



BIBLIOTHÈQUE

CÉGEP DE L'ABITIBI-TÉMISCAMINGUE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC EN ABITIBI-TÉMISCAMINGUE

Mise en garde

La bibliothèque du Cégep de l'Abitibi-Témiscamingue et de l'Université du Québec en Abitibi-Témiscamingue (UQAT) a obtenu l'autorisation de l'auteur de ce document afin de diffuser, dans un but non lucratif, une copie de son œuvre dans [Depositum](#), site d'archives numériques, gratuit et accessible à tous. L'auteur conserve néanmoins ses droits de propriété intellectuelle, dont son droit d'auteur, sur cette œuvre.

Warning

The library of the Cégep de l'Abitibi-Témiscamingue and the Université du Québec en Abitibi-Témiscamingue (UQAT) obtained the permission of the author to use a copy of this document for nonprofit purposes in order to put it in the open archives [Depositum](#), which is free and accessible to all. The author retains ownership of the copyright on this document.



UNIVERSITÉ DU QUÉBEC EN ABITIBI-TÉMISCAMINGUE

RAPPORT THÈSE

PRÉSENTÉ À

L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC EN ABITIBI-TÉMISCAMINGUE

PAR

Hachem Hedfi

TITRE :

**EFFET DE L'ABSORBANCE RADIATIVE DE L'AIR HUMIDE DANS LES FOURS
INDUSTRIELS : APPLICATION A L'ETAPE DE CHAUFFAGE INFRAROUGE EN
THERMOFORMAGE**

Jurys

Président : Nahi Kandil (UQAT, CA)

Directeur de recherche : Fouad Erchiqui (UQAT, CA)

Codirecteur de recherche : Yasar Kocaefe (UQAC, CA)

Évaluateur externe : Mhamed Souli (Univ. Lille, FR)

Évaluateur externe : Ahmed Mezrhab (Univ. Mohammed Premier, MA)

DECEMBRE 2023

DÉDICACE

Je dédie cette thèse :

À ma chère fille Sophie, qui a été ma source d'inspiration constante et ma motivation inébranlable tout au long de ce parcours.

À mon regretté père Mohyeddine Hedfi, dont l'âme repose en paix, Il a toujours été pour moi un modèle de paternité respectueux, honnête et méticuleux, Je tiens à rendre hommage à l'homme remarquable qu'il était.

À ma mère Saadia Mna-Hedfi, qui m'a entouré d'un amour inconditionnel et d'une affection sans faille. Elle a tout fait pour favoriser ma réussite. Que Dieu lui accorde une bonne santé, une vie longue et heureuse.

À mes sœurs Hela et Haifa ainsi qu'à mon frère Mohamed-Haysar, qui ont toujours été là pour moi, me soutenant et m'encourageant à poursuivre mes objectifs.

À tous mes amis, en particulier Mourad Bensalah, Youssef Ejjenje, Wissem Jlassi, Fahmi Ben-Hamed, qui ont partagé mes joies et mes peines, et qui ont été des compagnons précieux tout au long de ce voyage académique.

À mes directeurs de recherche, le professeur Fouad Erchiqui et le professeur Yasar Kocaeft, dont les conseils éclairés et l'expertise ont été indispensables à la réalisation de ce travail. Je leur suis profondément reconnaissant.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers les professeurs qui ont accepté de faire partie de mon jury soit pour le séminaire avant dépôt soit pour la soutenance: le professeur Khalifa Slimi, le professeur Hassane Naji, le professeur Nahi Kandil, le professeur Mhamed Souli et le professeur Ahmed Mezrhab. Leur expertise et leurs commentaires constructifs ont grandement contribué à l'enrichissement de cette thèse.

Résumé

Dans le thermoformage, l'étape de chauffage infrarouge est généralement modélisée en supposant un milieu transparent entre la source et le matériau. Cette hypothèse de transparence du milieu physique ne semble pas être justifiée dans la littérature. C'est dans ce cadre que le projet est orienté et vise une analyse de l'influence de la température et de l'humidité de l'air ambiant (gaz) sur l'énergie interceptée.

Pour ce faire, le modèle à large bande est utilisé pour caractériser l'absorptivité de l'air. L'efficacité énergétique du rayonnement émis par une source halogène et intercepté par une surface plane a été caractérisée en utilisant la température de la source et du milieu environnant, l'humidité et la distance. L'absorptivité du gaz réel est modélisée par celle d'un gaz gris et les zones d'échange surface-surface et volume-surface sont évaluées par la méthode de Monte Carlo.

Il ressort de cette étude que l'erreur induite par l'hypothèse d'un milieu transparent dépend de la distance (entre la lampe et le récepteur), de la température de la lampe, de la température du gaz et de son humidité. Et finalement, l'impact du type d'émetteur sur le transfert de chaleur par conduction dans un polymère (feuille thermoplastique supposée opaque) a été analysé à l'aide de la méthode des éléments finis en une dimension (1D).

Abstract

In thermoforming, the infrared heating stage is commonly modeled assuming a transparent medium between the source and the material. This assumption of medium transparency doesn't seem substantiated in the literature. It's within this context that the project is oriented, aiming to analyze the influence of ambient air (gas) temperature and humidity on intercepted energy.

To achieve this, a broad-band model is utilized to characterize air absorptivity. The energy efficiency of radiation emitted by a halogen source and intercepted by a flat surface was characterized using source temperature, surrounding environment temperature, humidity, and distance. Real gas absorptivity is modeled by that of a grey gas, and surface-to-surface and volume-to-surface exchange areas are evaluated using the Monte Carlo method.

This study reveals that the error induced by assuming a transparent medium depends on the distance (between the lamp and the receiver), lamp temperature, gas temperature, and humidity. Finally, the impact of emitter type on heat transfer through conduction in a polymer (assumed opaque thermoplastic sheet) was analyzed using one-dimensional finite element method (1D FEM).

Table des matières

1. Introduction	1
2. Procédé thermoformage	1
2.1. Techniques de mise en forme par thermoformage	2
2.2. Émetteurs radiatifs en thermoformage et propriétés optiques	2
2.3. Plastiques utilisés en thermoformage	4
2.3.1. Polymères thermoplastiques semi-transparent	5
2.3.2. Polymères thermoplastiques opaques	6
2.4. Étapes de mise en forme par thermoformage	7
2.4.1. Étape de chauffage	8
2.4.2. Étape de formage	10
2.4.3. Étape de refroidissement	11
2.5. Contexte de l'étude et problématique	12
2.6. Originalité	12
2.7. Objectif général	12
2.8. Méthodologie	12
3. Revue de la littérature	14
3.1. Rayonnement dans un milieu homogène absorbant/diffusant/émettant	15
3.1.1. Absorption	15
3.1.2. Diffusion	16
3.2. Rayonnement dans l'air et propriétés optiques	16
3.3. Modélisation du transfert de chaleur radiatif dans les gaz réels : cas de l'air	18
3.3.1. Méthode de Monte-Carlo	18
3.3.2. Méthode des zones	19
3.3.3. Méthode des plans imaginaires	20
3.3.4. Méthode des ordonnées discrètes	20
3.4. Modélisation des transferts de chaleur couplés radiation-conduction	21
3.4.1. Équation du transfert radiatif	21
3.4.2. Équation de conduction de la chaleur couplé au transfert radiatif	21
3.5. Modélisation de l'étape de chauffage infrarouge	22
4. Position théorique	23
4.1. Mise en équations	24
4.1.1. Équation de conservation de l'énergie	24
4.1.2. Expression du terme source radiatif	25
4.1.3. Équation du transfert radiatif	26

4.1.4.	Modèle réduit de l'équation du transfert radiatif.....	27
4.1.5.	Spectres atomiques et moléculaires	28
4.2.	Approche pour la résolution de l'équation couplée radiation-conduction	35
5.	Méthodes.....	37
5.1.	Hypothèses.....	38
5.2.	Modèle exponentiel à bande large.....	38
5.2.1.	Coefficient d'absorption.....	38
5.2.2.	Absorption totale	39
5.2.3.	Épaisseur optique.....	39
5.2.4.	Paramètre de chevauchement β	41
5.2.5.	Pression effective	41
5.2.6.	Paramètres de bande.....	42
5.2.7.	Validation du paramètre d'intensité de bande.....	43
5.2.8.	Validation de l'absorption totale de la vapeur d'eau	44
5.3.	Méthode de Monte-Carlo.....	45
5.3.1.	Surfaces d'échange	47
5.3.2.	Facteur de réception	48
5.3.3.	Validation des calculs des surfaces d'échange.....	54
5.3.4.	Rayonnement intercepté en présence d'un gaz absorbant-émettant	56
5.4.	Modélisation par Méthode des éléments finis.....	57
5.4.1.	Formulation intégrale	57
5.4.2.	Conditions aux limites.....	58
5.4.3.	Méthode de Galerkin.....	59
5.4.4.	Assemblage	62
6.	Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage	63
6.1.	Introduction	64
6.2.	Application du modèle exponentiel à bande large	64
6.2.1.	Épaisseur optique.....	65
6.2.2.	Paramètre de chevauchement β	66
6.2.3.	Pression effective	68
6.2.4.	Absorbance totale	69
6.2.5.	Coefficient d'absorption	71
6.3.	Coefficients d'absorption moyens & Échange direct surface-surface et volume-surface 73	
6.4.	Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté	74
6.5.	Effets de l'humidité et des températures des sources sur l'efficacité énergétique.....	77

6.6.	Efficacité énergétique du flux en fonction de l'humidité	79
7.	Étude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs.....	81
7.1.	Introduction	82
7.2.	Paramètres d'émetteurs	82
7.3.	Application du modèle exponentiel à bande large	83
7.3.1.	Épaisseur optique.....	83
7.3.2.	Paramètre de chevauchement β	84
7.3.3.	Pression effective	86
7.3.4.	Absorbance totale	86
7.3.5.	Coefficient d'absorption	88
7.3.6.	Coefficients d'absorption moyens.....	90
7.4.	Application de la méthode de Monte-Carlo.....	92
7.4.1.	Géométries.....	92
7.4.2.	Facteur de réception.....	93
7.5.	Flux intercepté dans les surfaces élémentaires.....	97
7.6.	Application de la méthode des éléments finis.....	100
7.7.	Flux intercepté global	103
7.8.	Pourcentage d'absorption pour le cas du milieu gris	105
8.	Conclusion générale et perspectives.....	108
9.	Références bibliographiques	111

Liste des Tableaux

<i>Tableau 2-1 - Intervalle des longueurs d'onde pour divers émetteurs</i>	<i>3</i>
<i>Tableau 2-2 - Plage de formabilité des principaux polymères utilisés en thermoformage</i>	<i>4</i>
<i>Tableau 5-1 - Expression analytique de l'absorption totale de bande</i>	<i>39</i>
<i>Tableau 5-2 - Paramètres de corrélation du modèle à large bande.....</i>	<i>42</i>
<i>Tableau 5-3 - Validation avec Modest de l'absorption totale de la vapeur d'eau.....</i>	<i>44</i>
<i>Tableau 5-4 - Validation 1 : (Cas du milieu transparent).....</i>	<i>50</i>
<i>Tableau 5-5 - Validation 2 : (Cas du milieu transparent).....</i>	<i>50</i>
<i>Tableau 5-6 - Validation 3 : (Cas du milieu transparent).....</i>	<i>51</i>
<i>Tableau 5-7 - Validation 4 : (Cas du milieu transparent).....</i>	<i>52</i>
<i>Tableau 5-8 - Validation 5 : (Cas du milieu absorbant)</i>	<i>52</i>
<i>Tableau 5-9 - Effet du nombre de faisceaux sur la précision de la surface d'échange entre des surfaces carrées parallèles ($B = 1 \text{ m}$) pour $K = 0.4 \text{ m} - 1$.....</i>	<i>55</i>
<i>Tableau 6-1 - Cas sélectionnés pour les températures de l'émetteur et de l'air humide.</i>	<i>64</i>
<i>Tableau 6-2 - Coefficients d'absorption moyens (milieu gris).....</i>	<i>73</i>
<i>Tableau 6-3 - Échange direct surface-surface et volume-surface.</i>	<i>73</i>
<i>Tableau 7-1 - Plage de température et de longueur d'onde pour différents émetteurs.</i>	<i>82</i>
<i>Tableau 7-2 - Coefficients d'absorption moyens (milieu gris).....</i>	<i>91</i>
<i>Tableau 7-3 - Équation de régression des coefficients d'absorption moyens (milieu gris)....</i>	<i>91</i>

Liste des Figures

Figure 1-1 - Variation du coefficient d'absorption de la vapeur d'eau à 103 K, 1 bar, dans la plage de nombre d'onde de 600 à 670 cm^{-1} .	4
Figure 2-1 - Technique de mise en forme par soufflage des thermoplastiques [22]	8
Figure 2-2 - Plage de thermoformage pour différents types de polymères [30]	10
Figure 4-1 - Rayonnement à travers une frontière diffuse [28]	27
Figure 4-2 - Degrés de liberté rotationnels et vibrationnels pour (a) des molécules diatomiques, (b) des molécules triatomiques linéaires et (c) des molécules triatomiques non linéaires.	30
Figure 4-3 - Position spectrale et niveaux d'énergie pour un rotateur rigide.	31
Figure 4-4 - Position spectrale et niveaux d'énergie pour un oscillateur harmonique	33
Figure 4-5 - Niveau d'énergie et distance interatomique	33
Figure 4-6 – Organigramme de calcul	36
Figure 5-1 - Paramètre de l'intensité de bande sans dimension.	44
Figure 5-2 - Évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.	45
Fig. 5-3 - Deux modes d'échange.	47
Figure 5-4 - Validation 6 : (Cas du milieu absorbant)	54
Figure 5-5 - Surface d'échange s_1s_2 entre des surfaces carrées.	56
Figure 5-6 - Surface d'échange gs entre un cube de bord B et six surfaces.	56
Figure 6-1 – Effet de l'humidité et de la température du milieu sur le l'épaisseur optique τ pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.	66
Figure 6-2 – Effet de l'humidité et de la température du milieu sur le paramètre de chevauchement β pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.	68
Figure 6-3 – Pression effective en fonction de température du milieu et humidité pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.	69
Figure 6-4 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.	71
Figure 6-5 - Effets de l'humidité de l'air et de la température du milieu réel sur l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.	72
Figure 6-6 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté à $T_g=600\text{ K}$.	75
Figure 6-7 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté pour $T_g=800\text{ K}$	76
Figure 6-8 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté à $T_g=1000\text{ K}$.	77
Figure 6-9 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 600\text{ K}$.	78
Figure 6-10 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 800\text{ K}$.	79
Figure 6-11 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 1000\text{ K}$.	79
Figure 6-12 - Efficacité énergétique du rayonnement intercepté en fonction de l'humidité à différentes températures de l'air ambiant et de la surface émettrice pour $d=0.1$.	80
Figure 7-1 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur le l'épaisseur optique τ pour $T_g = 400\text{K} - 1000\text{K}$ et $x_a = 20\% - 80\%$.	84
Figure 7-2 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur le paramètre de chevauchement β pour $T_g = 400\text{K} - 1000\text{K}$ et $x_a = 20\% - 80\%$.	85

<i>Figure 7-3 – Pression effective en fonction de température du milieu et humidité pour $T_g = 400K - 1000K$ et $x_a = 20\% - 80\%$.</i>	86
<i>Figure 7-4 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale pour $T_g = 400K - 1000K$ et $x_a = 20\% - 80\%$.</i>	88
<i>Figure 7-5 - Effets de l'humidité de l'air et de la température du milieu réel sur l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.</i>	90
<i>Figure 7-6 - Géométrie, surfaces élémentaires et échantillons de faisceaux.</i>	93
<i>Figure 7-7 – Numéros des surface élémentaires.</i>	94
<i>Figure 7-8 – Facteurs des réceptions pour le cas de 40% d'humidité et $d = 0.5 m$.</i>	96
<i>Figure 7-9 – Facteurs des réceptions pour le cas de 40% d'humidité et $d = 0.5 m$.</i>	97
<i>Figure 7-10 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur lampe halogène et de 40% d'humidité.</i>	98
<i>Figure 7-11 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur céramique et de 40% d'humidité.</i>	99
<i>Figure 7-12 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur tube de quartz et de 40% d'humidité.</i>	99
<i>Figure 7-13 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur halogène.</i>	101
<i>Figure 7-14 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur céramique.</i>	102
<i>Figure 7-15 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur quartz-tube.</i>	102
<i>Figure 7-16 - Comparaison du flux intercepté en fonction de l'humidité pour le cas du l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0.2m$.</i>	104
<i>Figure 7-17 - Comparaison du flux intercepté en fonction de l'humidité pour le cas du l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0.5m$.</i>	105
<i>Figure 7-18 - Comparaison du pourcentage d'absorption par rapport à l'humidité pour le cas de l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0,2m$.</i>	106
<i>Figure 7-19 - Comparaison du pourcentage d'absorption par rapport à l'humidité pour le cas de l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0,5m$.</i>	107

Symboles et Abréviations

A^* l'absorption totale de bande, en m^{-1}

C_p la chaleur spécifique, en $J K^{-1}kg^{-1}$

$(dI_\eta)_{sca}$ l'atténuation par diffusion, ou « diffusion externe »

E_{bg} l'énergie émise

F_{s-r} le facteurs de réceptions et de formes

G l'éclairement incident

$\hbar = h/2\pi$ la constante de Planck modifiée

h le coefficients de transfert : la somme des coefficients de convection h_{conv} et de radiation

h_{rad} supposés respectivement identiques pour les deux surfaces concernées

I le moment d'inertie de la molécule

I_η l'intensité du rayonnement

I_λ l'intensité spectrale

$I_{b,\lambda}$ l'intensité spectrale du corps noir

$I_{b,\lambda}$ l'intensité spectrale du corps noir

K le coefficient d'absorption

K_{mean} le coefficient d'absorption moyen (pour le cas de hypothèse du milieu gris)

$\kappa_\eta, \kappa_\lambda$ le coefficient d'absorption spectrale,

$\kappa_{p\eta}$ le coefficient d'absorption de masse

$\kappa_{p\eta}$ le coefficient d'absorption de pression

k la conductivité thermique

M_{H_2O} la masse molaire de l'eau ($M_{H_2O} = 18 \text{ mol } l^{-1}$)

$N_j(\xi, \eta, \zeta)$ les fonctions d'interpolation isoparamétriques

n_{rp} le vecteur normal à la paroi

n l'indice de réfraction du milieu

p la pression, en Pa

p_{H_2O} la pression partielle de la vapeur d'eau dans le milieu, en Pa

p_e la pression effective, sans dimensions

q_R la densité du flux radiatif

q_{rad} le flux radiatif reçu par la surface de la membrane polymérique

R_u la constante universelle des gaz ($R_u = 8.3145$ en [J/(mol. K)])

$S_{rad}(r)$ le terme source radiatif

s l'épaisseur du gaz absorbant

$\overline{s_i s_j}$ la surface d'échange direct surface-surface

$\overline{g_i s_j}$ la surface d'échange direct volume-surface

T la température, en K

T_g la température du milieu

T_s la température de l'émetteur (source)

T_p la température de surface externe de la préforme

T_∞ la température du milieu ambiant (air)

\dot{T} le nombre de points de Gauss utilisés pour l'intégration

t le temps, en s

u_k la fonction sans dimension dépendant des conditions locales de gaz

x_{H_2O} la fraction molaire de la vapeur d'eau dans le milieu

x_a l'humidité s'écrit : $x_a = 100 \times x_{H_2O}$ en [%]

Grec

ρ la densité, en [g/m^3]

ρ_{H_2O} la densité partielle de la vapeur d'eau, en [g/m^3]

$\sigma_{s\eta}$ le coefficient de diffusion (linéaire)

τ_η transmissivité

τ_0 l'épaisseur optique

η le nombre d'onde

η_c le nombre d'onde lié à la transition vibrationnelle

η le nombre d'onde $\eta = 10^4/\lambda$ en [cm^{-1}]

ω le paramètre de largeur de bande en [cm^{-1}]

α le paramètre de l'intensité de la bande, en [$cm^{-1}/(g/m^2)$]

β le paramètre de chevauchement

$\Psi(T)$ la fonction de l'intensité de la bande

$\Phi(T)$ la fonction de température

ε l'émissivité

$\varepsilon_\lambda(T_s)$ l'émissivité spectrale de la source chauffante

$\Phi_\eta(\hat{s}_i, \hat{s})$ la fonction de phase de diffusion

∇q_{rad} l'énergie radiative absorbée par unité de volume au niveau du point matériel considéré

Ω la direction de la propagation de l'intensité spectrale à la position r

Φ_λ la fonction de phase spectrale

β_λ le coefficient d'extinction spectrale

ω_λ l'albédo spectrale

$\sigma_{b,\lambda}$ le coefficient spectrale

ν_e la fréquence d'équilibre de l'oscillation harmonique ou fréquence propre

ν le nombre quantique vibratoire

ξ, η, ζ les coordonnées nodales de l'élément de référence hexaédrique linéaire

ξ_i, η_j et ζ_k : les points d'intégration de Gauss

w_i, w_j et w_k : les poids d'intégration de Gauss

Abréviations :

ZL la distance maximale de transmission, en m.

BP le trajet du faisceau est comparé à la distance de transmission maximale, en m

Vecteurs et matrices :

$T_j(t)$ les valeurs nodales de la température à un instant t

$\{q\}$ le vecteur flux

$\{n\}$ le vecteur normal sortant a la surface du matériau

$\{T\}$ le vecteur des températures nodales

$[N]$ la matrice des fonctions d'interpolation

$[B]$ est la matrice des gradients des fonctions d'interpolation

$[C]^e$: la matrice de capacité élémentaire

$[K]^e$: la matrice de conductivité élémentaire

$\{F\}^e$: le vecteur flux généralisé élémentaire

1. INTRODUCTION

1. Introduction

Trois étapes clés caractérisent le processus de thermoformage de pièces minces, à savoir le chauffage, le formage et le refroidissement [1]. Or, l'étape de chauffage est cruciale pour le contrôle de la qualité du produit fabriqué [2]. En effet, la qualité des produits thermoformés dépend de la distribution et de la quantité d'énergie interceptée par la feuille thermoplastique, qui affecte à son tour la distribution de la température à l'intérieur du matériau. Or, cette distribution de température conditionne les propriétés finales et la qualité du produit thermoformé pendant la phase de refroidissement. Le rôle principal de l'étape de chauffage, généralement réalisée dans un four ouvert à pression atmosphérique, est de transformer l'état solide (vitreux) d'une feuille thermoplastique en un état semi-solide (caoutchouteux). Pour cela, il existe plusieurs techniques, la principale étant le chauffage infrarouge au moyen d'émetteurs électriques (chauffage par effet Joule, en régime permanent) de type céramique, quartz et halogène [3]. Chacun de ces émetteurs, pour une température donnée, est associé à une gamme de longueurs d'onde d'émission dans la bande infrarouge. Par exemple, pour une source de type halogène dont la température de surface peut varier de 200°C à plus de 1000°C, les longueurs d'onde émises sont comprises entre 1,3 μm (λ_{min}) et 12,5 μm (λ_{max}) [4].

