{1y} \cdot 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot \sin(\beta_n L) \cdot [h_{2y} \cdot T_{02} - (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H)) \cdot T_{01}]}{D_n [h_{1y} (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H)) + \lambda \cdot \mu_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot H))]} \quad (\text{II-15})$$

Avec :

$$D_n = [\lambda \cdot \beta_n \cdot (\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L) + h_{1x} \cdot (1 - \cos(2\beta_n L))] \quad (\text{II-16})$$

Si nous revenons à l'expression simplifiée à une dimension, l'équation de la température ne tenant pas compte des pertes latérales de chaleur est :

$$T(x, \omega, t) = [A_1 \cdot \sinh(\beta \cdot x) + A_2 \cdot \cosh(\beta \cdot x)] \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (\text{II-17})$$

Avec

$$A_1 = \frac{h_1 \cdot h_2 \cdot T_{o_2} - h_1 \cdot T_{o_1} \cdot [h_2 \cdot \cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \sinh(\beta \cdot L)]}{\lambda \cdot \beta [h_2 \cdot \cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \sinh(\beta \cdot L)] + h_1 \cdot [h_2 \cdot \sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \cosh(\beta \cdot L)]} \quad (\text{II-18})$$

$$A_2 = \frac{h_2 \cdot \lambda \cdot \beta \cdot T_{o_2} + h_1 \cdot T_{o_1} \cdot [h_2 \cdot \sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \cosh(\beta \cdot L)]}{\lambda \cdot \beta [h_2 \cdot \cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \sinh(\beta \cdot L)] + h_1 \cdot [h_2 \cdot \sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \cosh(\beta \cdot L)]} \quad (\text{II-19})$$

Et

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} (1+i) \quad (\text{II-20})$$

II-2-4- EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR [21]

Nous obtenons l'expression de la densité du flux de chaleur (ou flux thermique surfacique) qui est le flux thermique par unité de surface ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$):

$$\varphi = [(\varphi_x)^2 + (\varphi_y)^2]^{\frac{1}{2}} = \left[\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-21})$$

$$\varphi = \lambda \cdot \left[\mu_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1n}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot y)) \right)^2 + \beta_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(-\sin(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1n}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \cos(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot y)) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (\text{II-22})$$

Où λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$) est appelé conductivité thermique du milieu et traduit l'aptitude du milieu à conduire la chaleur.

β_n , μ_n , a_n , et b_n sont données respectivement par les expressions (II-10), (II-11), (II-12) et (II-13).

Si nous revenons à l'expression simplifiée à une dimension, l'équation de la densité de flux ne tenant pas compte des pertes latérales de chaleur est :

$$\phi(x, \omega, t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda \cdot \beta \cdot [A_1 \cdot \cosh(\beta \cdot x) + A_2 \cdot \sinh(\beta \cdot x)] \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (\text{II-23})$$

Dans ce qui suit, nous étudions le comportement de la température et de la densité de flux de chaleur au sein du matériau filasse-plâtre. Se comportement sera étudié globalement en introduisant l'impédance thermique du matériau à partir de l'analogie électrique thermique.

II-3-EVOLUTION DE LA TEMPERATURE

II-3-1-EVOLUTION DE LA TEMPERATURE SUIVANT L'AXE LATERAL

a) Influence du coefficient d'échanges thermique à la face avant

Les courbes ci-dessous donnent l'évolution de la température suivant la direction de l'axe latéral (Ox). Pour différentes positions suivant l'axe (Oy), et pour une profondeur fixée, nous montrons l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant, le coefficient d'échange thermique à la face arrière étant maintenu constant.

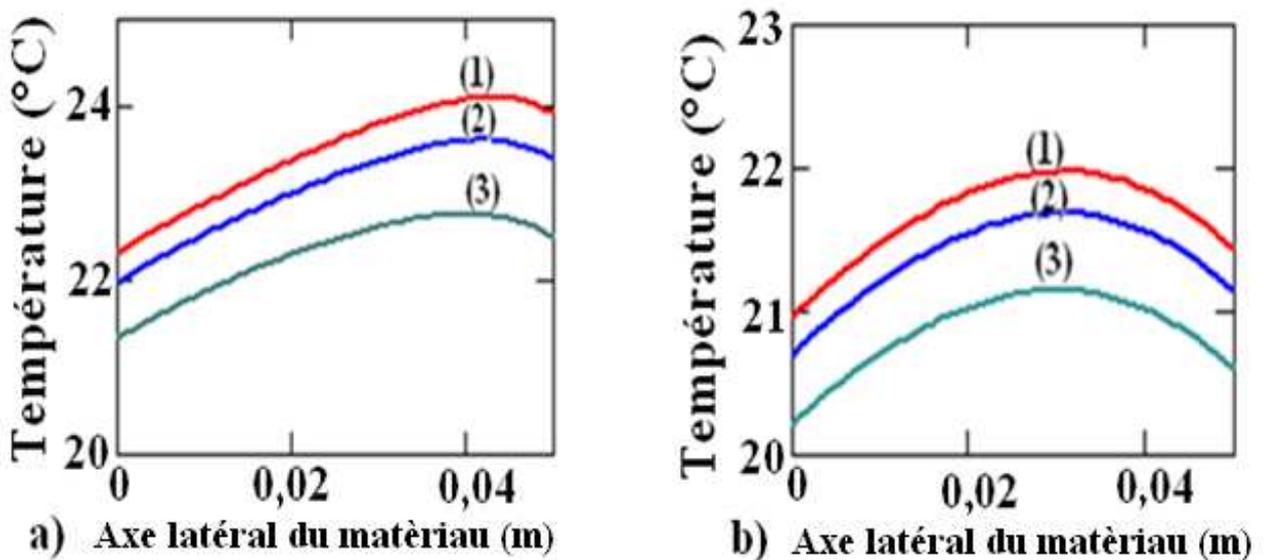


Figure II-3 : Evolution de la température en fonction de x.
Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.

a) $y=0,001\text{m}$; b) $y=0,025\text{m}$.

$\omega=10^{-4}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_2y=5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

(1) $h_1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; (2) $h_1y=15\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; (3) $h_1y=10\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

Les courbes des différentes figures présentent les mêmes profils. Suivant la direction (Ox), la température est minimale sur les bords extérieurs du matériau et importante à l'intérieur.

A l'intérieur du matériau, nous avons une accumulation de la chaleur provenant des deux faces avant et arrière où sont imposées les températures ambiantes..Sur les rebords du matériau, il y a de faibles échanges de chaleur avec l'extérieur. Ceci entraîne la baisse de la température au voisinage des limites du matériau.

Sur une série de courbe d'une figure, l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant est mise en exergue. La température à l'intérieur du matériau est d'autant plus importante, que le coefficient d'échange thermique à la face avant est grand. Ainsi la chaleur absorbée par le matériau est importante.

En comparant les figures II-3-a et II-3-b, nous constatons que la température diminue d'une manière générale suivant la direction (Oy), traduisant ainsi les phénomènes de rétention de chaleur. L'isolation thermique est d'autant plus importante que cette rétention de chaleur est considérable.

Dans le paragraphe suivant, nous montrons l'influence de la fréquence excitatrice sur la température à l'intérieur du matériau filasse-plâtre.

b) Influence de la fréquence excitatrice

Les figures ci-dessous, donnent l'évolution de la température dans le matériau filasse-plâtre. L'influence de la fréquence excitatrice est mise en exergue.

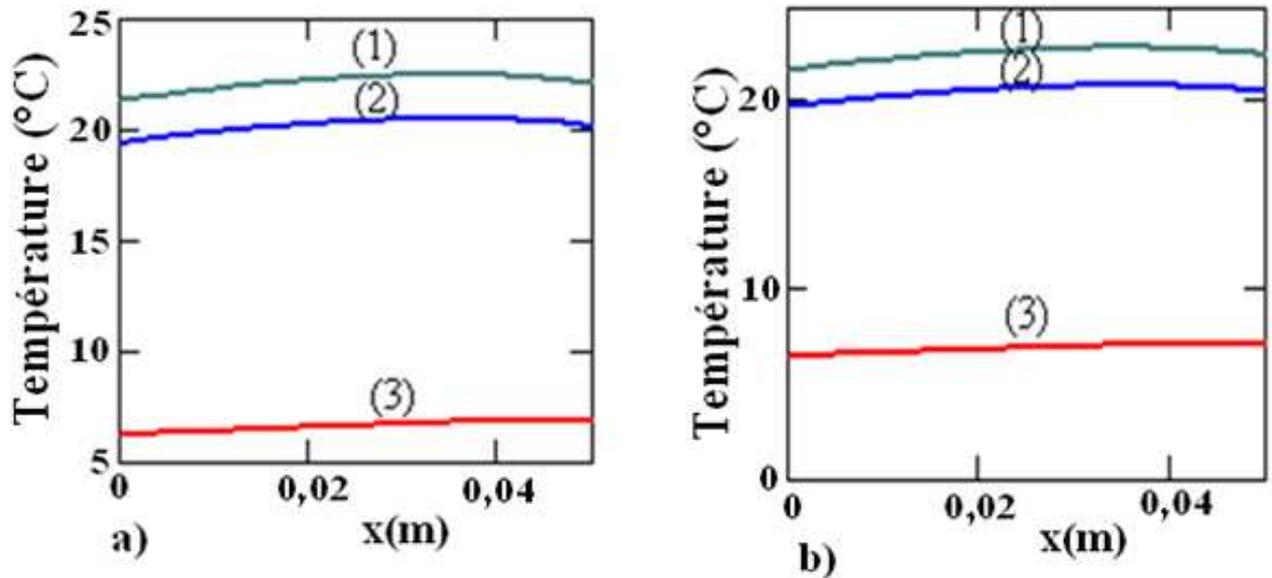


Figure II-4 : Evolution de la température suivant l'axe latéral.

Influence de la fréquence excitatrice.

a) $y = 0,049\text{m}$; b) $y = 0,001\text{m}$

$\lambda = 0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$; $\alpha = 2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_1 y = h_2 y = 5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

(1) $\omega = 10^{-5}\text{rad/s}$; (2) $\omega = 10^{-4}\text{rad/s}$; (3) $\omega = 10^{-3}\text{rad/s}$.

Les séries de courbes pour différentes profondeurs, présentent le même profil. La température est relativement moins importante vers les bords du matériau suivant la direction (Ox) et relativement importante à l'intérieur du matériau.

La comparaison des courbes d'une figure (II.4-a) ou (II.4-b), montre que la quantité de chaleur emmagasinée par le matériau est d'autant plus importante que la fréquence excitatrice est faible. Nous expliquons ce phénomène par la relaxation du matériau qui n'a pas la possibilité d'absorber suffisamment de chaleur entre deux excitations si la fréquence devient élevée.

La différence de température observée entre les courbes de la figure (II-4-a) et (II-4-b) est due à la différence de température entre les milieux ambiants à la face avant et à la face arrière du matériau suivant la direction (Oy).

Dans la partie suivante, nous donnons l'évolution de la température suivant la direction (Oy). Les influences des coefficients d'échange thermique et de la fréquence excitatrice sont mises en exergue.

II-3-2- EVOLUTION DE LA TEMPERATURE SUIVANT LA DIRECTION (Oy)

a) Influence des coefficients d'échanges thermiques

Dans les figures II-3-2-a et II-3-2-b, nous donnons les allures des courbes de température dans le matériau filasse-plâtre. L'influence des coefficients d'échange thermique est mise en relief.

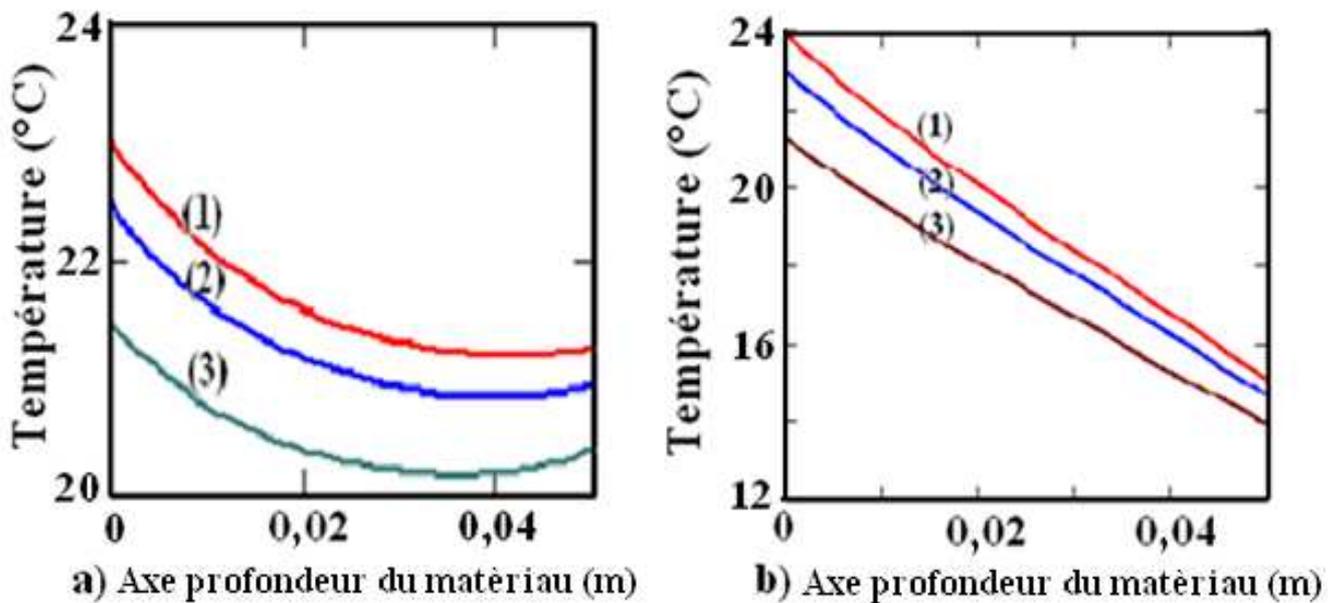


Figure II-5 : Evolution de la température en fonction de y.

Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.

a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,025\text{m}$.

$\omega=10^{-4}\text{rad/s}$, $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_2y=5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

(1) $h_1y=40\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; (2) $h_1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; (3) $h_1y=10\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

Pour un coefficient d'échange thermique faible à la face arrière, les courbes de la figure II-5, décroissent d'une valeur maximale à la face avant à une valeur minimale vers l'intérieur du matériau.

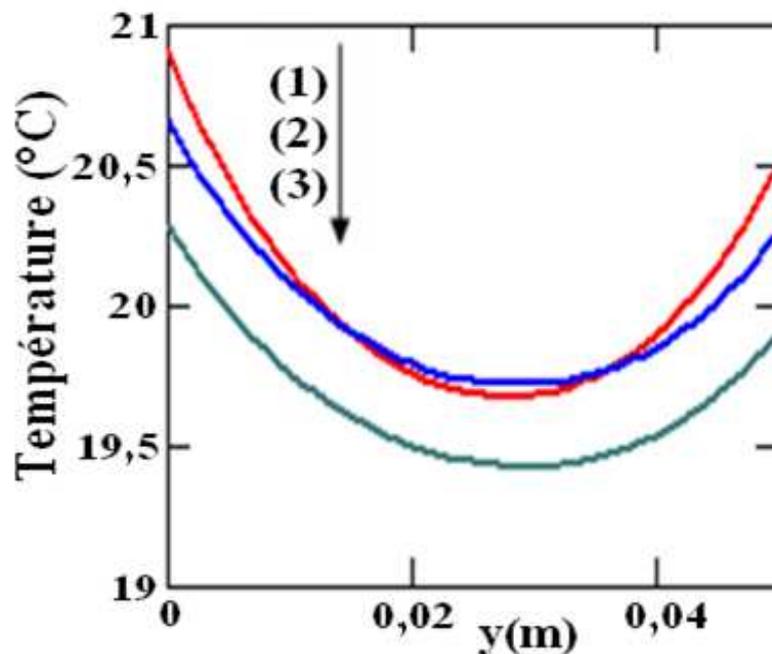
Si le coefficient d'échange thermique est important au niveau d'une face, la quantité de chaleur échangée et absorbée par le matériau à une fréquence donnée est importante.

Si on avance en profondeur, le flux de chaleur qui arrive est de moins en moins important ce qui signifie que la quantité de chaleur absorbée en ces points du matériau est moins importante ce qui correspond à une température de plus en plus faible vers l'intérieure du matériau. Ce phénomène est favorable à une bonne isolation thermique.

Dans le paragraphe suivant, nous montrons l'influence de la profondeur du matériau suivant la direction (Ox).

b) Evolution des pertes latéral suivant la profondeur

La figure II.6 montre l'influence de la position suivant la direction de l'axe latérale (Ox) sur l'évolution de la température en fonction de la profondeur suivant (Oy).



**Figure II-6 : Evolution de la température en fonction de la profondeur (Oy).
Influence de l'axe latérale (Ox).**
 $\omega=10^{-4}$ rad/s, $\lambda=0,174$ W.m⁻¹. °C⁻¹, $\alpha=2,07.10^{-7}$ m².s⁻¹, $h_1y=h_2y=5$ W/m². °C.
(1) x=0,04m, (2) x=0,02m, (3) x=0,01m.

Les courbes présentent le même profil. La différence de température aux niveaux des deux faces est due à la différence de quantité de chaleur absorbée par le matériau aux niveaux

des deux faces, les températures des milieux ambiants étant différentes. La température maximale aux niveaux des faces, décroît vers l'intérieur du matériau et atteint un minimum autour du milieu du matériau.

A l'intérieur du matériau, la quantité de chaleur absorbée par le matériau est minimale.

La comparaison des courbes (1), (2) et (3) de la figure (II-6) montre que, lorsque nous allons en profondeur, ($y=0,02\text{m}$), la courbe (2) est au dessus des autres courbes, nous avons ainsi un emmagasinement important de la quantité de chaleur ce qui correspond à une température plus importante.

c) Influence de la fréquence excitatrice

La figure ci-dessous, donne l'évolution de la température dans le matériau filasse-plâtre suivant la direction (Oy). L'influence de la fréquence excitatrice est mise en exergue.

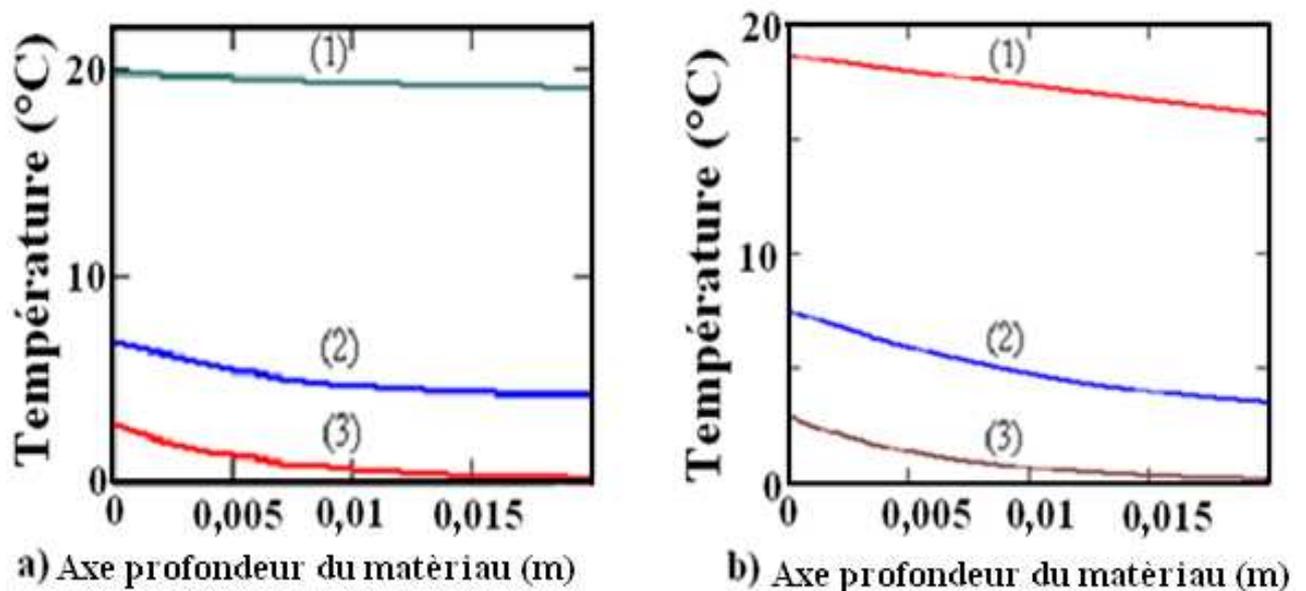


Figure II-7 : Evolution de la température en fonction de la profondeur du matériau.

Influence de la fréquence excitatrice.

a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,025\text{m}$.

$\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_1y=h_2y=5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

(1) $\omega=10^{-4}\text{rad/s}$, (2) $\omega=10^{-3}\text{rad/s}$, (3) $\omega=10^{-2}\text{rad/s}$.

Les séries de courbes pour différentes profondeurs, présentent le même profil. La température est relativement plus importante à la face avant du matériau et décroît vers l'intérieur du matériau.

La comparaison des courbes de la figure (II-7-a) montre que la quantité de chaleur emmagasinée par le matériau est d'autant plus importante que la fréquence excitatrice est faible. Nous expliquons ce phénomène par la relaxation du matériau qui n'a pas la possibilité d'absorber suffisamment de chaleur entre deux excitations si la fréquence devient élevée.

Dans la partie suivante, nous donnons l'évolution de la température en fonction du coefficient d'échange thermique.

II-3-3- EVOLUTION DE LA TEMPERATURE EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE AVANT

Les figures II-3-3-a et II-3-3-b donnent l'évolution de la température dans le matériau filasse-plâtre en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. Les influences de la profondeur suivant la direction (Oy) et du coefficient d'échange thermique à la face arrière sont montrées.