D'un point de vue radiatif, le flux infrarouge émis par les sources infrarouges et intercepté par la surface thermoplastique (récepteur), dépend des longueurs d'onde émises par la source radiative (caractérisée par sa température), de la température de l'air humide et de la fraction molaire des substances présentes dans l'air (azote, oxygène, vapeur d'eau, argon, etc.). Cependant, la majorité des travaux utilisés pour la modélisation de l'étape de chauffage infrarouge en thermoformage considère le milieu environnant comme transparent ([1], [2], [5], [6]). En clair, le milieu absorbant-émetteur (l'air humide) ne semble pas être considéré dans l'échange radiatif. Il devient donc plus facile de quantifier le flux d'énergie intercepté par la structure thermoplastique en utilisant le calcul du facteur de forme [7], qui est défini comme la fraction du rayonnement quittant la source (émetteur) et interceptée par la surface du matériau (récepteur). Dans le cas de géométries simples de l'émetteur et du récepteur, son expression mathématique peut être évaluée par des méthodes analytiques [8]. En revanche, les cas de géométries complexes peuvent être traités par des méthodes numériques et statistiques ([7], [9], [10]). L'humidité et la chaleur de l'air étant omniprésentes dans les industries de thermoformage, il est alors essentiel d'évaluer l'impact de l'humidité et de la température de l'air humide sur les flux énergétiques interceptés par les thermoplastiques. Malheureusement, la littérature ne semble pas élucider ou quantifier les conditions d'utilisation de l'hypothèse de milieu transparent par rapport aux caractéristiques réelles couplant les caractéristiques de

1. Introduction

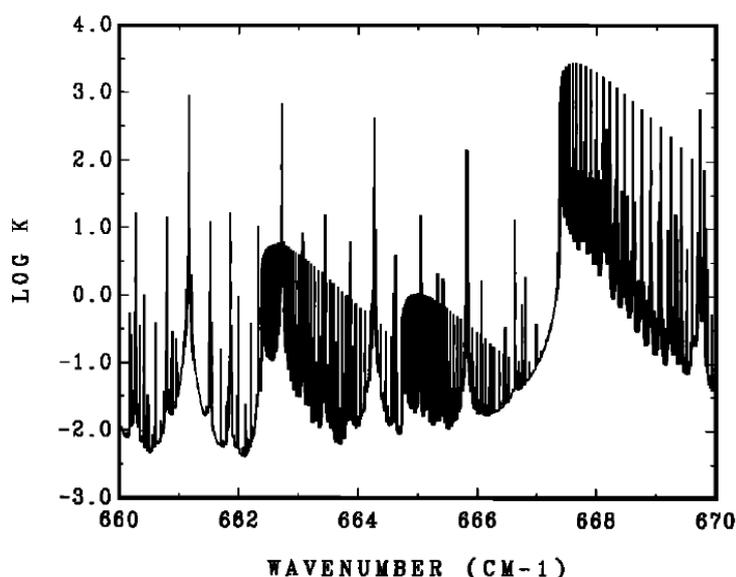
l'émetteur (source infrarouge), du milieu ambiant (air humide) et de la distance séparant l'émetteur du récepteur. C'est dans ce contexte que le présent travail se place et vise à apporter des réponses. Notons que le rayonnement infrarouge est très complexe et implique des interactions entre les photons qui forment l'onde incidente et les molécules du milieu traversé [11]. Ces interactions ont lieu pour des longueurs d'onde spécifiques du milieu gazeux et donnent lieu à des transitions entre les niveaux d'énergie des molécules. Ces transitions énergétiques dépendent de l'état de la molécule (ionisée ou non) et peuvent être classées comme suit [12] : i) transitions liées-liées (non ionisées), ii) transitions liées-libres (ionisées), et iii) transitions libres-libres (ionisées). Les deux dernières transitions ont lieu principalement à très haute température (à partir de 10 000 K) et sont étudiées lors d'analyses des transferts radiatifs dans les atmosphères planétaires ou dans les plasmas ([13], [14]) et présentent peu d'intérêt pour les applications industrielles. Les transitions d'intérêt pour le thermoformage sont des transitions de liaison à liaison qui correspondent à des changements de niveaux d'énergie quantique au niveau atomique de la molécule. Pour les gaz constitués d'une seule substance moléculaire, ces transitions sont exclusivement des changements d'énergies électroniques et pour les gaz comportant plus d'une substance atomique, elles correspondent à des changements d'énergies vibrationnelles et rotationnelles.

Ce système discret d'énergies de transitions rotationnelles, vibrationnelles ou électroniques constitue un spectre discontinu où les raies monochromatiques apparaissent dans différents domaines de fréquences. Il faut noter que les transitions électroniques fournissent des raies principalement dans l'ultraviolet et le visible, alors que les transitions rotationnelles pures, nécessitant peu d'énergie, apparaissent dans l'infrarouge et notamment pour des longueurs d'onde comprises entre 20 et 1000 μm . Quant aux transitions vibrationnelles (ou vibro-rotationnelles), elles se produisent simultanément aux transitions rotationnelles entre 1 et 20 μm et n'apparaissent que pour un gaz à molécules hétéro-polaires. Notons que pour l'air humide (composé principalement d'azote (N_2), d'oxygène (O_2), de vapeur d'eau (H_2O) et de dioxyde de carbone (CO_2)), les molécules diatomiques N_2 et O_2 , symétriques et à moments dipolaires nuls n'absorbent pas le rayonnement dans l'infrarouge. En revanche, les molécules triatomiques, comme le dioxyde de carbone CO_2 à structure linéaire, ou la vapeur d'eau H_2O sans symétrie, présentent des bandes d'absorption dans le domaine infrarouge. En ce qui concerne le nombre de transitions, il dépend de la longueur d'onde du rayonnement et des propriétés du milieu de propagation absorbeur-émetteur. Ainsi, les transitions modifient le

1. Introduction

nombre de photons formant l'onde incidente et l'intensité associée à la quantité d'énergie transportée par le rayonnement.

La [Figure 1-1](#) illustre le nombre de transitions ayant lieu pour la vapeur d'eau (H_2O) à une température de 1000 K, 1 bar et une gamme de nombres d'onde de $660 - 670 \text{ cm}^{-1}$ (longueurs d'onde de $14,93$ à $15,15 \text{ }\mu\text{m}$) [14]. La grandeur caractéristique des amplitudes de ces transitions est le coefficient d'absorption K . Un tel coefficient décrit la capacité du milieu à absorber ou émettre de l'énergie pour une longueur d'onde, une température et une pression données, et permet de quantifier les transformations subies par l'onde lors de sa propagation dans l'air humide. En ce qui concerne ce dernier, son spectre d'absorption présente un très grand nombre de transitions (environ 10^6 raies) pour une température et une pression donnée. Ainsi, l'analyse du rayonnement peut être réalisée par des modèles de bandes ou des modèles globaux [15], pour n'en citer que quelques-uns.



[Figure 1-1](#) - Variation du coefficient d'absorption de la vapeur d'eau à 103 K, 1 bar, dans la plage de nombre d'onde de 600 à 670 cm^{-1} .

Pour le premier ensemble, le domaine spectral est subdivisé en intervalles où les propriétés du gaz sont supposées constantes. Ainsi, selon la largeur des intervalles, on peut trouver des modèles à bande étroite (avec une largeur de spectre généralement autour de 25 cm^{-1}) et des modèles à large bande dont la largeur peut atteindre quelques centaines de cm^{-1} [15]. Quant aux modèles globaux, les propriétés radiatives étant supposées constantes sur l'ensemble du spectre [16], ils ne fournissent que des flux moyens totaux.

1. Introduction

Du point de vue de la modélisation du rayonnement dans un milieu absorbant-émetteur, plusieurs méthodes ont été rapportées dans la littérature. Parmi celles-ci, on peut citer la méthode ligne par ligne [11], la méthode de Boltzmann [17], la méthode statistique à bande étroite [18], la méthode exponentielle à large bande [19], la méthode de la somme pondérée des gaz gris [20], et la méthode des plans imaginaires [21]. Ces approches se distinguent les unes des autres par leur formulation, leur capacité à s'adapter à des calculs globaux ou par intervalles, leur domaine d'utilisation (plage de température, type de gaz (réel ou gris), etc.), leur précision et leur rapidité de calcul. Il s'ensuit que la modélisation du rayonnement dans un milieu absorbant-émetteur nécessite une connaissance approfondie des différentes caractéristiques des raies spectrales associées aux transitions des molécules qui constituent le milieu de propagation [8].

L'objectif de ce travail est double. Elle vise 1) la quantification de l'énergie émise par une source infrarouge et interceptée par une feuille thermoplastique en tenant compte de l'humidité de l'air, et 2) la quantification de l'erreur due à l'utilisation de l'hypothèse du milieu transparent.

Dans une première étude, nous avons considéré la même géométrie pour l'émetteur et le récepteur (carré unitaire), des distances entre émetteur et récepteur allant de 0,1 à 0,5 m, des températures ambiantes allant de 300 à 1165 K et une humidité de l'air allant de 1% à 80%. L'absorption monochromatique du milieu ambiant (air humide) est estimée à l'aide du modèle exponentiel à large bande (1,38, 1,87, 2,70 et 6,30 μm) [20]. En ce qui concerne l'émetteur infrarouge, une source de type halogène avec des longueurs d'onde émises allant de 1,3 μm (λ_{min}) à 12,5 μm (λ_{max}) [5] a été considérée. Par ailleurs, compte tenu de la présence d'un milieu absorbant-émetteur, les surfaces d'échange direct (entre surface-surface et gaz-surface) sont traitées par la méthode de Monte-Carlo [10].

Dans une deuxième étude, on a pris en considération trois types d'émetteurs (lampe halogène, céramique et tube de quartz) et une géométrie de récepteur (25 surfaces élémentaires), des distances entre l'émetteur et le récepteur allant de 0,2 à 0,5 m, des températures ambiantes variant de 400 K à 1000 K et une humidité de l'air allant de 20 à 80 %.

Pour cela, notre plan de recherche s'articule principalement autour de quatre points :

- Étude bibliographique portant sur le transfert de chaleur radiatif ainsi que les techniques de mise en forme des thermoplastiques.

1. Introduction

- Le comportement radiatif du milieu air humide, absorbant-émetteur, qui sépare la source radiative et le récepteur (plastique) ; associé à l'étape de chauffage infrarouge du procédé thermoformage. Et ce, dans le but d'estimer l'absorbance de ce milieu.
- Les méthodes de calcul du flux intercepté : la méthode de Monte Carlo pour les facteurs des réceptions et la méthode des éléments finis pour résolution de l'équation du transfert radiatif sont également détaillés.
- Le modèle du transfert radiatif proposé dans le cadre du présent sujet de thèse, tenant compte de l'absorption du milieu réel (air humide) qui sépare l'émetteur et le récepteur.

2. PROCÉDÉ THERMOFORMAGE

2. Procédé thermoformage

2.1. Techniques de mise en forme par thermoformage

Les techniques de mise en forme par thermoformage sont utilisées pour fabriquer des pièces creuses à partir de structures minces en thermoplastique. Trois procédés couramment utilisés sont l'extrusion-soufflage, l'injection-étirement-soufflage et le thermoformage [22].

Dans le procédé d'extrusion-soufflage, on commence par extruder un tube de plastique appelé "paraison". Cette paraison est ensuite chauffée jusqu'à atteindre une température de mise en forme appropriée, la rendant ainsi malléable. Un moule fermé est utilisé pour souffler de l'air comprimé à l'intérieur de la paraison. La pression de l'air fait gonfler le plastique et le pousse contre les parois du moule, lui donnant ainsi la forme désirée. La pièce est ensuite refroidie pour solidifier le plastique et fixer sa forme.

Dans le procédé d'injection-étirement-soufflage, une préforme solide de plastique est injectée dans un moule préalablement chauffé. La préforme est également chauffée pour la rendre déformable. Ensuite, une étape d'étirement est réalisée pour amener la préforme à une forme allongée. Lorsque la préforme est étirée, de l'air comprimé est introduit pour souffler le plastique étiré contre les parois du moule, lui donnant ainsi la forme finale souhaitée. Après cette étape, la pièce est refroidie pour solidifier le plastique.

Le procédé de thermoformage utilise une feuille mince de plastique comme matériau de départ. La feuille est chauffée jusqu'à ce qu'elle atteigne une température de mise en forme spécifique, la rendant ainsi souple et malléable. Ensuite, la feuille chauffée est placée sur un moule, et soit une pression d'air soit le vide est utilisé pour plaquer la feuille contre le moule. Cela permet au plastique de prendre la forme du moule. Une fois la pièce formée, elle est refroidie en étant en contact avec les parois froides du moule, ce qui solidifie le plastique et conserve sa forme.

En résumé, les procédés de mise en forme par thermoformage impliquent le chauffage d'une structure mince en plastique (comme une paraison extrudée, une préforme injectée ou une feuille mince), la mise en forme à l'aide d'une pression d'air ou du vide, et le refroidissement de la pièce formée pour obtenir un produit final solide et conforme à la forme du moule.

2.2. Émetteurs radiatifs en thermoformage et propriétés optiques

Lorsqu'il s'agit de chauffer les feuilles thermoplastiques dans le processus de thermoformage, la qualité du chauffage est étroitement liée aux propriétés optiques des émetteurs infrarouges et à leur interaction avec l'environnement ambiant, qu'il soit humide ou non. Selon le [Tableau 1-1](#) [23], différents types d'émetteurs infrarouges sont couramment utilisés en thermoformage, tels que les lampes halogènes, les tubes en quartz et les émetteurs en céramique. Chacun de ces

2. Procédé thermoformage

émetteurs a des températures moyennes de fonctionnement spécifiques, ainsi que des plages de longueurs d'ondes correspondantes.

Tableau 2-1 - Intervalle des longueurs d'onde pour divers émetteurs

Emetteurs	Température d'émetteur (K)	Plage de longueurs d'onde $\Delta\lambda$ (μm)
Tube de Quartz	1140	1.3 – 12.5
Céramique	970	1.5 – 15
Lampe halogène	2470	0.6 – 6

Les lampes halogènes sont souvent utilisées comme émetteurs infrarouges en thermoformage. Elles fonctionnent à des températures moyennes relativement élevées et émettent des longueurs d'ondes infrarouges spécifiques. Les tubes en quartz sont également couramment utilisés et ont des températures de fonctionnement similaires à celles des lampes halogènes, mais ils peuvent émettre des longueurs d'ondes infrarouges légèrement différentes en fonction de leur conception.

Les émetteurs en céramique sont une autre option utilisée en thermoformage. Ils offrent des températures moyennes de fonctionnement plus basses par rapport aux lampes halogènes et aux tubes en quartz, mais ils émettent des longueurs d'ondes infrarouges spécifiques qui peuvent être adaptées aux besoins du processus de thermoformage.

La sélection de l'émetteur infrarouge approprié dépend des exigences spécifiques du matériau thermoplastique utilisé et de la qualité de chauffage souhaitée. Les propriétés optiques de l'émetteur infrarouge, telles que la température de fonctionnement et la plage de longueurs d'ondes émises, sont donc des facteurs importants à prendre en compte lors du choix de l'émetteur pour un processus de thermoformage donné.

En résumé, la qualité du chauffage des feuilles thermoplastiques en thermoformage est influencée par les propriétés optiques des émetteurs infrarouges utilisés. Les lampes halogènes, les tubes en quartz et les émetteurs en céramique sont des types couramment utilisés, chacun ayant des températures de fonctionnement et des plages de longueurs d'ondes spécifiques. Le choix de l'émetteur approprié dépend des caractéristiques du matériau thermoplastique et des exigences de chauffage spécifiques au processus de thermoformage.

2. Procédé thermoformage

2.3. Plastiques utilisés en thermoformage

La matière première utilisée pour le thermoformage est sous forme de feuilles ou de plaques thermoplastiques fabriquées à l'aide de la technique d'extrusion. L'épaisseur de la matière thermoplastique diffère selon le type de la pièce finale à produire. Généralement, l'épaisseur des feuilles varie entre 0,2 mm à 2 mm, et, pour les plaques, elle peut aller jusqu'à 25 mm [24]. Il existe une grande variété de matériaux thermoplastiques possédant des propriétés diverses, mais généralement, ces matériaux ne sont pas tous thermoformables. Parmi les polymères utilisés en thermoformage, on rencontre de grandes catégories qui peuvent être regroupé soit par rapport à leurs opacité (polymères opaques et semi-transparent) et leurs aptitudes à se cristalliser (polymères amorphes et semi-cristallins). Ses polymères se différencient entre eux par la forme de la structure moléculaire qui les caractérisent. Dans le cas de polymère semi-cristallin, les molécules qui les forment sont disposé d'une manière aléatoire. Dans le cas de polymères amorphe, les molécules sont bien organisées. Le [Tableau 1.2](#) regroupe les principaux thermoplastiques utilisés en thermoformage ainsi que les plages en température qui les caractérisent pour la mise en forme "thermoformabilité" [24].

Tableau 2-2 - Plage de formabilité des principaux polymères utilisés en thermoformage

Polymère	Abriviation	Type	T _g (°C)	T _f (°C)	Plage de formage (°C)
Polystyrène	PS	A	90	160	130-182
Plychlorure de vinyle	PVC	A	90	125	100-155
Polyacry butadiène styrène	ABS	A	90-120	130	130-180
Polyméthyl méthacrylate	PMMA	A	110	138-180	150-190
Polycarbonate	PC	A	150	230	170-200
Plypropulène	PP	SC	5	165	150-165
Polyéthylène téréphtalate	PET	SC	70	255	120-180
Polyéthylène haute densité	PEhd	SC	-110	134	130-185
Avec : <ul style="list-style-type: none">• A = amorphe ;					

2. Procédé thermoformage

- **SC = semi-cristallin ;**
- **T_g = Température de transition vitreuse ;**
- **T_f = Température de fusion.**

En plus des thermoplastiques classiques, on assiste ces dernières années à l'émergence de nouveaux matériaux bio-composites pour des applications en thermoformage et des efforts sont déployés pour la caractérisation de la thermoformabilité de ses matériaux (Fotso-Erchiqi [25], Tazi Erchiqi [26], Shafiq-Erchiqi [27]). + Toutefois, il est opportun de souligner que la majorité des bio-composites réalisés actuellement sont fabriqués par des procédés qui relèvent de la plasturgie, et les industriels cherchent constamment à améliorer leurs procédés en utilisant de nouvelles techniques.

2.3.1. Polymères thermoplastiques semi-transparent

Un thermoplastique est dit semi-transparent, cela signifie qu'ils permettent partiellement le passage des radiations à travers leur épaisseur dans une plage de longueurs d'onde spécifique [28]. La capacité de transmission dépend du coefficient d'absorption spectrale du matériau et de la profondeur du milieu semi-transparent, surtout lorsque l'on considère une feuille mince. Le coefficient d'absorption spectrale d'un matériau peut être déterminé en examinant son spectre de transmissivité, qui indique la quantité de lumière qui traverse la feuille à différentes longueurs d'onde. Plus le coefficient d'absorption est élevé, plus le matériau absorbe de l'énergie lumineuse et moins il est transparent. À l'inverse, un coefficient d'absorption plus faible permet au matériau de transmettre davantage de lumière et d'être plus transparent.

La profondeur du milieu semi-transparent est également un facteur crucial. Dans le cas d'une feuille mince, la lumière qui pénètre le matériau peut se propager sur une certaine distance avant d'être absorbée ou réfléchi. Si la feuille est suffisamment mince, une partie de la lumière peut atteindre l'autre surface et la traverser, donnant ainsi une apparence semi-transparente.

La transparence d'un thermoplastique peut être utilisée à des fins esthétiques ou fonctionnelles dans diverses applications, telles que les vitrages, les emballages ou les revêtements. La connaissance du comportement spectral d'absorption et de transmission du matériau est essentielle pour choisir le thermoplastique approprié en fonction des besoins spécifiques de l'application.

Un thermoplastique est considéré comme semi-transparent lorsqu'il permet partiellement le passage des radiations à travers son épaisseur dans une plage de longueurs d'onde spécifique.

2. Procédé thermoformage

La transparence dépend du coefficient d'absorption spectrale du matériau, qui peut être déterminé à partir du spectre de transmissivité, ainsi que de la profondeur du milieu semi-transparent. Comprendre ces propriétés optiques est crucial pour choisir le bon thermoplastique dans des applications où la transparence est un facteur important.

2.3.2. Polymères thermoplastiques opaques

Un thermoplastique est considéré comme opaque, cela signifie que les radiations lumineuses sont principalement absorbées à la surface de la feuille thermoplastique. Dans ce cas, le coefficient de transmission, qui mesure la quantité de lumière qui traverse le matériau, est supposé être nul. Le transfert de chaleur à travers l'épaisseur de la feuille se produit principalement par conduction, c'est-à-dire par la diffusion de la chaleur à travers les molécules du matériau.

À la surface de la feuille, le rayonnement thermique et la convection sont pris en compte en tant que conditions aux limites. Le rayonnement thermique fait référence à l'émission et à l'absorption d'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique dans l'infrarouge, tandis que la convection concerne le transfert de chaleur par le mouvement de l'air ou d'un fluide autour de la feuille.

Il convient de noter que certains polymères permettent la propagation de rayonnements à travers leur épaisseur, bien que cette propagation soit accompagnée d'une certaine absorption d'énergie. Cela signifie que même si le matériau est techniquement considéré comme opaque, une partie limitée du rayonnement peut encore traverser la feuille, bien que son coefficient de transmission soit faible.

Dans certains cas, l'opacité d'un thermoplastique peut être souhaitée pour des raisons esthétiques, de confidentialité ou de protection contre les rayons UV. La compréhension des propriétés d'absorption, de transmission et de transfert de chaleur du matériau opaque est essentielle pour garantir son utilisation appropriée dans différentes applications.

Un thermoplastique est qualifié d'opaque lorsque les radiations lumineuses sont absorbées principalement à la surface de la feuille, entraînant un coefficient de transmission nul. Le transfert de chaleur se produit par conduction à travers l'épaisseur du matériau, tandis que le rayonnement thermique et la convection sont pris en compte comme conditions aux limites à la surface de la feuille. Certains polymères permettent une certaine propagation de rayonnements à travers leur épaisseur, bien que l'opacité du matériau reste prédominante. La compréhension de ces propriétés optiques et thermiques est importante pour choisir le thermoplastique adéquat selon les exigences spécifiques de l'application.

2. Procédé thermoformage

2.4. Étapes de mise en forme par thermoformage

Le thermoformage est un procédé couramment utilisé pour mettre en forme des polymères thermoplastiques à partir de feuilles ou de plaques, afin de créer des objets concaves avec différentes épaisseurs et dimensions. Pour réaliser cette mise en forme, une machine appelée thermoformeuse est utilisée. Elle est composée de plusieurs postes, notamment un poste de chauffage, un poste de formage, un poste de découpe et un poste d'empilage. Ces machines sont souvent équipées d'automates ou de commandes informatisées pour ajuster et surveiller les opérations principales, garantissant ainsi une reproductibilité fiable du cycle de formage et assurant la qualité requise des objets thermoformés. Parmi les produits fabriqués par thermoformage, on trouve des composants pour l'automobile et les bateaux, des planches à voile, des emballages alimentaires, des pièces de loisirs, etc.

Le thermoformage peut être classé en deux types principaux :

- Le thermoformage négatif : Dans ce processus, le film de polymère est chauffé à une température permettant sa déformation dans un moule. Le matériau est étiré et conformé en utilisant la chaleur, et une pression éventuelle est appliquée pour faciliter la mise en forme.
- Le thermoformage positif : Dans ce cas, le film de polymère est épousé à la forme du moule grâce à une différence de pression entre ses faces. Le matériau est aspiré ou pressé contre le moule pour prendre sa forme souhaitée.

Une fois la mise en forme effectuée, l'objet thermoformé est refroidi pour conserver sa forme. Ce refroidissement peut être réalisé à l'air libre ou par des systèmes de refroidissement spécifiques.

Le processus de mise en forme par thermoformage se déroule généralement en cinq phases :

Phase 0 : Fixation de la feuille thermoplastique à l'endroit approprié de la machine thermoformeuse.

Phase 1 : Chauffage de la feuille thermoplastique à une température appropriée pour la rendre suffisamment malléable.

Phase 2 : Phase de transfert. Une fois la température de thermoformage atteinte, les appareils de chauffage sont retirés et la feuille chaude est déplacée vers la station de formage, où un moule est utilisé pour donner à la feuille sa forme définitive.

2. Procédé thermoformage

Phase 3 : Phase d'évacuation de l'air. Pendant cette phase, de l'air est aspiré entre la plaque de thermoformage et le moule pour permettre à la feuille thermoplastique de bien adhérer au moule et de prendre sa forme.

Phase 4 : Phase de refroidissement. Une fois la pièce thermoformée refroidie, elle est éjectée du moule.

Figure 2-1 présente une illustration de la technique de mise en forme par soufflage des thermoplastiques, qui est un autre procédé similaire utilisé dans certains cas spécifiques.

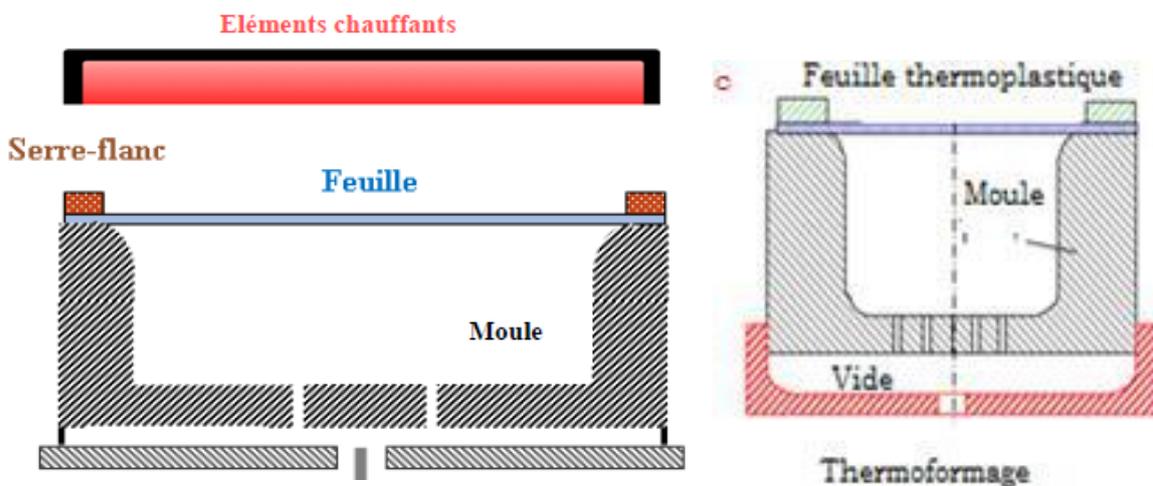


Figure 2-1 - Technique de mise en forme par soufflage des thermoplastiques [22]

En récapitulant, le thermoformage est un procédé utilisé pour façonner des polymères thermoplastiques en utilisant des feuilles ou des plaques. Une thermoformeuse est utilisée pour chauffer, former et refroidir la feuille afin d'obtenir des objets concaves de différentes formes et dimensions. Le processus de thermoformage implique plusieurs phases, telles que le chauffage, le formage, l'évacuation de l'air et le refroidissement. Ces étapes garantissent la qualité et la reproductibilité des pièces thermoformées.

2.4.1. Étape de chauffage

Lors de l'étape de chauffage dans le processus de thermoformage, les températures sont généralement légèrement supérieures à la transition vitreuse pour les polymères amorphes et proches de la température de fusion pour les polymères semi-cristallins. La plage de température de formage pour les thermoplastiques amorphes est relativement large par rapport

2. Procédé thermoformage

à celle des thermoplastiques semi-cristallins [29]. La [Figure 1-2](#) présente graphiquement la plage de thermoformage pour différents types de polymères [30].

Les systèmes de chauffage les plus couramment utilisés dans l'industrie du thermoformage sont les systèmes à infrarouge et les systèmes par convection. Les systèmes de chauffage par infrarouge exploitent la capacité des polymères à absorber le rayonnement infrarouge, ce qui les rend très répandus dans le domaine du thermoformage. Deux types de lampes infrarouges sont fréquemment utilisés : les lampes à quartz et les lampes céramiques. Les lampes céramiques émettent des longueurs d'onde plus élevées que les lampes à quartz. Cependant, les lampes à quartz sont préférées lorsque des temps de réponse plus courts sont nécessaires [30]. L'avantage du chauffage par rayonnement infrarouge est sa capacité à chauffer la feuille plus rapidement, mais il peut également poser des problèmes de surchauffe en surface.

Le chauffage par convection est fréquemment utilisé pour les matériaux thermoformés à basse température. Il est moins utilisé pour les matériaux semi-cristallins qui nécessitent une mise en forme à proximité de leur température de fusion [30]. Cependant, l'avantage de ce type de chauffage est qu'il permet un bon contrôle de la température et limite les problèmes de surchauffe.

En résumé, lors du processus de thermoformage, la température de chauffage est ajustée en fonction du type de polymère utilisé, soit légèrement au-dessus de la transition vitreuse pour les polymères amorphes, soit autour de la température de fusion pour les polymères semi-cristallins. Les systèmes de chauffage les plus couramment utilisés sont les systèmes à infrarouge, qui utilisent des lampes à quartz ou des lampes céramiques, et les systèmes par convection, qui sont adaptés aux matériaux thermoformés à basse température. Chaque système de chauffage présente ses avantages et ses limitations en termes de vitesse de chauffage, de contrôle de la température et de risques de surchauffe.

2. Procédé thermoformage

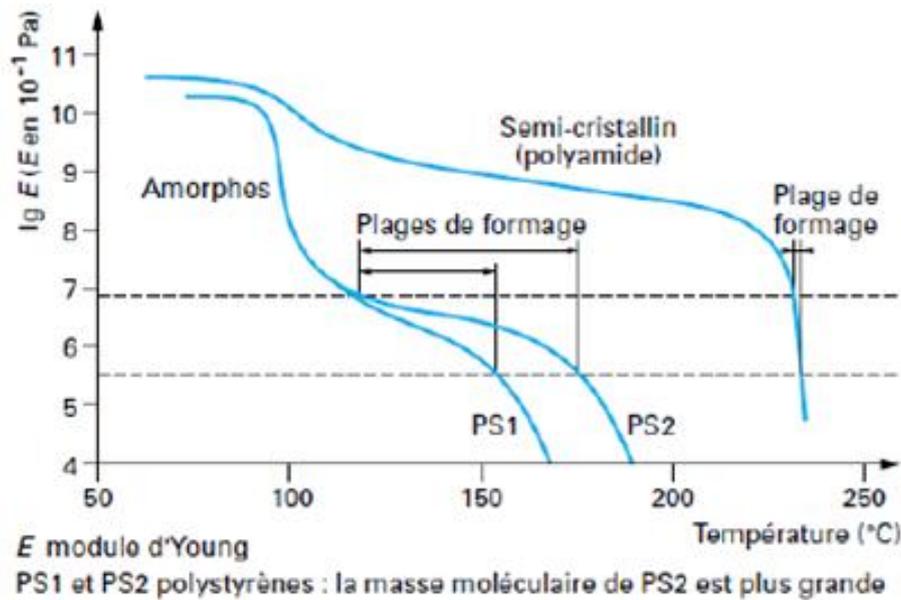


Figure 2-2 - Plage de thermoformage pour différents types de polymères [30]

2.4.2. Étape de formage

On distingue généralement deux modes principaux de formage : le formage négatif et le formage positif. Pour le cas où le moule est positif, le thermoformage est appelé drapage car la feuille préchauffée est drapée sur le moule par la pression atmosphérique externe. L'air entre le moule et la feuille est aspiré par une pompe à vide. L'inconvénient principal des moules positifs est la difficulté de démoulage engendrée par le retrait des matériaux lors du refroidissement. Afin de minimiser ce problème, des systèmes mécaniques ou une pression d'air peuvent être employés pour aider au démoulage. En ce qui concerne le thermoformage négatif, le moule est conçu comme une cavité percée de petits orifices nécessaires à l'évacuation de l'air piégé entre la feuille et le moule. La mise en forme de la feuille avec ce type de moule s'effectue généralement par une pression d'air et le démoulage s'effectue sans difficulté, du fait du retrait des produits lors du refroidissement. En revanche, le coût de fabrication est plus élevé que pour un moule positif car il faut en général enlever plus de matière que dans les cas des moules métalliques.

Enfin, notons que la qualité finale de la pièce thermoformée dépend pour une large part de la qualité initiale de la feuille (homogénéité de l'épaisseur, absence de gels ou de particules solides dans la feuille...etc.). Par exemple, si la feuille de départ présente une irrégularité d'épaisseur, le chauffage va être inhomogène, pouvant entraîner des déchirures lors du

2. Procédé thermoformage

formage. De plus, ces feuilles sont obtenues par extrusion dans une filière plate avec refroidissement en calandre avant d'être enroulées en bobine. Elles peuvent donc présenter des orientations et/ou contraintes résiduelles figées au cours du refroidissement pouvant conduire à la formation de plis sur la pièce formée.

L'un des autres éléments fondamentaux pour la qualité finale de l'objet formé est l'étape de chauffage. En effet, une température bien définie et homogène à la surface du film est difficile à obtenir, et toute hétérogénéité de température peut conduire à des défauts comme des déchirements ou des hétérogénéités importantes de la déformation.

2.4.3. Étape de refroidissement

L'étape de refroidissement est cruciale dans le processus de thermoformage. Une fois que la pièce thermoformée a atteint sa forme définitive, elle doit être refroidie avant d'être éjectée du moule. Cependant, il convient de noter qu'un refroidissement trop rapide peut entraîner certains problèmes tels que le rétrécissement des pièces, l'apparition de fissures ou même la formation de pièces incomplètes. Par conséquent, il est essentiel d'avoir un contrôle précis du refroidissement, en trouvant le bon compromis entre la productivité (temps de cycle réduit) et la qualité des pièces produites [31].

Le processus de refroidissement peut être réalisé de différentes manières, en fonction des caractéristiques du matériau utilisé et des exigences spécifiques de la pièce thermoformée. Certaines méthodes courantes de refroidissement comprennent l'utilisation d'air comprimé, de systèmes de refroidissement à eau ou d'autres méthodes de transfert de chaleur.

Il est important de noter que la conception et les paramètres du moule peuvent également influencer le processus de refroidissement. Des conceptions de moules appropriées, telles que l'inclusion de canaux de refroidissement, peuvent aider à assurer un refroidissement uniforme et efficace de la pièce thermoformée.

En résumé, l'étape de refroidissement dans le thermoformage est cruciale pour garantir la qualité des pièces produites. Un refroidissement contrôlé et adapté aux propriétés du matériau est essentiel pour éviter les défauts potentiels et assurer des pièces finales conformes aux spécifications requises. Un équilibre entre la productivité et la qualité doit être recherché afin d'optimiser le processus de refroidissement dans le thermoformage.

2.5. Contexte de l'étude et problématique

Le thermoformage est un processus à taux de déformation élevé dans lequel le matériau polymère est déformé à une température supérieure à sa transition vitreuse. Cela entraîne une diminution des propriétés mécaniques des pièces formées.

Dans le cas d'un chauffage infrarouge en thermoformage (étape de chauffage infrarouge), la radiation doit traverser le milieu ambiant, qui est généralement de l'air (qui peut se trouver à différentes humidités et températures). L'air humide et chaud peut alors absorber et émettre de la radiation qui le traverse. On parle alors de l'impact de radiation infrarouge sur les propriétés thermo-physique et optique de l'air. Ce volet semble ne pas être étudié dans la littérature dans le cas de thermoformage et mérite une étude. En effet, la quantité et la distribution de l'énergie reçue par le plastique, en traversant le milieu ambiant qui est l'air, aura une incidence capitale sur la qualité de la pièce fabriquée. Les travaux sur la modélisation de l'étape de chauffage infrarouge de thermoformage ne tiennent pas compte de la présence de l'air. C'est dans ce contexte que l'étude est orientée et souhaite élucider ce phénomène par une étude basée sur la modélisation mathématique et numérique.

2.6. Originalité

Un nouveau modèle plus précis sur le transfert radiatif pour l'étape de chauffage en thermoformage sera proposé pour tenir compte de l'impact de la présence de l'air (humide ou non) sur les flux radiatifs interceptés par la feuille thermoplastique.

2.7. Objectif général

L'objectif principal de ce travail est de caractériser l'impact de la présence de l'air (humide ou non) sur la prédiction et la distribution de la chaleur interceptée par une structure thermoplastique (semi-transparente ou non) exposée à une source radiative. Pour cela, les objectifs spécifiques suivants sont considérés

1. Etablir les propriétés optiques du milieu ambiant
2. Développer un modèle mathématique pour estimer l'énergie interceptée par la feuille thermoplastique (récepteur)
3. Comparer avec les approches qui considèrent l'air comme un milieu transparent

2.8. Méthodologie

La présente étude s'articule autour de quatre éléments :

2. Procédé thermoformage

1. Caractérisation des propriétés thermo-physiques de l'air (à différentes humidité et température) tel que l'absorbance. Pour cela, le modèle à bande large (en terme anglais : *Wide Band Model*) sera considéré [8]. En effet, ce de modèle peut tenir compte les longueurs d'ondes des émetteurs déployés en thermoformage.
2. Détermination de l'énergie interceptée par une plaque thermoplastique (en tenant compte de la présence de l'air humide). À cet effet, la méthode de Monte Carlo pour le calcul des facteurs de réceptions sera utilisée.
3. Validation des résultats et recommandations

3. REVUE DE LA LITTÉRATURE

3.1. Rayonnement dans un milieu homogène absorbant/diffusant/émettant

Le rayonnement qui se propage à travers un milieu homogène peut subir des processus d'absorption, de diffusion et d'émission dans ce milieu. Lorsque le milieu présente des caractéristiques d'absorption, de diffusion et d'émission, tout faisceau de rayonnement incident sera atténué à mesure qu'il se déplace à travers le milieu. Modest [8] a développé des expressions mathématiques décrivant cette atténuation pour un faisceau lumineux se déplaçant dans une direction donnée.

Il est important de noter que ces expressions sont dérivées en supposant que le milieu est stationnaire par rapport à la vitesse de la lumière, qu'il est non polarisant et qu'il est à l'équilibre thermodynamique local. Ces hypothèses simplificatrices permettent de modéliser le comportement du rayonnement dans le milieu homogène absorbant, diffusant et émettant.

L'étude de l'interaction du rayonnement avec le milieu homogène absorbeur/diffuseur/émetteur revêt une importance particulière dans divers domaines scientifiques et technologiques. Par exemple, dans le domaine de l'optique et de la photonique, la compréhension du comportement du rayonnement dans les matériaux absorbants et diffusants est essentielle pour la conception de dispositifs optiques et de capteurs. De plus, dans le domaine de l'énergie, la modélisation de l'absorption et de la diffusion du rayonnement dans les matériaux émetteurs est cruciale pour le développement de cellules solaires et de systèmes de conversion d'énergie.

3.1.1. Absorption

La quantité d'absorption absolue a été observée comme étant directement proportionnelle à la magnitude de l'énergie incidente ainsi que la distance parcourue par le faisceau à travers un élément ' ds ' du milieu. Donc, nous pouvons écrire [8] :

$$(dI_{\eta})_{abs} = -\kappa_{\eta} I_{\eta} ds \quad (3-1)$$

où κ_{η} est le coefficient d'absorption, I_{η} est l'intensité du rayonnement, et le signe négatif représente une diminution de l'intensité dans le milieu physique. L'absorption du rayonnement dans les gaz moléculaires dépend également du nombre de molécules réceptives par unité de volume, de sorte que certains chercheurs utilisent un coefficient d'absorption de masse $\kappa_{\rho\eta}$ ou un coefficient d'absorption de pression $\kappa_{p\eta}$, défini par [8] :

$$(dI_{\eta})_{abs} = -\kappa_{\rho\eta} I_{\eta} \rho ds = -\kappa_{p\eta} I_{\eta} p ds \quad (3-2)$$

Les indices ρ et p représente respectivement la densité et la pression.

3.1.2. Diffusion

L'atténuation par diffusion, ou « diffusion externe » (loin de la direction considérée), est très similaire à l'absorption, c'est-à-dire qu'une partie de l'intensité entrante est retirée de la direction de propagation \hat{s} . La seule différence entre les deux phénomènes est que l'énergie absorbée est convertie en énergie interne, tandis que l'énergie diffusée est simplement redirigée et apparaît comme une augmentation dans une autre direction (discutée dans la section suivante), également connue sous le nom d ' « inscattering ». Ainsi, nous pouvons écrire [8] :

$$(dI_{\eta})_{sca} = -\sigma_{s\eta} I_{\eta} ds \quad (3-3)$$

où la constante de proportionnalité $\sigma_{s\eta}$ est le coefficient de diffusion (linéaire). Là encore, des coefficients de diffusion basés sur la densité ou la pression peuvent être définis. Il est également possible de définir une épaisseur optique pour la diffusion, où le coefficient de diffusion est l'inverse du libre parcours moyen pour la diffusion.

3.2. Rayonnement dans l'air et propriétés optiques

Les gaz comme vapeur d'eau peuvent absorber et émettre de l'énergie radiative [8]. Tous les atomes ou molécules de gaz transportent une certaine quantité d'énergie, constituée d'énergie cinétique (énergie de translation d'une molécule) et d'énergie interne à chaque molécule. L'énergie moléculaire interne, à son tour, se compose d'un certain nombre de contributions, principalement des niveaux des états d'énergie électronique, vibrationnelle et rotationnelle. Ainsi, un photon passant peut-être absorbé par une molécule élevant le niveau de l'un des états énergétiques internes. D'un autre côté, une molécule peut libérer (émettre) spontanément un photon afin d'abaisser l'un de ses états énergétiques internes.

La mécanique quantique postule que seul un nombre fini de niveaux d'énergie discrets est possible, c'est-à-dire que les électrons ne peuvent tourner autour du noyau que sur un certain nombre d'orbites autorisées, les vibrations entre les noyaux ne peuvent se produire qu'avec un certain nombre de fréquences distinctes et les noyaux peuvent tourner autour l'un de l'autre uniquement avec un certain nombre de vitesses de rotation autorisées. Par conséquent, la

3. Revue de la littérature

modification de l'énergie interne d'un gaz moléculaire ne peut que détruire ou générer des photons avec des niveaux d'énergie $h\nu$ très distincts et, par conséquent, uniquement à des fréquences ou des longueurs d'onde distinctes. Il faut une quantité d'énergie relativement importante pour changer l'orbite d'un électron, donnant naissance à des raies d'absorption-émission dans les parties ultraviolettes et visibles du spectre, mais généralement uniquement à des températures extrêmement élevées rarement rencontrées en ingénierie. Dans le cas d'un gaz monoatomique, seul le niveau d'énergie électronique peut être modifié par un photon. La modification du niveau d'énergie vibratoire d'une molécule nécessite une quantité d'énergie intermédiaire, ce qui entraîne des raies spectrales dans l'infrarouge proche à intermédiaire ($1 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$). Enfin, les changements d'énergie de rotation ont lieu avec une quantité d'énergie encore plus petite, de sorte que des lignes de rotation se trouvent dans l'infrarouge intermédiaire à lointain (λ et $10 \mu\text{m}$). Habituellement, les changements d'énergie vibrationnelle s'accompagnent de changements simultanés des niveaux d'énergie rotationnelle, de sorte que les lignes vibratoires sont entourées de nombreuses lignes rotationnelles. De même, les transitions électroniques dans les molécules s'accompagnent de nombreux changements d'énergie vibrationnelle et rotationnelle différents.

Le gaz sera essentiellement exempt d'ions et d'électrons libres, à moins que la température d'un gaz ne soit extrêmement élevée. Dans ce cas, l'absorption ou l'émission de photons entraîne des transitions liaison-liaison (c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'ionisation avant et après la transition) et des raies spectrales discrètes. Si l'absorption d'un photon entraîne l'ionisation et la libération d'un électron, la transition est dite sans liaison. Inversement, un électron libre peut se combiner avec un ion dans une transition libre, produisant un photon. Enfin, un électron libre peut absorber ou émettre des photons, ce qui entraîne des transitions libres. Puisqu'un électron peut avoir une énergie cinétique arbitraire, toutes les transitions impliquant des électrons libres ne sont pas limitées à des longueurs d'onde discrètes et produisent des spectres continus.

En réalité, même les lignes des transitions liaison-liaison ne sont pas vraiment discrètes, mais sont légèrement élargies. Les lignes de rotation accompagnant une transition vibrationnelle se chevauchent généralement, formant ce que l'on appelle des bandes vibration-rotation. À mesure que l'énergie radiative pénètre à travers une couche de gaz, elle devient progressivement atténuée par l'absorption. L'expérience (et le développement théorique) montre que cette absorption conduit à une décroissance exponentielle du rayonnement incident, de sorte que la transmissivité d'une couche de gaz isotherme homogène peut s'écrire [8] :

3. Revue de la littérature

$$\tau_{\eta} = e^{-\kappa_{\eta} s} \quad (3-4)$$

où s est l'épaisseur de la couche de gaz et κ_{η} est le coefficient d'absorption. La décroissance exponentielle du rayonnement incident est aussi communément appelée loi de Beer. Dans l'expression de transmissivité, nous avons utilisé le nombre d'onde η comme variable spectrale, car le nombre d'onde est couramment choisi par les chercheurs travaillant dans le domaine du rayonnement gazeux. Puisque, dans le cas d'une couche de gaz, le rayonnement incident est soit transmis, soit absorbé, nous définissons l'absorbance spectrale d'une couche de gaz comme :

$$\alpha_{\eta} = 1 - \tau_{\eta} = 1 - e^{-\kappa_{\eta} s} \quad (3-5)$$

3.3. Modélisation du transfert de chaleur radiatif dans les gaz réels : cas de l'air

3.3.1. Méthode de Monte-Carlo

La méthode de Monte-Carlo est une classe de techniques numériques basées sur les caractéristiques statistiques de processus physiques ou de modèles analogues imitant les processus physiques. Cette méthode a été mise au point par les premiers travailleurs qui tentaient d'analyser le comportement potentiel des armes nucléaires, où les expériences étaient difficiles et les méthodes d'analyse disponibles à ce moment-là ne suffisaient pas pour permettre une prévision précise du comportement. Simuler directement le comportement de neutrons individuels puis suivre l'histoire de nombreux neutrons de ce type a permis de prédire le comportement moyen de l'arme. Metropolis et Ulam [32] exposent très tôt la philosophie qui sous-tend l'approche.

Dans sa forme la plus simple, la méthode de Monte Carlo consiste en une simulation directe de la phénoménologie liée au transfert radiatif, au moyen d'échantillonnages statistiques. L'énergie radiative émise par le milieu ou par les frontières qui l'entourent, est simulée à l'aide de rayons que l'on appelle par commodité photons. Le principe de la méthode consiste alors à suivre dans son parcours, chaque photon depuis l'endroit où il est émis jusqu'au lieu où il est absorbé soit par le milieu, soit par une surface ou encore jusqu'à l'endroit dont il sort du système énergétique étudié.

Les événements subis par le photon lors de son parcours, tels que l'émission, l'absorption, la diffusion, la réflexion, sont présentes comme une suite d'évènements élémentaires. Chaque événement doit être indépendant du précédent. Leurs caractéristiques (lieu d'émission,

direction de propagation, longueur parcourue avant l'absorption...etc.) sont choisies de manière aléatoire. Pour cela, on utilise des densités de probabilités, de telle façon que les lois physiques soient statistiquement vérifiées après avoir simulé le parcours d'un grand nombre de photons. Les résultats fournis par la méthode de Monte Carlo sont très précis à condition de générer correctement les nombres aléatoires et d'en prendre un nombre très important. La grande précision de cette méthode conduit à la considérer comme une référence. Un de ces inconvénients majeurs est son coût en temps de calcul. Cependant la puissance des machines ne cessant d'augmenter, cet inconvénient s'estompe de plus en plus.

3.3.2. Méthode des zones

Hottel et Cohen [33] ont mis au point une méthode par zone pour absorber et émettre les médias. Ils ont évalué les paramètres importants de l'enceinte radiative, les zones d'échange, en se basant sur des méthodes graphiques pour les importer dans le bilan énergétique du système. Cependant, le choix graphique de l'évaluation n'est pas utile dans les géométries complexes et les simulations informatiques. Hottel et Sarofim [34] ont présenté des tableaux et des graphiques dans leur livre bien connu.

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine de calcul et ses frontières en petits éléments que l'on nomme zones. Ces éléments sont des volumes, lorsqu'il s'agit du milieu, ou des surfaces sur les frontières du système. Ils sont supposés isothermes et à propriétés thermo physiques constantes [35]. L'évaluation du transfert radiatif entre zones fait intervenir des facteurs d'échange direct, qui sont fonction de la géométrie, des positions, de l'émission et de la réception du rayonnement, et de son atténuation par le milieu lors du transfert. Ces facteurs d'échanges sont de trois types : surface-surface, volume-volume ou encore surface-volume. Un bilan énergétique est effectué sur chaque zone, conduisant à un système d'équations algébriques non linéaires en fonction de la température.

La précision des résultats fournis par la méthode des zones, moyennant un nombre suffisant de zones, conduit à la considérer également comme une méthode de référence. Néanmoins, son utilisation dans le cadre de transferts couples engendre un volume de calcul considérable, ce qui devient prohibitif. D'autre part, un problème d'incompatibilité se pose parfois entre les dimensions des zones et celles des maillages utilisés pour résoudre des problèmes de mécanique des fluides, de convection ou de conduction. Enfin, cette méthode traite avec beaucoup de difficultés des géométries autres que cartésiennes ou cylindriques.

3.3.3. Méthode des plans imaginaires

Cette méthode a été présentée pour la première fois par Erchiqui en 1987 [36]. C'est illustré de la méthode de zones qui permet de résoudre le problème d'échange de chaleur par rayonnement. La complexité de l'utilisation des principes de base et la difficulté qui en résulte pour la combiner avec d'autres méthodes indispensables à une prédiction adéquate des autres phénomènes en jeu dans le système.

3.3.4. Méthode des ordonnées discrètes

Cette méthode a été présentée pour la première fois par Chandrasekhar en 1960 [37], pour résoudre des problèmes de transferts radiatifs monodimensionnels en astrophysique. Elle a ensuite été développée par Lathrop en 1966 [38] et Carlson et al. [39], pour résoudre l'équation de transport en neutronique, dans le cas multidimensionnel en géométries cartésiennes, cylindriques et sphériques.

La résolution de l'équation de transfert radiatif avec les conditions limites qui lui sont associées, se fait suivant deux étapes. La première consiste en une discrétisation angulaire pour laquelle on choisit un certain nombre de directions, chacune étant associée à une pondération. Le terme intégral dans l'équation de transfert radiatif et éventuellement dans les conditions limites, est alors remplacé par une somme quadratique des luminances selon des directions spécifiques choisies. Les équations discrètes sont obtenues à partir l'équation de transfert radiatif pour chaque direction. Cette procédure permet de transformer l'équation intégral-différentielle de la luminance en un système d'équations aux dérivées partielles. Dans la deuxième étape, une discrétisation spatiale permet de résoudre le système d'équations ainsi obtenu.