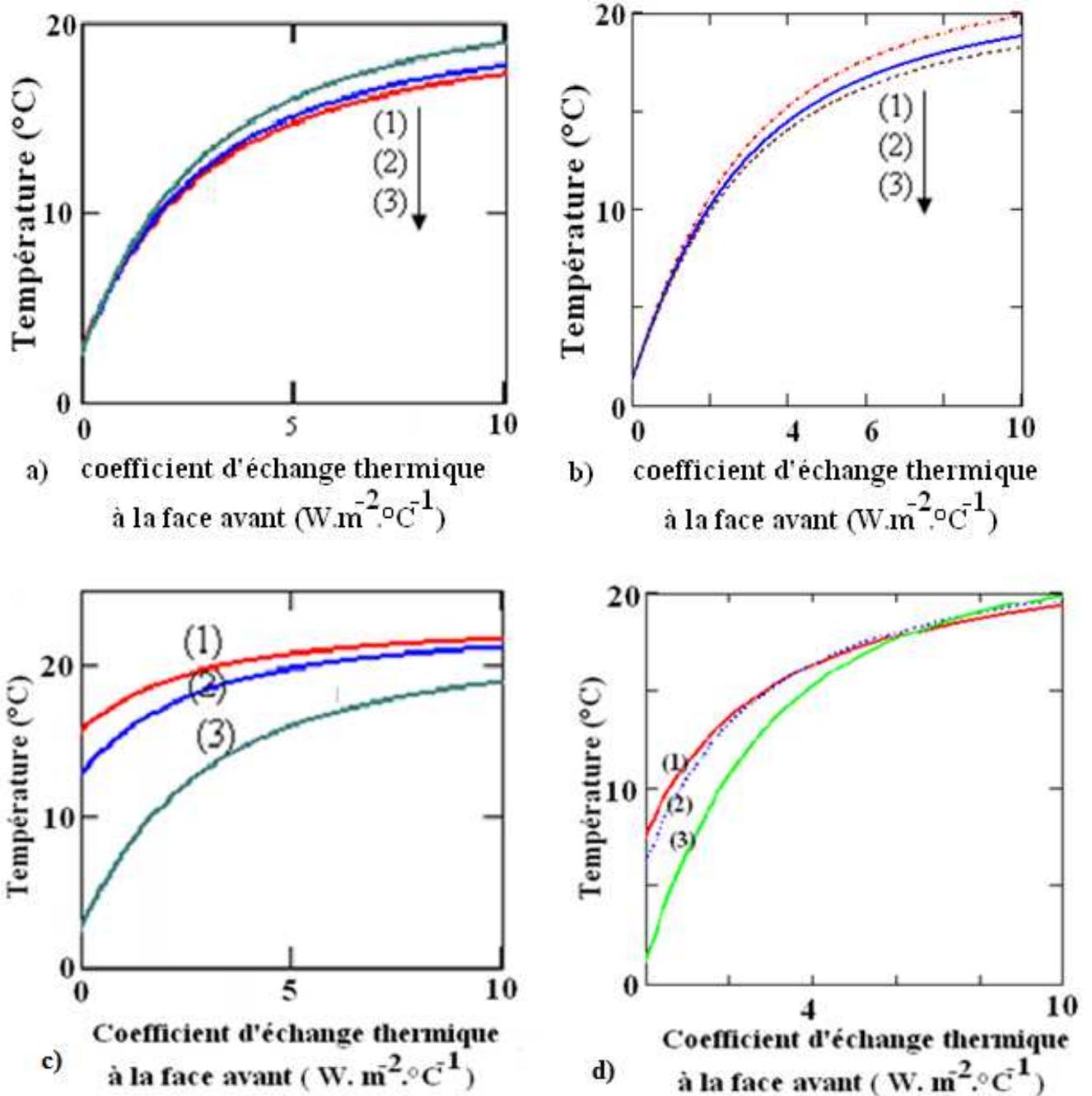


Figure II-8: Evolution de la température en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant.

$$\omega=10^{-4} \text{ rad/s} ; \lambda=0,174 \text{ W.m}^{-1} . \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} ; \alpha=2,07.10^{-7} \text{ m}^2 . \text{s}^{-1},$$

- Influence de la profondeur. $h_2 y=0,5 \text{ W/m}^2 . \text{ } ^\circ\text{C}$.

a) $x=0,01 \text{ m}$; b) $x=0,025 \text{ m}$; (1) $y=0,01 \text{ m}$, (2) $y=0,025 \text{ m}$, (3) $y=0,04 \text{ m}$.

- Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

c) $x=0,01 \text{ m}$, $y=0,01 \text{ m}$; d) $x=0,01 \text{ m}$, $y=0,01 \text{ m}$;

(1) $h_2 y=10 \text{ W/m}^2 . \text{ } ^\circ\text{C}$, (2) $h_2 y=5 \text{ W/m}^2 . \text{ } ^\circ\text{C}$, (3) $h_2 y=0,5 \text{ W/m}^2 . \text{ } ^\circ\text{C}$.

La série de courbes de la figure II-8-a montre le même profil de courbes. Pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant, la température augmente avec le

coefficient d'échange thermique. L'augmentation du coefficient d'échange thermique entraîne une augmentation de la quantité de chaleur absorbée par le matériau.

Lorsque le coefficient d'échange thermique devient important, la température atteint une valeur maximale indépendante du coefficient d'échange thermique. Le matériau emmagasine ainsi de l'énergie.

La comparaison des courbes des figures II-8-a et II-8-b montre que la quantité de chaleur absorbée par le matériau est moins importante en profondeur.

La série de courbes des figures II-8-c et II-8-d montre aussi le même profil de courbes.

Pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant, la température croît dans le matériau, atteint un maximum puis elle reste constante avec le coefficient d'échange thermique à la face avant. La température en un point du matériau est fortement liée aux coefficients d'échange thermique donc à la nature des faces du matériau.

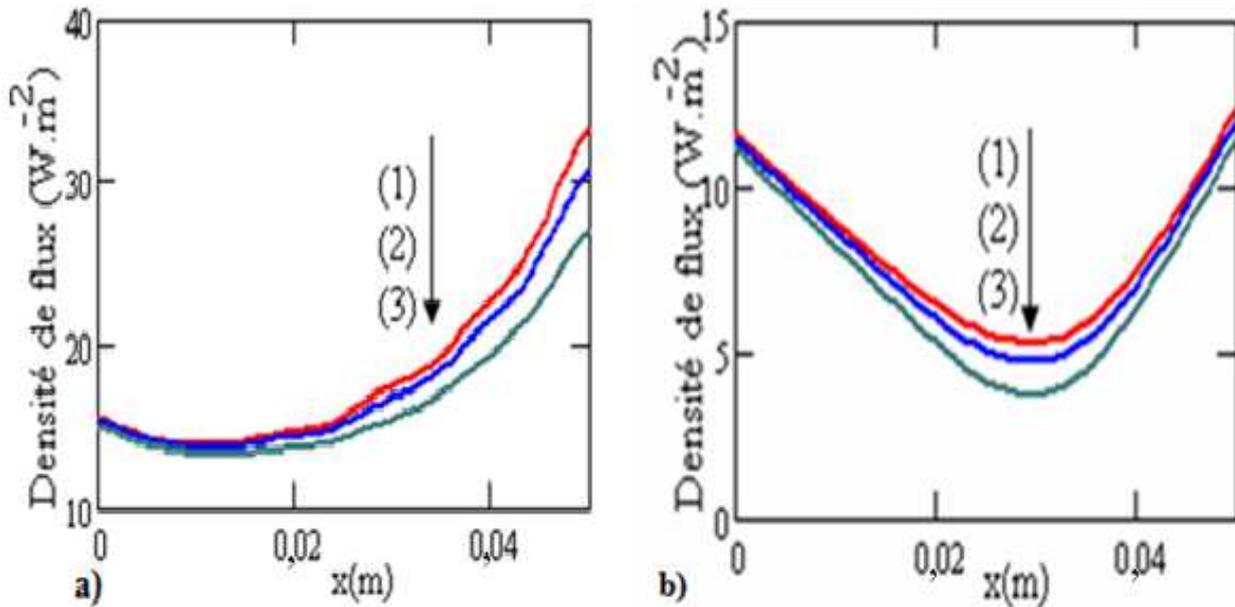
Quand le coefficient d'échange thermique à la face arrière augmente, la quantité de chaleur provenant à la face avant prend le dessus. Ce phénomène montre l'importance du coefficient d'échange thermique sur le transfert de chaleur à travers le matériau.

II-4- EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR

II-4-1-EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR SUIVANT L'AXE LATERAL (O_x)

a) Influence du coefficient d'échanges thermique à la face avant

Dans les figures ci-dessous, nous donnons l'évolution de la densité de flux de chaleur à travers le matériau filasse-plâtre suivant la direction de l'axe latéral (O_x). Nous mettons en exergue, pour différentes positions en profondeur (O_y), l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.



**Figure II-9: Evolution de la densité de flux en fonction de x.
Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.**

a) $y=0,001m$; b) $y=0,025m$.

$\omega=10^{-5}rad/s$; $\lambda=0,174W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$; $\alpha=2,07 \cdot 10^{-7}m^2 \cdot s^{-1}$; $h_{2y}=5W/m^2 \cdot ^\circ C$.
(1) $h_{1y}=20W/m^2 \cdot ^\circ C$, (2) $h_{1y}=15 W/m^2 \cdot ^\circ C$, (3) $h_{1y}=10 W/m^2 \cdot ^\circ C$.

A la fréquence d'étude, $\omega=10^{-5}rad/s$ environ, les courbes des figures II-9-a et II-9-b présentent des profils différents.

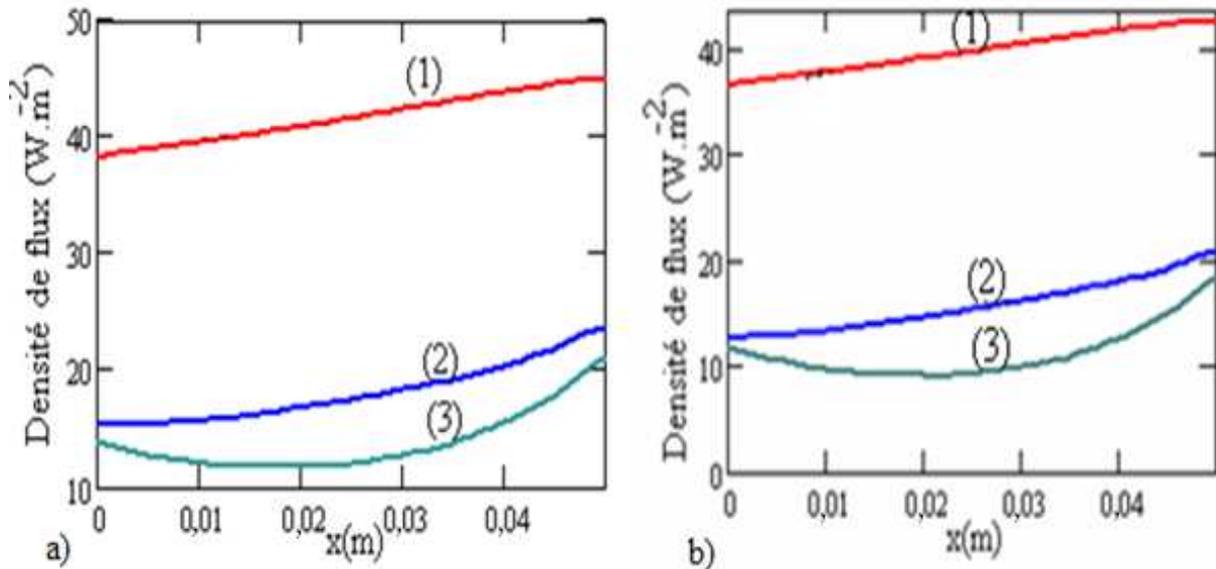
Les courbe de la figure II-9-b présentent un puit de densité de chaleur autour de $x=0,025m$. Ceci correspond à une absorption de la chaleur à l'intérieur du matériau relativement élevée ce qui se traduit par une élévation de la température en ces points du matériau (voir figure II-3).

Les courbes de la figure II-9-a montrent que la densité de flux de chaleur transférée augmente avec le coefficient d'échange thermique à la face avant au voisinage de la face avant et vers le milieu du matériau. L'augmentation du coefficient d'échange thermique à la face avant, correspond à l'augmentation de la quantité de chaleur échangée à partir de la face avant et transférée à l'intérieur du matériau.

Dans le paragraphe suivant, nous allons mettre en exergue l'influence de la fréquence excitatrice des sollicitations climatiques extérieures.

b) Influence de la fréquence excitatrice

Les figures II-10-a et II-10-b donnent l'évolution de la densité de flux de chaleur suivant la direction (Ox). L'influence de la fréquence excitatrice est mise en évidence aux voisinages de la face avant et de la face arrière.



**Figure II-10: Evolution de la densité de flux en fonction de x.
Influence de la fréquence excitatrice.**

a) $y=0,001\text{m}$; b) $y=0,049\text{m}$.

$\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_1y= h_2y=5\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

(1) $\omega=10^{-4}\text{rad/s}$, (2) $\omega= 3,16\cdot 10^{-5}\text{ rad/s}$, (3) $\omega=10^{-5}\text{ rad/s}$.

Les deux figures présentent le même phénomène aux environs de la face avant ou de la face arrière.

Pour des fréquences excitatrices relativement importantes (courbes (1)), nous avons une augmentation du flux de chaleur à l'intérieur du matériau filasse-plâtre qui ne possède aucune source de chaleur interne.

Par contre, pour les fréquences relativement faibles, les courbes de densité de flux de chaleur présentent un puit de chaleur, ce qui correspond aux phénomènes physiques expliqués dans les paragraphes ci-dessous.

Ainsi, le choix des bandes de fréquences pour l'étude du transfert de chaleur en régime dynamique fréquentiel est important pour mieux traduire les phénomènes physiques.

Dans le paragraphe suivant nous étudions l'évolution de la température suivant la direction (Oy).

II-4-2- EVOLUTION DU FLUX DE CHALEUR SUIVANT LA DIRECTION (oy)

a) Influence des coefficients d'échanges thermiques

Les courbes des figures II-11 et II-12 donnent l'évolution de la densité de flux suivant la direction (Oy). Nous montrons l'influence des coefficients d'échange thermique à la face avant et à la face arrière.

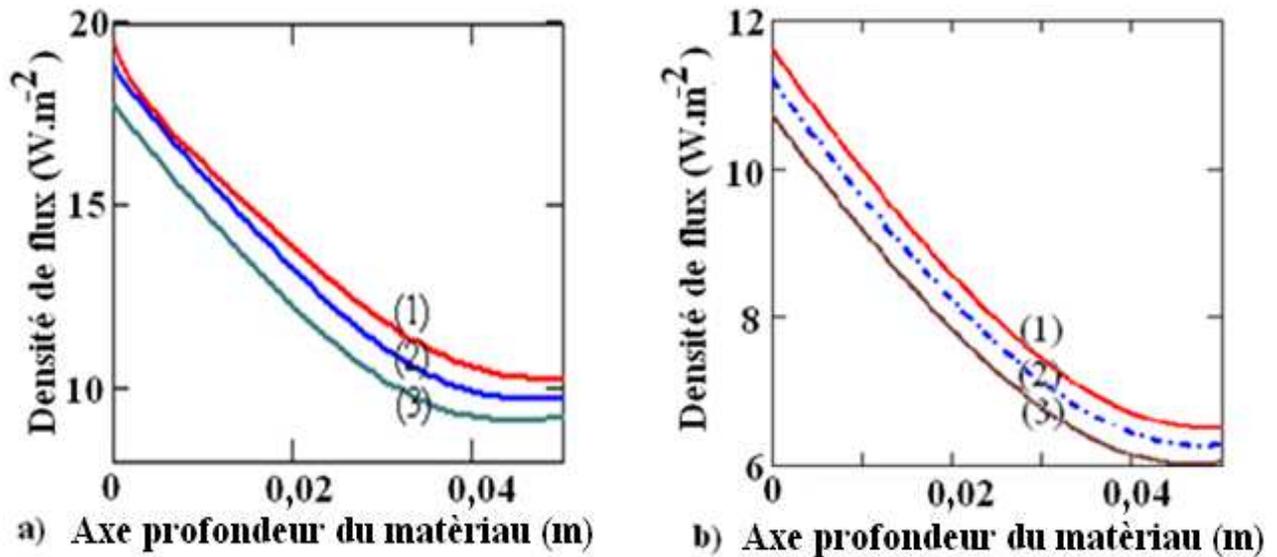


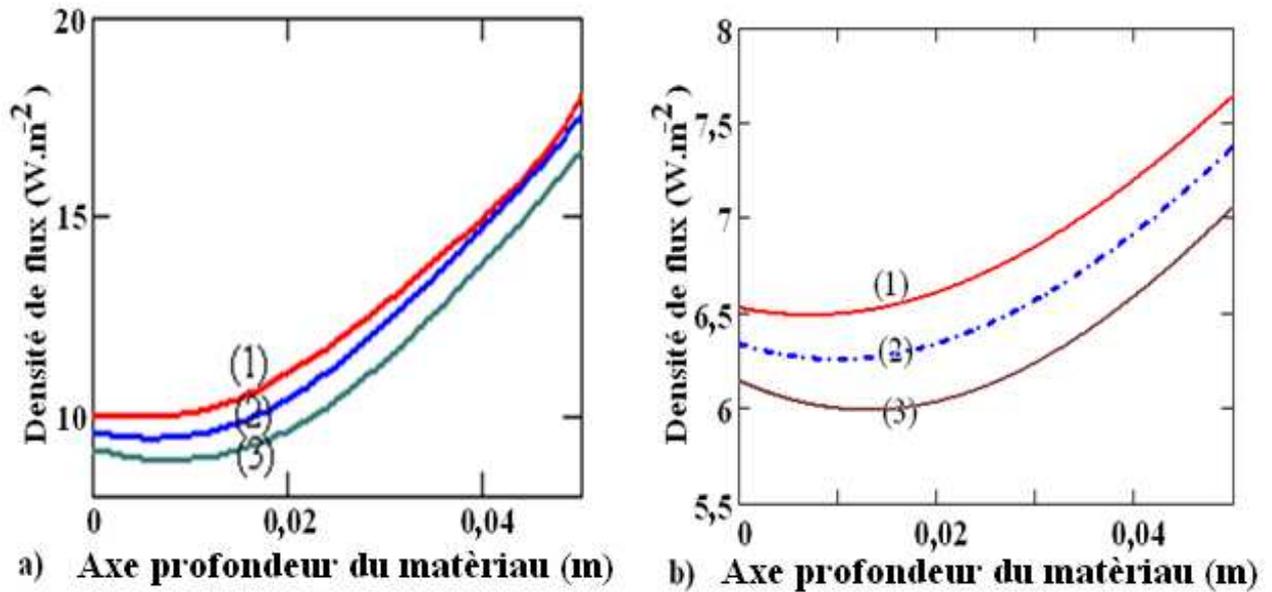
Figure II-11 : Evolution de la densité de flux en fonction de (Oy).

Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.

a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$;

$\omega=10^{-5}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_2y=0,5\text{W/m}^2.\text{°C}$;

(1) $h_1y=50\text{W/m}^2.\text{°C}$, (2) $h_1y=10\text{W/m}^2.\text{°C}$, (3) $h_1y=5\text{W/m}^2.\text{°C}$.



**Figure II-12 : Evolution de la densité de flux en fonction de y.
Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.**

a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$.

$\omega=10^{-5}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h1y=0,5\text{W/m}^2.\text{°C}$.

(1) $h2y=50\text{W/m}^2.\text{°C}$, (2) $h2y=10\text{W/m}^2.\text{°C}$, (3) $h2y=5\text{W/m}^2.\text{°C}$.

Les courbes des figures II-11-a 11-b ont le même profil. La densité de flux de chaleur diminue de la face avant à la face arrière ; pour une profondeur considérable du matériau, la densité de flux atteint un minimum et reste constante.

La quantité de chaleur échangé et pénétrant dans le matériau à partir de la face avant ($y=0$), est absorbée progressivement dans le matériau, ce qui se traduit par une élévation de température des points concernés.

Au voisinage de la face arrière, l'influence de la densité de flux de chaleur provenant de la face avant est faible. La stabilité de la courbe est due aux faibles échanges de chaleur à la face arrière.

La comparaison de la série de courbes montre que la densité de flux de chaleur transférée dans le matériau augmente avec le coefficient d'échange thermique.

Les courbes des figures II-12-a et II-12-b ont le même profil. L'évolution de la densité de flux de chaleur montre un faible taux d'emménagement de chaleur en profondeur du

matériau et une évacuation importante de chaleur à la face arrière, pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant. la face avant a un effet d'écran.

Nous montrons dans le paragraphe suivant l'influence de la profondeur suivant la direction (Ox).

b) Influence de la profondeur suivant la direction (Ox)

La figure ci-dessous donne une évolution de la densité de flux de chaleur suivant la direction (Oy). L'influence de la profondeur suivant la direction (Ox) est mise en exergue. Le choix des coefficients d'échange thermique comparables permet de mettre en évidence le comportement de la densité de flux de chaleur aux voisinages des deux faces.

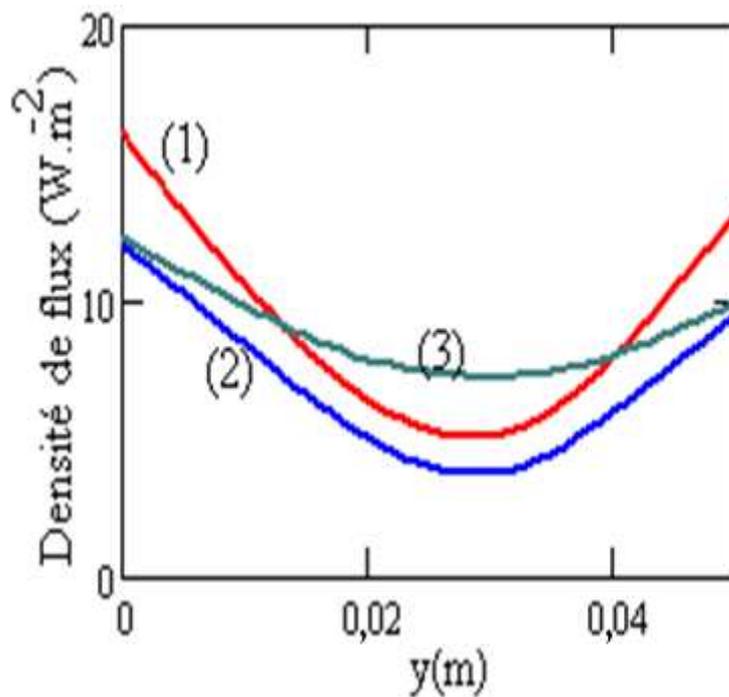


Figure II-13 : Evolution de la densité de flux en fonction de y.

Influence de la profondeur suivant (Ox).