Cette méthode associe une bonne précision à un traitement numérique aisé et assez peu coûteux en temps de calcul. Elle est pour cela très appréciée en transferts couples ou le calcul des sources radiatives est répété itérativement. Jamaluddin et Smith [40] l'ont utilisée dans des enceintes cylindriques axisymétriques ou non-axisymétriques. Récemment, elle a été adaptée à des géométries irrégulières au moyen du traitement "blocked-off-region" (Chai et al. [41]) et d'une formulation aux éléments finis (Fiveland et Jespe [42], [43]).

Dû à sa flexibilité et sa rapidité, Hamani [28] a illustré la méthode des ordonnées discrètes de Sakami et al. [44] et Balima, 2010 [45]. Elle permet en effet tout en tenant compte du processus physique pouvant être complexe, corps gris, absorbant, émettant, milieu froid ou non, de proposer une démarche simple et performante pour appréhender les calculs. L'équation de transfert radiatif est d'abord discrétisée de façon angulaire pour un nombre fini de directions ce qui permet d'obtenir

3. Revue de la littérature

une équation par direction qu'on peut résoudre par les techniques numériques classiques et ensuite de calculer les flux radiatifs et incidents par des formules de quadratures.

3.4. Modélisation des transferts de chaleur couplés radiation-conduction

3.4.1. Équation du transfert radiatif

Pour déterminer le flux radiatif sur une surface ou en tout point à l'intérieur du milieu, il faut connaître l'intensité radiative à ce point, pour toutes les directions et pour toutes les longueurs d'onde ou nombres d'ondes. Le champ d'intensité à l'intérieur d'un milieu participant est régi par l'équation de transfert radiatif, qui est un bilan énergétique radiatif pour un milieu qui émet, absorbe et / ou diffuse le rayonnement. Cette équation stipule que, le long d'une direction \hat{s} , l'intensité radiative spectrale change selon [8] :

$$\frac{dI_\eta}{ds} = \kappa_\eta I_{b\eta} - \kappa_\eta I_\eta - \sigma_{s\eta} I_\eta + \frac{\sigma_{s\eta}}{4\pi} \int_{4\pi} I_\eta(\hat{s}_i) \Phi_\eta(\hat{s}_i, \hat{s}) d\Omega_i \quad (3-6)$$

Le long d'une direction s , l'intensité est amplifiée par l'émission ($\kappa_\eta I_{b\eta}$) et diminuée par l'absorption ($\kappa_\eta I_\eta$) et par la dispersion loin de \hat{s} ($\sigma_{s\eta} I_\eta$). Le rayonnement diffusé est simplement canalisé dans d'autres directions et, par conséquent, le dernier terme est l'augmentation de l'intensité due au rayonnement provenant d'autres directions (la fonction de phase de diffusion $\Phi_\eta(\hat{s}_i, \hat{s})$ donne la probabilité qu'un rayon provenant de \hat{s}_i est dispersé vers \hat{s}).

3.4.2. Équation de conduction de la chaleur couplé au transfert radiatif

L'interaction du rayonnement avec la conduction dans un milieu absorbant, émetteur et diffusant es complexe. Dans ce travail, l'interaction entre le rayonnement et la conduction dans un milieu stationnaire participant sera considéré et nous nous limiterons à l'état stationnaire de transfert de chaleur à travers un milieu gris unidimensionnel absorbant-émettant (mais non diffusant), confiné entre deux plaques parallèles, isothermes, grises, diffusantes et réfléchissantes. L'équation d'énergie pour la conduction et le rayonnement simultanés dans un milieu participant est [8]:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q''' - \nabla \cdot q_R \quad (3-7)$$

où T est la température, t le temps. q_R représente la densité du flux radiatif. ρ , C_p et k sont respectivement la densité, la chaleur spécifique, et la conductivité thermique du matériau polymérique supposé isotrope. Q''' est un terme source

3.5. Modélisation de l'étape de chauffage infrarouge

La résolution de l'équation de conservation d'énergie d'une manière analytique n'est pas toujours possible. Généralement, une alternative est l'utilisation des méthodes numériques. Il existe plusieurs techniques permettant de résoudre l'équation de conservation d'énergie de manière numérique tel que la méthode des différences finis, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis.

La méthode des éléments finis est un algorithme discret permettant de trouver une solution approchée d'un problème aux dérivées partielles sur un domaine compact avec les conditions aux limites. Son principe s'appuie sur un découpage du domaine continu en éléments géométriques simples sans chevauchement dont la surface est connue, appelé élément fini [24]. L'approximation est construite sur chaque élément à partir des valeurs de la fonction en certains points, appelés nœuds, tout en gardant certaines conditions de régularité de l'approximation globale sur tout le domaine. Puis, un processus d'assemblage, réalisé en prenant en compte les interactions entre les éléments voisins, mène à la construction d'un ensemble d'équations [24]. Dans ce travail de thèse, nous considérons la méthode des éléments finis pour la modélisation et simulation de l'étape de chauffage infrarouge.

4. POSITION THÉORIQUE

4.1. Mise en équations

Trois aspects importants du processus du chauffage des membranes polymériques seront considérés dans cette étude [28] :

- Caractérisation de l'émissivité spectrale de la source chauffante $\varepsilon_\lambda(T_s)$;
- Calcul des flux interceptés par les surfaces du matériau thermoplastique. Pour cela, on va établir une approche, par la méthode de Monte-Carlo, pour le calcul des facteurs de réceptions et de formes (F_{s-r}) entre la surface source A_s (émetteur infrarouge) et la surface réceptrice A_r (matériau thermoplastique) et en tenant compte de l'absorptivité spectrale $\kappa_\lambda(\lambda)$ de l'air (humide ou non).
- Utilisation de la méthode des éléments finis (MEF) pour la modélisation de l'étape de chauffage infrarouge en thermoformage. Dans le cas d'un thermoplastique semi-transparent, la méthode des ordonnées discrète sera utilisée (1D) et couplée à la MEF prédire l'évolution de la température dans le matériau.

4.1.1. Équation de conservation de l'énergie

La distribution de la température dans le temps en un point de la structure thermoplastique est déterminée en résolvant l'équation de la chaleur. En vertu de la première loi de la thermodynamique, cette équation traduisant la conservation de l'énergie interne en absence de convection est donnée par l'équation suivante [28] :

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} - \nabla \cdot (k_c \cdot \nabla T) = -\nabla q_{rad} \quad (4-1)$$

où T est la température, t le temps. q_{rad} représente la densité du flux radiatif. ρ , C_p et k_c sont respectivement la densité, la chaleur spécifique, et la conductivité thermique du matériau polymérique supposé isotrope. La condition de frontière considérée, dans le cas d'un milieu isotrope, est liée aux pertes convectives et radiatives particulièrement importantes, notamment durant la phase d'équilibre (après arrêt du chauffage). Elle est donnée par :

$$k \nabla T \cdot n_{rp} + h(T_p - T_\infty) - q_{rad} \cdot n_{rp} = 0 \quad (4-2)$$

Le terme représente le transfert de chaleur par convection à partir du milieu polymérique vers le milieu ambiant, h est son coefficient d'échange de chaleur par convection (de l'ordre de 30 à $50 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$), T_p est la température de surface externe de la préforme et T_∞ est la température du milieu ambiant (air). Le terme q_{rad} est le flux radiatif reçu par la surface de la

membrane polymérique. Le flux de chaleur incident dépend de la configuration de la source (position des éléments chauffants, températures et émissivités de ces éléments) et de la membrane semi transparente (position, température, etc.). n_{rp} est le vecteur normal à la paroi. La divergence du flux radiatif ∇q_{rad} représente l'énergie radiative absorbée par unité de volume au niveau du point matériel considéré. Ce terme à un signe près, est plus communément appelé terme source radiatif. Tout l'enjeu de la modélisation des transferts radiatifs réside dans l'estimation de ce terme source.

4.1.2. Expression du terme source radiatif

Le terme source radiatif, notée $S_{rad}(r)$, exprime la divergence du flux rayonné à l'intérieur du milieu semi-transparent, dans la direction Ω de la propagation de l'intensité spectrale à la position r , est reliée au flux rayonné q_{rad} par :

$$S_{rad}(r) = -\nabla \cdot q_{rad}(r) \quad (4-3)$$

En supposant que le milieu est homogène, nous avons pour le flux rayonné en fonction de l'intensité spectrale I_λ l'expression suivante [46]

$$q_{rad}(r) = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\lambda(r, \Omega) \Omega d\Omega d\lambda \quad (4-4)$$

La divergence spectrale de ce flux rayonné est obtenue en effectuant un bilan net d'énergie radiative au sein d'un petit volume élémentaire du milieu semi transparent homogène et de coefficient d'absorption spectral κ_λ :

$$\begin{aligned} S_{rad} &= -\nabla \cdot q_{rad}(r) = - \int_{\Omega} [\text{émis} - \text{absorbé}] d\Omega \quad (4-5) \\ &= - \int_0^\infty \left[4\pi \kappa_\lambda I_{b,\lambda} - \kappa_\lambda \int_{4\pi} I_\lambda(r, \Omega) d\Omega \right] d\lambda \end{aligned}$$

avec $\int_0^\infty I_{b,\lambda}(T) d\lambda = I_b(T) = \frac{n^2 \sigma T^4}{\pi}$

$I_{b,\lambda}$ étant l'intensité spectrale du corps noir. n est l'indice de réfraction du milieu.

4.1.3. Équation du transfert radiatif

La connaissance du flux rayonné q_{rad} nécessite le calcul de l'intensité spectrale I_λ via la résolution de l'équation intégral-différentielle du transfert radiatif [46] :

$$\underbrace{\frac{dI_\lambda(r, \Omega)}{dr}}_{\text{therme de transport}} + \underbrace{\beta_\lambda I_\lambda(r, \Omega)}_{\text{extinction}} \quad (4-6)$$

$$= \underbrace{\beta_\lambda(1 - \omega_\lambda)I_{b,\lambda}(T(r))}_{\text{gain par emission}} + \underbrace{\beta_\lambda \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \int \Phi_\lambda(\Omega, \Omega') I_\lambda(r, \Omega') d\Omega'}_{\text{gain par diffusion}}$$

Où Φ_λ représente la fonction de phase spectrale, β_λ le coefficient d'extinction spectrale et ω_λ l'albédo spectrale. Le coefficient d'extinction spectrale est défini comme l'atténuation du rayonnement par diffusion, caractérisé par le coefficient spectrale $\sigma_{d,\lambda}$, et par absorption, caractérisé par le coefficient spectral κ_λ , soit :

$$\beta_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_{d,\lambda} \quad (4-7)$$

Toutefois, il faut souligner que l'albédo de diffusion ω_λ est relié aux coefficients $\sigma_{d,\lambda}$ et κ_λ par la formule suivante :

$$\omega_\lambda = \frac{\sigma_{d,\lambda}}{\kappa_\lambda + \sigma_{d,\lambda}} \quad (4-8)$$

L'équation de transfert radiatif traduit le fait que les variations locales et temporelles de l'intensité radiative monochromatique résultent d'un bilan entre l'atténuation par l'absorption et la diffusion du rayonnement et de son renforcement par émission propre du milieu et diffusion dans la direction considérée en provenance de toutes les autres directions.

Dans le cas d'une frontière diffuse, nous considérons que l'intensité quittant la frontière est isotrope et que la partie réfléchi est fonction de l'intensité incidente totale provenant de toutes les directions du demi-espace orienté selon la normale n_{rp} . Pour toutes les directions Ω appartenant à ce demi-espace nous avons l'expression suivante [28] :

$$I_\lambda(r_p, \Omega) = \varepsilon_p I_{b,\lambda}(r_p, T) + \frac{1 - \varepsilon_p}{\pi} \int_{\Omega \cdot n < 0} |\Omega' \cdot n_{rp}| I_\lambda(r_p, \Omega') d\Omega' \quad (4-9)$$

ε_p représente l'émissivité au point r_p de la frontière S.

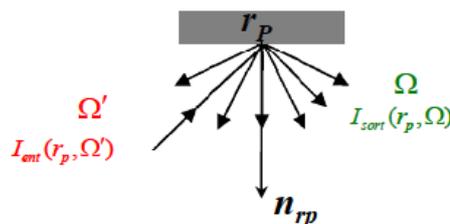


Figure 4-1 - Rayonnement à travers une frontière diffuse [28]

4.1.4. Modèle réduit de l'équation du transfert radiatif

4.1.4.1. Hypothèse du milieu non-diffusant

Dans le cas d'un thermoplastique amorphe, plusieurs travaux confirment que ce matériau peut être considéré comme milieu non diffusant ([47], [48] et [49]). En effet, certains auteurs posent l'hypothèse que le milieu pourrait être considéré comme un milieu diffusant si le chauffage infrarouge peut générer des centres diffusants (structures cristallines de type sphérolitique) suffisamment nombreux pour diffuser significativement le rayonnement infrarouge dans la préforme. Dans ces conditions, les coefficients d'extinction β_λ et d'absorption κ_λ deviennent égaux et l'albédo résultant devient nul ($\omega_\lambda = 0$; $\sigma_{d,\lambda} = 0$ et $\kappa_\lambda = \beta_\lambda$). Avec ces considérations, l'équation de transfert radiatif s'écrit [28]:

$$\frac{dI_\lambda(r, \Omega)}{dr} = \kappa_\lambda [I_{b,\lambda}(T(r)) - I_\lambda(r, \Omega)] \quad (4-10)$$

Cette équation possède une solution formelle, qui s'exprime sous sa forme intégrale par [28] :

$$I_\lambda(r, \Omega) = \overbrace{I_\lambda(0, \Omega) e^{-\kappa_\lambda r}}^1 + \overbrace{\int_{r'=0}^{r'=r} \kappa_\lambda I_{b,\lambda}(T(r)) e^{\kappa_\lambda(r'-r)} dr'}^2 \quad (4-11)$$

Le premier terme du membre de droite représente la transmission du rayonnement incident (provenant en grande majorité des lampes infrarouge), et le second terme l'absorption du rayonnement émis par la préforme (le rayonnement émis et réabsorbé par le thermoplastique).

4.1.4.2. Hypothèse du milieu froid

La bande spectrale d'émission (dans la plage des températures rencontrées en thermoformage) du thermoplastique n'excède pas leurs températures de fusion qui généralement, pour la majorité des thermoplastiques, plus bas que 200 °C. Cette température est largement inférieure

3. Revue de la littérature

aux températures des sources de rayonnement utilisées pour l'étape de chauffage qui sont de l'ordre de 2000 °C. Dans ces conditions, on peut utiliser l'hypothèse des milieux froids [50] qui permet de négliger l'intensité radiative totale émise par le thermoplastique ($I_b = 0$). L'équation devient [28] :

$$I_\lambda(r, \Omega) = I_\lambda(0, \Omega) e^{-\kappa_\lambda r} \quad (4-12)$$

4.1.4.3. Modèle radiatif réduit

L'énergie, intercepté par le thermoplastique, peut aussi être exprimé par des modèles optiques simplifiés tels que :

- Pour les matériaux opaques,

Coefficient de transmission $\tau_\lambda = 0$

- Pour les matériaux transparents,

Coefficient de transmission $\tau_\lambda \neq 0$ et $\kappa_\lambda = -\frac{\ln(\tau_\lambda)}{L}$

En appliquant la définition de la densité de flux radiatif ; en considérant que les thermoplastiques sont des structures minces et en supposant que la propagation du rayonnement est effectuée dans la direction normale (selon l'épaisseur x), la solution de l'équation flux peut être reformulée ainsi [28]:

$$q_{rad,\lambda}(x) = q_{0,\lambda} e^{-\kappa_\lambda x} \quad (4-13)$$

Cette équation plus connue sous le nom de la loi de Beer-Lambert [47], traduit le fait que la densité de flux radiatif incidente $q_{0,\lambda}$ est absorbée selon une exponentielle décroissante. L'indice λ représente la longueur d'onde et dans la suite il sera omis pour alléger l'écriture.

4.1.5. Spectres atomiques et moléculaires

L'émission et l'absorption d'un photon va de pair avec le changement des niveaux d'énergie rotationnels et/ou vibrationnels dans les molécules, ou avec le changement des orbites des électrons (dans les atomes et les molécules). Ce changement entraîne à son tour une modification de l'intensité radiative qui se traduit par des raies spectrales. Dans cette section, nous discutons brièvement de la façon dont la position des lignes spectrales dans une bande de vibration-rotation peut être calculée, car ce sont ces bandes qui sont d'une grande importance pour l'ingénieur en transfert de chaleur. Des informations plus détaillées ainsi que des discussions sur les spectres électroniques et les transitions libres et libres liées peuvent être

3. Revue de la littérature

trouvées dans des livres plus spécialisés sur la mécanique quantique ([51], [52], [53]) ou la spectroscopie ([54], [55], [56], [57]) dans le livre sur le rayonnement atmosphérique de Goody et Yung [58], ou dans les monographies sur les propriétés du rayonnement gazeux de Tien [11] et Taine et Soufiani [59].

Comme chaque particule se déplace dans un espace tridimensionnel, elle possède trois degrés de liberté : Elle peut se déplacer dans les directions avant-arrière, gauche-droite, et/ou haut-bas. Si deux ou plusieurs particules sont reliées entre elles (molécules diatomiques et polyatomiques), chacun des atomes qui composent la molécule possède trois degrés de liberté. Cependant, il est plus pratique de dire qu'une molécule composée de N atomes possède trois degrés de liberté pour la translation et $3N - 3$ degrés de liberté pour le mouvement relatif entre les atomes. Ces $3N - 3$ degrés de liberté internes peuvent encore être séparés en degrés de liberté rotationnels et vibratoires. Ce fait est illustré à la figure 11-1 pour une molécule diatomique et pour des molécules triatomiques linéaires et non linéaires. La molécule diatomique possède trois degrés de liberté internes. De toute évidence, elle peut tourner autour de son centre de gravité dans le plan du papier ou, de la même manière, perpendiculairement au papier (l'axe de rotation étant situé dans le papier). Il pourrait également tourner autour de son propre axe, mais aucun des atomes ne bougerait (sauf pour tourner sur lui-même). Ainsi, le dernier degré de liberté doit être utilisé pour le mouvement vibratoire entre les deux atomes, comme indiqué sur la figure. La situation se complique rapidement pour les molécules comportant un nombre croissant d'atomes. Pour les molécules triatomiques linéaires (par exemple, CO_2 , N_2O , HCN), il n'existe, là encore, que deux modes de rotation. Comme il existe six degrés de liberté internes, il y a quatre modes vibrationnels, comme l'indique la [Figure 4-2](#). Cependant, deux de ces modes vibrationnels sont identiques, ou dégénérés (sauf qu'ils ont lieu dans des plans perpendiculaires). En revanche, une molécule triatomique non linéaire possède trois modes de rotation : Dans ce cas, la rotation autour de l'axe horizontal dans le plan du papier est légitime, de sorte qu'il n'y a que trois degrés de liberté vibrationnels. En fonction de l'axe de rotation, une molécule polyatomique peut avoir des moments d'inertie différents pour chacun des trois modes de rotation. Si la symétrie est telle que les trois moments d'inertie sont les mêmes, la molécule est classée comme une toupie sphérique (par exemple, CH_4). Elle est appelée toupie symétrique, si les deux sont identiques (par exemple, NH_3 , CH_3Cl , C_2H_6 , SF_6), et toupie asymétrique, si les trois sont différents (par exemple, H_2O , O_3 , SO_2 , NO_2 , H_2S , H_2O_2).

4.1.5.1. Transitions rotationnelles

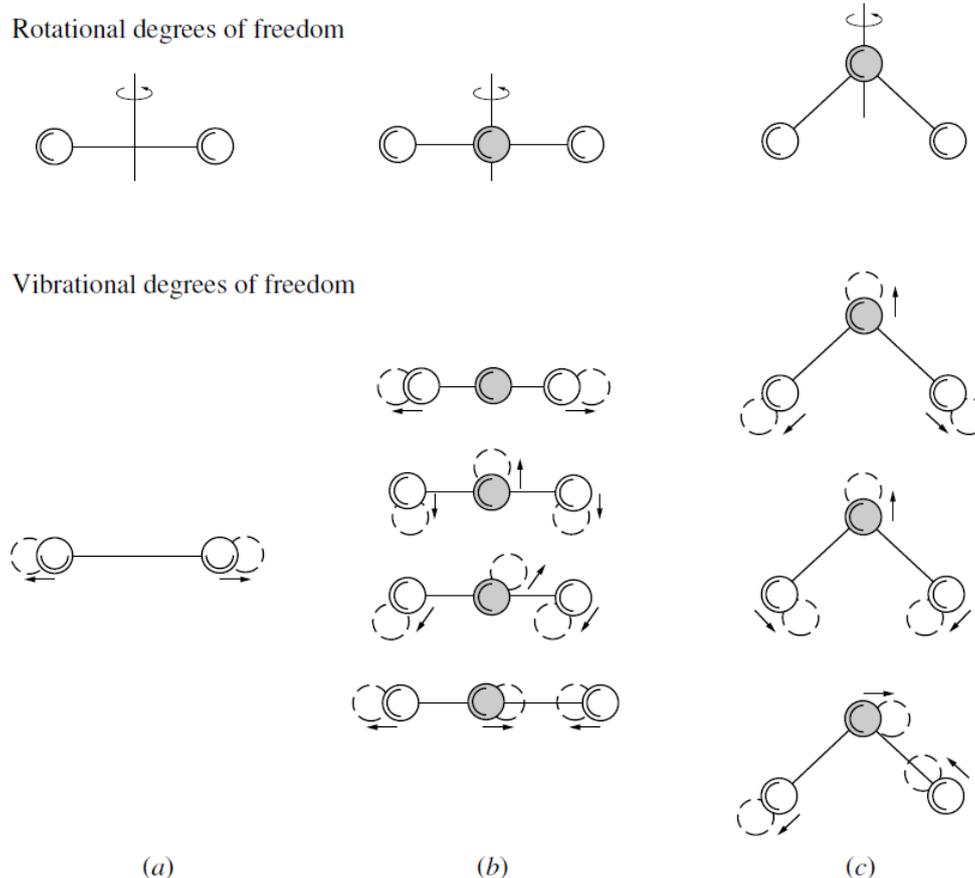


Figure 4-2 - Degrés de liberté rotationnels et vibrationnels pour (a) des molécules diatomiques, (b) des molécules triatomiques linéaires et (c) des molécules triatomiques non linéaires.

Pour calculer le niveau d'énergie rotationnel autorisé à partir de la mécanique quantique en utilisant l'équation d'onde de Schrodinger (voir, par exemple, ([60], [51])), nous supposons généralement que la molécule est constituée de masses ponctuelles reliées par des tiges rigides sans masse, le modèle dit du rotateur rigide. La solution de cette équation d'onde indique que les niveaux d'énergie possibles pour une molécule linéaire sont limités à :

$$E_j = \frac{\hbar^2}{2I} j(j+1) = hc_0 B j(j+1), \quad j = 0, 1, 2, \dots \text{ (j entier)}, \quad (4-14)$$

où $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck modifiée, I est le moment d'inertie de la molécule, j est le nombre quantique de rotation, et l'abréviation B a été introduite pour plus de commodité. Les transitions autorisées sont $\Delta j = \pm 1$ et 0 (ce dernier étant important pour une transition vibratoire simultanée) ; cette expression est connue sous le nom de règle de sélection. Dans le

3. Revue de la littérature

cas de l'absorption d'un photon (transition $j \rightarrow j + 1$), les nombres d'onde des lignes spectrales résultantes peuvent être déterminés comme suit

$$\begin{aligned} \eta &= (E_{j+1} - E_j)/hc_0 = B(j + 1)(j + 2) - B_j(j + 1) \\ &= 2B(j + 1) \quad j = 0,1,2, \dots, \end{aligned} \tag{4-15}$$

Les résultats de cette équation produisent un certain nombre de lignes spectrales équidistantes (en unités de nombre d'onde ou de fréquence), comme le montre le croquis de la [Figure 11-3](#).

Le modèle du rotateur rigide s'avère étonnamment précis, bien que pour des taux de rotation élevés ($j \gg 0$), un petit facteur de correction dû à la contribution centrifuge (étirement de la "tige") puisse être envisagé. Toutes les molécules linéaires ne présentent pas de lignes de rotation, car un moment dipolaire électrique est nécessaire pour qu'une transition se produise. Ainsi, les molécules diatomiques telles que O_2 et N_2 ne subissent jamais de transitions rotationnelles, tandis que les molécules symétriques telles que le CO_2 ne présentent un spectre rotationnel que s'il est accompagné d'une transition vibrationnelle [11]. L'évaluation des lignes spectrales des molécules polyatomiques non linéaires est toujours assez compliquée et le lecteur est renvoyé à des traités spécialisés tels que celui de Herzberg [56].

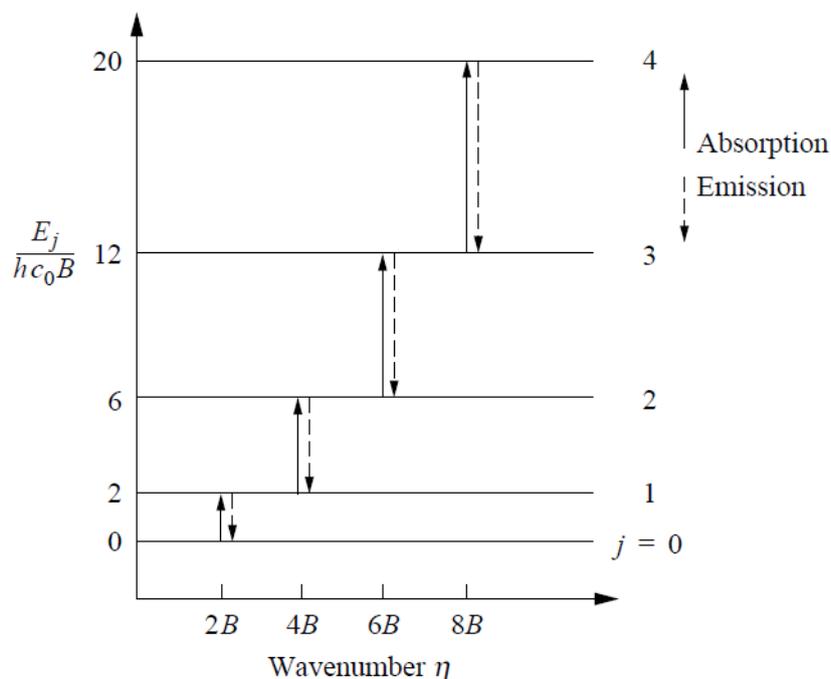


Figure 4-3 - Position spectrale et niveaux d'énergie pour un rotateur rigide.

4.1.5.2. Transitions vibratoires

Le modèle le plus simple d'une molécule diatomique vibrante suppose deux masses ponctuelles reliées par un ressort sans masse parfaitement élastique. Un tel modèle conduit à une oscillation harmonique et est, par conséquent, appelé oscillateur harmonique. Dans ce cas, la solution de l'équation d'onde de Schrodinger pour la détermination des niveaux d'énergie vibratoires possibles est facilement trouvée et est la suivante

$$E_v = hv_e \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad v = 0, 1, 2, \dots (v \text{ entier}), \quad (4-16)$$

où v_e est la fréquence d'équilibre de l'oscillation harmonique ou fréquence propre, et v est le nombre quantique vibratoire. La règle de sélection pour un oscillateur harmonique est $\Delta v = \pm 1$ et, par conséquent, on s'attendrait à une seule raie spectrale à la même fréquence que l'oscillation harmonique, ou à un nombre d'onde

$$\eta = (E_{v+1} - E_v)/hc_0 = (v_e/c_0)(v + 1 - v) = v_e/c_0 \quad (4-17) \quad (11,26)$$

Comme indiqué à la [Figure 11-4](#). Malheureusement, l'hypothèse d'un oscillateur harmonique conduit à des résultats beaucoup moins précis que celle d'un rotateur rigide. Pour s'en convaincre, il suffit d'observer la [Figure 11-5](#), qui représente le niveau d'énergie moléculaire d'une molécule diatomique en fonction de la distance interatomique : Lorsque les atomes se rapprochent les uns des autres, les forces répulsives augmentent de plus en plus rapidement, alors que le contraire est vrai lorsque les atomes s'éloignent. La ligne épaisse de la [Figure 11-5](#) montre les distances minimale et maximale entre les atomes pour un état d'énergie vibratoire donné.

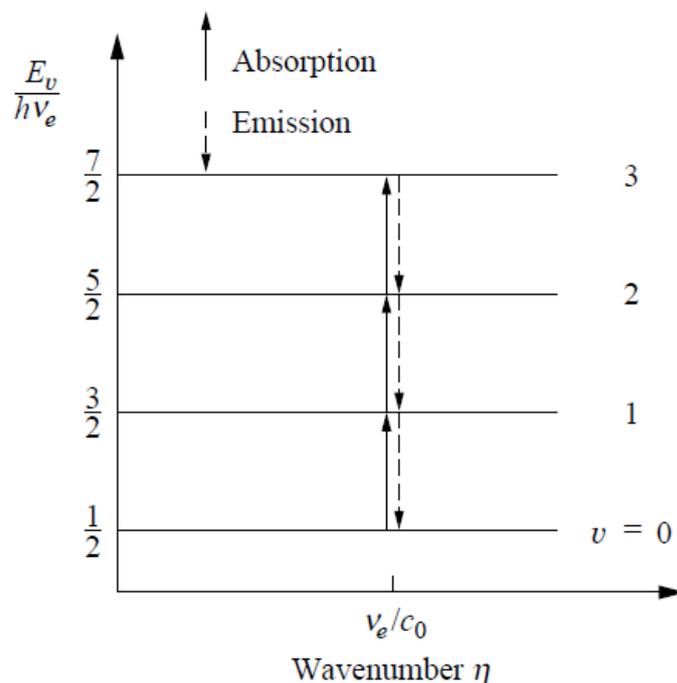


Figure 4-4 - Position spectrale et niveaux d'énergie pour un oscillateur harmonique

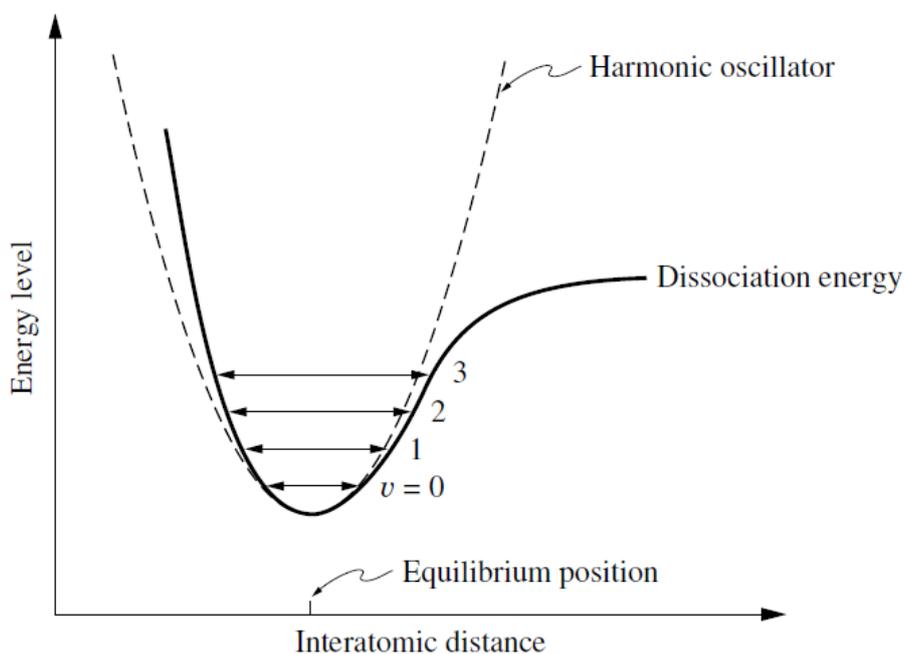


Figure 4-5 - Niveau d'énergie et distance interatomique

(Montrant également que la molécule peut se dissocier si le niveau d'énergie devient trop élevé). Dans un ressort parfaitement élastique, la force augmente linéairement avec le déplacement, ce qui conduit à un polynôme quadratique symétrique pour les limites de déplacement, comme l'indique également la figure. Si une constante de ressort plus compliquée

3. Revue de la littérature

est incluse dans l'analyse, cela entraîne des termes supplémentaires dans l'équation (4-16) ; et la règle de sélection change en $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, produisant plusieurs lignes spectrales approximativement équidistantes. La transition correspondant à $\Delta v = \pm 1$ est appelée fondamentale, ou première harmonique, et est généralement de loin la plus forte. La transition correspondant à $\Delta v = \pm 2$ est appelée première harmonique ou deuxième harmonique, et ainsi de suite. Par exemple, le CO possède une forte bande fondamentale à $\eta_0 = 2143 \text{ cm}^{-1}$ et une bande de première harmonique beaucoup plus faible à $\eta_0 = 4260 \text{ cm}^{-1}$ (voir les données du tableau 11.3 de la section 11.10).

Dans la littérature, l'état vibratoire d'une molécule est identifié par les valeurs des nombres quantiques vibrationnels. Par exemple, l'état vibratoire d'une molécule triatomique non linéaire, telle que H_2O , avec ses trois modes vibrationnels différents, est identifié comme $(v_1 v_2 v_3)$. Le cas est un peu plus compliqué pour les molécules présentant des dégénérescences. Par exemple, la molécule linéaire de CO_2 possède trois modes vibrationnels différents, le second étant doublement dégénéré (voir figure 11-1) ; son état vibrationnel est défini par $(v_1 v_2^{l_2} v_3)$ ou $(v_1 v_2 l_2 v_3)$, où $0 \leq l_2 \leq v_2$ est un nombre quantique de moment angulaire, décrivant la rotation de la molécule causée par différentes vibrations dans des plans perpendiculaires. De plus amples détails sur ces questions sont donnés par Taine et Soufiani [59] et par Herzberg [56].

4.1.5.3. Autres types de transitions

Étant donné l'existence d'autres types de transitions, il convient de mentionner les transitions vibrationnelles-rotationnelles combinées. Ces transitions se produisent lorsque l'énergie nécessaire pour effectuer un changement d'état vibrationnel est considérablement plus élevée que celle requise pour les changements rotationnels, et lorsque ces deux types de transitions peuvent (et doivent souvent) se produire simultanément. Cette exigence conduit à l'apparition de nombreuses lignes très proches les unes des autres, également connues sous le nom de bandes de vibration-rotation.

En outre, il convient de noter les transitions électroniques, qui sont caractérisées par une modification du rayon orbital d'un électron. Ces transitions nécessitent une quantité d'énergie sensiblement plus élevée que les transitions vibrationnelles et rotationnelles.

4.2. Approche pour la résolution de l'équation couplée radiation-conduction

La [Figure 3.4](#) présente l'organigramme de calcul, offrant une amélioration de la formulation : Lorsque nous traitons d'un milieu transparent, il est évident que le coefficient d'absorption est nul, ce qui signifie que le facteur de réception volume-surface n'est pas nécessaire. Le facteur de réception surface-surface reste constant, indépendamment de la température, de l'humidité ou de la longueur d'onde. À la fin du calcul, le flux net est déterminé en utilisant ce facteur de réception surface-surface, combiné à l'émissivité de la source et à la température de la source élevée à la puissance 4.

Dans le cas d'un milieu réel, le coefficient d'absorption est initialement calculé en fonction de l'humidité, de la température du milieu et de la longueur d'onde. Ensuite, une valeur moyenne est calculée, conformément à l'hypothèse du milieu gris. Les facteurs de réception sont ensuite calculés. Le flux net dans ces deux cas est obtenu en sommant les flux provenant de la source et du milieu participant. Enfin, les résultats obtenus peuvent être comparés.

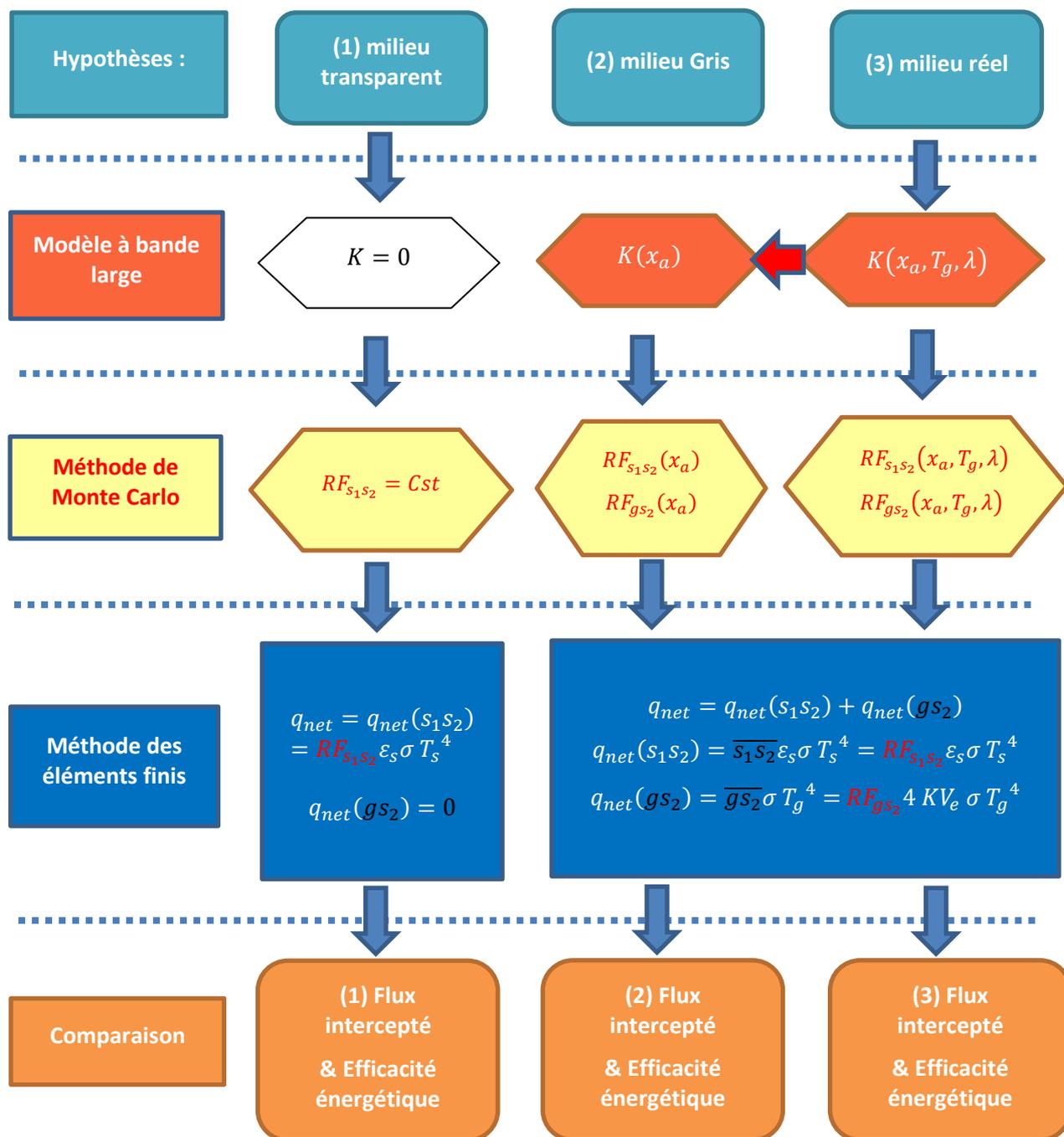


Figure 4-6 – Organigramme de calcul

5. MÉTHODES

5.1. Hypothèses

Dans cette étude on considère les hypothèses suivantes : (i) L'émetteur (la source) et le récepteur (feuille thermoplastique) sont des surfaces noires isothermes. (ii) La température du milieu (air-humide) est constante.

5.2. Modèle exponentiel à bande large

Ici, c'est le modèle exponentiel à bande large, développé par Edwards et Menard [61] qui a été adopté. Son choix a été motivé par la qualité des corrélations expérimentales pour les absorptions, en particulier pour la vapeur d'eau. Dans ce qui suit, la terminologie adoptée dans [61] (et qui est basée sur le modèle à bande étroite utilisé par Goody [62]) sera suivie. Pour une discussion plus approfondie du modèle d'Edwards, le lecteur pourra se référer à sa monographie sur le rayonnement gazeux [63].

5.2.1. Coefficient d'absorption

Dans le milieu réel, le coefficient d'absorption K dépend de la température du milieu T_g , de la longueur d'onde λ et de la concentration du gaz absorbant (fraction molaire de vapeur d'eau x_{H_2O} dans la présente étude). Un tel coefficient peut être calculé à l'aide de la relation suivante ([8], [64]) :

$$K(T, \lambda, x_a) = \frac{\rho_{H_2O}(T, x_{H_2O}) \alpha(T)}{\omega(T)} \exp\left(\frac{-2|\eta_c - \eta|}{\omega(T)}\right) \quad (5-1)$$

où η_c est le nombre d'onde lié à la transition vibrationnelle, η est le nombre d'onde $\eta = 10^4/\lambda$ en $[cm^{-1}]$ (si la longueur d'onde λ est en μm), ρ_{H_2O} est la densité partielle de la vapeur d'eau en $[g/m^3]$, ω est le paramètre de largeur de bande en $[cm^{-1}]$, et α est le paramètre de force de bande, en $[cm^{-1}/(g/m^2)]$.

La densité partielle de la vapeur d'eau ρ_{H_2O} est calculée comme suit :

$$\rho_{H_2O} = \frac{p_{H_2O} M_{H_2O}}{R_u T_g} = \frac{x_{H_2O} p M_{H_2O}}{R_u T_g} \quad (5-2)$$

p_{H_2O} étant la pression partielle de la vapeur d'eau dans le milieu en $[Pa]$, p est la pression totale du milieu en $[Pa]$, x_{H_2O} est la fraction molaire de la vapeur d'eau dans le milieu, M_{H_2O} est la masse

5. Méthodes

molaire de l'eau ($M_{H_2O} = 18 \text{ mol l}^{-1}$), R_u est la constante universelle des gaz ($R_u = 8.3145$ en $[\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})]$), et T_g est la température du milieu en $[\text{K}]$,

Notez que, dans le thermoformage, l'étape de chauffage est effectuée à la pression atmosphérique standard. Par conséquent, nous pouvons supposer que la pression p a la valeur $p_0 = 1 \text{ atm}$.

x_a étant l'humidité s'écrit : $x_a = 100 \times x_{H_2O}$ en [%].

5.2.2. Absorption totale

Selon le modèle exponentiel à large bande, l'absorption totale de bande A^* , pour un milieu absorbant, est une fonction du paramètre de chevauchement β et du paramètre d'épaisseur optique τ_0 (au centre de la bande symétrique) :

$$A^* = A^*(\beta, \tau_0) \quad (5-3)$$

L'expression analytique de l'absorption totale de bande peut être donnée par l'une des situations suivantes [65] :

Tableau 5-1 - Expression analytique de l'absorption totale de bande

$\beta \leq 1$	$0 \leq \tau_0 \leq \beta$	$A^* = \tau_0$	Régime linéaire
	$\beta \leq \tau_0 \leq 1/\beta$	$A^* = 2\sqrt{\tau_0\beta} - \beta$	Régime de la racine carrée
	$1/\beta \leq \tau_0 < \infty$	$A^* = \ln(\tau_0\beta) + 2 - \beta$	Régime logarithmique
$\beta \geq 1$	$0 \leq \tau_0 \leq 1$	$A^* = \tau_0$	Régime linéaire
	$1 \leq \tau_0 < \infty$	$A^* = \ln(\tau_0) + 1$	Régime logarithmique

Les paramètres τ_0 et β sont des fonctions du coefficient d'absorption $\alpha(T)$ et du paramètre de bande passante $\omega(T)$ et doivent être déterminés expérimentalement par rapport à la température T . À cet effet, nous suggérons aux lecteurs le travail réalisé par Edwards et ses collègues, qui est résumé dans [63].

5.2.3. Épaisseur optique

Dans le cas d'un milieu gazeux en présence uniquement d'eau (H_2O), une bande purement rotationnelle, Edwards [63], se basant sur le travail de Modak [66], suggère l'expression suivante pour l'épaisseur optique :

5. Méthodes

$$\tau_0 = \frac{\alpha(T)}{\omega(T)} M_{H_2O} \quad (5-4)$$

où M_{H_2O} est le coefficient d'absorption massique de H_2O donné par la relation suivante :

$$M_{H_2O} = \rho_{H_2O} s \quad (5-5)$$

s est l'épaisseur du gaz absorbant. En supposant que l'air humide entre l'émetteur et le récepteur est parfait, nous avons l'équation d'état suivante pour le gaz ρ_{H_2O} :

$$\rho_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{TR_u} p_{H_2O} \quad (5-6)$$

where: p_{H_2O} is the partial pressure of H_2O , M_{H_2O} is the molar mass, and R_u is the universal gas constant.

Les paramètres d'intensité de bande $\alpha(T)$ et de largeur de bande $\omega(T)$ sont, respectivement, donnés par les relations suivantes [8] :

$$\alpha(T) = \alpha_0 \frac{\Psi(T)}{\Psi(T_0)} \quad \text{et} \quad \omega(T) = \omega_0 \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (5-7)$$

avec

$$\Psi(T) = \left\{ 1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^m u_k(T) \delta_k\right) \right\} \frac{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \frac{(v_k+g_k+|\delta_k|-1)!}{(g_k-1)! v_k!} \exp(-u_k(T)v_k)}{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=0}^{\infty} \frac{(v_k+g_k-1)!}{(g_k-1)! v_k!} \exp(-u_k(T)v_k)} \quad (5-8)$$

avec u_k est une fonction sans dimension dépendant des conditions locales de gaz qui peut être exprimée comme suit :

$$u_k(T) = \frac{h c \eta_k}{kT} \quad (5-9)$$

où h est la constante de Plank, η_c est la longueur d'onde liée à la transition vibratoire et c est la vitesse de la lumière. δ_k est le nombre quantique vibrationnel pendant la transition ($=\pm 1$ pour une bande fondamentale), g_k sont des poids statistiques pour la transition et v_k sont des nombres quantiques vibrationnels avec :

$$v_{0,k} = 0 \text{ (si } \delta_k \geq 0 \text{)} \text{ et } v_{0,k} = |\delta_k| \text{ (si } \delta_k \leq 0 \text{)} \quad (5-10)$$

5.2.4. Paramètre de chevauchement β

Le paramètre de chevauchement $\beta(T)$ est défini comme suit [65]:

$$\beta(T) = \beta_0^* \sqrt{\frac{T_0}{T}} \frac{\Phi(T)}{\Phi(T_0)} p_e \quad (5-11)$$

p_e est la pression effective et $\Phi(T)$ est la fonction de température donnée par l'expression suivante [65]:

$$\Phi(T) = \frac{\left\{ \prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \sqrt{\frac{(v_k+g_k+|\delta_k|-1)!}{(g_k-1)! v_k!}} \exp(-u_k(T)v_k) \right\}^2}{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \frac{(v_k+g_k+|\delta_k|-1)!}{(g_k-1)! v_k!} \exp(-u_k(T)v_k)} \quad (5-12)$$

5.2.5. Pression effective

La pression effective, à une pression standard $p_0 = 1atm$ et pou $T_0 = 100K$, est donnée par [65]:

$$P_e = \left[\frac{p}{p_0} \left(1 + (b-1) \frac{p_{H_2O}}{p} \right) \right]^n \quad (5-13)$$

où n et b sont les paramètres de pression donnés par Modest [65]. p est la pression de l'air humide. En désignant par x la fraction d'eau dans l'air humide ($x = p_{H_2O}/p$), l'équation devient:

$$P_e = \left[\frac{p}{p_0} (1 + (b-1) x) \right]^n \quad (5-14)$$

Dans le thermoformage, l'étape de chauffage est réalisée à pression atmosphérique. Par conséquent, nous pouvons supposer que la pression p est égale à la pression p_0 . Dans ces conditions, l'équation 5-6 et l'équation 5-14 deviennent :

$$\rho_a = x p_0 \frac{M_{H_2O}}{T R_u} \quad \text{and} \quad P_e = [(1 + (b-1) x)]^n \quad (5-15)$$

5.2.6. Paramètres de bande

Les paramètres de base des différentes bandes de vapeur d'eau, pouvant être utilisés pour calculer la fonction sans dimension u_k en fonction des conditions locales de gaz, sont énumérés comme suit [62] :

- $m = 3$
- $\eta_1 = 3652 \text{ cm}^{-1}$
- $\eta_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}$
- $\eta_3 = 3756 \text{ cm}^{-1}$
- $g_k = (1, 1, 1)$

Le [Tableau 5-1](#) rassemble les valeurs du pas quantique vibrationnel, de la pression et des paramètres de corrélation de l'eau ([8], [64]):

Tableau 5-2 - Paramètres de corrélation du modèle à large bande.