$\omega=10^{-5}$ rad/s ; $\lambda=0,174$ W.m⁻¹°C⁻¹ ; $\alpha=2,07.10^{-7}$ m².s⁻¹ ; $h_1y=h_2y=5$ W/m². °C.

(1) x=0,04m, (2) x=0,02m, (3) x=0,01m.

Les courbes présentent le même profil. La différence de flux pénétrant aux niveaux des deux faces est due à la différence de température des milieux ambiants. La densité de flux de chaleur maximale aux niveaux des faces, décroît vers l'intérieur du matériau et atteint un minimum autour du milieu du matériau.

Aux niveaux des faces les quantités de chaleur qui pénètrent dans le matériau sont importantes et sont absorbées progressivement par le matériau, ce qui se traduit par une élévation de température des points intérieurs du matériau filasse-plâtre.

La valeur minimale de la densité de flux de chaleur observée sur les courbes, montre que toute la chaleur n'est pas absorbée par le matériau. Une partie est ainsi transférée vers les zones moins chaudes du matériau.

En comparant les séries de courbes, nous constatons que le puit de la densité de flux de chaleur observée à l'intérieur du matériau s'accroît autour du milieu du matériau. Ceci traduit une rétention importante de la chaleur en progressant vers l'intérieur du matériau.

Nous donnons dans le paragraphe suivant, l'influence de la fréquence excitatrice sur la densité de flux de chaleur suivant la direction (Oy).

c) Influence de la fréquence excitatrice

Les figures ci-dessous montrent l'influence de la fréquence excitatrice sur la densité de flux de chaleur à travers le matériau filasse-plâtre.

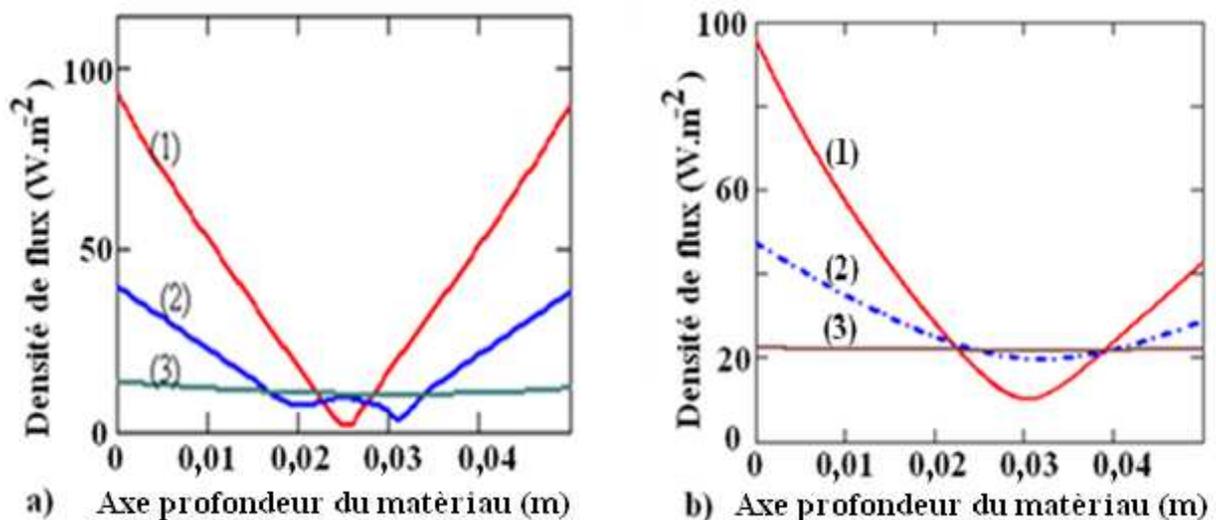


Figure II-14: Evolution de la densité de flux en fonction de y.

Influence de la fréquence excitatrice.

a) $x=0,001$ m ; b) $x=0,049$ m.

$\lambda=0,174$ W.m⁻¹. °C⁻¹ ; $\alpha=2,07.10^{-7}$ m².s⁻¹ ; $h_1y=h_2y=5$ W/m². °C.

(1) $\omega=10^{-3}$ rad/s, (2) $\omega=10^{-4}$ rad/s, (3) $\omega=10^{-5}$ rad/s.

Les courbes présentent de manière générale le même profil. La densité est maximale aux voisinages des deux faces et diminue vers l'intérieur du matériau, pour une fréquence fixée.

A la face avant ou arrière, la densité de flux de chaleur pénétrant à l'intérieur du matériau augmente avec la fréquence.

Au voisinage du milieu du matériau, la densité de flux de chaleur est minimale lorsque la fréquence est importante ce qui correspond à une absorption de la chaleur par le matériau, qui se traduit par une élévation de température.

Pour une fréquence relativement faible, la densité de flux de chaleur transférée à travers le matériau est pratiquement stable. Ce phénomène correspond à une faible absorption de la chaleur par le matériau. Ceci est traduit par une stabilité de la variation de la température du matériau de la face avant à la face arrière (voir courbe température figure II- 7).

Dans les paragraphes suivants, nous montrons l'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction des coefficients d'échange thermique.

II-4-3- EVOLUTION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE AVANT

Nous présentons dans cette partie l'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. Les influences de la profondeur suivant l'axe (Oy) et du coefficient d'échange thermique à la face arrière sont mises en relief.

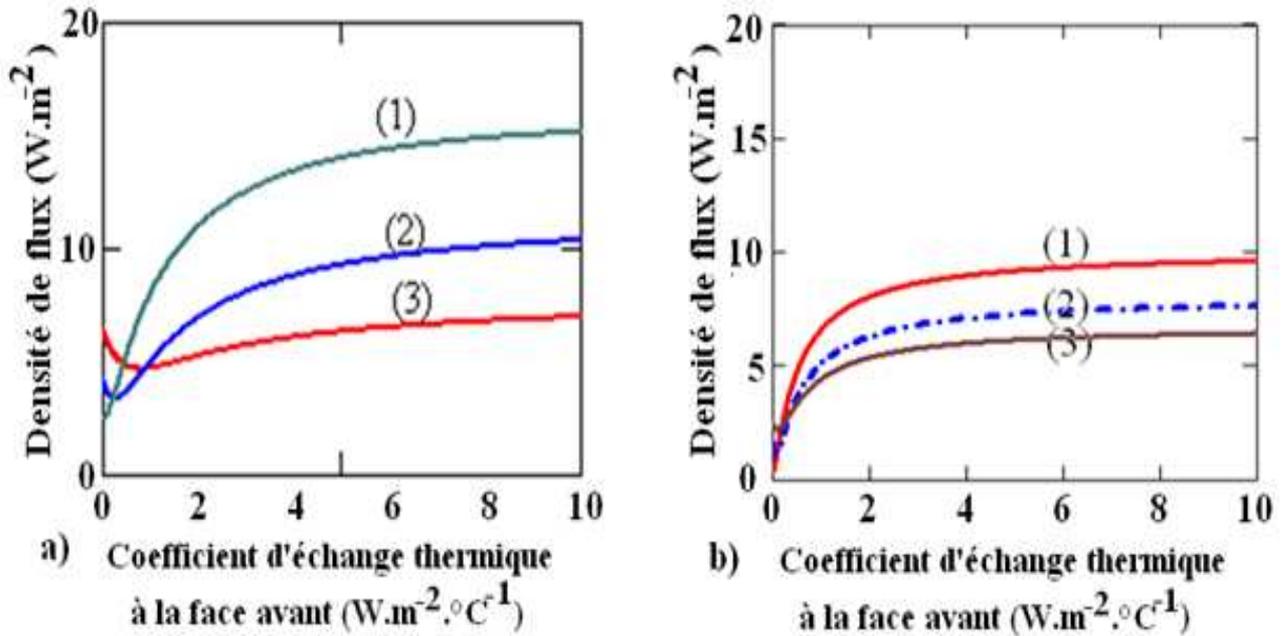


Figure II-15 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant ; Influence de la profondeur suivant (Oy).

a) $x=0,001\text{m}$; b) $x=0,049\text{m}$.

$\omega = 10^{-5}\text{rad/s}$; $\lambda = 0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$; $\alpha = 2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_2y = 0,5\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$.

(1) $y=0,01\text{m}$, (2) $y=0,025\text{m}$, (3) $y=0,04\text{m}$.

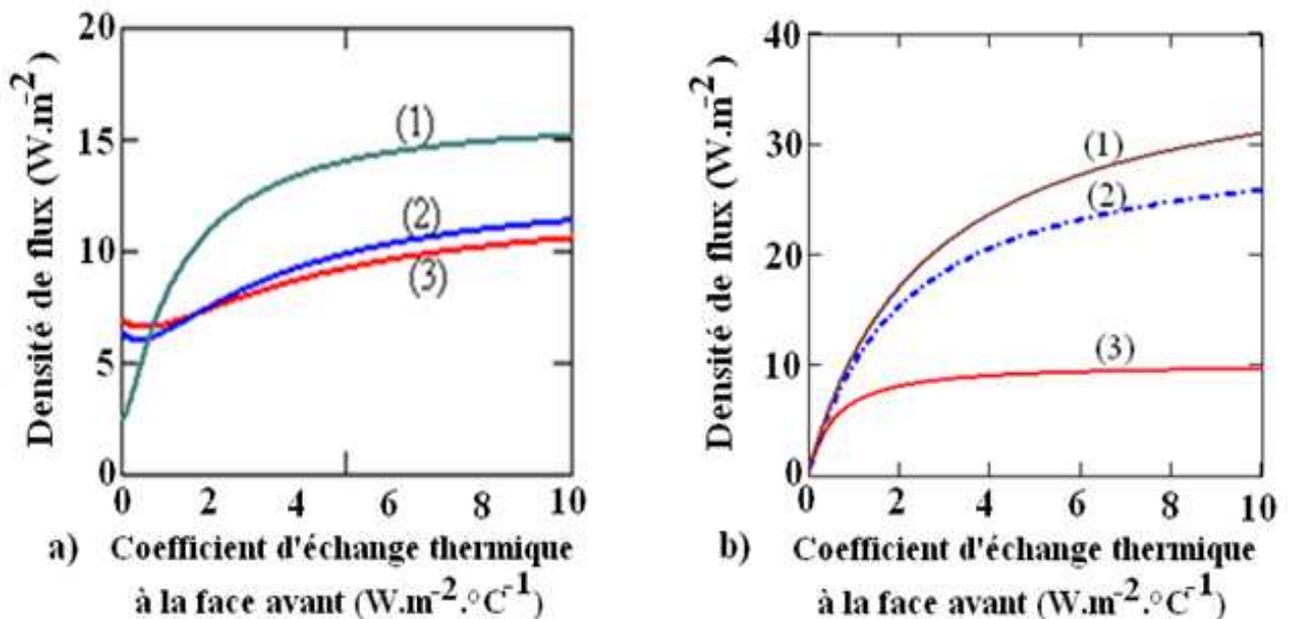


Figure II-16 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant.

Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

a) $y=0,01\text{m}$; b) $y=0,049\text{m}$.

$\omega=10^{-5}\text{rad/s}$; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$; $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $x=0,01\text{m}$.

(1) $h_2y=0,5\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, (2) $h_2y=5\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, (3) $h_2y=10\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$.

Les courbes (2) et (3) de la figure II-16-a, présentent le même profil et diffèrent de la courbe (1) sur les différentes figures pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant.

Pour la figure II-16-a, la courbe (1) correspond à une évolution de la densité de flux de chaleur au voisinage de la face avant.

Si le coefficient d'échange thermique $h_1 y = 0$, alors la densité de flux de chaleur dans le matériau filasse-plâtre provient de la face arrière.

Par contre, si le coefficient d'échange thermique devient important à la face avant, l'influence de la densité de flux de chaleur provenant de la face arrière devient négligeable face à celle provenant de la face avant. On obtient ainsi une croissance de la densité de flux de chaleur transmise qui atteint un palier pour les grandes valeurs de $h_1 y$. Ainsi le matériau emmagasine de l'énergie.

Les courbes (2) et (3) présentent une décroissance pour des valeurs faibles de $h_1 y$. Ceci est dû à l'influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière. La densité de flux de chaleur provenant de la face arrière étant considérable.

Si $h_1 y$ et $h_2 y$ deviennent comparables, la densité de flux de chaleur prend une valeur minimale et croît si $h_1 y$ devient important puis atteint un palier qui traduit l'emmagasinement de l'énergie par le matériau.

La comparaison de la série de courbe de la figure II-4-3-a montre que l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant est sensible si nous sommes au voisinage de la face avant.

Pour la figure II-16-b, Nous observons pratiquement les mêmes évolutions des courbes de densité de chaleur que précédemment (figure II-16-a).

Si le coefficient d'échange thermique devient important à la face arrière, nous avons une densité de flux de chaleur moins importante dans le matériau. Ceci est dû à une dilution

de la densité de flux de chaleur provenant de la face avant par celle provenant de la face arrière.

II-4-4- EVOLUTION DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE A LA FACE ARRIERE

Dans cette partie, nous donnons l'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique à la face arrière. Les influences de la profondeur suivant l'axe (Oy) et du coefficient d'échange thermique à la face avant sont mises en relief.

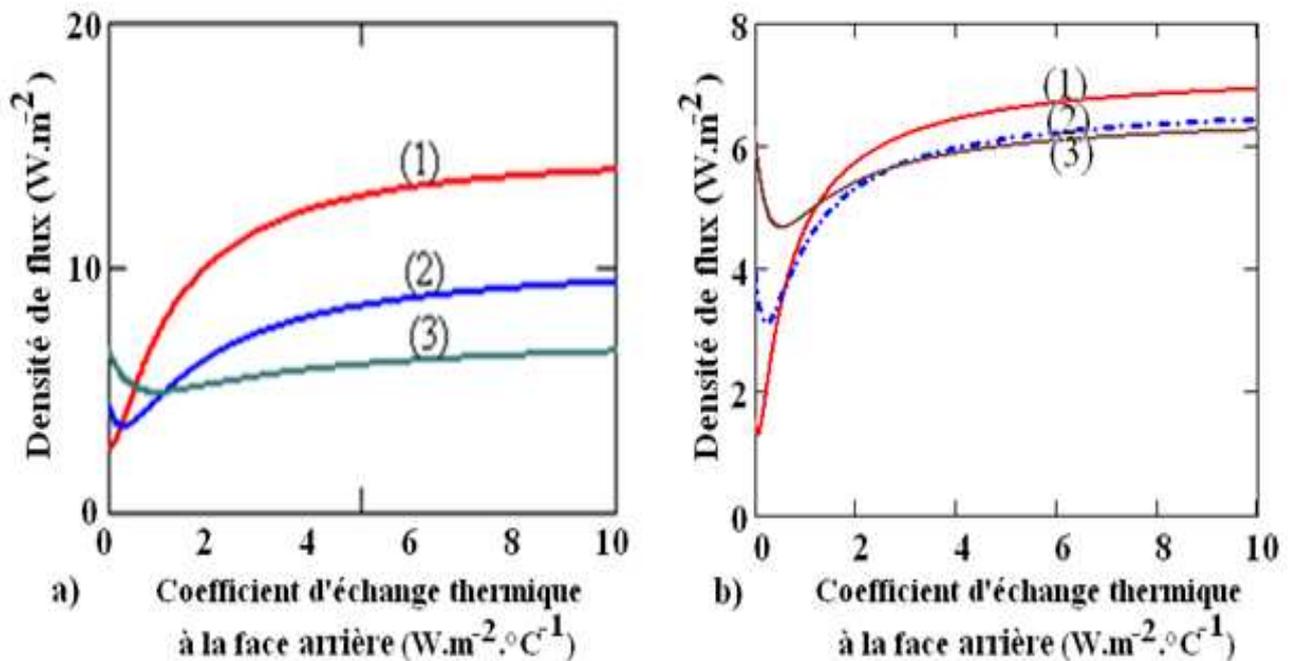


Figure II-17 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

**Influence de la profondeur suivant (Oy) ; a) $x=0,01m$; b) $x=0,049m$.
 $\omega=10^{-5} \text{ rad/s}$; $\lambda=0,174 \text{ W.m}^{-1} . \text{°C}^{-1}$; $\alpha=2,07.10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_1y=0,5 \text{ W/m}^2 . \text{°C}$.
 (1) $y=0,04m$, (2) $y=0,025m$, (3) $y=0,01m$.**

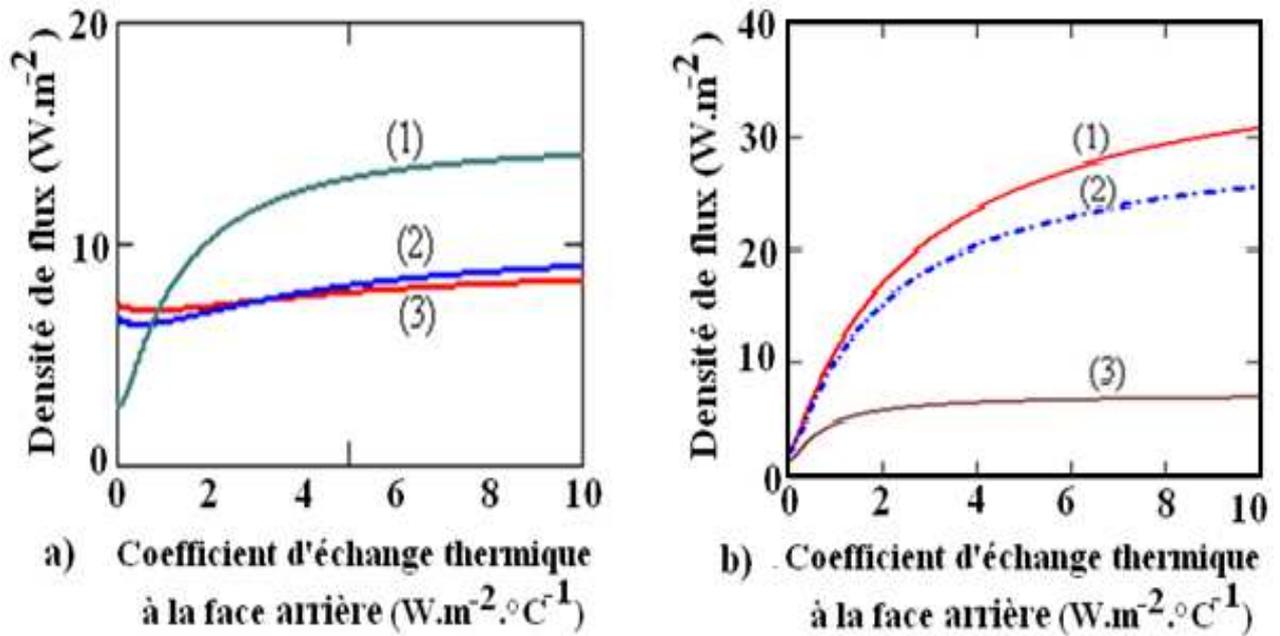


Figure II-18 : Evolution de la densité de flux en fonction du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.

a) $y=0,01m$; b) $y=0,049m$.

$\omega=10^{-5}rad/s$; $\lambda=0,174W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$; $\alpha=2,07 \cdot 10^{-7}m^2 \cdot s^{-1}$; $x=0,01m$.

(1) $h1y=10W/m^2 \cdot ^\circ C$, (2) $h1y=5 W/m^2 \cdot ^\circ C$, (3) $h1y=0,5 W/m^2 \cdot ^\circ C$.

Les courbes des figures ci-dessous, montrent les phénomènes physiques observées au voisinage de la face arrière. Comparé à l'étude faite précédemment au voisinage de la face avant, nous retrouvons pratiquement les mêmes phénomènes.

La différence d'amplitude sur la densité de flux de chaleur obtenue en comparant des figures similaires, est due à la différence entre les milieux ambiants de la face avant et de la face arrière.

II-5- CONCLUSION

Dans ce chapitre l'étude des courbes d'évolution à deux dimensions, de la température et de la densité de flux de chaleur, à travers un matériau filasse-plâtre a été présentée. Les influences des coefficients d'échange thermique, de la fréquence excitatrice et de la profondeur sont mises en exergue.

La comparaison des courbes de densité de flux de chaleur et des courbes de température a permis de montrer que la température d'un point est importante si la densité de flux de chaleur transmise est moins importante ce qui correspond à une forte absorption de chaleur.

L'influence de la fréquence excitatrice à montrer qu'une cohérence de l'évolution des courbes de température et de densité de flux de chaleur correspond aux fréquences moins élevées environ 10^{-4} rad/s – 10^{-5} rad/s.

Dans le chapitre suivant, nous proposons une méthode de détermination de paramètres thermophysiques à partir d'une analogie électrique-thermique.

CHAPITRE III

DETERMINATION DES PARAMETRES THERMO-ELECTRIQUES
A PARTIR DES REPRESENTATIONS DE NYQUIST ET DES
DIAGRAMMES DE BODE

III-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, une analogie entre les grandeurs thermiques et les grandeurs électriques est présentée afin de déterminer les paramètres électriques équivalents du matériau filasse-plâtre.

Ainsi, nous exprimons l'impédance thermique du matériau soumis à des sollicitations climatiques en régime dynamique fréquentiel.

Par comparaison par rapport au comportement des semi-conducteurs étudié en énergie solaire, nous présentons un matériau qui reçoit de la chaleur à partir d'une face, le coefficient d'échange thermique de l'autre face étant pratiquement nul. Cette situation correspondant à une photopile éclairée par une seule face.

Nous utilisons ainsi la représentation de Nyquist et les diagrammes de Bode [22] pour déterminer les paramètres électriques équivalents.

III-2- IMPEDANCE THERMIQUE DU MATERIAU

III-2-1- ANALOGIE ELECTRIQUE – THERMIQUE

Le tableau ci-dessous montre une correspondance entre certaines grandeurs électriques et thermiques [23].

Tableau 2: Tableau d'équivalence entre grandeurs électriques et thermiques

TABLEAU DE CORRESPONDANCE ELECTRIQUE-THERMIQUE	
GRANDEURS ELECTRIQUES	GRANDEURS THERMIQUES EQUIVALENTES
Charge électrique q (C)	Quantité de chaleur Q (J)
Intensité $I = \frac{dq}{dt}$ (A)	Flux $\phi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\partial(\lambda T)}{\partial x}$ (W)
Potentiel électrique V_i (V)	Température T (°C)
Impédance électrique $Z = \frac{\Delta V}{I}$ (Ω)	Impédance thermique $Z_e = \frac{\Delta T}{\phi}$ (°C.W ⁻¹)

Nous définissons dans le paragraphe suivant l'impédance thermique du matériau en régime dynamique fréquentiel.

III-2-2- EXPRESSION DE L'IMPEDANCE THERMIQUE

L'impédance thermique du matériau est définie par l'expression suivante :

$$T(0,0, \omega, t) - T(x, y, \omega, t) = z_e \cdot \varphi \quad (\text{III-1})$$

Soit :

$$z_e = \frac{\Delta T}{\varphi} \quad (\text{III-2})$$

Ainsi, compte tenu des expressions obtenues au chapitre II, de la température et de la densité de flux de chaleur, nous arrivons à l'expression de l'impédance thermique suivante :

$$z_e = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \cosh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \sinh(\mu_n \cdot y))}{\lambda \cdot \left[\mu_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot sh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot ch(\mu_n \cdot y)) \right)^2 + \beta_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(-\sin(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \cos(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot ch(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot sh(\mu_n \cdot y)) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{III-3})$$

Nous présentons un dispositif expérimental permettant d'évaluer l'impédance thermique du matériau.

III-2-3- DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE D'IMPEDANCE

Le principe expérimental permettant de calculer l'impédance thermique apparente de la face d'accès d'un matériau consiste à placer un capteur de flux et de température sur l'échantillon à tester (Figure III-1) [24, 25].

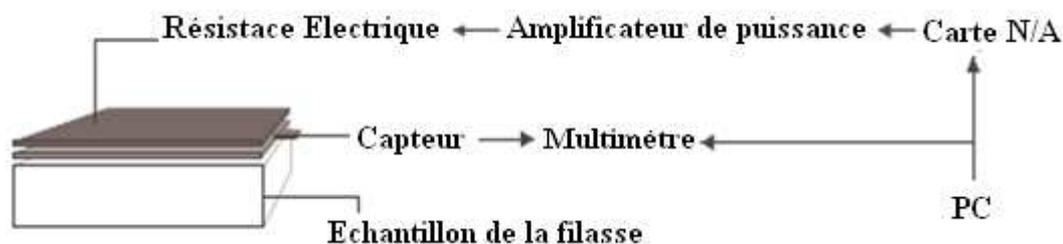


Figure III-1 : dispositif de mesure de l'impédance

Le capteur est un fluxmètre à gradient tangentiel [26, 27] de 0,5 mm d'épaisseur dans lequel la mesure de température est assurée par un thermocouple de type T intégré. Le système dont on détermine l'impédance est une tricouche comprenant une partie du capteur de capacité C_f (J/K.m²) à l'entrée du système, la résistance de contact R_c (K.m²/W) à l'interface capteur-matériau, ainsi que le matériau en condition limite semi infinie caractérisé par son effusivité thermique b (J/K.m².s^{1/2}).

Le système tricouche peut être schématisé de la façon suivante en utilisant le formalisme des quadripôles thermiques, on peut associer une matrice de transfert au capteur et la résistance de contact.

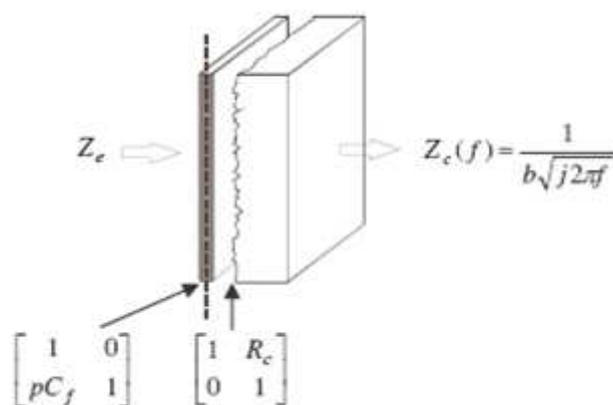


Figure III-2 : Schéma d'un capteur thermique

Le milieu à caractériser intervient sous la forme d'une condition limite de type semi-infinie. Il présente alors une impédance caractéristique Z_c :

$$Z_c(f) = \frac{1}{b\sqrt{j \cdot 2\pi \cdot f}} \quad (\text{III-4})$$

Le paramètre b [$\text{J.K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2}$] représente l'effusivité thermique du matériau. Ce paramètre définit l'aptitude du matériau à absorber. Cette grandeur thermique est fondamentale : elle caractérise entièrement le comportement du système.

Le produit des matrices de transfert permet d'aboutir à l'expression de l'impédance Z du système dans le domaine fréquentiel [28].

$$Z(f) = \frac{1 + bR_c(j2\pi f)^{\frac{1}{2}}}{b(j2\pi f)^{\frac{1}{2}} + j2\pi f C_f + bR_c C_f (j2\pi f)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{III-5})$$

L'impédance n'est qu'un cas particulier de la fonction de transfert définie dans le domaine de Laplace.

III-3- COMPORTEMENT DE L'IMPEDANCE THERMIQUE DU FILASSE-PLÂTRE

Dans ce paragraphe, la représentation de Nyquist nous permet de déterminer les grandeurs électriques équivalentes des matériaux filasse, plâtre et filasse-plâtre ; les valeurs des résistances série et shunt sont données.

Une relation entre la résistance thermique en régime dynamique fréquentiel et la conductivité thermique du matériau est proposée.

Les Diagrammes de Bode, donnent l'évolution de l'impédance ou de sa phase en fonction de la fréquence et permettent de mettre en exergue les fréquences de coupure ω_c .

Les diagrammes de Bode de la phase mettent en évidence l'effet capacitif ou inductif du matériau en régime dynamique fréquentiel.

III-3-1- PARAMETRES ELECTRIQUES EQUIVALENTS DE LA FILASSE

III-3-1-1- REPRESENTATIONS DE NYQUIST

La représentation de Nyquist est l'évolution de la partie imaginaire de l'impédance thermique en fonction de sa partie réelle dans une bande de fréquence donnée. Elle nous permet de déterminer la résistance série et shunt du matériau en régime dynamique fréquentiel.

a) Coefficient d'échange thermique important à la face avant

Les figures III-3 a et b) (respectivement à deux dimensions et à une dimension) montrent les représentations de Nyquist de l'impédance pour un coefficient d'échange thermique important à la face avant.

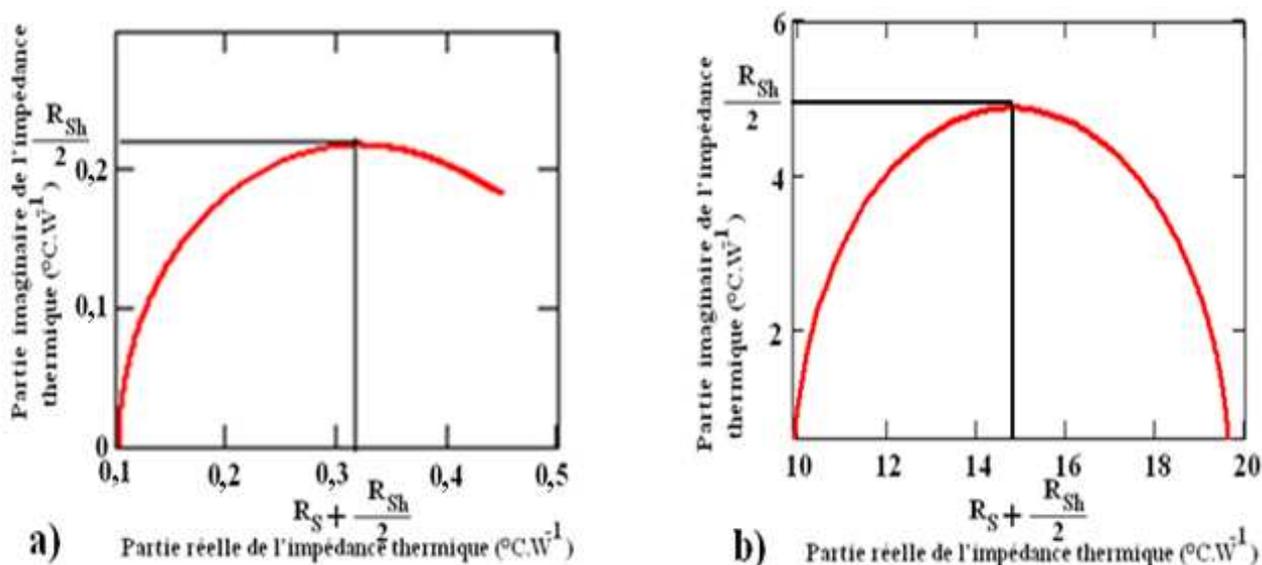


Figure III- 3 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ; $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

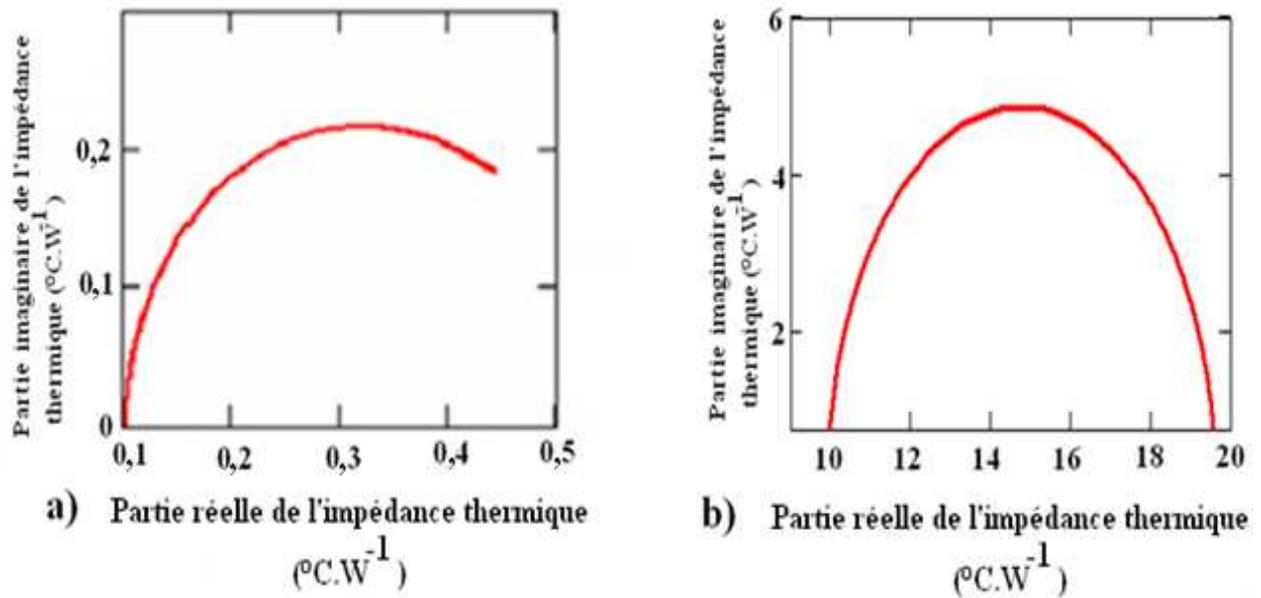


Figure III-4 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ; $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h2y=0,0005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$.

Les courbes obtenues sont des arcs de cercles. La bande de fréquence utilisée est comprise entre une valeur nulle (pour $\text{Re}(Z_e)=R_s$) et une valeur maximale ω_0 (pour $\text{Re}(Z_e)=R_s+R_{sh}$). La fréquence ω_0 interprétée comme une fréquence de résonance n'est pas toujours atteinte d'un point de vue pratique, ce qui explique l'ouverture de la courbe. Cependant les parties de courbes obtenues permettent de tirer les valeurs des résistances shunt et série. Les courbes circulaires ont un diamètre d'une valeur égale à la résistance thermique du mur obtenue en faisant la somme de la résistance série et de la résistance shunt dans le modèle électrique équivalent.

La différence fondamentale des courbes vient du fait de la négligence des pertes latérales de chaleur lors d'une étude à une dimension. L'étude à deux dimensions prend ainsi en considération la répartition de la chaleur se propageant dans un plan.

Dans le tableau ci-dessous, nous donnons des valeurs des résistances série et shunt obtenues à partir de l'étude pour le matériau filasse. Nous comparons la valeur de la résistance thermique

obtenue à celle calculée théoriquement égale à $L / (\lambda.S)$ par unité de surface c'est-à-dire pour $S=1\text{m}^2$.

Tableau 3: détermination des résistances série et shunt du matériau filasse à deux dimensions

	R_s	R_{sh}	$R_{th} = R_s + R_{sh}$	L / λ
$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 0,005 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$0,104 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,451 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,555 \text{ °C.W}^{-1}$	0,556
$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 0,0005 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$0,103 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,454 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,557 \text{ °C.W}^{-1}$	0,556

Pour un coefficient d'échange thermique important à la face avant et faible à la face arrière, le tableau 3 montre des valeurs comparables de la résistance thermique obtenue à partir de l'expérience et celle calculée à partir de la valeur moyenne de la conductivité thermique dans la littérature.

Les résistances shunt et série sont des grandeurs caractéristiques et intrinsèques du matériau liées à la conductivité thermique du matériau.

b) Coefficient d'échange thermique important à la face arrière

Nous vérifions les valeurs obtenues de la résistance thermique de la filasse en considérant un coefficient d'échange thermique important à la face arrière comparé à celui de la face avant. Nous obtenons les représentations de Nyquist ci-dessous.

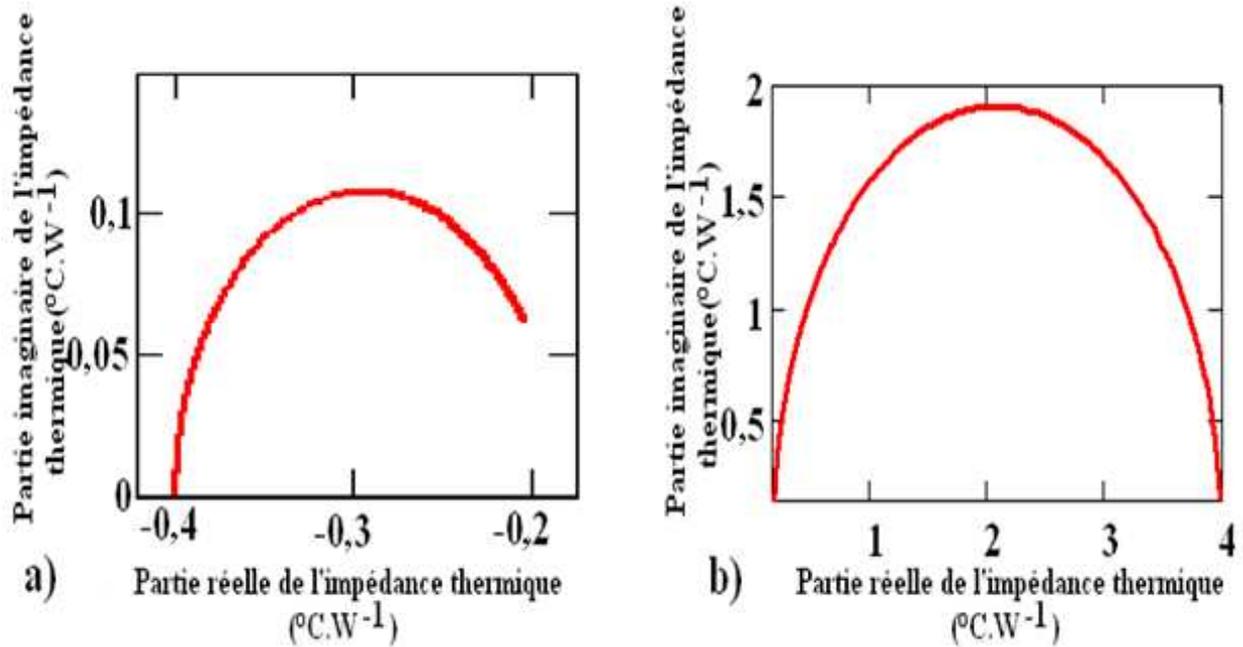


Figure III-5 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$.

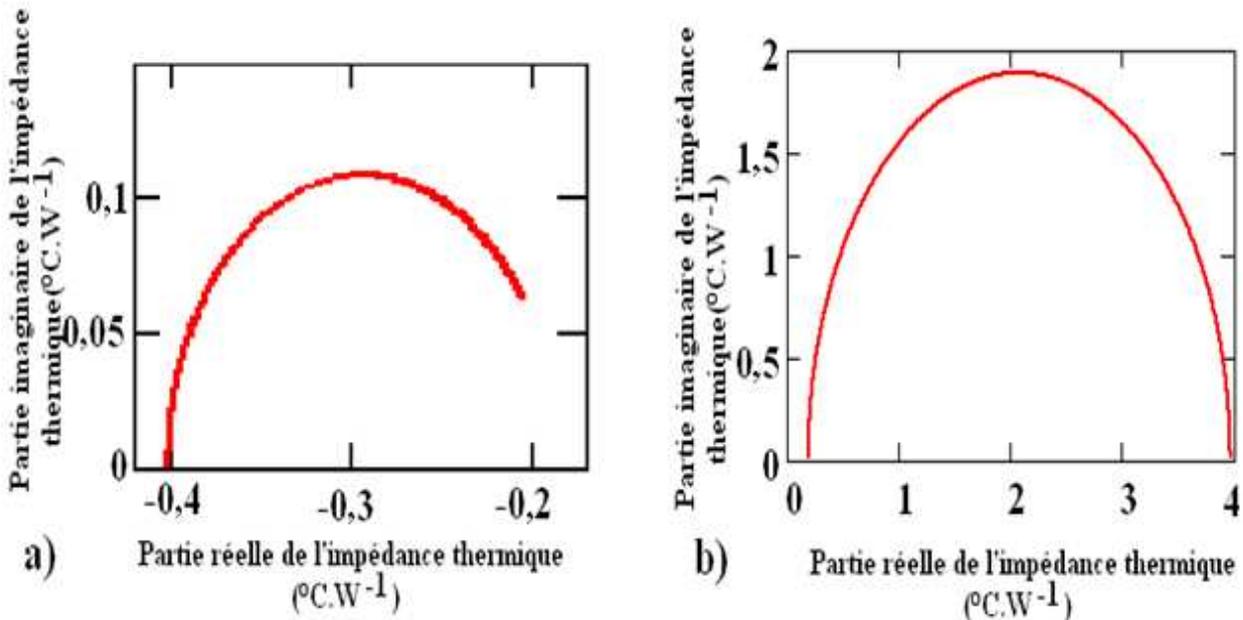


Figure III-6 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=0,0005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$.

Le tableau 4 ci-dessous regroupe les valeurs de la résistance série et de la résistance shunt obtenues à partir des représentations de Nyquist ci-dessus.

Tableau 4 : détermination des résistances série et shunt du matériau filasse pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant.

	Rs	Rsh	Rth = Rs + Rsh	L / λ
h1y = 0,005 W/ (m ² . °C) h2y = 20 W/ (m ² . °C)	-0,401 °C.W ⁻¹	0,208 °C.W ⁻¹	0,609 °C.W ⁻¹	0,556
h1y = 0,0005 W/ (m ² . °C) h2y = 20 W/ (m ² . °C)	-0,4 °C.W ⁻¹	0,202 °C.W ⁻¹	0,602 °C.W ⁻¹	0,556

Tableau 5 : Comparaison des résistances série et shunt du matériau filasse selon le rapport des coefficients d'échange thermique.

	Coefficient d'échange thermique élevé à la face arrière		Coefficient d'échange thermique élevé à la face avant	
	h1y = 5.10 ⁻³ W/ (m ² . °C) h2y = 20 W/ (m ² . °C)	h1y = 5.10 ⁻⁴ W/ (m ² . °C) h2y = 20 W/ (m ² . °C)	h1y = 20 W/ (m ² . °C) h2y = 5.10 ⁻³ W/ (m ² . °C)	h1y = 20 W/ (m ² . °C) h2y = 5.10 ⁻⁴ W/ (m ² . °C)
Rs	-0,401 °C.W ⁻¹	-0,4 °C.W ⁻¹	0,104 °C.W ⁻¹	0,103 °C.W ⁻¹
Rsh	0,208 °C.W ⁻¹	0,202 °C.W ⁻¹	0,451 °C.W ⁻¹	0,454 °C.W ⁻¹
Rth = Rs + Rsh	0,609 °C.W ⁻¹	0,602 °C.W ⁻¹	0,555 °C.W ⁻¹	0,557 °C.W ⁻¹

Nous obtenons une erreur relative de la résistance thermique expérimentale sur la résistance thermique théorique : $\Delta R_{th}/R_{th} = 9,5\%$.

Cette valeur de l'incertitude est acceptable compte tenu de l'imprécision des mesures et des difficultés liées à l'établissement d'une bande de fréquence précise pour le tracé des représentations de Nyquist.

Dans le paragraphe suivant, nous proposons des courbes d'évolution de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice.