Emplacement de la bande (<i>Band location</i>)		Etape Quantique Vibratoire (<i>Vibrational Quantum Step</i>) (δ_k)	Paramètres de pression (<i>Pressure parameters</i>)		Paramètres de corrélation (<i>Correlation parameters</i>)		
λ [μm]	η_c [cm^{-1}]		n	b	α_0 [$\text{cm}^{-1}/(\text{g}/\text{m}^2)$]	β_0^*	ω_0 [cm^{-1}]
71 ^a	140	(0,0,0)	1	$8.6\sqrt{T/T_0} + 0.5$	44205	0.14911	69.3
6.3	1600	(0,1,0)	1	$8.6\sqrt{T/T_0} + 0.5$	41.2	0.094	56.4
2.7	3760	(0,2,2) (1,0,0) (0,0,1)	1	$8.6\sqrt{T/T_0} + 0.5$	0.2 2.3 23.4	0.132 ^{b,c}	60.0 ^b
1.87	5350	(0,1,1)	1	$8.6\sqrt{T/T_0} + 0.5$	3.0	0.082	43.1
1.38	7250	(0,1,0)	1	$8.6\sqrt{T/T_0} + 0.5$	2.5	0.116	32.0
(a) Bande de rotation [66] : $\alpha = \alpha_0 \exp\left(-9\sqrt{\frac{T_0}{T}}\right)$; $\beta = \beta_0\sqrt{\frac{T_0}{T}}$. (Selon Modak)							

(b) Combinaison de trois bandes, toutes sauf la bande faible (0, 2, 0) sont des bandes fondamentales :

$$\alpha_0 = 25.9 \text{ cm}^{-1}/(\text{g}/\text{m}^2).$$

(c) Ligne de chevauchement pour les bandes qui se chevauchent à partir de l'équation :

$$\beta = \frac{1}{\alpha} \left[\sum_{j=1}^J \sqrt{\alpha_j \beta_j} \right]^2$$

où J est le nombre de bandes qui se chevauchent (dans ce cas J=3).

5.2.7. Validation du paramètre d'intensité de bande

Dans cette sous-section, nous considérons le paramètre de l'intensité de la bande sans dimension α/α_0 pour valider l'approche large bande qui permet de déterminer l'absorptivité de l'air humide en fonction de la température (sans dimensions T/T_0) et paramétrée par les bandes vibrationnelles du vapeur d'eau (6.3; 2.7; 1.87 et 1.37 μm). La [Figure 5-1](#) représente l'évolution du paramètre sans dimension de l'intensité de la bande (α / α_0) en fonction de la température sans dimension. Our calculations are in good agreement with the results reported by Modest in 2013 [8].

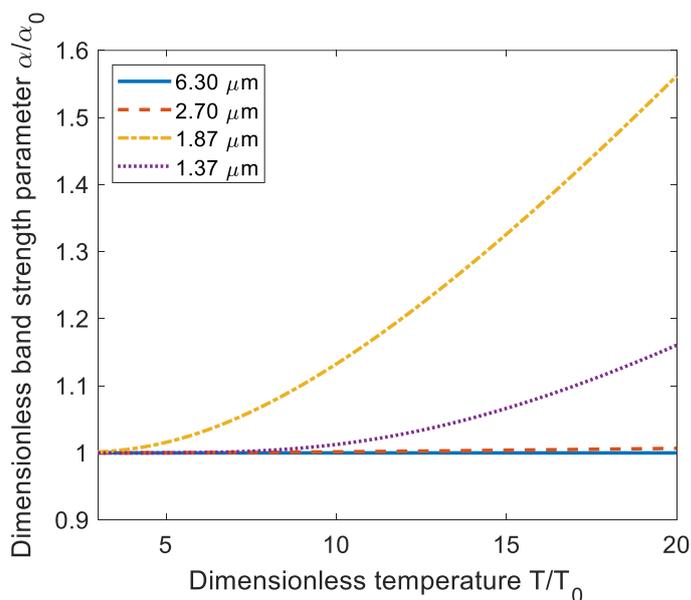


Figure 5-1 - Paramètre de l'intensité de bande sans dimension.

5.2.8. Validation de l'absorption totale de la vapeur d'eau

Nous avons considéré l'exemple traité par Modest [8] pour valider l'estimation de l'absorption totale de la vapeur d'eau. Nos résultats sur l'absorption totale, l'épaisseur optique, les paramètres de corrélation et la pression effective sont comparés à ceux de Modest [8] et sont reportés dans le [Tableau 5-3](#). On peut voir que nos résultats corroborent ceux de Modest.

Tableau 5-3 - Validation avec Modest de l'absorption totale de la vapeur d'eau

$x_a = 5\% ; T = 600K ; p = 3 atm$		
	Modest results	Present simulation
Dimensionless band strength (α/α_0)	1	$\alpha/\alpha_0 = 1$
ρ_{H_2O} in $g.m^{-3}$	54.84	54.12
Band strength parameter (α) in $cm^{-1}.g^{-1}.m^2$	41.2	$\alpha = 41.2$
Band width parameter (w) in cm^{-1}	$w = 138.15$	$w = 138.15$

Un ensemble de simulations a été réalisé pour évaluer l'absorptivité de la vapeur d'eau à une température de 300 K avec $\rho_{H_2O} = 285 g/m^3$. La [Figure 5-2](#) présente et compare l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde avec les résultats de Wei et al. [64]. Il apparaît que les pics sont presque identiques, ce qui indique que nos résultats, basés sur le modèle d'Edward, corroborent ceux de Wei et al.

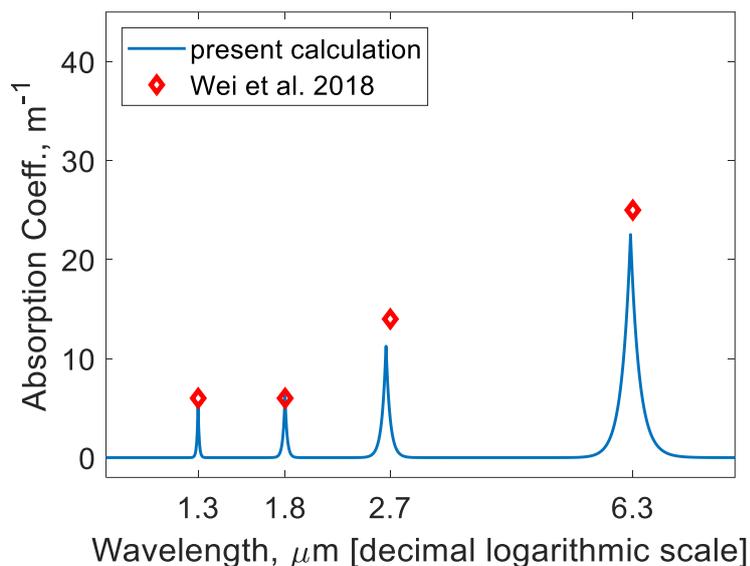


Figure 5-2 - Évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

5.3. Méthode de Monte-Carlo

De nombreux problèmes mathématiques peuvent également être résolus par des méthodes statistiques, à l'aide de techniques d'échantillonnage, avec un degré de précision quelconque. Par exemple, considérons la prédiction du résultat des prochaines élections présidentielles. Établir un modèle mathématique qui prédit la participation des électeurs et leur comportement de vote est bien sûr impossible, sans parler de trouver la solution analytique à un tel modèle. Cependant, si une technique d'échantillonnage appropriée est choisie, le résultat peut être prédit en réalisant un sondage. L'exactitude de sa prédiction dépend principalement de la taille de l'échantillon, c'est-à-dire du nombre de personnes interrogées. Résoudre des problèmes mathématiques de manière statistique implique toujours l'utilisation de nombres aléatoires, qui peuvent être choisis, par exemple, en plaçant une balle dans une roulette tournante. C'est pourquoi ces méthodes d'échantillonnage sont appelées méthodes de Monte Carlo (nommées d'après la principauté de Monte Carlo, dans le sud de la France, célèbre pour son casino). Il n'y a pas de schéma unique auquel le nom de Monte Carlo s'applique. Au contraire, toute méthode de résolution d'un problème mathématique avec une technique d'échantillonnage statistique appropriée est couramment appelée méthode de Monte Carlo.

L'avantage de la méthode de Monte Carlo est que même le problème le plus complexe peut être résolu relativement facilement. Pour un problème trivial, la mise en place de la technique

d'échantillonnage appropriée des photons peut nécessiter plus d'efforts que la recherche de la solution analytique. Cependant, à mesure que la complexité du problème augmente, la complexité de la formulation et les efforts de résolution augmentent beaucoup plus rapidement pour les techniques conventionnelles. Pour les problèmes au-delà d'une certaine complexité, la solution de Monte Carlo sera préférable. Malheureusement, il n'y a aucun moyen de déterminer a priori précisément où se situe ce point de croisement en termes de complexité. L'inconvénient des méthodes de Monte Carlo est qu'en tant que méthodes statistiques, elles sont sujettes à des erreurs statistiques (très similaires à l'erreur inévitable associée aux mesures expérimentales). Le nom et le développement systématique des méthodes de Monte Carlo datent d'environ 1944 [67], bien que certaines techniques d'échantillonnage mathématique rudimentaires aient été utilisées de manière sporadique au cours des siècles précédents. Leur première utilisation en tant qu'outil de recherche découle de la tentative de modélisation de la diffusion des neutrons dans le matériau de fission, pour le développement de la bombe atomique pendant la Seconde Guerre mondiale. La méthode a été appliquée pour la première fois aux problèmes de rayonnement thermique au début des années 1960 par Fleck ([68], [69]) et Howell et Perlmutter ([70], [71], [72]). Pour une compréhension approfondie des méthodes de Monte Carlo, une bonne connaissance des méthodes statistiques est nécessaire, ce qui dépasse le cadre de ce livre. Dans ce chapitre, la méthode appliquée au rayonnement thermique est présentée de manière générale, et les considérations statistiques sont abordées de manière intuitive plutôt que de manière rigoureuse et mathématique. Pour une description plus détaillée, le lecteur peut consulter les livres de Hammersley et Handscomb [67], Cashwell et Everett [73], et Schreider [74], ainsi que les monographies de Kahn [75], Brown [76], Halton [77] et Hajji-Sheikh [78]. Une première monographie consacrée spécifiquement aux méthodes de Monte Carlo appliquées au rayonnement thermique a été publiée par Howell [79]. Une autre plus récente, par Walters et Buckius [80], met l'accent sur le traitement de la diffusion. Une revue exhaustive de la littérature jusqu'en 1997, qui utilise une forme d'analyse de Monte Carlo radiatif, a également été réalisée par Howell [81]. Depuis lors, un grand nombre de chercheurs ont appliqué des simulations de Monte Carlo à une vaste gamme de problèmes, allant des propriétés de rayonnement à l'échelle nanométrique à la tomographie à grande échelle, le rayonnement de surface, les milieux participants, le rayonnement transitoire, les transferts de chaleur à modes combinés, etc.

5.3.1. Surfaces d'échange

La surface d'échange et l'épaisseur moyenne effective sont les deux méthodes qui prennent en compte la forme géométrique d'un système d'échange de rayonnement. Elles sont liées entre elles dans le cas particulier d'un échange gaz-surface. Dans ce travail, seule la première approche est considérée pour l'étude de l'étape de chauffage infrarouge dans le thermoformage. Au cours de cette étape, la feuille thermoplastique reçoit à la fois de l'énergie de la surface de la source (échange surface-surface) et de l'air humide (échange volume-surface). La Figure 5-3 illustre ces deux modes d'échanges :

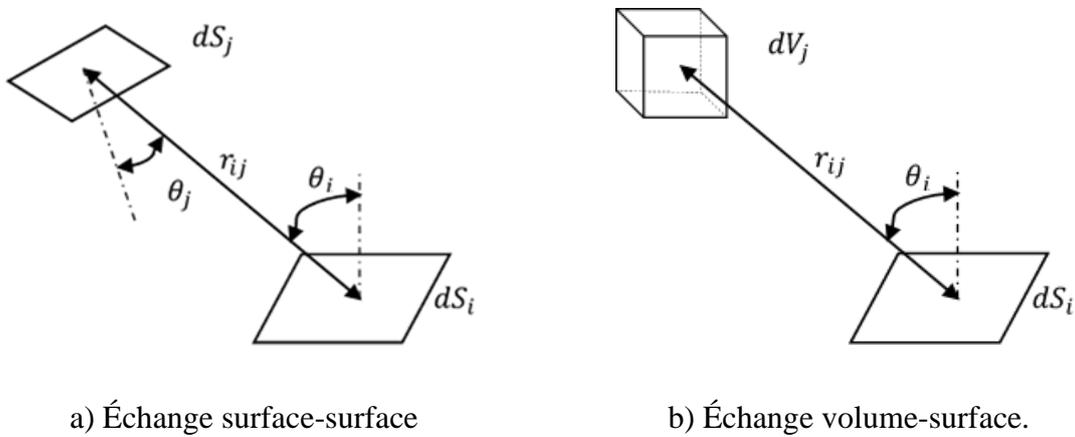


Fig. 5-3 - Deux modes d'échange.

Lors d'un échange radiatif de surface à surface, le flux provenant d'un élément de surface noire dS_i et intercepté par un élément dS_j dépend de la transmittance, τ , du milieu traversé par le rayonnement. La transmission est donnée par l'équation (6) comme suit :

$$\tau(r) = e^{-\int_0^r K(r) dr} \quad (5-16)$$

où r est la distance parcourus par le faisceau de rayonnement et K est le coefficient d'absorption. Pour un gaz gris, le flux, par unité d'angle solide, émis par l'élément dS_i et reçu par la surface dS_j peut être exprimé par la relation suivante [10] :

$$d^2q_{dS_i \rightarrow dS_j} = \left(\frac{E_{b_i}}{\pi} dS_i \cos \theta_i \right) \left(\frac{dS_j \cos \theta_j}{r^2} \right) \tau(r) \quad (5-17)$$

où le premier et le second terme entre parenthèses représentent, respectivement, l'émission selon la direction θ_i par unité de longueur (avec $E_{b_i} = \sigma T_i^4$) de dS_i .

5. Méthodes

Lors d'un échange de rayonnement volume-surface, le rayonnement peut être traduit par l'expression suivante :

$$d^2q_{dV \rightarrow dS_j} = (4KE_{b_g} dV) \left(\frac{dS_j \cos \theta_j}{4\pi r^2} \right) \tau(r) \quad (5-18)$$

Le premier terme entre parenthèses représente l'émission à travers dV en 4 stéradians (avec $E_{b_g} = \sigma T_g^4$), tandis que le second terme désigne la fraction du flux dirigée vers dS_j .

A partir de ces deux relations, les surfaces d'échange direct peuvent être établies comme suit :

$$\overline{s_i s_j} = \frac{q_{A_i \rightarrow S_j}}{E_{b_i}} = \frac{1}{E_{b_i}} \int_{S_i} \int_{S_j} d^2q_{dS_i \rightarrow dS_j} = \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{dS_i \cos \theta_i dS_j \cos \theta_j \tau(r)}{\pi r^2} \quad (5-19)$$

et

$$\overline{g_i s_j} = \frac{q_{V \rightarrow S_j}}{E_{b_i}} = \frac{1}{E_{b_g}} \int_V \int_{S_j} d^2q_{dV \rightarrow dA_j} = \int_V \int_{S_j} \left(\frac{KdV dS_j \cos \theta_j \tau(r)}{\pi r^2} \right) \quad (5-20)$$

Notez que la loi de réciprocité pour milieu est grise s'écrit: $\overline{s_i s_j} = \overline{s_j s_i}$ et $\overline{g s_j} = \overline{s_j g}$.

5.3.2. Facteur de réception

Le calcul des surfaces d'échange (équations (10) et (11)) peut être effectué par la méthode de Monte Carlo dont l'ingrédient de départ est la relation suivante :

$$R = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi} f(\xi^*) d\xi^*}{\int_{\xi_1}^{\xi_2} f(\xi) d\xi} \quad (5-21)$$

où R représente, pour le cas étudié, la probabilité qu'un événement indépendant donné se produise entre ξ_1 et ξ , $f(\xi)$ est fonction soit de la position de départ, soit de la longueur d'onde, soit des angles déterminant la direction d'un faisceau de rayonnement émis ou l'absorbé dans le milieu. Notons que les nombres aléatoires générés correspondent aux valeurs de la limite supérieure d'intégration (voir numérateur), ce qui permet ainsi de générer aléatoirement toutes les caractéristiques d'un faisceau émis. Ainsi, les faisceaux sont suivis jusqu'à leur absorption complète, et les surfaces d'échange sont, alors, obtenues en considérant le rapport des faisceaux absorbés et émis.

5. Méthodes

Les variables aléatoires sont utilisées pour déterminer l'origine, la direction et la longueur d'onde de l'émission, comme expliqué ci-dessous [8] :

- $Rand_x$ pour l'abscisse x sur l'axe des X ;
- $Rand_y$ pour l'ordonnée y sur l'axe des Y ;
- $Rand_\theta$ pour l'angle circonférentiel $\theta \in [0, 2\pi]$ et $\theta = 2\pi Rand_\theta$;
- $Rand_\varphi$ pour l'angle longitudinal $\varphi \in [0, \pi]$ et $\varphi = \sin^{-1}(\sqrt{Rand_\varphi})$;
- $Rand_\lambda$ pour la longueur d'onde du faisceau $\lambda = -\ln(Rand_\lambda)$;
- $Rand_z$ pour l'ordonnée z dans l'axe Z (utilisé uniquement pour calculer le facteur de réception volume à surface).

Une fois la longueur d'onde générée, la distance maximale de transmission du faisceau dans le milieu d'air humide est ensuite calculée comme suit [36] :

$$ZL = \frac{\lambda}{K(\lambda, T_i, x_a)} \quad (5-22)$$

λ : longueur d'onde en μm .

$K(\lambda, T_i, x_a)$: Coefficient d'absorption.

ZL : distance maximale de transmission, en m.

Finalement, le trajet du faisceau BP est comparé à la distance de transmission maximale :

Si $ZL < BP$, le faisceau séquence la feuille thermoplastique.

Si $ZL > BP$, le faisceau est absorbé par le milieu air-humide.

Validation 1 : (Cas du milieu transparent)

La validation numérique pour le cas deux surfaces parallèles et des distances entre surfaces varient de 0 ; 0.001 ; 0.01 ; 0.1 ; 1 et 10 est présentée dans le tableau suivant. Le présent calcul (Tableau 5-4) donne un bon accord avec les résultats analytiques de Erchiqui et Ngoma 2007 [82].

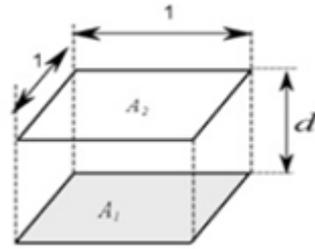


Tableau 5-4 - Validation 1 : (Cas du milieu transparent)

d	Analytical (Erchiqui-2007)	Monte Carlo ($2 \cdot 10^6$ beams)
0	1	1
0.001	0.998006	0,998050
0.01	0.980417	0,979975
0.1	0.826994	0,826075
1	0.199825	0,198825
10	0.003162	0,003125

Validation 2 : (Cas du milieu transparent)

La validation numérique pour le cas deux surfaces perpendiculaires et des distances entre surfaces vairé de 0 ; 0.001 ; 0.01 ; 0.1 ; 1 et 10 est présentées dans le tableau suivant. Le présent calcul (Tableau 5-5) donne un bon accord avec les résultats analytiques de Erchiqui et Ngoma 2007 [82].

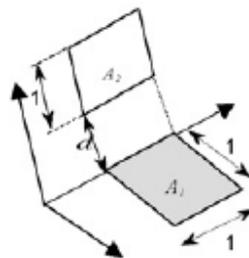


Tableau 5-5 - Validation 2 : (Cas du milieu transparent)

d	Analytical (Erchiqui-2007)	Monte Carlo ($2 \cdot 10^6$ beams)
0	0.200044	0,200069

0.001	0.199611	0,199609
0.01	0.195799	0,195730
0.1	0.162823	0,163220
1	0.032809	0,032920
10	0.000136	0,000142

Validation 3 : (Cas du milieu transparent)

Comparons le présent code pour le cas deux surfaces parallèles et des nombres des faisceaux vairés de $4 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^5$ et $4 \cdot 10^6$. La courbe d'erreur converge et les résultats obtenus donne un bon accord avec celles de Le-Bohec 2017 [83] (Tableau 5-6).

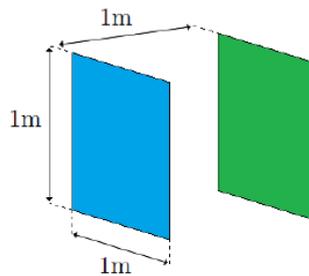


Tableau 5-6 - Validation 3 : (Cas du milieu transparent)

Nombre des faisceaux	Monte Carlo (present calcul)	Error (%) (present calcul)	temps (s) (present calcul)	Error (%) (Le-Bohec 2017)	temps (s) (Le-Bohec 2017)
$4 \cdot 10^4$	0,204775	2,477	0.155	2	0.04
$4 \cdot 10^5$	0,199482	0,171	1.262	0.6	0.4
$4 \cdot 10^6$	0,199716	0,054	12.050	0.2	4

Note: Error are calculated with regards to $F_{ij \text{ exact}} = 0,199825$

Validation 4 : (Cas du milieu transparent)

Comparons le présent code pour le cas deux surfaces perpendiculaires et des nombres des faisceaux vairés de $4 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^5$ et $4 \cdot 10^6$. La courbe d'erreur converge et les résultats obtenus donne un bon accord avec celles de Le-Bohec 2017 [83] (Tableau 5-7).

5. Méthodes

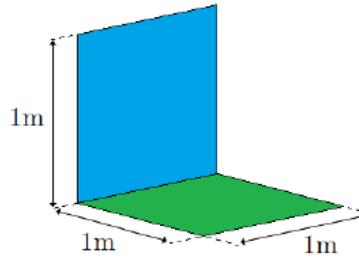


Tableau 5-7 - Validation 4 : (Cas du milieu transparent)

Nombre des faisceaux	Monte Carlo (Présent calcul)	Error (%) (Présent calcul)	Temps (s) (Présent calcul)	Error (%) (Le-Bohec 2017)	Temps (s) (Le-Bohec 2017)
$4 \cdot 10^4$	0,201125	0,540	0.146	15	0.04
$4 \cdot 10^5$	0,200240	0,098	1.245	7	0.4
$4 \cdot 10^6$	0,200039	0,002	12.024	3	4
Note: Error are calculated with regards to $F_{ij\ exact} = 0,200044$					

Validation 5 : (Cas du milieu absorbant)

Comparons le présent code pour les facteurs des réceptions dans un cube, en considérant que l'émetteur est la surface 6 (en haut). Le nombre des faisceaux est varié de 10^3 à 10^6 . L'absorption du milieu est fixée à $A^* = 0.4\ m^{-1}$. Les résultats obtenus (Tableau 5-8) donnent un bon accord avec calcul analytique de Hottel and Sarofim 1967 [34].

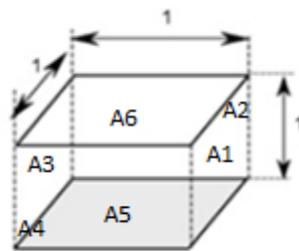


Tableau 5-8 - Validation 5 : (Cas du milieu absorbant)

	Nombre des faisceaux (10^3)	Monte Carlo (Présent calcul)	Error (%) (Présent calcul)
$F_{6 \rightarrow 1}$	1	0,1560	0,487
	10	0,1746	0,646

	50	0,1729	0,545
	100	0,1708	0,420
	1000	0,1721	0,494
$F_{6 \rightarrow 2}$	1	0,1760	0,732
	10	0,1790	0,921
	50	0,1710	0,427
	100	0,1709	0,424
	1000	0,1725	0,518
$F_{6 \rightarrow 3}$	1	0,1780	0,853
	10	0,1656	0,097
	50	0,1727	0,529
	100	0,1736	0,586
	1000	0,1729	0,544
$F_{6 \rightarrow 4}$	1	0,1760	0,731
	10	0,1790	0,914
	50	0,1699	0,358
	100	0,1728	0,537
	1000	0,1726	0,525

Note: Les erreurs sont calculées par rapport à $F_{ij \text{ analytical}} = 0,164$ [34].

Validation 6 : (Cas du milieu absorbant)

En tenant compte des paramètres de Wei et al. 2019 [64], le présent calcul peut être comparé à calcul de Wei (selon model de Modest, 1993) et aux données expérimentales (Yamamoto et Onishi 1948) dans la [Figure 5-4](#).

- $T = 300 \text{ K}$
- $\rho_w = 285 \text{ g/m}^3$
- $s = 1 \text{ m}$

5. Méthodes

Les résultats obtenus donnent très proches avec calcul Wei (selon model de Modest, 1993) et aux données expérimentales (Yamamoto et Onishi 1948).