III-3-1-2- DIAGRAMMES DE BODE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE ET DE SA PHASE

a) Coefficient d'échange thermique important à la face avant

Les figures III-7 et III-8 donnent l'évolution de l'impédance et de sa phase pour un coefficient d'échange thermique important à la face avant comparée à celui de la face arrière

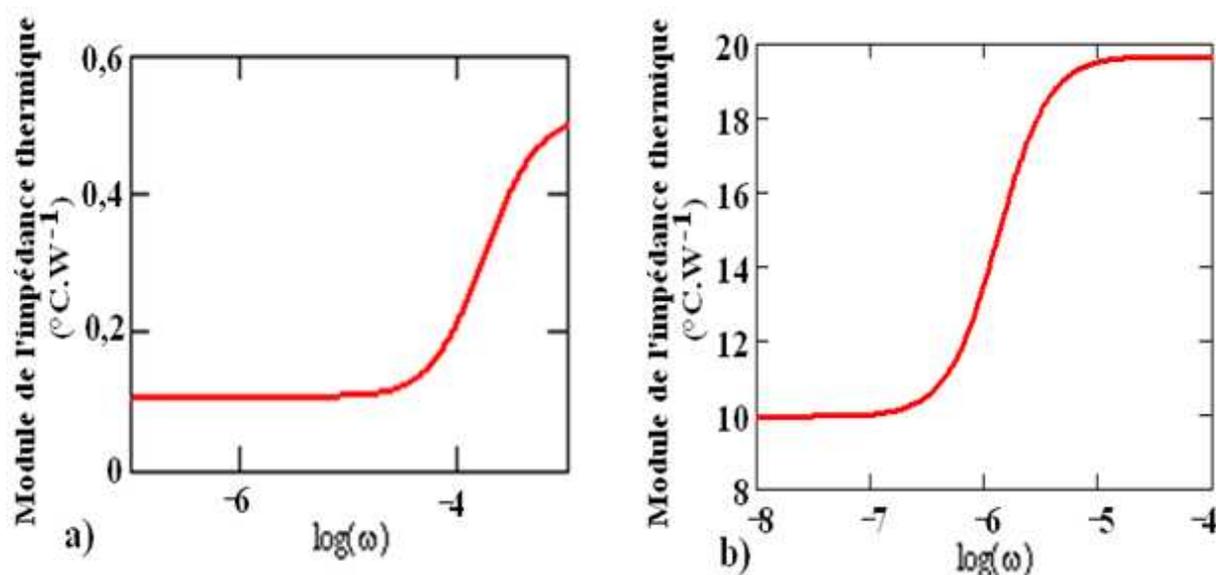


Figure III-7 : Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

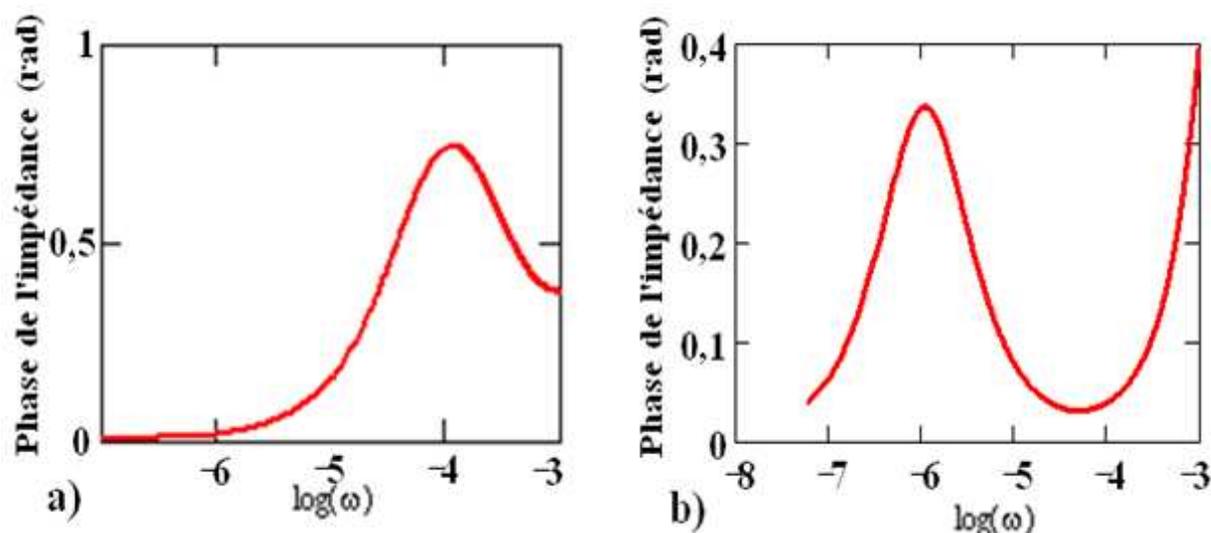


Figure III-8: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=8,285\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$.

Les figures, III-7-a et b, donnent l'évolution de l'impédance thermique en un point au voisinage du centre du matériau filasse en fonction de la fréquence excitatrice.

Pour des valeurs relativement faible de la fréquence excitatrice, $\omega < 10^{-4}$ rad/s, le module de l'impédance est constant et a une valeur limite comparable à R_s .

Dans cette bande de fréquence, le flux de chaleur transféré est constant et diminue quand la fréquence excitatrice augmente pour une variation de température maintenue constante entre les faces avant et arrière .

Pour des fréquences intermédiaires, nous avons une augmentation du module de l'impédance ce qui traduit une diminution de la densité de flux de chaleur en fonction de la fréquence.

Pour les grandes valeurs de la fréquence excitatrice le module de l'impédance devient constant et maximal ce qui traduit une valeur constante et minimale du flux de chaleur.

Les figures III-8-a et b donnent l'évolution de la phase de l'impédance au voisinage du centre du matériau filasse. Nous obtenons une phase positive croissante pour les faibles valeurs de la fréquence, puis atteint une valeur maximale autour de 10^{-4} rad/s que nous interprétons comme une fréquence de résonance. Ainsi dans le modèle électrique, nous proposons l'existence d'une bobine et d'une capacité. L'effet inductif l'emporte sur l'effet capacitif dans l'intervalle de fréquences d'étude, ce qui explique la phase positive.

Dans le paragraphe suivant, nous donnons les diagrammes de Bode de l'impédance et de sa phase pour un coefficient d'échange thermique important à la face arrière comparée à celui de la face avant.

b) Coefficient d'échange thermique important à la face arrière

Les figures III-9 et III-10 nous donnent respectivement l'évolution de l'impédance et de sa phase pour un coefficient d'échange thermique faible à la face avant au voisinage du centre du matériau.

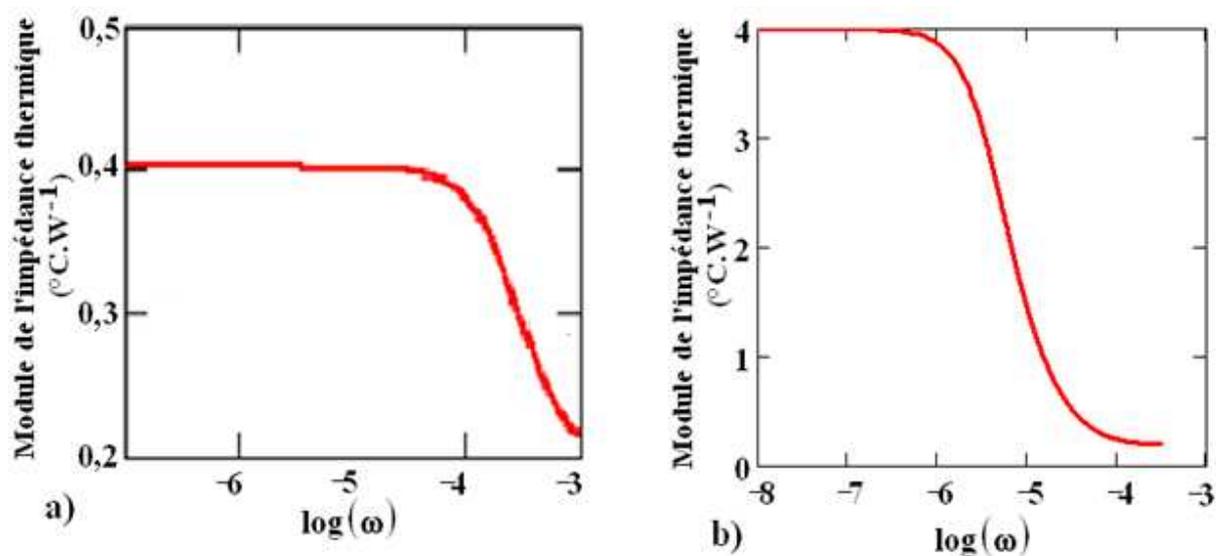


Figure III-9: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ;
 a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$.

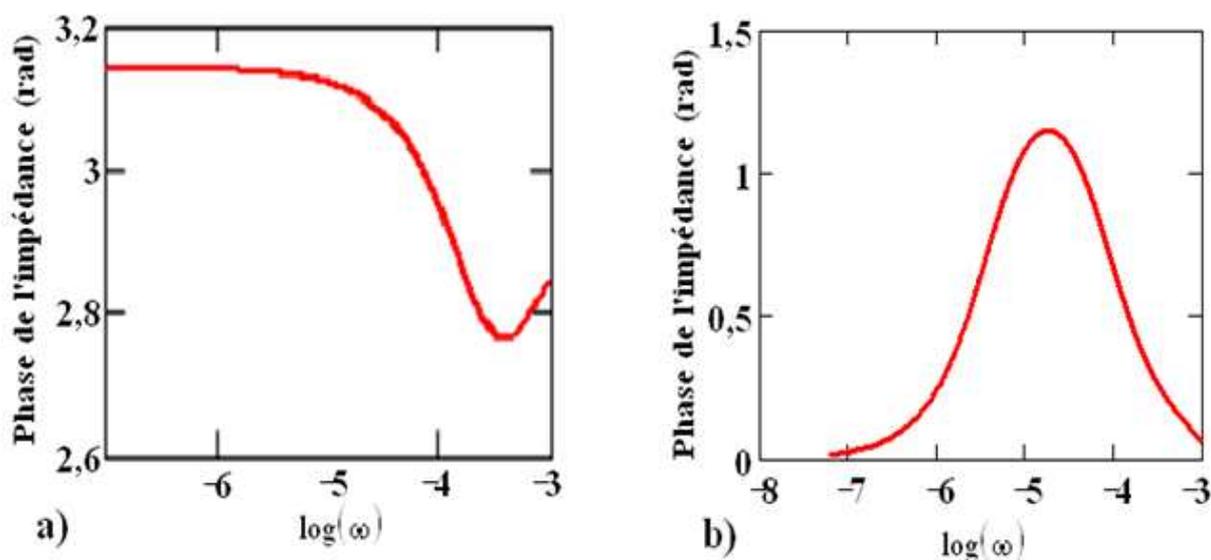


Figure III-10: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice; a) Résultat à deux dimensions ; b) Résultat à une dimension ;
 $\lambda=0,063\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=8,285.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$;
 $h1y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h2y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$.

Les figures III-9 montrent que le module de l'impédance est maximal et constant pour les faibles valeurs de la fréquence. Pour une variation de température supposée constante, ceci correspond à une valeur minimale de la densité de flux de chaleur à travers le matériau. Ce phénomène traduit une forte absorption de la chaleur par le matériau qui se manifeste par une température plus élevée.

Pour les fréquences intermédiaires, nous avons une décroissance du module de l'impédance qui se traduit par une augmentation de la densité de flux de chaleur transféré à travers le matériau en fonction de la fréquence.

Pour les fréquences relativement importantes, le module de l'impédance tend vers une valeur minimale constante en fonction de la fréquence excitatrice. Nous avons ainsi un transfert de densité de flux de chaleur important dans cette bande de fréquence.

Les figures III-10 montrent une évolution de la phase de l'impédance correspondante.

Pour les faibles fréquences, la phase de l'impédance est pratiquement constante et positive puis devient décroissante pour les fréquences intermédiaires et enfin atteint un minimum avant de croître pour les hautes fréquences. Nous interprétons ce phénomène par un comportement à la fois inductif et capacitif du matériau. Les phénomènes inductifs l'emportent sur les phénomènes capacitifs compte tenu du fait que la phase reste positive.

Nous proposons dans le paragraphe suivant un modèle électrique décrivant au mieux les phénomènes physiques observés.

III-3-1-3- MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT [29]

Dans le modèle ci-dessous, nous représentons le matériau plan filasse soumis à des températures en régime dynamique fréquentiel. La face avant est à la température T_1 et la face arrière est à la température T_2 .

$R_s = R_{s1} + R_{s2}$ est la résistance série totale du matériau ; R_{s1} est la résistance série à la face avant et R_{s2} est la résistance série à la face arrière.

R_{sh} est la résistance shunt du matériau ; Z_L est l'impédance inductif et Z_c l'impédance capacitif.

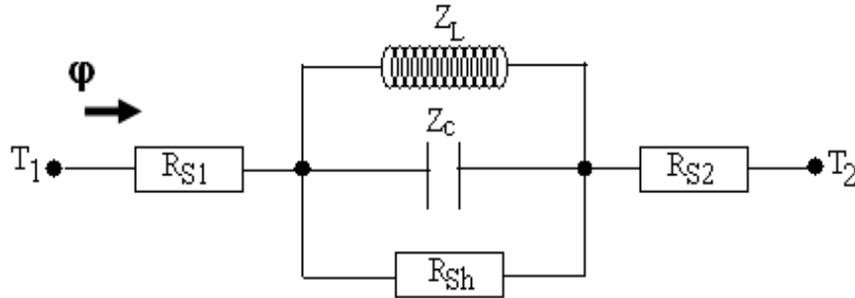


Figure III-11 : Schéma du modèle électrique équivalent de la filasse

Expression de l'impédance du matériau Z_e :

$$Z_e = R_s + \frac{Z_L \cdot Z_C \cdot R_{sh}}{Z_L \cdot R_{sh} + Z_C \cdot R_{sh} + Z_L \cdot Z_C} \quad (\text{III-6})$$

$$Z_L = jL\omega \quad (\text{III-7})$$

$$Z_C = -\frac{j}{c\omega} \quad (\text{III-8})$$

Nous définissons la pulsation propre du matériau ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot c}} \quad (\text{III-9})$$

Expression de la partie réelle de l'impédance :

$$R_e(Z_e) = R_s + \frac{L^2 \cdot \frac{R_{sh}}{c^2}}{\frac{L^2}{c^2} + R_{sh}^2 \left(L\omega - \frac{1}{c\omega} \right)^2} \quad (\text{III-10})$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} \text{Re}(Z_e) = R_s + R_{sh} \quad (\text{III-11})$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re}(Z_e) = R_s \quad (\text{III-12})$$

$$I_m(Z_e) = \frac{-R_{sh}^2 \cdot \frac{L}{c} (L\omega - \frac{1}{c\omega})}{\frac{L^2}{c^2} + R_{sh}^2 (L\omega - \frac{1}{c\omega})^2} \quad (\text{III-13})$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} I_m(Z_e) = 0 \quad (\text{III-14})$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} I_m(Z_e) = 0 \quad (\text{III-15})$$

La fréquence de coupure correspond sur les représentations de nyquist à :

$$I_m(Z_e) = \frac{R_{sh}}{2} \quad (\text{III-16})$$

et

$$R_e(Z_e) = R_s + \frac{R_{sh}}{2} \quad (\text{III-17})$$

Nous obtenons dans l'expression suivante $\omega_c = f(L, c, R_{sh})$:

$$\omega_c = \frac{1}{2R_{sh} \cdot c} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R_{sh}^2 \cdot c^2} + \frac{4}{L \cdot c}} \quad (\text{III-18})$$

L'étude de l'impédance proposée dans le modèle électrique équivalent en comparaison avec les observations faites dans le paragraphe précédent montre que le modèle est bien adapté au système étudié dans les conditions imposées ;

Nous déterminons dans le paragraphe suivant les paramètres thermoélectrique du plâtre et nous proposons un modèle électrique équivalent en régime dynamique fréquentiel.

III-3-2 PARAMETRES ELECTRIQUES EQUIVALENTS DU PLÂTRE REPRESENTATIONS DE NYQUIST

a) Coefficient d'échange thermique important à la face avant

Les figures III-12 et III-13 (a) résultats à deux dimensions et b) résultats à une dimension) donnent les représentations de Nyquist du matériau plâtre pour un coefficient d'échange thermique élevé à la face avant.

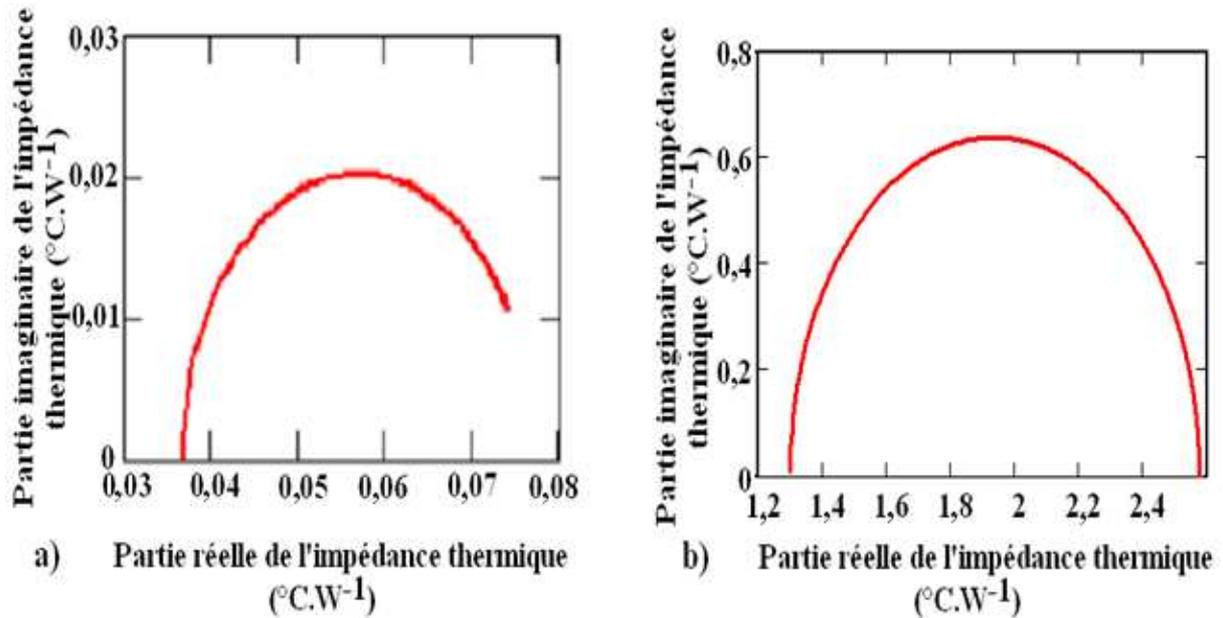


Figure III-12 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h_2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

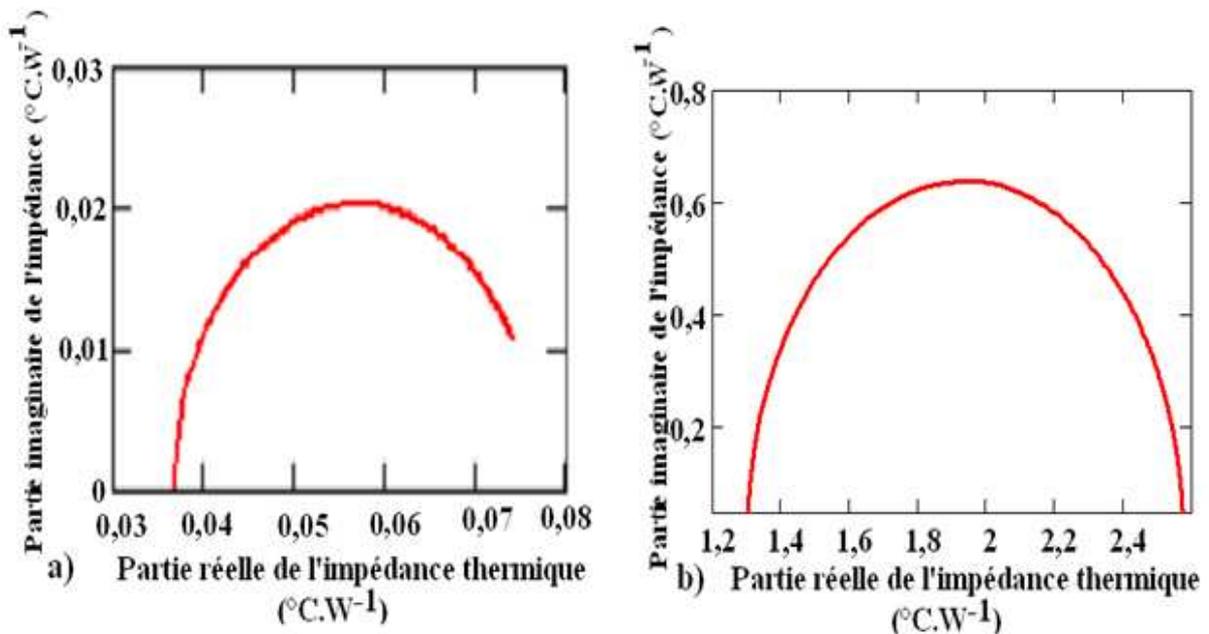


Figure III-13 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,48\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=5,48.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h_2y=0,0005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Les représentations de Nyquist obtenues pour un coefficient d'échange thermique élevé à la face avant comparé à celui de la face arrière, nous permet d'obtenir les valeurs de la résistance série et de la résistance shunt qui sont des grandeurs caractéristiques intrinsèque du matériau et permettent ainsi d'obtenir la résistance thermique du matériau mesurée en régime permanent.

Le tableau de valeur ci-dessous regroupe des valeurs théoriques de la résistance shunt (R_{sh}), de la résistance série (R_s) et de la résistance thermique (R_t). Nous comparons cette dernière à celle calculée théoriquement égale à $L / (\lambda.S)$ par unité de surface c'est-à-dire pour $S=1m^2$.

Nous obtenons ainsi le tableau de valeurs suivant :

Tableau 6: détermination des résistances série et shunt du matériau plâtre (face avant)

	R_s	R_{sh}	$R_{th} = R_s + R_{sh}$	L / λ
$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 0,005 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$0,037 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,4 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,076 \text{ °C.W}^{-1}$	0,073
$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 0,0005 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$0,036 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,038 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,074 \text{ °C.W}^{-1}$	0,073

Pour un coefficient d'échange thermique important à la face avant et faible à la face arrière, le tableau 6 montre des valeurs comparables de la résistance thermique obtenue à partir de l'expérience et celle calculée à partir de la valeur moyenne de la conductivité thermique dans la littérature.

L'incertitude est au plus: $\Delta R_{th}/R_{th}=4,11\%$, montre que la technique de calcul utilisée est acceptable

Les résistances shunt et série sont des grandeurs caractéristiques et intrinsèques du matériau liées à la conductivité thermique du matériau permettant ainsi d'accéder à la conductivité thermique du matériau.

La différence fondamentale des courbes viennent du fait de la négligence des pertes latérales de chaleur lors d'une étude à une dimension. L'étude à deux dimensions prend ainsi en considération la répartition de la chaleur se propageant dans un plan.

Nous déterminons toujours pour le matériau plâtre les valeurs des grandeurs électriques caractéristiques du matériau en considérant un coefficient d'échange thermique important à la face arrière ; l'essentiel de la chaleur transférée à l'intérieur du matériau provenant de cette face.

b) Coefficient d'échange thermique important à la face arrière

Les représentations de Nyquist des figures ci-dessous, permettent de déterminer les valeurs des résistances série et shunt du matériau plâtre. Dans le modèle d'étude, nous avons considéré un coefficient d'échange thermique faible à la face avant et important à la face arrière. Nous obtenons ainsi les tracés des figures III-14 et III-15.

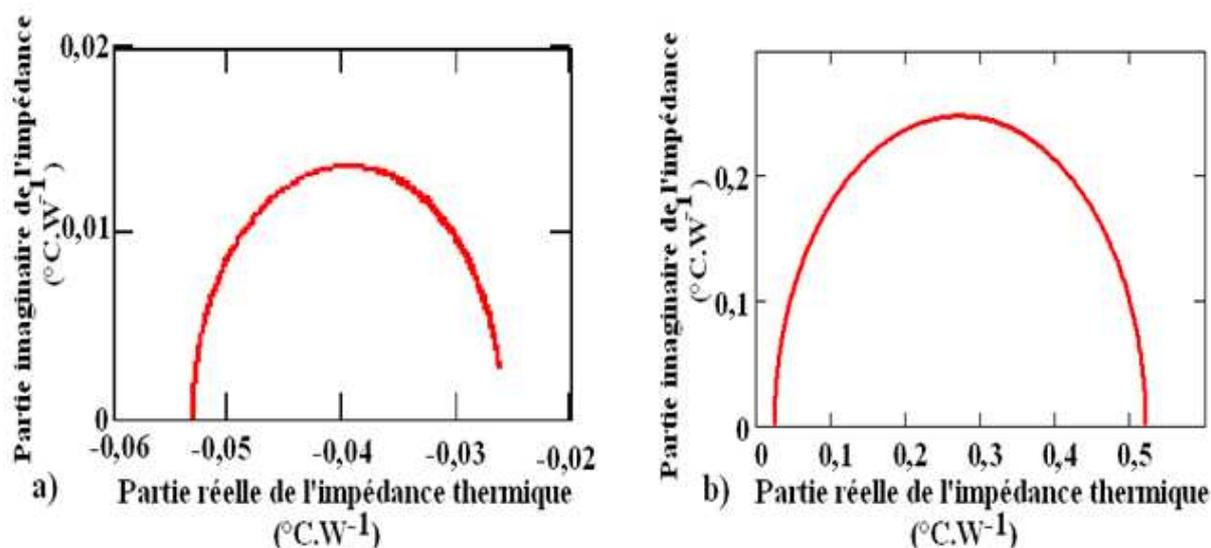


Figure III-14 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,48\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=5,48\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

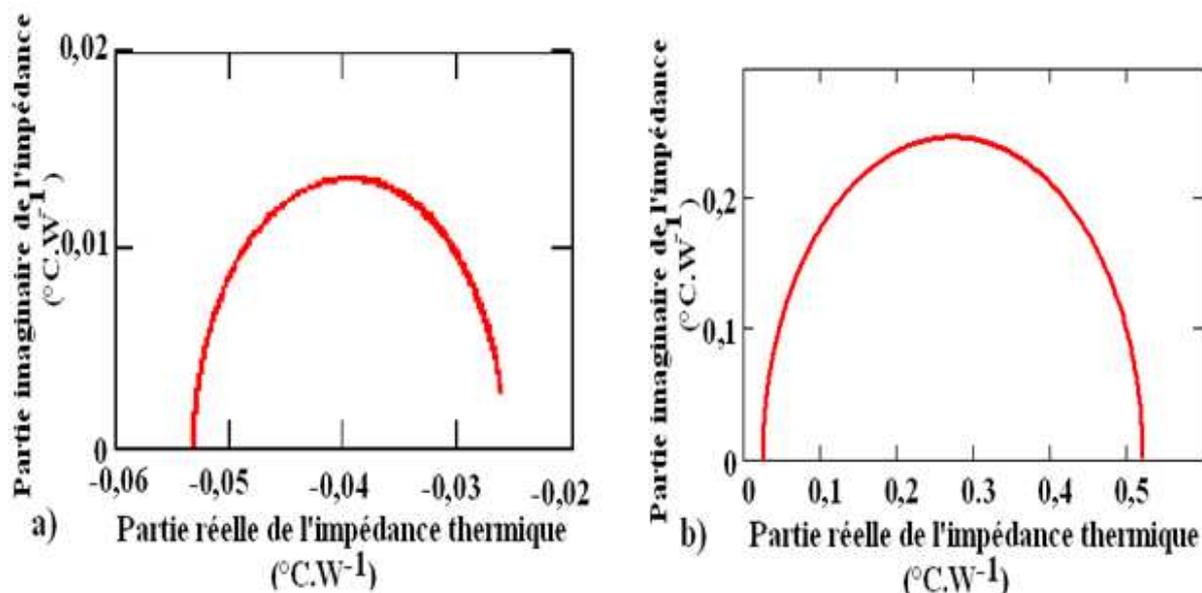


Figure III-15 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,48\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=5,48\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=0,0005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Nous regroupons dans le tableau ci-dessous les valeurs des résistances série, shunt et thermique.

Les deux dernières colonnes permettent de comparer la valeur de la résistance thermique à celle que nous obtenons à partir de la valeur moyenne de la conductivité thermique du plâtre trouvé dans la littérature.

Tableau 7: détermination des résistances série et shunt du matériau plâtre

	R_s	R_{sh}	$R_{th} = R_s + R_{sh}$	L/λ
$h1y = 0,005\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$ $h2y = 20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$	$0,053\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,025\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,078\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,073
$h1y = 0,0005\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$ $h2y = 20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$	$0,0526\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,024\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,077\text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,073

Tableau 8: Tableau comparatif des résistances série et shunt du matériau plâtre

	Coefficient d'échange thermique élevé à la face arrière		Coefficient d'échange thermique élevé à la face avant	
	$h_{1y} = 5.10^{-3} \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 5.10^{-4} \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 5.10^{-3} \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 20 \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 5.10^{-4} \text{ W/ (m}^2 \cdot \text{°C)}$
R_s	$0,053 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,0526 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,037 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,036 \text{ °C.W}^{-1}$
R_{sh}	$0,025 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,024 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,04 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,038 \text{ °C.W}^{-1}$
$R_{th} = R_s + R_{sh}$	$0,078 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,077 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,076 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,074 \text{ °C.W}^{-1}$

Nous obtenons des valeurs de la résistance thermique avec une incertitude relative au plus égale à : $\Delta R_{th}/R_{th}=6,85\%$.

Nous constatons que la précision est d'autant plus meilleure, que le flux rentrant dans l'autre face est faible.

Dans le paragraphe suivant, nous donnons l'évolution de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice pour différentes valeurs des coefficients d'échanges thermiques à la face avant et à la face arrière.

Nous déterminons dans le paragraphe suivant les paramètres thermoélectrique du matériau filasse-plâtre [26]. Ce matériau a été réalisé au laboratoire des semi conducteur et d'énergie solaire. Les mesures thermiques sont effectuées au Laboratoire d'Energétique Appliquée à l'Ecole Supérieure Polytechnique de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar.

III-3-3- APPLICATION AU MATERIAU FILASSE-PLÂTRE

Un matériau filasse-plâtre de forme parallélépipédique a été réalisé dans le laboratoire des semi-conducteurs et d'énergie solaire (LASES). Le matériau a pour dimension

5cm x 26,9cm x 27,5cm. La masse du matériau après étuvage est 3225,40g dont 70g de filasse [26].

La conductivité thermique du matériau mesurée est $\lambda = 0,174 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$ et sa diffusivité est de $\alpha = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Nous présentons dans la suite les représentations de Nyquist et les diagrammes de Bode afin de retrouver les caractéristiques thermophysiques du matériau composite filasse-plâtre ainsi réalisé.

III-3-3-1- REPRESENTATIONS DE NYQUIST

a) Coefficient d'échange thermique important à la face avant

Nous donnons les représentations de Nyquist de l'impédance du matériau filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel. Pour un coefficient d'échange thermique élevé à la face avant, nous déterminons les résistances séries et shunt du matériau à partir d'une étude à deux dimensions. La comparaison des résultats à deux et une dimension permet de mettre en exergue les pertes latérales d'énergie dans le matériau.

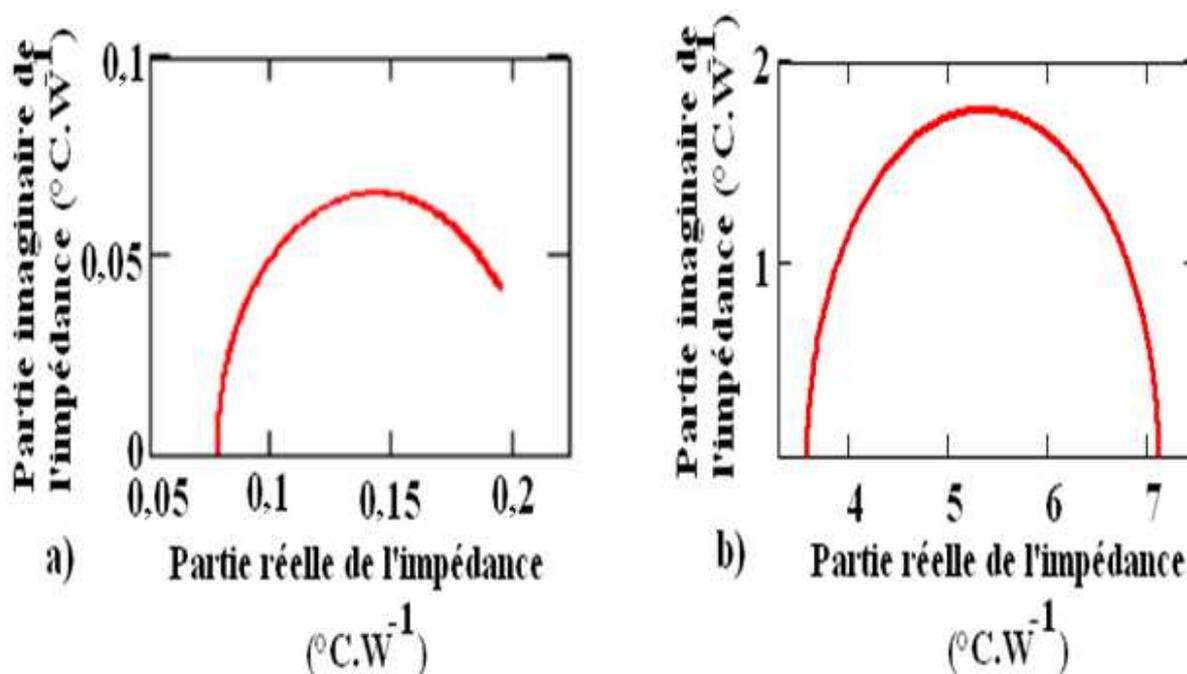


Figure III-16 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$, $\alpha=2,07 \cdot 10^{-7}\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W/m}^2 \cdot \text{°C}$, $h2y=0,005 \text{W/m}^2 \cdot \text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

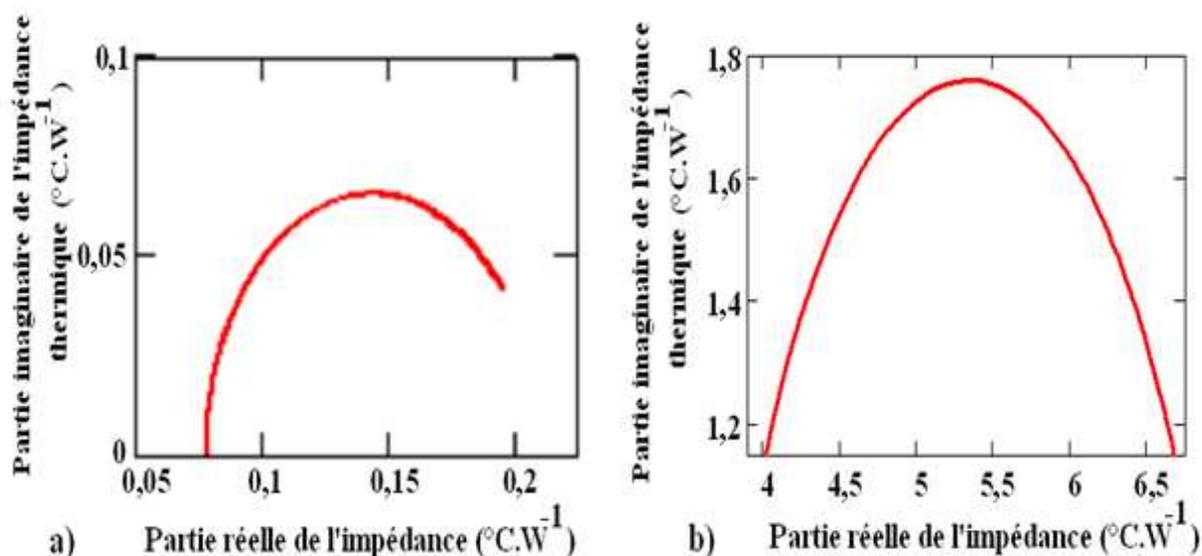


Figure III-17 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=0,0005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Le tableau ci-dessous regroupe les valeurs de la résistance série et de la résistance shunt du matériau. Nous comparons la résistance thermique tiré de l'étude à la résistance thermique par unité de surface $R_{th}=L/\lambda\cdot S$.

Tableau 9 : détermination des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre :

	R_s	R_{sh}	$R_{th} = R_s + R_{sh}$	L / λ
$h1y = 20 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$ $h2y = 0,005 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$	$0,078 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,128 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,206 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,201
$h1y = 20 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$ $h2y = 0,0005 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{°C})$	$0,077 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,126 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,203 \text{ °C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,201

Nous obtenons des valeurs de la résistance thermique avec une incertitude relative au plus égale à : $\Delta R_{th}/R_{th}=2,49\%$.

Nous constatons comme dans le cas des études précédentes, que la précision est d'autant plus meilleure, que le flux rentrant dans l'autre face est faible.

Dans le paragraphe suivant, nous donnons les représentations de Nyquist de l'impédance thermique pour un coefficient d'échange thermique élevé à la face arrière.

b) Coefficient d'échange thermique important à la face arrière

Les figures ci-dessous correspondent à des représentations de Nyquist de l'impédance du matériau filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel, pour un coefficient d'échange thermique élevé à la face arrière (pour a), étude à deux dimensions et b), étude à une dimension). Nous comparons les valeurs des résistances séries et shunt du matériau à celles obtenues précédemment.

L'étude à deux dimensions montre toujours qu'il faut tenir compte des pertes latérales de chaleur ; le flux de chaleur ne se propageant pas intégralement dans la direction de propagation imposée.

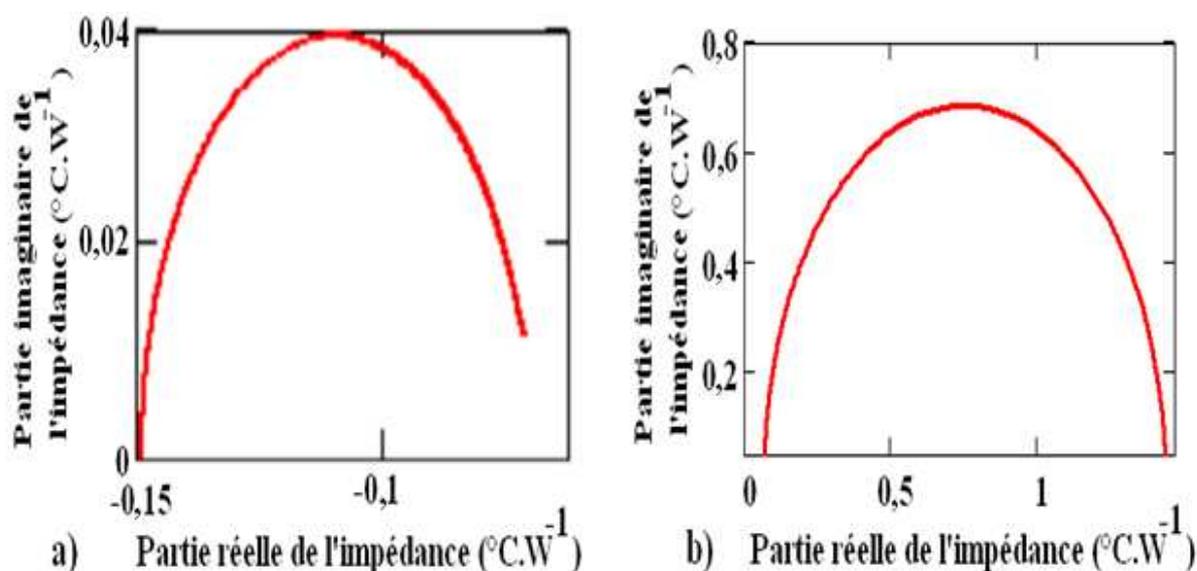


Figure III-18 : Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$, $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

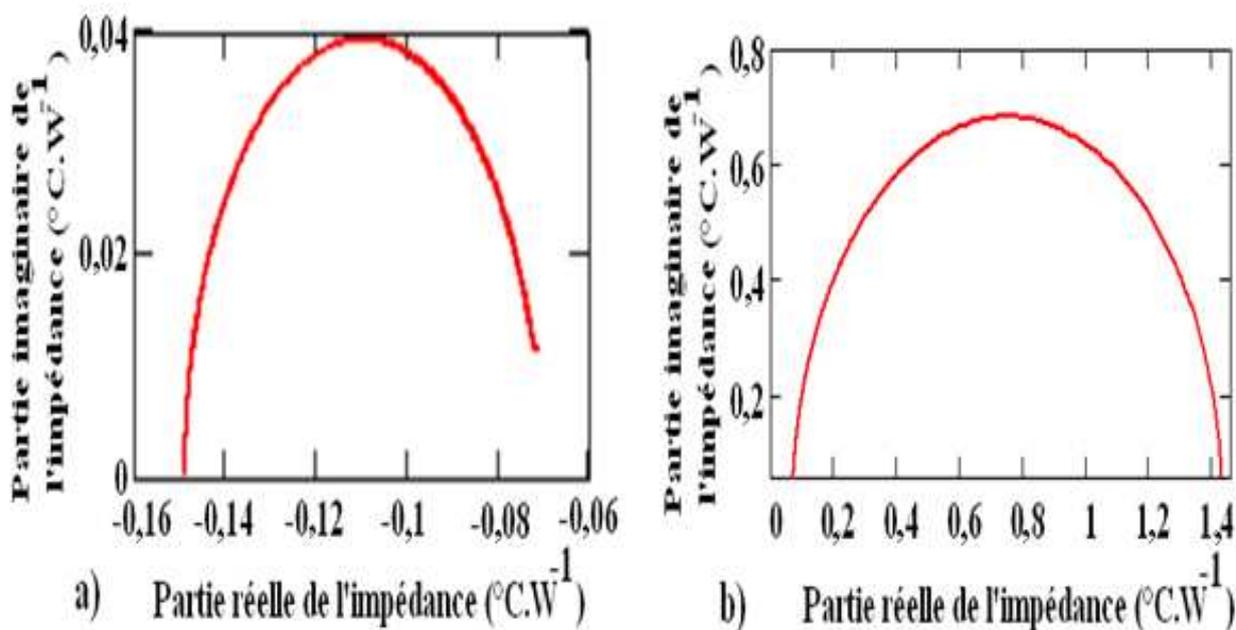


Figure III-19: Evolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique ; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=0,0005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Tableau 10: détermination des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre

	R_s	R_{sh}	$R_{th} = R_s + R_{sh}$	L/λ
$h1y = 0,005\text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ $h2y = 20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$	$-0,149\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,079\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,228\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,201
$h1y = 0,0005\text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ $h2y = 20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$	$-0,148\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,077\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	$0,225\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$	0,201

Tableau 11: Tableau comparatif des résistances série et shunt du matériau filasse-plâtre

	Coefficient d'échange thermique élevé à la face arrière		Coefficient d'échange thermique élevé à la face avant	
	$h_{1y} = 5.10^{-3} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 20 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 5.10^{-4} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 20 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 20 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 5.10^{-3} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$	$h_{1y} = 20 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$ $h_{2y} = 5.10^{-4} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{°C)}$
R_s	$-0,149 \text{ °C.W}^{-1}$	$-0,148 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,078 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,077 \text{ °C.W}^{-1}$
R_{sh}	$0,079 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,077 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,128 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,126 \text{ °C.W}^{-1}$
$R_{th} = R_s + R_{sh}$	$0,228 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,225 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,203 \text{ °C.W}^{-1}$	$0,206 \text{ °C.W}^{-1}$

Nous constatons que la précision de la mesure de la résistance thermique du matériau est d'autant plus meilleure, que le flux rentrant à la face avant est faible.

Dans le paragraphe suivant, nous donnons l'évolution de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice pour différentes valeurs des coefficients d'échanges thermiques à la face avant et à la face arrière.

III-3-3-2 DIAGRAMMES DE BODE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE ET DE SA PHASE

a) Coefficient d'échange thermique important à la face avant

Les figures III-20 et III-21 donnent respectivement l'évolution du module de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice, pour un coefficient d'échange thermique important à la face avant et le coefficient d'échange thermique à la face arrière relativement faible.