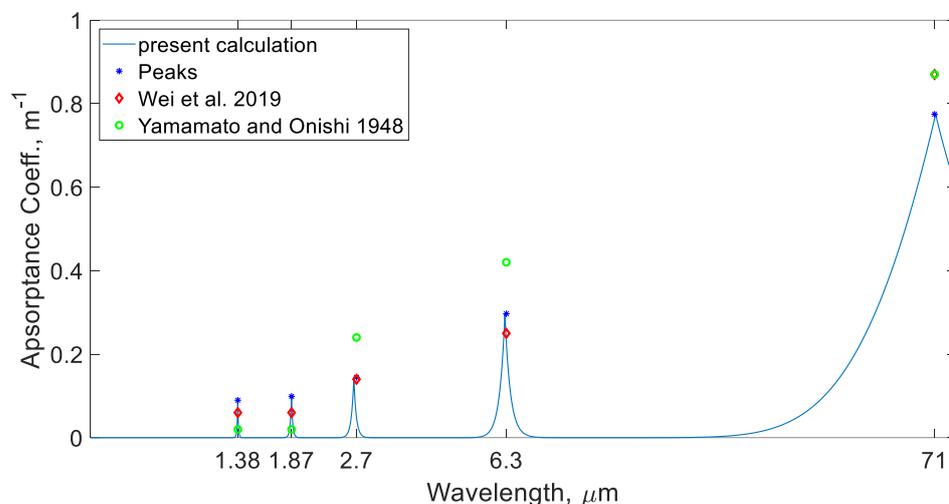


Figure 5-4 - Validation 6 : (Cas du milieu absorbant)

5.3.3. Validation des calculs des surfaces d'échange

Le calcul des surfaces d'échange ($\overline{gs_1}$ et $\overline{s_1s_2}$) a été effectué en utilisant les corrélations de Tucker [84] dans le cas d'un cube de bord B contenant un gaz gris. Dans un premier temps (voir [Tableau 5-9](#)), nous avons étudié l'impact du nombre aléatoire de faisceaux sur la précision des calculs dans le cas de deux surfaces parallèles séparées par un gaz gris de coefficient d'absorption $0.4 m^{-1}$. Pour un nombre aléatoire de 10^6 , on constate que l'erreur relative tend vers 0. Ainsi, pour les validations ultérieures, le nombre aléatoire de faisceaux générés a été fixé à 10^6 . En thermoformage, l'étape de chauffage infrarouge implique deux surfaces parallèles séparées par de l'air humide. Pour cela, nous avons limité les validations à deux cas et pour différentes valeurs d'absorptivité normalisée (coefficient d'absorption normalisé) (KB): Comme l'étape de chauffage infrarouge dans le thermoformage implique deux surfaces parallèles séparées par de l'air humide, nous avons limité les validations à deux cas et ce pour différentes valeurs d'absorptivité normalisée (KB) :

i) Calcul de la surface d'échange, $\overline{gs_1}$, pour un cube de bord B contenant un gaz gris entouré de six surfaces adjacentes ;

5. Méthodes

ii) Calcul de la surface d'échange, $\overline{s_1 s_2}$, entre deux surfaces carrées, de bord commun B, parallèles, distantes de 1 et séparées par un gaz gris.

Il s'avère que les résultats que nous avons obtenus corroborent ceux de Tucker [84]. Les [Figures 5-5](#) et [5-6](#) illustrent l'évolution des deux surfaces d'échange sans dimension en fonction de l'absorptivité normalisée. On constate que l'erreur maximale reste inférieure à 0,7%.

Tableau 5-9 - Effet du nombre de faisceaux sur la précision de la surface d'échange entre des surfaces carrées parallèles ($B = 1 \text{ m}$) pour $K = 0.4 \text{ m}^{-1}$.

Nombre des faisceaux (x 10^3)	Monte-Carlo method	Error (%)
1	0.1060	17.0
10	0.12670	0.85
100	0.12872	0.74
1000	0.12778	0.00

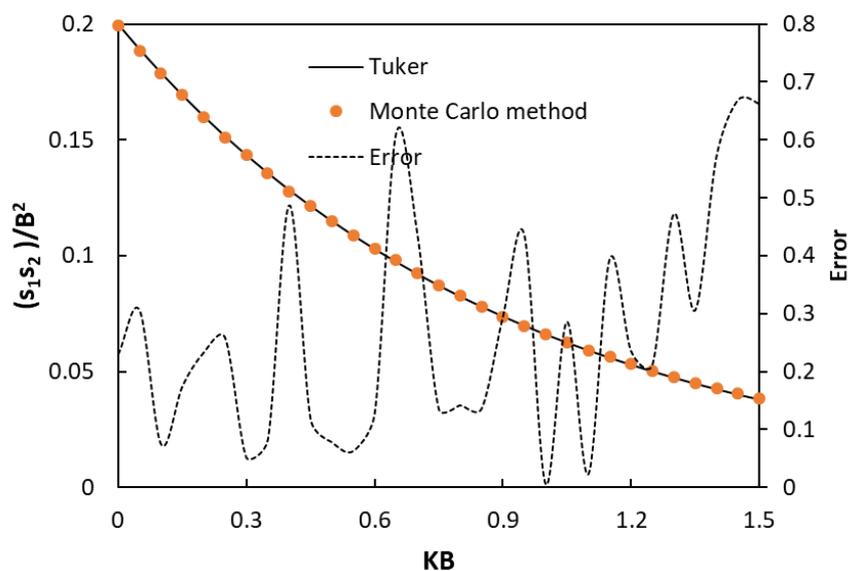
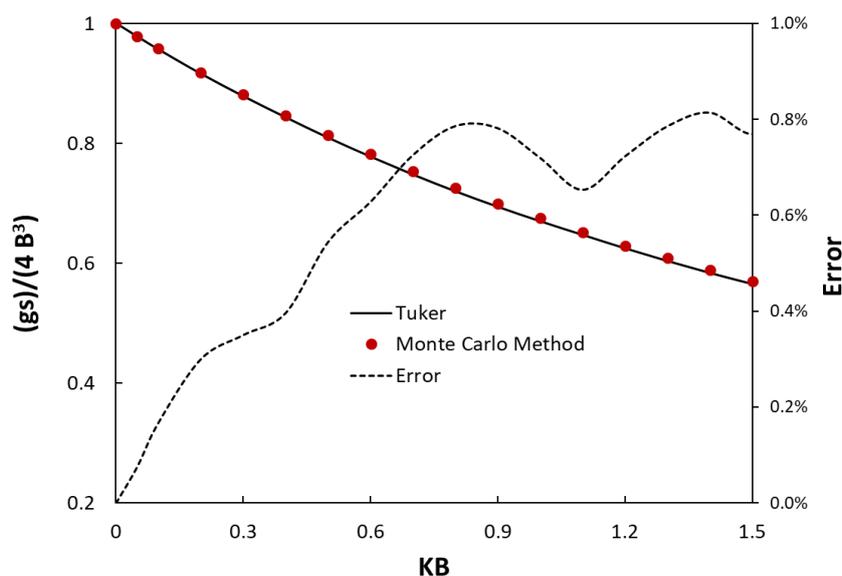


Figure 5-5 - Surface d'échange $(\overline{s_1 s_2})$ entre des surfaces carrées.Figure 5-6 - Surface d'échange (\overline{gs}) entre un cube de bord B et six surfaces.

5.3.4. Rayonnement intercepté en présence d'un gaz absorbant-émettant

Dans le thermoformage, l'étape de chauffage est caractérisée par un échange de chaleur par rayonnement entre deux surfaces parallèles S_1 (source) et S_2 (feuille thermoplastique) séparées par un gaz absorbant-émetteur (air humide). Ainsi, l'éclairement incident (G) sur la surface S_2 est la somme de l'énergie émise ($q_{0,1}$) par la surface S_1 (dont une partie est absorbée par le gaz gris) et de l'énergie émise (E_{bg}) comme :

$$G = \overline{s_1 s_2} q_{0,1} + \overline{g s_2} E_{bg} \quad (5-23)$$

puisque $q_{0,1} = \varepsilon_1 \sigma T_1^4$, cette expression devient :

$$G = \overline{s_1 s_2} \varepsilon_1 \sigma T_1^4 + \overline{g s_2} \sigma T_g^4 \quad (5-24)$$

ε_1 étant l'émissivité de la surface émettrice.

Notez que, par souci de simplification, la valeur de l'émissivité est fixée à 1. Pour réaliser l'analyse, nous considérons une gamme de températures allant de 400 K à 1500 K pour la source halogène et le gaz (supposé gris) et une humidité allant de 10% à 80%.

Notez que la température du gaz ne peut pas dépasser celle de la surface émettrice (source) et que le calcul de $\overline{s_1 s_2}$ et de $\overline{g s_2}$ est réalisé par la méthode de Monte-Carlo.

5.4. Modélisation par Méthode des éléments finis

La plupart des chercheurs ont utilisé la méthode des éléments finis avec la formulation de Galerkin. Le milieu est subdivisé en "mini-volumes" (éléments finis), les nœuds sont placés sur la frontière de chaque élément et d'autres nœuds peuvent se placer à l'intérieur de ces éléments.

La distribution de la température (ou autre variable dépendante) est décrite, suivant le degré de précision voulu, par une fonction d'interpolation appropriée.

Si chaque élément est considéré comme isotherme, la méthode s'identifie à celle des zones. Dans le cas des problèmes bidimensionnels, la distribution de la température à l'intérieur des éléments est généralement représentée par des fonctions biquadratiques. Razzaque et al. [85] s'en sont servi pour étudier le problème de couplage conduction-rayonnement à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire. Chang et Kim [86] l'ont adaptée pour analyser les transferts radiatif et convectif dans des canaux divergent et convergent.

5.4.1. Formulation intégrale

Résoudre analytiquement l'équation de la conservation de l'énergie consiste à chercher une solution une fois différentiable par rapport aux coordonnées spatiales. Pour la plupart des problèmes physiques, y compris celui du transfert radiatif et sous certaines conditions, une telle tâche s'avère difficile voire impossible. On montre souvent l'existence et l'unicité d'une solution mais on ne connaît pas son expression. La méthode des éléments finis propose d'approcher la solution exacte, à priori inconnue, par une solution dont la singularité est moins forte que celle de la solution exacte [87]. Pour ce faire, on multiplie l'équation de conservation de l'énergie, dite forme forte, par une fonction test w , appartenant à un certain espace fonctionnel V [88], puis on intègre sur tout le domaine physique. On obtient ainsi la formulation intégrale de l'équation de conservation de l'énergie :

$$\int_{\Omega} w \left[\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} - S_r(x, y, z) + \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \right] dV = 0 \quad \text{avec } w \in V \quad (5-25)$$

(29)

Avec

$$q_x = -k(T) \frac{\partial T}{\partial x}; \quad q_y = -k(T) \frac{\partial T}{\partial y}; \quad q_z = -k(T) \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5-26)$$

En effectuant une intégration par parties, on réduit la forte régularité de la fonction température au niveau des dérivées secondes qui apparaissent implicitement dans l'équation (5-16), en faisant apparaître une forme faible de l'équation de la chaleur. Dans ce cas (5-16) devient:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho C p \frac{\partial T}{\partial t} w dV - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \{q\} dV \\ = \int_{\Omega} S_r(x, y, z) w dV - \int_{\Omega} \{q\}^T \{n\} w dV \end{aligned} \quad (5-27)$$

Avec

$$\{q\} = [q_x \quad q_y \quad q_z]^T \quad (5-28)$$

$$\{n\} = [n_x \quad n_y \quad n_z]^T \quad (5-29)$$

$\{n\}$ étant le vecteur normal sortant a la surface du matériau.

5.4.2. Conditions aux limites

On considère, comme conditions aux frontières, la présence d'une convection sur les surfaces émetteur $S_{\text{émet}}$ et récepteur S_{recept} de la membrane thermoplastique. Ces conditions aux limites se traduisent par l'équation [28] :

$$q_x n_x + q_y n_y + q_z n_z = h(T_p - T_{\infty}) \quad (5-30)$$

Avec

$$\begin{cases} h = h_{conv} + h_{rad} \\ h_{rad} = \varepsilon_s \sigma (T_p - T_{\infty}) (T_p^2 + T_{\infty}^2) \end{cases} \quad (5-31)$$

h la somme des coefficients de convection h_{conv} et de radiation h_{rad} supposés respectivement identiques pour les deux surfaces concernées. ε_s est l'émissivité du milieu environnant. T_p les températures surfaciques

Dans ce travail, on suppose que les parois latérales de la feuille thermoplastique mince semi-transparente sont adiabatiques (épaisseur très négligeable par rapport aux autres dimensions). En introduisant les conditions aux limites convectives, l'équation (5-18) devient:

$$\begin{aligned}
& \int_{\hat{\Omega}} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} w dV - \int_{\hat{\Omega}} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \{q\} dV & (5-32) \\
& = \int_{\hat{\Omega}} S_r(x, y, z) w dV - \int_{S_{\text{émet}}} h(T - T_{\infty}) \cdot w dV \\
& - \int_{S_{\text{recept}}} h(T - T_{\infty}) \cdot w dV
\end{aligned}$$

5.4.3. Méthode de Galerkin

La méthode de Galerkin consiste à prendre pour fonctions tests les fonctions d'interpolations [88]:

$$T(\xi, \eta, \zeta, t) = \sum_{j=1}^m T_j^e(t) N_j^e(\xi, \eta, \zeta) \quad (5-33)$$

Avec

m le nombre de nœuds de l'élément hexaédrique linéaire qui a été retenu ($m=8$);

$T_j(t)$ les valeurs nodales de la température à un instant t ;

$N_j(\xi, \eta, \zeta)$ les fonctions d'interpolation isoparamétriques.

ξ, η, ζ les coordonnées nodales de 1' élément de référence hexaédrique linéaire.

Sous forme matricielle, l'équation (35) s'écrit:

$$T = [N]\{T\} \quad (5-34)$$

$$[N] = [N_1 \ N_2 \ N_3 \ \dots \ N_8] \quad (5-35)$$

$$\{T\} = [T_1 \ T_2 \ T_3 \ \dots \ T_8] \quad (5-36)$$

Où

$\{T\}$ le vecteur des températures nodales.

$[N]$ la matrice des fonctions d'interpolation.

La dérivée associée à (38) devient sous forme matricielle:

$$\begin{Bmatrix} \partial T / \partial x \\ \partial T / \partial y \\ \partial T / \partial z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial T_1 / \partial x & \partial T_2 / \partial x & \dots \\ \partial T_1 / \partial y & \partial T_2 / \partial y & \dots \\ \partial T_1 / \partial z & \partial T_2 / \partial z & \dots \end{bmatrix} \{T\} = [B]\{T\} \quad (5-37)$$

où $[B]$ est la matrice des gradients des fonctions d' interpolation. On en déduit alors, selon la loi de Fourier, l'expression matricielle du flux de conduction:

$$\{q\} = -k[B]\{T\} \quad (5-38)$$

En substituant dans l'équation (5-22), les équations (5-23), (5-25) et (5-28) on aura :

$$\begin{aligned} & \sum_e \left(\int_{\hat{\Omega}^e} \rho C p \frac{\partial T_j}{\partial t} N_j N_i dV + \int_{\hat{\Omega}^e} k[B]^T [B] \{T\} dV \right) \\ &= \sum_e \left(\int_{\hat{\Omega}^e} S_r(x, y, z) N_i dV - \int_{S_{\text{émet}}^e} h(T_j N_j - T_\infty) \cdot N_i ds \right. \\ & \quad \left. - \int_{S_{\text{recept}}^e} h(T_j N_j - T_\infty) \cdot N_i ds \right) \end{aligned} \quad (5-39)$$

Finalement, en écrivant la température sous forme vectorielle et les fonctions d'interpolation sous forme matricielle, on peut déduire à partir de l'équation (5-30) les équations qui gouvernent le transfert de chaleur dans le milieu physique:

$$\sum_e ([C]^e \{\dot{T}\}^e + ([K_c]^e + [K_h]^e + [K_p]^e) \{T\}^e) = \sum_e (\{F_{\text{source}}\}^e + \{F_h\}^e) \quad (5-40)$$

Avec

$$[C]^e = \int_{\hat{\Omega}^e} \rho(T) C p(T) [N]^T [N] dV \quad (5-41)$$

$$[K_c]^e = \int_{\hat{\Omega}^e} k(T) [B]^T [B] dV \quad (5-42)$$

$$[K_h]^e = \int_{S_{\text{émet}}^e \cap S_{\text{recept}}^e} h [N]^T [N] dS \quad (5-43)$$

$$\{F_{\text{source}}\}^e = \int_{\hat{\Omega}^e} S_c [N]^T dV \quad (5-44)$$

$$[K_h]^e = \int_{S_{\text{émet}}^e \cap S_{\text{recept}}^e} h T_\infty [N]^T dS \quad (5-45)$$

5. Méthodes

$$[K_p]^e = - \int_{\hat{\Omega}^e} S_p [N]^T [N] dV \quad (5-46)$$

Sous forme condensée, l'équation (5-31) peut se réécrire sous la forme :

$$\sum_e ([C]^e \{\dot{T}\}^e + [K]^e \{T\}^e) = \sum_e \{F\}^e \quad (5-47)$$

Où

$[C]^e$: la matrice de capacité élémentaire;

$[K]^e = [K_c]^e + [K_h]^e + [K_p]^e$: la matrice de conductivité élémentaire;

$\{F\}^e = \{F_{source}\}^e + \{F_h\}^e$: le vecteur flux généralisé élémentaire;

\dot{T} : est la dérivée de la température par rapport au temps.

Pour résoudre l'équation (5-47) on est amené à évaluer les différentes intégrales figurant dans (4-40). Comme il est souvent très difficile d'évaluer les expressions exactes de ces intégrales, les méthodes d'intégration numériques sont utilisées, en particulier la méthode des quadratures de Gauss [87]. Elle consiste à approcher les intégrales de types [28] :

$$\text{En 2D: } \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 g(\xi, \eta) d\xi d\eta \approx \sum_{i=1}^{m_G} \sum_{j=1}^{m_G} w_i \cdot w_j g(\xi_i, \eta_j) \quad (5-48)$$

$$\text{En 3D: } \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 g(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \approx \sum_{i=1}^{m_G} \sum_{j=1}^{m_G} \sum_{k=1}^{m_G} w_i \cdot w_j \cdot w_k g(\xi_i, \eta_j, \zeta_k) \quad (5-49)$$

avec :

m_G : le nombre de points de Gauss utilisés pour l'intégration;

ξ_i, η_j et ζ_k : les points d'intégration de Gauss;

w_i, w_j et w_k : les poids d'intégration de Gauss;

Remarques :

a) La méthode de Gauss permet d'intégrer exactement un polynôme de degré $2m_G - 1$ avec m_G points.

b) Afin de faciliter la résolution globale de toutes les intégrales de volume et de surface de l'équation discrétisée (5-47), des transformations sont effectuées sur chaque élément réel.

5.4.4. Assemblage

La discrétisation de l'équation de la chaleur par éléments finis nous a conduit à interpoler sur chaque élément la variable température par ses valeurs prises aux nœuds de l'élément. Ainsi, pour chaque élément considéré, on obtient un système élémentaire. La contribution de tous ces systèmes élémentaires à travers la sommation sur les éléments dans l'équation (5-47), permet de construire un système global. Cette étape est appelée assemblage [88]. Ainsi, l'équation (5-47) se réécrit après assemblage sous la forme :

$$[K] = \sum_e [K]^e \quad : \text{ la matrice conductivité globale.}$$

$$[C] = \sum_e [C]^e \quad : \text{ la matrice de capacité globale.}$$

$$\{F\} = \sum_e \{F\}^e \quad : \text{ le vecteur de charge thermique global.}$$

Sous la condition initiale :

$$T(x, y, z, t = 0) = T_{ini}(x, y, z) = T_{ini} \quad \text{quelque soit } x, y, z \quad (5-50)$$

6. ANALYSE DE L'EFFICACITÉ ÉNERGÉTIQUE DU TRANSFERT RADIATIF DU MILIEU RÉEL EN THERMOFORMAGE

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

6.1. Introduction

Cette section présente et commente nos résultats [89] concernant les coefficients d'absorption moyens, les échanges directs surface-surface et volume-surface, ainsi que l'effet de l'humidité et des températures des surfaces d'émission (T_s) sur le rayonnement et l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à différentes températures de l'air ambiant T_g . Il est à noter que, dans le thermoformage, la température de l'air ambiant humide est conditionnée par celle de la surface émettrice (source) dont la valeur peut atteindre 1500 K. En effet, les distances séparant les émetteurs et les récepteurs sont relativement faibles par rapport aux dimensions du four, ce qui favorise une élévation de la température de l'air ambiant humide. Ceci nous a conduit à supposer que la température de l'air ambiant humide est inférieure à celle de la source. Les cas ayant été considérés pour le choix des températures de la surface de l'émetteur et de l'air humide sont présentés dans le [Tableau 6-1](#). La température T_s couvre une gamme de 600-1500 K, tandis que celle de T_g est de 400-1000 K. L'humidité de l'air ambiant considérée est comprise entre 10% et 80%. Pour compléter l'analyse, trois distances entre la source et le récepteur, à savoir 0,5m, 0,25m et 0,10m ont été envisagées.

Tableau 6-1 - Cas sélectionnés pour les températures de l'émetteur et de l'air humide.

	T_g (K), l'humidité (x_a): 10% - 80%			
T_s (K)	400	600	800	1000
600	Considered			
800	Considered	Considered		
1000	Considered	Considered	Considered	
1200	Considered	Considered	Considered	Considered
1500	Considered	Considered	Considered	Considered

6.2. Application du modèle exponentiel à bande large

Une source halogène produit un spectre continu de rayonnement de corps noir allant du proche ultraviolet à l'infrarouge profond [66], tout en étant décalée vers le bleu et produisant de la lumière avec une température de couleur effective plus élevée. Dans le cas du thermoformage, lors du chauffage infrarouge, les lampes halogènes fonctionnent généralement dans la plage

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

spectrale de 0,76 μm à 2 μm [90], avec des températures qui peuvent dépasser 2500 K au centre. En revanche, la température peut varier de 475 K à plus de 1300 K à la surface des sources halogènes. Cependant, pour cette analyse, quatre bandes vibratoires pour la molécule H_2O (6,3 μm , 2,7 μm , 1,87 μm et 1,38 μm) et une température de surface de la source halogène comprise entre 400 K et 1000 K ont été considérées.

6.2.1. Epaisseur optique

L'effet de l'humidité et de la température du milieu sur l'épaisseur optique pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau se présente dans la [Figure 6-1](#).

Lorsque la température du milieu augmente de 400 K à 1500 K, nous observons une diminution graduelle et monotone de l'épaisseur optique. Ce phénomène s'explique par les changements dans les niveaux d'énergie vibrationnelle et rotationnelle des molécules d'eau avec la température. À des températures plus élevées, les molécules d'eau acquièrent davantage d'énergie thermique, ce qui augmente leur capacité à absorber et à dissiper l'énergie du rayonnement incident. Par conséquent, l'épaisseur optique diminue car une plus grande quantité de rayonnement est absorbée par les molécules d'eau à des températures plus élevées.

En ce qui concerne l'humidité, une augmentation de celle-ci (de 10 % à 80 %) entraîne une duplication de l'épaisseur optique. L'humidité affecte la densité de molécules d'eau dans le milieu, ce qui modifie les interactions entre ces molécules et le rayonnement. Une augmentation de l'humidité conduit à une plus grande quantité de molécules d'eau présentes, ce qui augmente la probabilité d'absorption et de diffusion du rayonnement par ces molécules. Par conséquent, l'épaisseur optique augmente avec l'humidité, car plus de molécules d'eau participent à l'absorption du rayonnement.

Par exemple, pour la bande vibratoire de 1,38 μm , l'épaisseur optique passe de 3,5 m^{-1} à 400 K et 10 % d'humidité à 225 m^{-1} à 400 K et 80 % d'humidité.