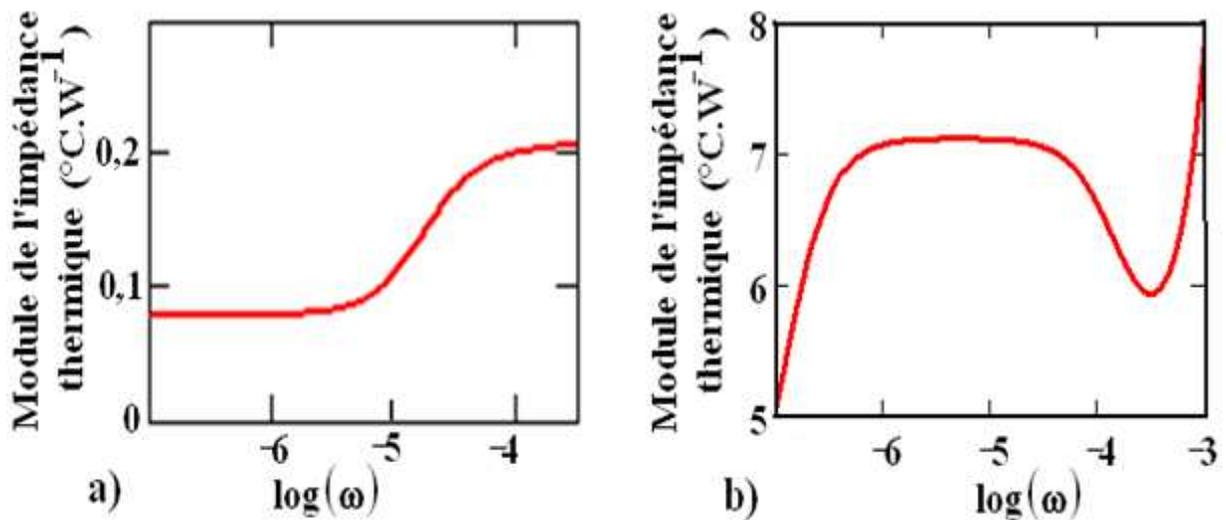


Figure III-20: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$, a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

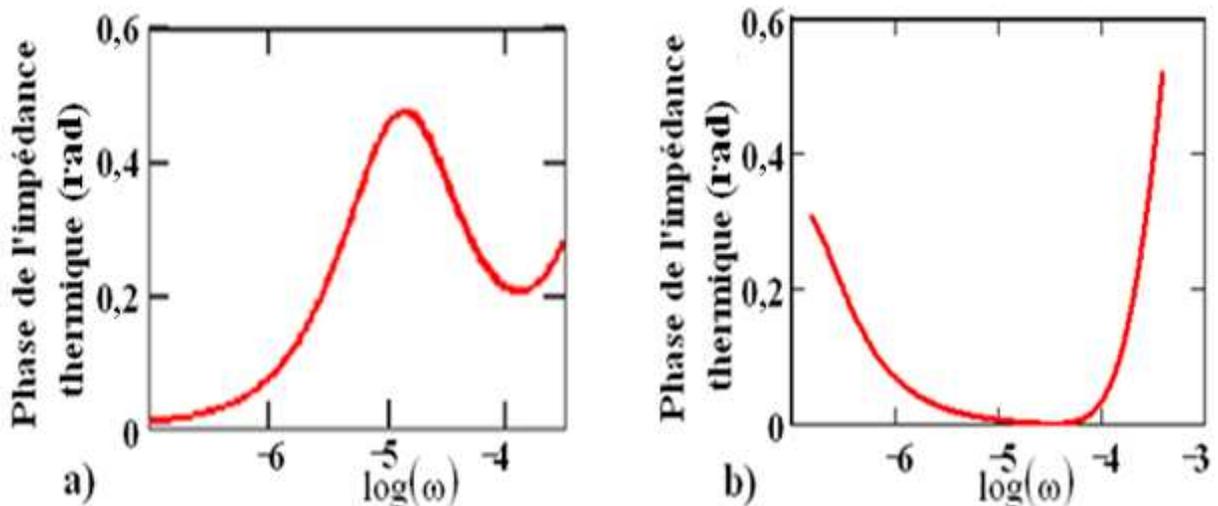


Figure III-21: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ; $\lambda=0,174\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, $\alpha=2,07.10^{-7}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h1y=20\text{W/m}^2.\text{°C}$, $h2y=0,005\text{W/m}^2.\text{°C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Les figures III-20 a) et b) donnent l'évolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. Pour la figure III-20 a), Pour de faibles valeurs de la fréquence excitatrice, le module de l'impédance est constante et le flux de chaleur transféré dans cette bande de fréquence est constant pour une variation constante de la température.

Pour les fréquences intermédiaires, nous avons une croissance du module de l'impédance ce qui correspond à une diminution du flux de chaleur pour une variation constante de la température.

Lorsque la fréquence devient importante, le module de l'impédance, dans cette bande de fréquence, devient une constante de la fréquence excitatrice. Ceci correspond à un transfert constant de la densité de flux de chaleur en fonction de la fréquence, pour une variation constante de la température.

Dans la bande de fréquence $10^{-6} \text{ rad.s}^{-1} < \omega < 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$, le diagramme de Bode de l'impédance présente un point d'inflexion pour la courbe issue d'une étude à deux dimensions tandis que celle obtenue à partir d'une étude à une dimension présente un palier (valeur constante de l'impédance). Cette différence s'explique en partie par le fait que dans l'étude à deux dimensions on tient compte des pertes latérales de chaleur.

La figure III-21 donne l'évolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. Elle reste positive dans l'intervalle de fréquence en présentant des points maximum et minimum. Le comportement de la phase de l'impédance peut être représenté par un modèle électrique équivalent comportant une bobine, une capacité et une résistance. Nous supposons que les effets inductifs l'emportent sur les effets capacitifs.

Dans le paragraphe suivant, nous examinons l'évolution de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice, pour un coefficient d'échange thermique important à la face arrière.

b) Coefficient d'échange thermique important à la face arrière

Les figures III-22 et III-23 donnent respectivement l'évolution du module de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice, pour un coefficient d'échange thermique important à la face arrière et le coefficient d'échange thermique à la face avant relativement faible.

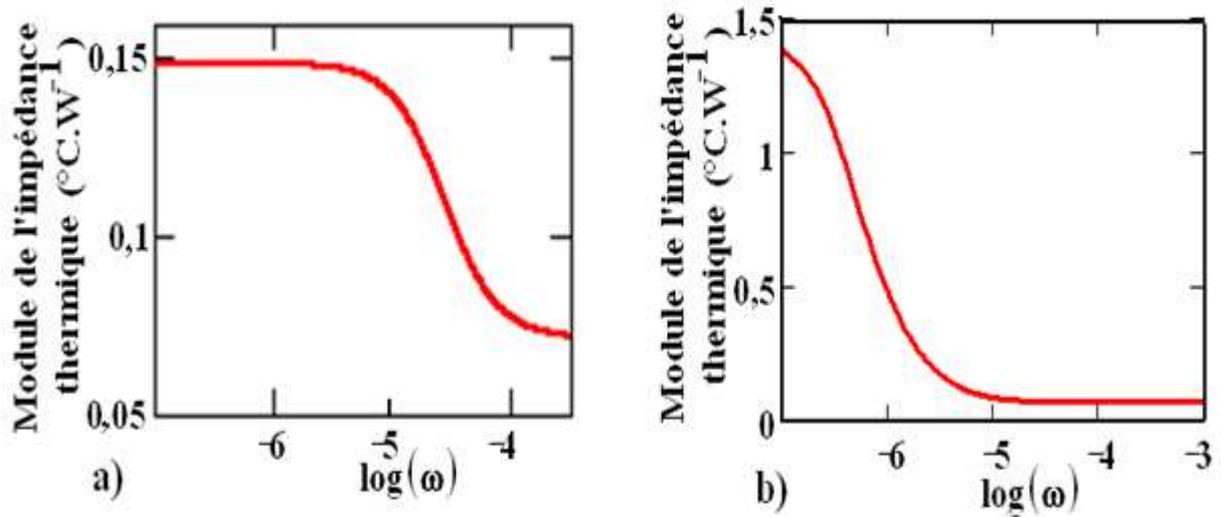


Figure III-22: Evolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h_2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

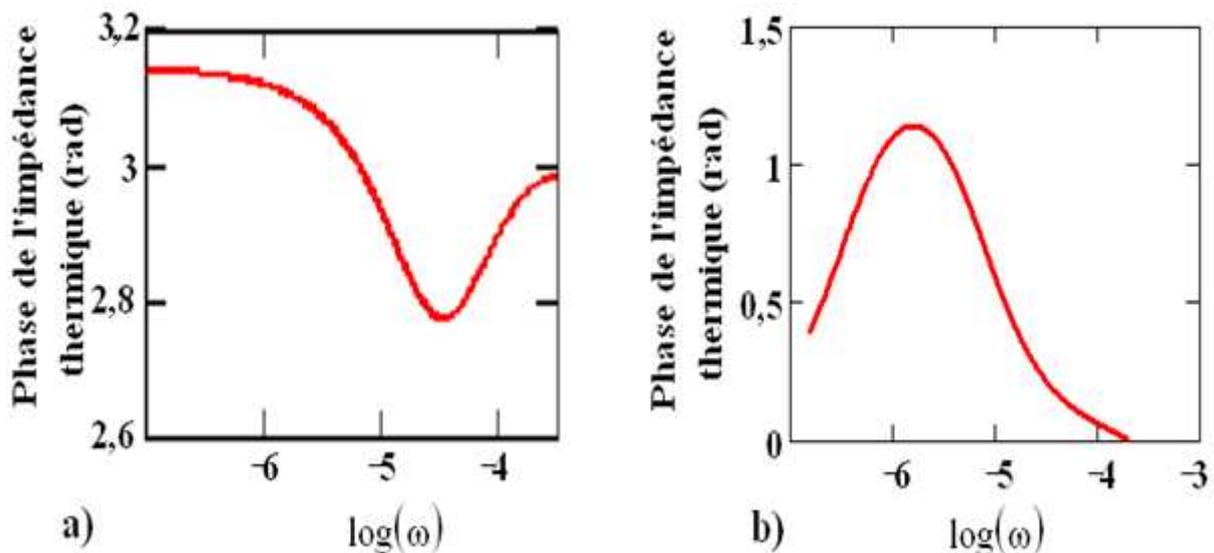


Figure III-23: Evolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice ; $\lambda=0,174\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha=2,07\cdot 10^{-7}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, $x=0,025\text{m}$, $y=0,025\text{m}$; $h_1y=0,005\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$, $h_2y=20\text{W}/\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$; a) 2 dimensions ; b) 1 dimension.

Les figures III-22 donnent l'évolution de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. Pour de faibles valeurs de la fréquence excitatrice, le module de l'impédance est constant et le flux de chaleur transféré dans cette bande de fréquence est constant pour une variation constante de la température.

Pour les fréquences intermédiaires, nous avons une décroissance du module de l'impédance ce qui correspond à une augmentation du flux de chaleur pour une variation constante de la température.

Lorsque la fréquence excitatrice devient importante, le module de l'impédance, dans cette bande de fréquence, devient une constante de la fréquence excitatrice. Ceci correspond à un transfert constant de la densité de flux de chaleur en fonction de la fréquence, pour une variation constante de la température.

Il faut noter que le flux de chaleur transféré pour les faibles fréquences est moins important que celui transféré pour les hautes fréquences.

Les figures III-23 donne l'évolution de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence excitatrice. Elle reste positive dans l'intervalle de fréquence en présentant un minimum. Le comportement de la phase de l'impédance nous permet de proposer un modèle électrique équivalent comportant une bobine, une capacité et une résistance. Nous supposons que les effets inductifs l'emportent sur les effets capacitifs.

III-3-3-3- MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT

Nous observons pratiquement les mêmes phénomènes physiques pour les matériaux filasse, plâtre et filasse-plâtre. Nous proposons le même modèle électrique en supposant que nous avons des effets inductifs qui l'emportent sur les effets capacitifs.

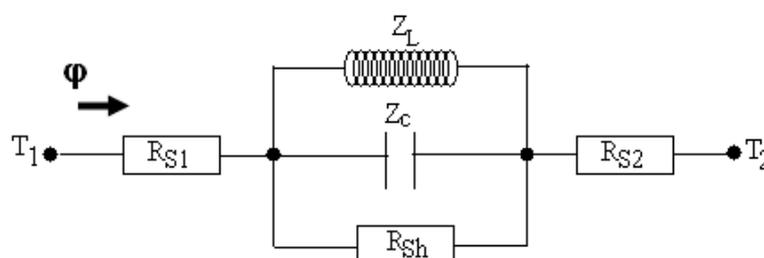


Figure III-24 : Modèle électrique équivalent du matériau filasse-plâtre T_1 température à la face avant

T_2 température à la face arrière

$R_s = R_{s1} + R_{s2}$ est la résistance série totale du matériau ;

R_{s1} est la résistance série à la face avant et R_{s2} est la résistance série à la face arrière.

R_{sh} est la résistance shunt du matériau ; Z_L est l'impédance inductif et Z_c l'impédance capacitif.

Les calculs effectués dans le paragraphe III-3-1-3 montrent que le modèle est bien adapté aux observations faites dans le cadre d'un matériau composite filasse-plâtre plan.

III-4- CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre le comportement de l'impédance et de sa phase en régime dynamique fréquentiel pour les matériaux filasse, plâtre et le matériau filasse-plâtre obtenu à partir d'un mélange de filasse et de plâtre.

A partir des représentations de Nyquist, nous avons proposé de tirer une valeur de la résistance thermique à partir des valeurs des résistances série et shunt, tout en réservant une marge d'erreur sur la précision.

Le matériau filasse-plâtre ainsi obtenu est plus léger qu'un matériau constitué essentiellement de plâtre et présente de bonnes caractéristiques d'isolant thermique ($\alpha=2,07.10^{-7}m^2.s^{-1}$) comparé au plâtre ($\alpha=5.48.10^{-7}m^2.s^{-1}$) et à la filasse ($\alpha=8.285.10^{-7}m^2.s^{-1}$).

Les diagrammes de Bode ont permis de montrer l'évolution de l'impédance et de sa phase en fonction de la fréquence excitatrice d'une part. D'autre part les caractéristiques de l'isolant thermique sont retrouvées à partir de l'exploitation des représentations de Nyquist. La comparaison des courbes obtenues sur des études à une et deux dimensions permet de mettre en exergue les pertes latérales de chaleur dans le matériau plan. Le comportement de la phase en fonction de la fréquence a permis de proposer des modèles électriques équivalents.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté l'étude thermique des matériaux filasse, plâtre et filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique présentant des systèmes permettant de déterminer par différentes méthodes des grandeurs thermiques caractéristiques du matériau telle que la conductivité thermique et le coefficient de diffusivité thermique. Ainsi nous avons présenté la méthode du bilan thermique et celle du plan chaud permettant par ailleurs d'évaluer le coefficient d'échange thermique.

Dans le deuxième chapitre, nous avons proposé un modèle mathématique d'étude. Les expressions mathématiques de la température et de la densité de flux de chaleur ont permis d'étudier les courbes d'évolutions de la température et de la densité de flux de chaleur à travers les matériaux filasse, plâtre et le matériau obtenu à partir du mélange filasse - plâtre. Les influences des coefficients d'échange thermique et de la fréquence excitatrice ont été mises en exergue.

Dans le troisième chapitre, une étude du transfert thermique à travers les matériaux filasse, plâtre et filasse-plâtre est faite par analogie électrique thermique. La résistance thermique du matériau est défini à partir des résistances série et shunt du modèle électrique équivalent du matériau. L'étude montre une relation entre la résistance thermique du matériau $R_{th}=R_s+R_{sh}$ et la conductivité thermique λ du matériau.

Les modèles électriques équivalents permettent de mettre en exergue les phénomènes d'emmagasinement d'énergie par effet capacitif ou inductif. La qualité de l'isolant thermique dépendant de la capacité de retenir des quantités importantes d'énergie sur des couches de faibles épaisseurs.

ANNEXES MATHÉMATIQUES

I- EQUATION DE CHALEUR

Pour de faibles variations de température, la conduction de la chaleur est donnée par la loi de Fourier, dans un milieu isotrope:

$$\vec{J}_g = -\lambda \text{grad}T \quad (1)$$

λ (W. m⁻¹. K⁻¹) est la conductivité thermique du milieu.

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

T = Température du système

Ainsi la densité de flux de chaleur φ

$$\varphi = \left[\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (2)$$

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 le temps δt .

$$Q_1 = \iint_S \lambda \cdot \vec{\nabla} T \cdot d\vec{S} \cdot \delta t \quad (3)$$

*Q₂ est la quantité de chaleur créée dans le volume (V) par les sources internes pendant le temps δt .

$$Q_2 = \iiint_V p \cdot dV \cdot \delta t \quad (4)$$

p est le puit de chaleur.

* Q_3 est la quantité de chaleur nécessaire à la variation de température dT , du volume (V) pendant δt

C est la chaleur spécifique de du matériau ($J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$).

$$Q_3 = \iiint_V \rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (5)$$

Le bilan d'énergie nous permet d'écrire :

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 \quad (6)$$

Ce qui équivaut à écrire que :

$$\iiint_S \lambda \cdot \vec{\nabla} T \cdot d\vec{S} \cdot \delta t + \iiint_V p \cdot dV \cdot \delta t = \iiint_V \rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (7)$$

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 :

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \left(\lambda \vec{\nabla} T \right) \cdot dV \cdot \delta t + \iiint_V p \cdot dV \cdot \delta t = \iiint_V \rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (8)$$

Localement et pour un instant δt , nous aurons donc :

$$\vec{\nabla} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) + p_p = \rho \cdot C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (9)$$

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

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + p_p + \frac{\partial \lambda}{\partial x} \left(\vec{\nabla} T \right) \quad (10)$$

λ est considéré comme une constante lors du transfert thermique dans le milieu. L'équation de la chaleur devient :

$$\lambda \cdot \Delta T + P_p = \rho \cdot C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (11)$$

II- EXPRESSION DE LA TEMPERATURE

L'expression s'obtient en résolvant l'équation différentielle précédente et en considérant que

λ est constant et qu'il n'y a pas de génération d'énergie à l'intérieur du système

$$\alpha \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (12)$$

Le rapport

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c} \quad (13)$$

Est appelé la diffusivité thermique

Dans le cas de deux dimensions :

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (15)$$

Nous proposons une séparation des variables pour déterminer la solution de cette équation

On pose :

$$T(x, y, t) = X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(t) \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 (X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(t))}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(t))}{\partial y^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial (X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(t))}{\partial t} \quad (17)$$

$$\alpha \cdot \left(\frac{1}{X(x)} \cdot \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Y(y)} \cdot \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{Z(t)} \cdot \frac{\partial Z(t)}{\partial t} = i \cdot \omega \quad (18)$$

$$\frac{1}{Z(t)} \cdot \frac{\partial Z(t)}{\partial t} = i \cdot \omega \Rightarrow Z(t) = k \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (19)$$

On peut écrire :

$$T(x, y, t) = F(x, y) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (20)$$

$$\frac{1}{X(x)} \cdot \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Y(y)} \cdot \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} = \frac{i \cdot \omega}{\alpha} \quad (21)$$

$$\frac{1}{X(x)} \cdot \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = -\beta^2 \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \beta^2 \cdot X(x) = 0 \quad (23)$$

La résolution de l'équation peut s'écrire :

$$X(x) = a_1 \cdot \cos(\beta \cdot x) + b_1 \cdot \sin(\beta \cdot x) \quad (24)$$

$$\frac{1}{Y(y)} \cdot \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} - \left(\beta^2 + \frac{i \cdot \omega}{\alpha} \right) = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} - \mu^2 \cdot Y(y) = 0 \quad (26)$$

Avec

$$\mu^2 = \beta^2 + \frac{i \cdot \omega}{\alpha} \quad (27)$$

soit

$$i\omega = (a + ib)^2 = a^2 - b^2 + 2iab \quad (28)$$

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

d'où

$$\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}(1+i) \quad (29)$$

on pose :

$$\sqrt{\frac{i \cdot \omega}{\alpha}} = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}(1+i) \quad (30)$$

la solution de l'équation peut s'écrire :

$$Y(y) = a_2 \cdot \cosh(\mu \cdot y) + b_2 \cdot \sinh(\mu \cdot y) \quad (31)$$

Avec

$$\mu = \sqrt{\beta^2 + \frac{i \cdot \omega}{\alpha}} = \sqrt{\beta^2 + \frac{\omega}{2 \cdot \alpha}(1+i)^2} \quad (32)$$

Donc

$$T(x, y, t) = (a_1 \cdot \cosh(\beta \cdot x) + a_2 \cdot \sinh(\beta \cdot x)) \cdot (b_1 \cdot \cos(\mu \cdot y) + b_2 \cdot \sin(\mu \cdot y)) \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (33)$$

Les conditions aux limites sont :

$$\lambda \cdot \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_{1x} [T(0, y, t) - 0] \Rightarrow \lambda \cdot \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_{1x} [F(0, y) - 0] \quad (34)$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_{2x} [T(L, y, t) - 0] \Rightarrow -\lambda \cdot \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_{2x} [F(L, y) - 0] \quad (35)$$

$$\lambda \cdot \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=0} = h_{1y} [T(x, 0, t) - T_{a1}] \Rightarrow \lambda \cdot \frac{\partial F(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=0} = h_{1y} [F(x, 0) - T_{01}] \quad (36)$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=H} = h_{2y} [T(x, H, t) - T_{a2}] \Rightarrow -\lambda \cdot \frac{\partial F(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=H} = h_{2y} [F(x, H) - T_{02}] \quad (37)$$

$$T_{a1} = T_{01} \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (38)$$

Est la température imposée à la face avant

$$T_{a2} = T_{02} \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (39)$$

Est la température imposée à la face arrière

En considérant que :

$$F(x, y) = (a_1 \cdot \cos(\beta \cdot x) + b_1 \cdot \sin(\beta \cdot x)) \cdot (a_2 \cdot \cosh(\mu \cdot y) + b_2 \cdot \sinh(\mu \cdot y)) \quad (40)$$

En utilisant les conditions aux limites dépendant l'axe (ox) :

$$\lambda \cdot \beta \cdot b_1 \cdot Y(y) = h_{1x} \cdot a_1 \cdot Y(y) \quad (41)$$

$$b_1 = \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta} \cdot a_1 \quad (42)$$

$$-\lambda \cdot Y(y) \cdot \beta (-a_1 \cdot \sin(\beta \cdot L) + b_1 \cdot \cos(\beta \cdot L)) = h_{2x} Y(y) \cdot (a_1 \cdot \cos(\beta \cdot L) + b_1 \cdot \sin(\beta \cdot L)) \quad (43)$$

$$\tan(\beta \cdot L) = \frac{h_{2x} \cdot a_1 + \lambda \cdot \beta \cdot b_1}{\lambda \cdot \beta \cdot a_1 - h_{2x} \cdot b_1} \quad (44)$$

L'équation transcendante obtenue de deux conditions est :

$$\tan(\beta \cdot L) = \frac{\lambda \cdot \beta (h_{1x} + h_{2x})}{(\lambda \cdot \beta)^2 - h_{1x} \cdot h_{2x}} \quad (45)$$

Les valeurs propres de β obtenues sont :

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
β_n	10,539	64,436	126,64	188,93	251,79	314,4	377,32	440	502,86	565,74	628,6	691,2

La résolution devient donc :

$$X(x) = a_1 \cdot (\cos(\beta \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta} \cdot \sin(\beta \cdot x)) \quad (46)$$

Avec n valeurs de β , nous constatons que l'équation différentielle possède un nombre infini de solutions partielles.

La solution satisfaisant aux conditions aux limites :

$$T(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot \cosh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \sinh(\mu_n \cdot y)) \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (47)$$

En considérant que :

$$F(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot \cosh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \sinh(\mu_n \cdot y)) \quad (48)$$

Pour déterminer a_n et b_n on utilise les conditions aux limites dépendant (oy) :

$$\lambda \cdot \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cdot \mu_n \cdot (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) = h_{1y} \cdot \left[\sum_{n=1}^{\infty} a_n \cdot (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) - T_{01} \right] \quad (49)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} (h_{1y} \cdot a_n - \lambda \cdot \mu_n \cdot b_n) \cdot (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) = h_{1y} \cdot T_{01} \quad (50)$$

$$- \lambda \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n \cdot (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + b_n \cdot ch(\mu_n \cdot H)) = h_{2y} \cdot \left[\sum_{n=1}^{\infty} (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + b_n \cdot sh(\mu_n \cdot H)) - T_{02} \right] \quad (51)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[a_n \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) + b_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) \right] \right. \\ \left. \times \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \right\} = \quad (52)$$

$$h_{2y} \cdot T_{02}$$

On multiplie chaque membre des équations (50) et (52) par $\cos(\beta_n \cdot x)$ et en normalisant

On obtient :

$$\sum_{n=1}^{\infty} (h_{1y} \cdot a_n - \lambda \cdot \mu_n \cdot b_n) \cdot \int_0^L (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \times \cos(\beta_n \cdot x) \cdot dx = h_{1y} \cdot T_{01} \int_0^L \cos(\beta_n \cdot x) \quad (53)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[a_n \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) + b_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) \right] \right. \\ \left. \times \int_0^L (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \times \cos(\beta_n \cdot x) \cdot dx \right\} = \quad (54)$$

$$h_{2y} \cdot T_{02} \int_0^L \cos(\beta_n \cdot x) \cdot dx$$

On sait que

$$\int_0^L \cos(\beta_n \cdot x) \cdot \cos(\beta_m \cdot x) \cdot dx = 0 \quad \text{si } m \neq n \quad (55)$$

Dans la suite on considère que $m = n$ donc :

$$\int_0^H \cos(\beta_n \cdot x) \cdot \sin(\beta_n \cdot x) dx = \frac{1 - \cos(2\beta_n L)}{4\beta_n} \quad (56)$$

$$\int_0^L \cos(\beta_n \cdot x) \cdot \cos(\beta_m \cdot x) \cdot dx = \frac{\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L}{4\beta_n} \quad (57)$$

$$\int_0^L \cos(\beta_n \cdot x) dx = \frac{\sin(\beta_n \cdot L)}{\beta_n} \quad (58)$$

En injectant ces intégrales dans (53) et (54) on obtient les égalités suivantes :

$$(h_{1y} \cdot a_n - \lambda \cdot \mu_n \cdot b_n) \left(\frac{\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L}{4\beta_n} + \frac{h_{1x} \cdot (1 - \cos(2\beta_n L))}{4\lambda\beta_n^2} \right) = \frac{h_{1y} \cdot T_{01} \cdot \sin(\beta_n L)}{\beta_n} \quad (59)$$

$$\left[\begin{aligned} & [a_n \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) + b_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H))] \\ & \left(\frac{\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L}{4\beta_n} + \frac{h_{1x} \cdot (1 - \cos(2\beta_n L))}{4\lambda\beta_n^2} \right) \end{aligned} \right] = \frac{h_{2y} \cdot T_{02} \cdot \sin(\beta_n L)}{\beta_n} \quad (60)$$

En multipliant (59) et (60) par $4\lambda\beta_n^2$ les égalités seront :

$$(h_{1y} \cdot a_n - \lambda \cdot \mu_n \cdot b_n) \cdot [\lambda \cdot \beta_n \cdot (\sin 2\beta_n L + 2\beta_n L) + h_{1x} \cdot (1 - \cos 2\beta_n L)] = 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot h_{1y} \cdot T_{01} \cdot \sin(\beta_n L) \quad (61)$$

$$\left[\begin{aligned} & [a_n \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) + b_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H))] \\ & [\lambda \cdot \beta_n \cdot (\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L) + h_{1x} \cdot (1 - \cos(2\beta_n L))] \end{aligned} \right] = 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot h_{2y} \cdot T_{02} \cdot \sin(\beta_n L) \quad (62)$$

En résolvant le système d'équation on obtient a_n et b_n

$$h_{1y} \cdot D_n \cdot a_n - \lambda \cdot \mu_n \cdot D_n \cdot b_n = 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot h_{1y} \cdot \sin(\beta_n L) \cdot T_{01} \quad (63)$$

$$(\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) \cdot D_n \cdot a_n + (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) \cdot D_n \cdot b_n = 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot h_{2y} \cdot \sin(\beta_n L) \cdot T_{02} \quad (64)$$

Avec

$$D_n = [\lambda \cdot \beta_n \cdot (\sin(2\beta_n L) + 2\beta_n L) + h_{1x} \cdot (1 - \cos(2\beta_n L))] \quad (65)$$

Nous posons :

$$\varepsilon_1 = h_{1y} \cdot D_n \quad (66)$$

$$\varepsilon_2 = (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) \cdot D_n \quad (67)$$

$$\gamma_1 = -\lambda \cdot \mu_n \cdot D_n \quad (68)$$

$$\gamma_2 = (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) \cdot D_n \quad (69)$$

$$\delta_1 = 4\lambda\beta_n \cdot h_{1y} \cdot \sin(\beta_n L) \cdot T_{01} \quad (70)$$

$$\delta_2 = 4\lambda\beta_n \cdot h_{2y} \cdot \sin(\beta_n L) \cdot T_{02} \quad (71)$$

Ainsi nous pouvons écrire sous la forme de produit de matrice

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_1 & \gamma_1 \\ \varepsilon_2 & \gamma_2 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} a_n \\ b_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \delta_1 \\ \delta_2 \end{vmatrix} \quad (72)$$

$$a_n = \frac{\delta_1 \cdot \gamma_2 - \delta_2 \cdot \gamma_1}{\varepsilon_1 \cdot \gamma_2 - \varepsilon_2 \cdot \gamma_1} \quad (73)$$

A partir de la méthode des déterminants nous obtenons :

$$a_n = \frac{4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot \sin(\beta_n L) [h_{1y} \cdot (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) \cdot T_{01} + h_{2y} \cdot \lambda \cdot \mu_n \cdot T_{02}]}{D_n \cdot [h_{1y} (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) + \lambda \cdot \mu_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H))]} \quad (74)$$

$$b_n = \frac{\varepsilon_1 \cdot \delta_2 - \varepsilon_2 \cdot \delta_1}{\varepsilon_1 \cdot \gamma_2 - \varepsilon_2 \cdot \gamma_1} \quad (75)$$

$$b_n = \frac{h_{1y} \cdot 4 \cdot \lambda \cdot \beta_n \cdot \sin(\beta_n L) \cdot [h_{2y} \cdot T_{02} - (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H)) \cdot T_{01}]}{D_n \cdot [h_{1y} (\lambda \cdot \mu_n \cdot ch(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot sh(\mu_n \cdot H)) + \lambda \cdot \mu_n (\lambda \cdot \mu_n \cdot sh(\mu_n \cdot H) + h_{2y} \cdot ch(\mu_n \cdot H))]} \quad (76)$$

III- DENSITE DE FLUX DE CHALEUR

La densité de flux de chaleur transportée dans le matériau s'écrit :

$$\varphi = [(\varphi_x)^2 + (\varphi_y)^2]^{\frac{1}{2}} = \left[\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (77)$$

$$\varphi = \lambda \cdot \left[\mu_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} (\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot sh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot ch(\mu_n \cdot y)) \right)^2 + \beta_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} (-\sin(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \cos(\beta_n \cdot x)) \cdot (a_n \cdot ch(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot sh(\mu_n \cdot y)) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (78)$$

IV- L'IMPEDANCE THERMIQUE

IV-1- RESISTANCE EQUIVALENTE D'UN MUR

$$\varphi = (T_1 - T_2) \cdot S \cdot \frac{\lambda}{L} \quad (79)$$

- Flux convectif échangé à la face avant :

$$\varphi_{c1} = (T_{a1} - T_1) \cdot S \cdot h_{c1} \quad (80)$$

- Flux radiatif échangé à la face avant :

$$\varphi_{r1} = (T_{a1} - T_1) \cdot S \cdot h_{r1} \quad (81)$$

- Flux convectif échangé à la face arrière:

$$\varphi_{c2} = (T_2 - T_{a2}) \cdot S \cdot h_{c2} \quad (82)$$

- Flux radiatif échangé à la face arrière :

$$\varphi_{r2} = (T_2 - T_{a2}) \cdot S \cdot h_{r2} \quad (83)$$

En se basant sur les relations (79), (80), (81), (82) et (83) l'expression du flux est donnée par :

$$\varphi = \frac{T_{a1} - T_{a2}}{(1/S) \cdot [1/(h_{c1} + h_{r1}) + L/\lambda + 1/(h_{c2} + h_{r2})]} \quad (84)$$

Par analogie avec l'électricité, nous avons une relation analogue à la loi d'ohm :

$$\Delta T = T_{a1} - T_{a2} = R_{eq1} \cdot \varphi \quad (85)$$

Où R_{eq1} est la résistance équivalente du matériau,

φ : Flux de chaleur, correspond à l'intensité électrique I d'un courant électrique,

IV-2-L'expression de L'impédance Thermique :

L'impédance dynamique équivalente correspond à l'écart de la température ΔT

entre

Deux points différents s'écrit :

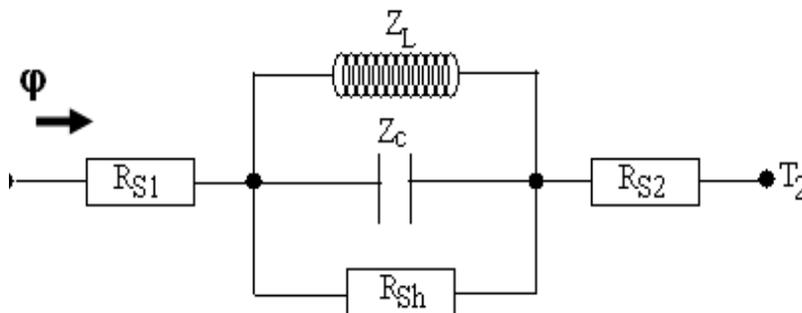
$$T(0,0,\omega,t) - T(x,y,\omega,t) = z_e \cdot \varphi \Rightarrow$$

$$z_e = \frac{\Delta T}{\varphi} \quad (86)$$

$$z_e = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \cosh(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \sinh(\mu_n \cdot y))}{\lambda \cdot \left[\mu_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(\cos(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \sin(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot y)) \right)^2 + \beta_n^2 \cdot \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left(-\sin(\beta_n \cdot x) + \frac{h_{1x}}{\lambda \cdot \beta_n} \cdot \cos(\beta_n \cdot x) \right) \cdot (a_n \cdot \text{ch}(\mu_n \cdot y) + b_n \cdot \text{sh}(\mu_n \cdot y)) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (87)$$

V-MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT

Le modèle électrique vérifie les conditions de déterminations de R_S et R_{Sh} à partir de la Représentation de Nyquist et correspond à l'évolution de l'impédance observée dans le diagramme de Bode.



R_{S1} : résistance série à la face avant

(88)

$$R_{S2} : \text{résistance série à la face arrière} \quad (89)$$

$$R_S = R_{S1} + R_{S2} : \text{résistance série totale du mur} \quad (90)$$

$$R_{Sh} : \text{résistance shunt} \quad (91)$$

$$Z_L = jL\omega : \text{impédance équivalente de la bobine} \quad (92)$$

$$Z_C = -\frac{j}{c\omega} : \text{impédance équivalente de la capacité} \quad (93)$$

$$Z_e = R_s + \frac{Z_L \cdot Z_C \cdot R_{Sh}}{Z_L \cdot R_{Sh} + Z_C \cdot R_{Sh} + Z_L \cdot Z_C} \quad (94)$$

$$Z_L \cdot R_{Sh} = j \cdot R_{Sh} \cdot L \cdot \omega \quad (95)$$

$$Z_C \cdot R_{Sh} = \frac{-j \cdot R_{Sh}}{c\omega} \quad (96)$$

$$Z_L \cdot Z_C = \frac{L}{c} \quad (97)$$

$$Z_L \cdot Z_C \cdot R_{Sh} = \frac{L \cdot R_{Sh}}{c} \quad (98)$$

$$Z_e = R_s + \frac{\frac{L \cdot R_{Sh}}{c}}{\frac{L}{c} + j \cdot R_{Sh} \left(L\omega - \frac{1}{c\omega}\right)} = R_s + \frac{\frac{L^2}{c^2} \cdot R_{Sh} - j R_{Sh}^2 \cdot \frac{L}{c} \left(L\omega - \frac{1}{c\omega}\right)}{\frac{L^2}{c^2} + R_{Sh}^2 \left(L\omega - \frac{1}{c\omega}\right)^2} \quad (99)$$

$$R_e(Z_e) = R_s + \frac{L^2 \cdot \frac{R_{Sh}}{c^2}}{\frac{L^2}{c^2} + R_{Sh}^2 \left(L\omega - \frac{1}{c\omega}\right)^2} \quad (100)$$

On pose

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot c}} \quad (101)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} \text{Re}(Z_e) = R_s + R_{Sh} \quad (102)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re}(Z_e) = R_S \quad (103)$$

$$I_m(Z_e) = \frac{-R_{Sh}^2 \cdot \frac{L}{c} (L\omega - \frac{1}{c\omega})}{\frac{L^2}{c^2} + R_{Sh}^2 (L\omega - \frac{1}{c\omega})^2} \quad (104)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} I_m(Z_e) = 0 \quad (105)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} I_m(Z_e) = 0 \quad (106)$$

La fréquence de coupure est donnée à partir de la représentation de Nyquist par

$$I_m(Z_e) = \frac{R_{Sh}}{2} \text{ correspond à} \quad (107)$$

$$R_e(Z_e) = R_S + \frac{R_{Sh}}{2} \quad (108)$$

Pour la fréquence de coupure ω_c vérifient la relation

$$L\omega_c - \frac{1}{c\omega_c} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1}{R_{Sh}} \quad (109)$$

$$\omega_c = f(L, c, R_{Sh}) = \frac{1}{2R_{Sh} \cdot c} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R_{Sh}^2 \cdot c^2} + \frac{4}{L \cdot c}} \quad (110)$$

La fréquence de coupure est fonction de L, c, R_{Sh}

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]. MARECHAL J.C. & DEVISME J.M. « Métrologie thermique des matériaux isolants par mesure du flux en régime transitoire. Matériaux et constructions », Anales I.T.B.T.P vol.7 n°41, 1974.
- [2]. TSIREL'MAN (N.M.), BAKIROV (F.G.) et SHAIKHUT-DINOV (Z.G.). « Determining the convective heat transfer coefficient by the « half-space-period » method ». J.Eng.Phys.vol.24, No2, Feb.1973.
- [3] Ould Brahim, M.S., I. Diagne, S. Tamba, F. Niang and G. Sissoko, 2011. Characterization of the minimum effective Layer of thermal insulation material towplaster from the method of thermal impedance. Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., 3(4): 337-343.
- [4]. I. Diagne, M. Dieng, M.L. Sow, A. Wereme, F. Niang and G. Sissoko, 'Transfert de Chaleur en Régime Dynamique Fréquentiel dans un Matériau à Trois Dimensions: Etude del'Impédance Dynamique', CIFEM2010, Edition Université de Rennes 1, pp. 341 - 346, 2010.
- [5]. Y. JANNOT , A. DEGIOVANNI, G. PAYET, «Thermal conductivity measurement of insulating materials with a three layers device» International Journal of Heat and Mass Transfer 52 (2009), 1105–1111
- [6]. JANNOT, ZOUBIR ACEM and ABRAHAM KANMOGNE.«Transient hot plate method with two temperature measurements for thermal characterization of metals» Yves Institute of Physics Publishing, Measurement Science And Technology, 17 (2006) 69–74.
- [7] MEHTA (R.C.)-"solution of the inverse conduction problem."-A.I.A.A. Journal, vol.15, No9, September 1977.
- [8]. J.L. BATTAGLIA, L. LE LAY, J.C. BATSALE, A. OUSTALOUP, O. COIS, « Utilisation de modèles d'identification non entiers pour la résolution de problèmes inverses en conduction », Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 39, pp. 374-389, 2000.
- [9]. AHMED BEN BELLA BAH « caractérisation des matériaux par phénomènes thermiques transitoire : application à une dalle en béton récupératrice d'énergie solaire », LEA-ESP-UCAD de Dakar, Thèse de doctorat 1996.
- [10] HVALACKA (V.)- "Periodic heating of a system of cylinders and determining the heat transfer coefficient on this basis."-J. Eng.Phys.vol.24,no1, Jan.1973.
- silicon solar cell under magnetic field ». J . Sci. Vol.7, N°3 pp. 48 -52 (2007)
- [11]. MAILLET D, ANDR'E S, BATSALE J-C, DEGIOVANNI A AND MOYNE C. «Thermal Quadrupoles » 2000 (New York: Wiley)
- [12]. PARKER W. J., JENKINS R. J., BUTTLER G. P & ABBOTT G. L «Flash method of determining thermal diffusivity heat capacity and thermal conductivity. » J., Appl., Phys., 1961.
- [13]. LAURENT M, BOURRIQUEN B, « Propriétés thermophysiques - méthodes flash-bilans des moyens français. » Société Française de Thermiciens, Journées d'études du 19 Janvier 1994, Paris.
- [14]. J.C. BATSALE, A. DEGIOVANNI, « Mesure de résistance thermique de plaques minces à l'aide d'une mini-plaque chaude », Rev. Gen. Therm. 390–391 (1994) 387–391.
- [15]. X. ZHANG, A. ET DEGIOVANNI, « Mesure de l'effusivité thermique de matériaux solides et homogènes par une méthode de «sonde» plane », J. Phys. III 6 (1993) , 1243–1265.

- [16]. VERNOTT P. « Calcul numérique ; calcul physique ; Application à la thermocinétique ». Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air, n°139,
- [17]. MERICQ J. M. « Détermination de la diffusivité des matériaux conducteurs par analyse en réponse d'un échantillon a une sollicitation périodique ». Thèse de Doctorat 3ème cycle, Université Paris 6, 1976.
- [18]. MARECHAL J.C. & DEVISME J.M. « Métrologie thermique des matériaux isolants par mesure du flux en régime transitoire. Matériaux et constructions », Anales I.T.B.T.P vol.7 n°41, 1974.
- [19]. MARTINET J. « Détermination des constantes thermiques des solides au moyen des méthodes de régime variables ». Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air, n°139, 1965.
- [20]. P. MEUKAM,, Y. JANNO, A. NOUMOW, T.C. KOFAN, « Thermo physical characteristics of economical building materials » Construction and Building Materials 18 (2004) 437–443.
- [21]. A. DIENG; L. OULD HABIBOULAHY; A. S MAIGA; A. DIAO; G. SISSOKO. «Impedance spectroscopy method applied to electrical parameters determination on bifacial
- [22]. I. Diagne, M. Dieng, M. L Sow, A. Wereme, F. Niang and G. Sissoko, 'Estimation de la Couche d'Isolation Thermique Efficace d'un Matériau Kapok-Plâtre en Régime Dynamique Fréquentiel', CIFEM2010, Edition Université de Rennes 1, pp. 394 – 399, 2010.
- [23]. S. TAMBA, L. M VOUMBO, A. WEREME, S. GAYE, G. SISSOKO. « Durabilité des bétons légers à base de copeaux de bois » J. Sci.Vol. 7, N° 4 (2007) ;pp 67 – 72
- [24]. 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.
- [25]. A. DIENG; A. DIAO; A.S MAIGA; I. LY; G. SISSOKO. «A bifacial silicon solar cell parameters determination by impedance spectroscopy ». 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Reference: 1CV.2.15, Abstract No. 1182.
- [26]. M. L. Voumbo, “ Contribution à l'étude des caractéristiques thermophysiques des matériaux locaux: application au kapok”, Thèse de Doctorat d'état, FST /UCAD, Février 2008, Sénégal.

« ETUDE DU TRANSFERT THERMIQUE A PARTIR DES DIAGRAMMES DE BODE ET DES REPRÉSENTATIONS DE NYQUIST : APPLICATIONS A LA FILASSE, AU PLÂTRE ET AU MATERIAU COMPOSITE FILASSE-PLÂTRE »



THÈSE DE DOCTORAT

Présenté par

Khatry OULD CHEIKH

Maître ès Sciences

Pour obtenir le Diplôme Doctorat d'Université

Soutenu le 21 août 2013 devant le Jury :

Président :	Joseph	SARR	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Rapporteur :	Fadèl	NIANG	Maître de Conférences	ISEPT / U.Thiès
	Alhadi	WEREME	Directeur de Recherche	IRSAT/Burkina-Faso
Examineurs :	Mamadou	SARR	Maître de Conférences	UFR-SET / U.Thiès
	Amadou Seïdou	Maïga	Maître de Conférences	/UGB
Directeur	Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Co-Directeur	Mamadou Lamine	SOW	Maître de Conférences	FST / UCAD

Résumé :

Ce travail présente une étude comparative du transfert thermique à une et à deux dimensions. Le comportement thermique des matériaux filasse, plâtre et du matériau composite filasse-plâtre est étudié en régime dynamique fréquentiel.

Les représentations de Nyquist et les diagrammes de Bode ont permis de caractériser les différents matériaux respectivement à partir de la détermination des résistances série et shunt d'une part et des phénomènes d'emménagement d'énergie par effet inductif ou capacitif d'autre part.

Des modèles électriques équivalents traduisant le comportement du matériau soumis à des sollicitations climatiques en régime dynamique fréquentiel sont proposés.

Mots Clés : Impédance thermique – Représentation de Nyquist – Diagramme de Bode – Conductivité thermique – Couche d'isolation thermique – Couche d'isolation thermique.

Abstract :

This work presents a comparative study of heat transfer with one and two-dimensional. The thermal behavior of materials tow, plaster and plaster-tow composite is studied under dynamic frequency.

Representations of Nyquist and Bode diagrams were used to characterize the different materials respectively from the shunt and series resistors on the one hand and the phenomena of energy storage by inductive or capacitive effect on the other.

The equivalent electrical models reflecting the behavior of the material subjected to climatic conditions in dynamic frequency are available.

Keywords: Thermal impedance - Representation of Nyquist - Bode plot - Thermal Conductivity - Thermal insulation - thermal insulation layer.