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

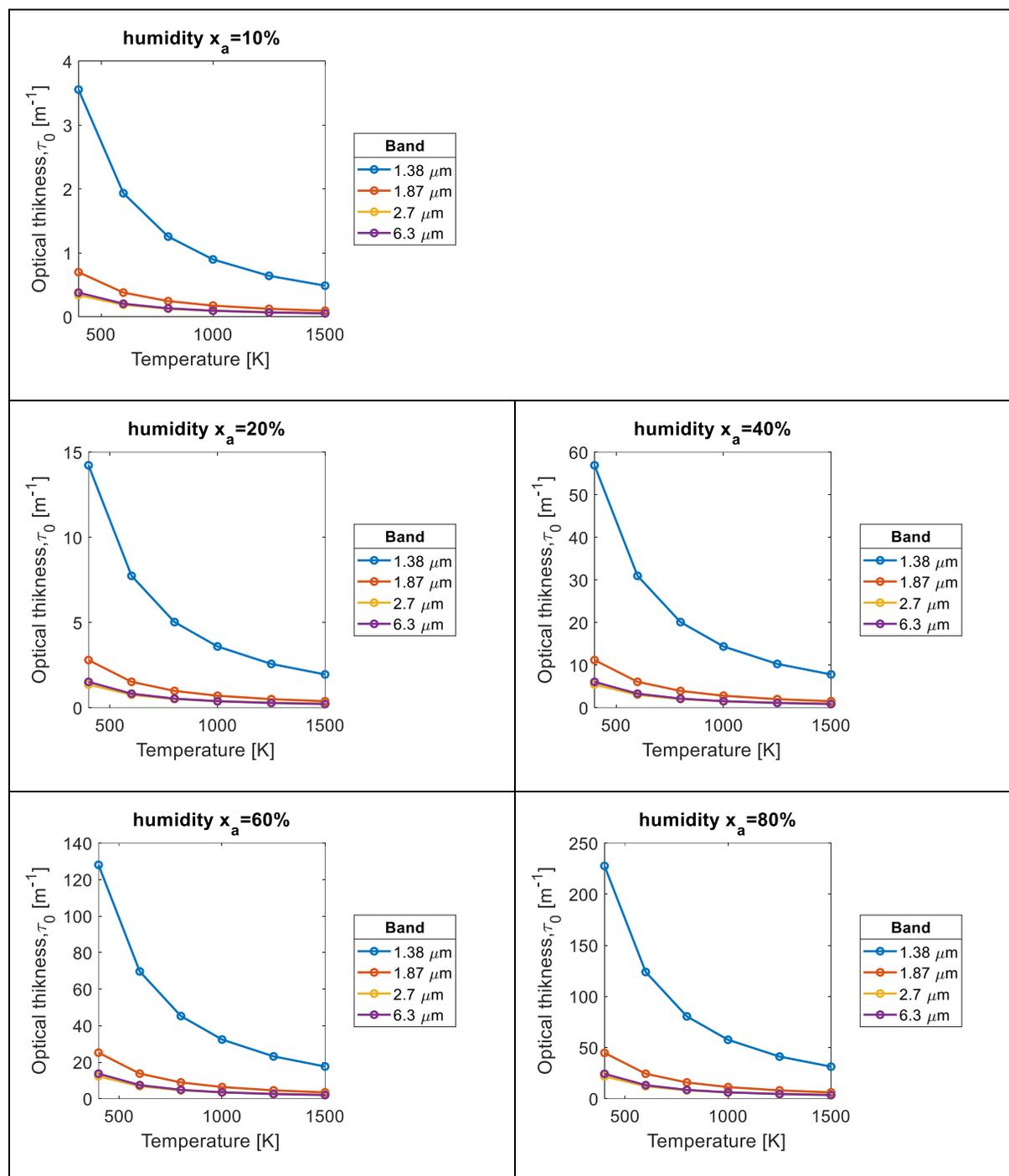


Figure 6-1 – Effet de l'humidité et de la température du milieu sur le l'épaisseur optique τ pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.

6.2.2. Paramètre de chevauchement β

L'effet de l'humidité (dans l'intervalle de 10% et 80%) et de la température du milieu (dans l'intervalle de 400K et 1500K) sur le paramètre de chevauchement β pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau se présente dans la Figure 6-2. On observe des minimums

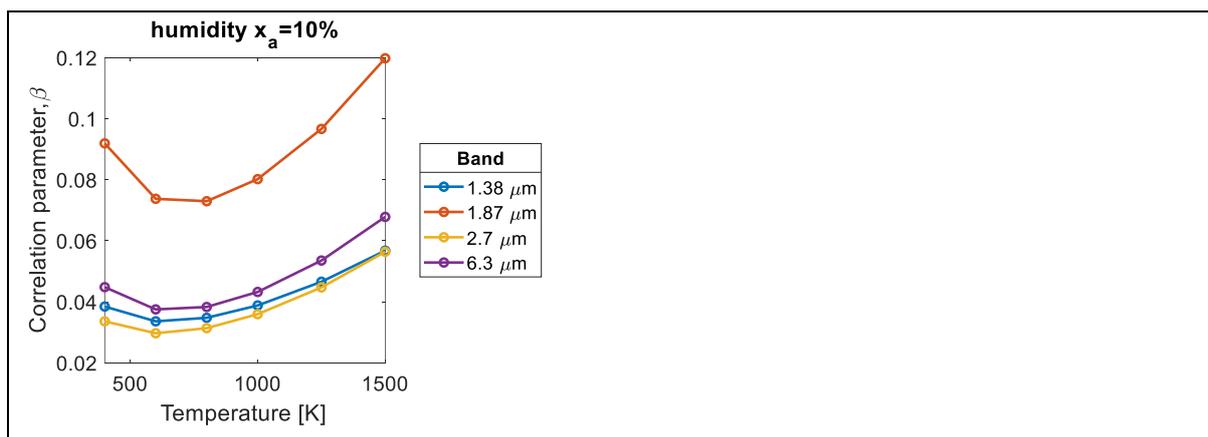
6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

locaux allons tour de 600-800K pour toute les bandes (1.38 μm ; 1.87 μm ; 2.7 μm ; et 6.3 μm). Une augmentation de l'humidité entraîne une duplication de paramètre de chevauchement.

Les minimums locaux observés dans la plage de température de 600 à 800 K s'expliquent par les interactions complexes entre les molécules d'eau et les vibrations moléculaires dans les bandes correspondantes. À ces températures, des transitions énergétiques spécifiques se produisent au sein des molécules d'eau, entraînant une diminution du paramètre de chevauchement β . En d'autres termes, les molécules d'eau ont tendance à interagir de manière moins efficace dans cette plage de température spécifique.

En ce qui concerne l'humidité, on constate une augmentation du paramètre de chevauchement β avec une augmentation de l'humidité. Cela signifie que lorsque l'humidité augmente, les interactions entre les molécules d'eau deviennent plus importantes, ce qui se reflète par une augmentation du paramètre de chevauchement β . Cette augmentation peut s'expliquer par une augmentation de la densité de molécules d'eau et une probabilité accrue de collisions entre elles. Ces facteurs favorisent les interactions vibrationnelles entre les molécules d'eau.

Par exemple, pour la bande vibratoire de 1,38 μm à 1500 K, le paramètre de corrélation passe de 0.12 pour 10 % d'humidité à 0.25 pour 80 % d'humidité. Deuxième exemple, pour la bande vibratoire de 6.3 μm à 400 K, le paramètre de corrélation passe de 0.043 pour 10 % d'humidité à 0.7 pour 80 % d'humidité.



6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

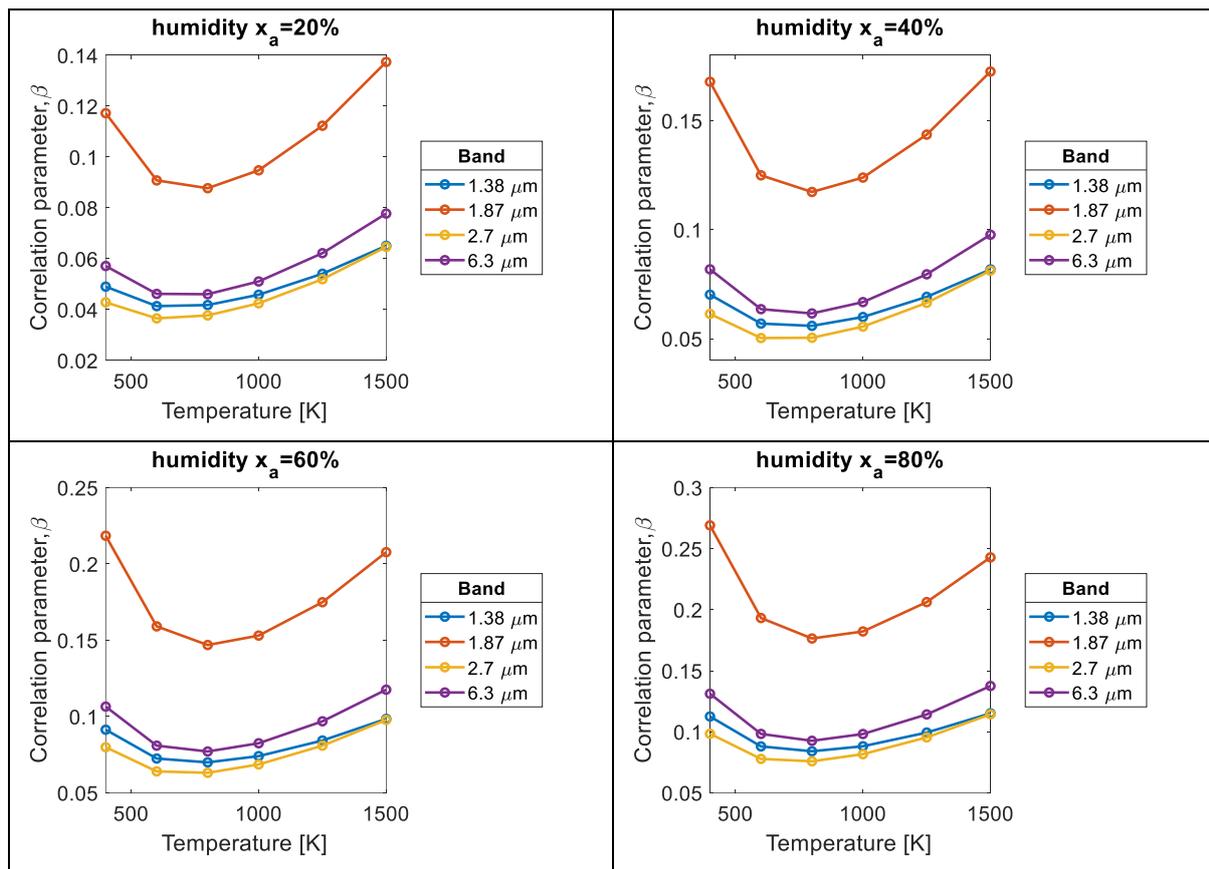


Figure 6-2 – Effet de l'humidité et de la température du milieu sur le paramètre de chevauchement β pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.

6.2.3. Pression effective

L'évolution de la pression effective pour une température du milieu varie entre $400\text{K} - 1500\text{K}$ et une humidité varie entre $10\% - 80\%$ se présente dans le la [Figure 6-3](#). La pression effective décroît graduellement avec l'augmentation de la température ainsi avec l'augmentation de l'humidité. Pour donner des exemples, a une température 1500K la pression effective passe de 1.2 pour 20% d'humidité a 2.4 pour 80% d'humidité. De plus, pour l'humidité 40% la pression effective passe de 2.5 pour 400K a 1.4 pour 1500K .

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

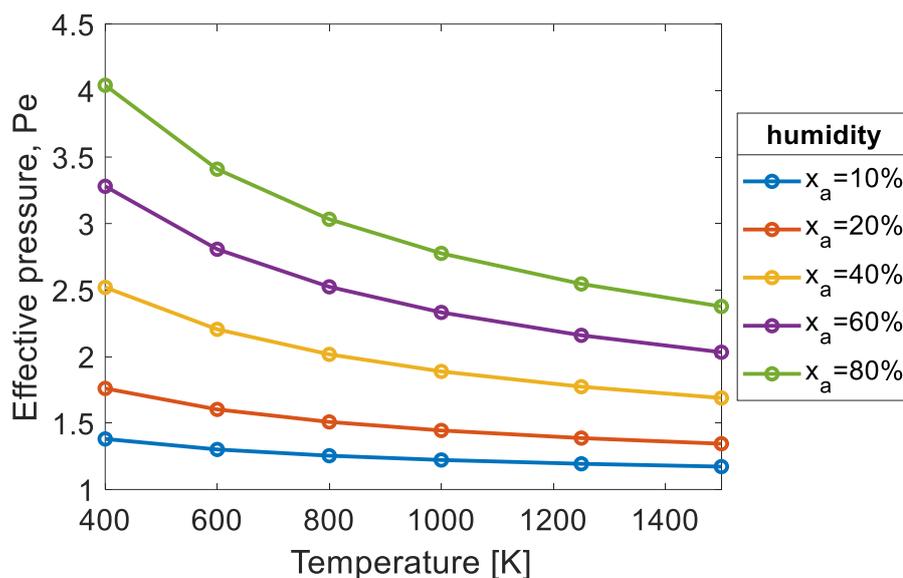


Figure 6-3 – Pression effective en fonction de température du milieu et humidité pour $T_g = 400K - 1500K$ et $x_a = 10\% - 80\%$.

6.2.4. Absorbance totale

L'effet de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale A^* (sans dimensions) pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau pour une température du milieu entre $400K - 1500K$ et une humidité de 10% à 80% se présente dans la [Figure 6-4](#).

L'absorption totale de la vapeur d'eau pour les bandes vibrationnelles est influencée par la température du milieu et son humidité. La température du milieu, qui varie ici de $400K$ à $1500K$, joue un rôle essentiel dans les mouvements moléculaires de la vapeur d'eau. À mesure que la température augmente, les molécules d'eau acquièrent davantage d'énergie thermique, ce qui se traduit par une augmentation de leur mouvement vibratoire. Cela conduit à une plus grande capacité d'absorption de l'énergie du rayonnement électromagnétique.

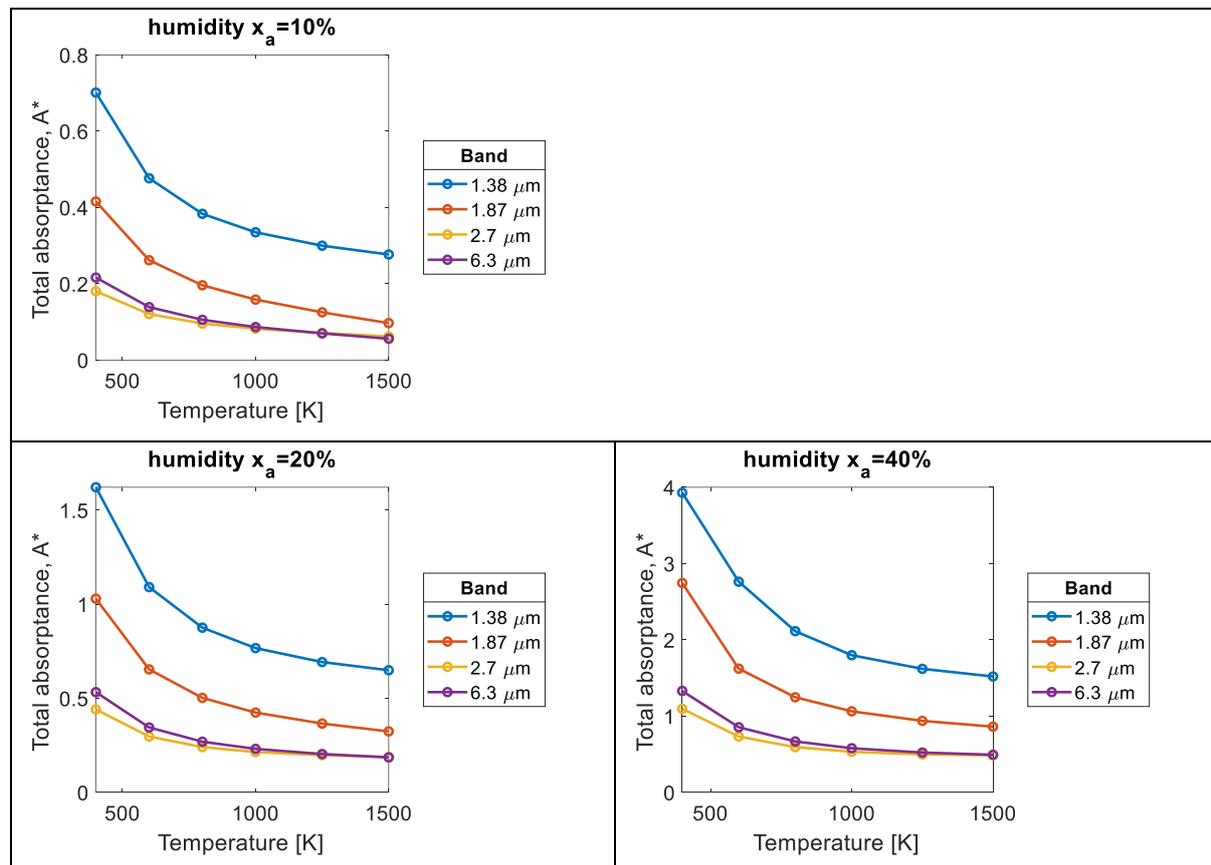
D'autre part, l'humidité du milieu, exprimée ici en pourcentage variant de 10% à 80%, indique la quantité de vapeur d'eau présente dans le milieu. L'humidité affecte la densité de la vapeur d'eau et la probabilité de collision entre les molécules d'eau. Lorsque l'humidité est élevée, la concentration de molécules d'eau augmente, ce qui augmente également la probabilité d'interaction entre ces molécules et les photons du rayonnement électromagnétique.

L'interaction entre les molécules d'eau et le rayonnement électromagnétique est régie par des processus d'absorption, d'émission et de diffusion. Les bandes vibrationnelles spécifiques

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

mentionnées (1,38 μm , 1,87 μm , 2,7 μm et 6,3 μm) correspondent à des transitions énergétiques spécifiques dans les molécules d'eau. Chaque bande représente une gamme d'énergie caractéristique associée aux mouvements vibratoires des atomes d'hydrogène et d'oxygène dans la molécule d'eau.

On observe une diminution graduelle de l'absorption totale avec l'augmentation de la température de milieu ou bien avec la diminution de l'humidité, pour toute les bandes. Par exemple, pour la bande vibratoire de 1,38 μm à 1500 K, l'absorption totale passe de 0.28 pour 10 % d'humidité à 3.8 pour 80 % d'humidité. Pour la bande vibratoire de 1,87 μm à 400 K, l'absorption totale passe de 0.4 pour 10 % d'humidité à 5.3 pour 80 % d'humidité. De plus, pour la bande vibratoire de 1,87 μm à 40 % d'humidité, l'absorption totale passe de 2.8 pour 400K à 0.9 pour 1500K.



6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

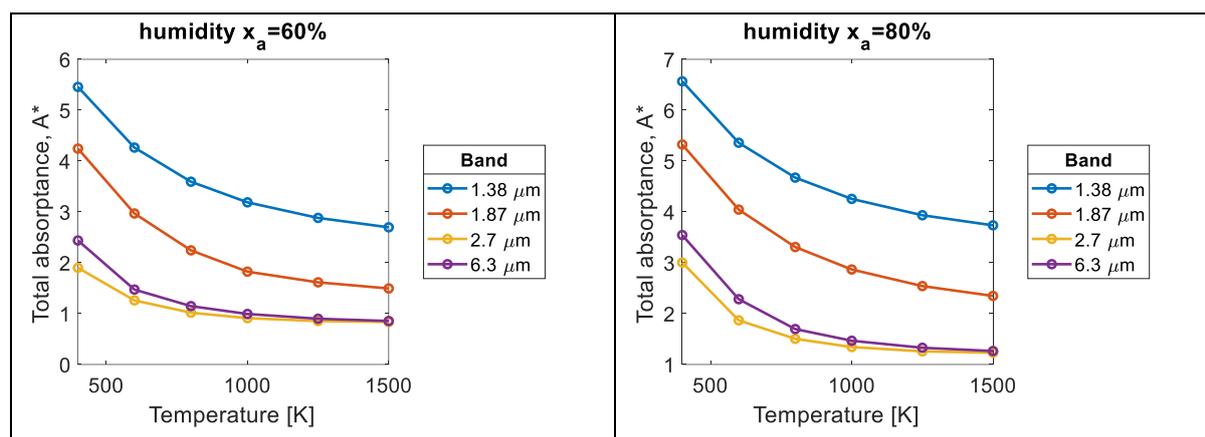


Figure 6-4 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale pour $T_g = 400\text{K} - 1500\text{K}$ et $x_a = 10\% - 80\%$.

6.2.5. Coefficient d'absorption

Considérant l'hypothèse du milieu réel, la Figure 6-5 expose les effets de l'humidité et de la température du milieu sur le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde, avec x_a étant l'humidité = $100 \times$ fraction molaire de gaz absorbant (vapeur d'eau dans le présent travail), en % et λ étant la longueur d'onde (μm).

La température du milieu joue un rôle important dans les transitions moléculaires de la vapeur d'eau. À des températures élevées, les molécules d'eau ont plus d'énergie thermique, ce qui se traduit par une augmentation de leurs mouvements vibratoires et rotationnels. Ces mouvements moléculaires peuvent induire des transitions énergétiques spécifiques, conduisant à l'émergence de pics d'absorption à des longueurs d'onde particulières.

En ce qui concerne l'effet de la température sur le coefficient d'absorption, on observe une diminution graduelle de celui-ci avec l'augmentation de la température. Cela peut être attribué à plusieurs facteurs. Tout d'abord, à des températures plus élevées, les molécules d'eau ont tendance à être plus énergétiques et mobiles, ce qui peut entraîner une réduction de leur capacité à absorber la lumière. De plus, les collisions entre les molécules d'eau sont plus fréquentes et plus énergétiques à des températures élevées, ce qui peut perturber les transitions énergétiques et réduire l'absorption de la lumière.

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

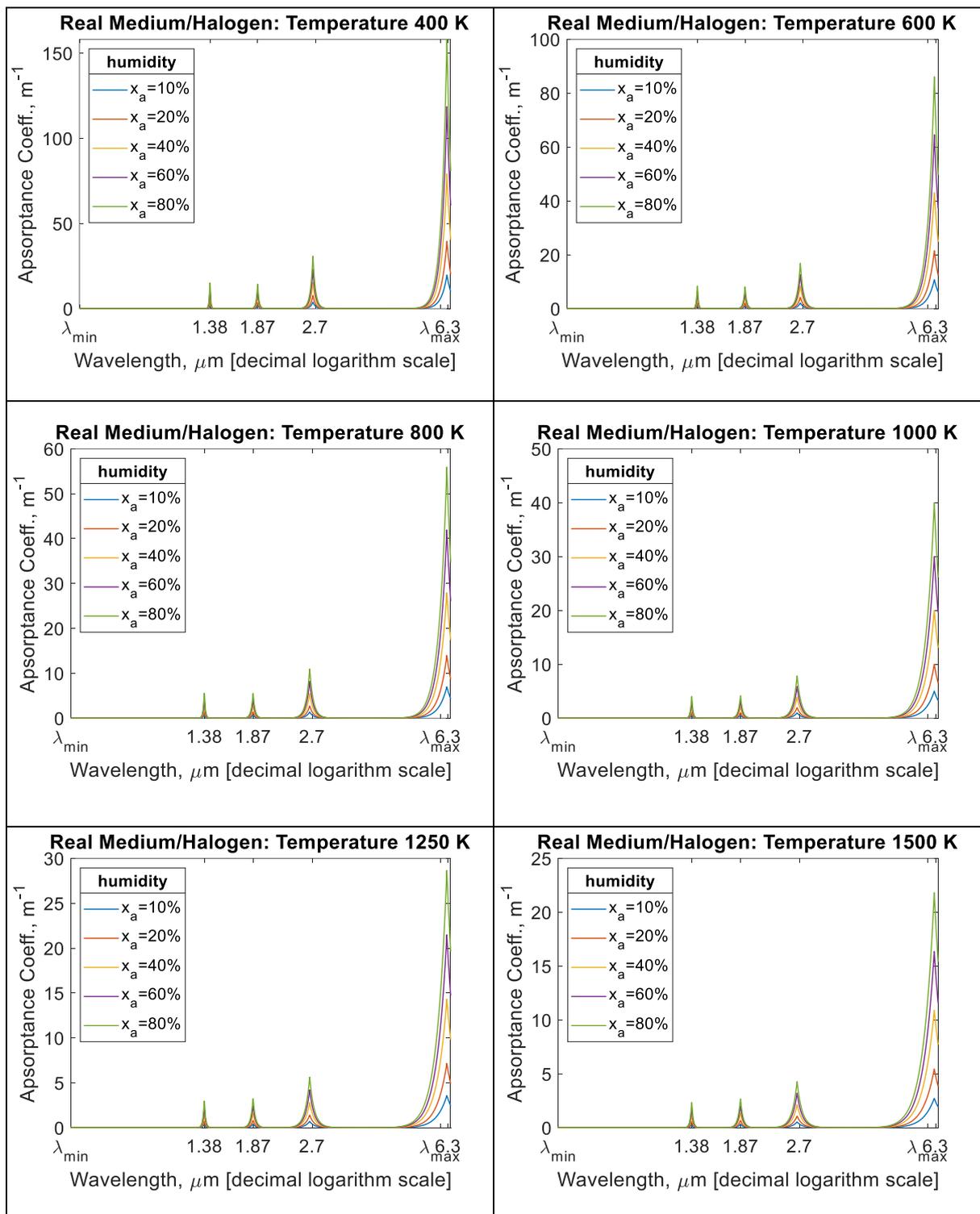


Figure 6-5 - Effets de l'humidité de l'air et de la température du milieu réel sur l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

6.3. Coefficients d'absorption moyens & Échange direct surface-surface et volume-surface

Les coefficients d'absorption moyens tenant compte de l'hypothèse du milieu gris sont calculés et présentés dans le [Tableau 6-2](#). La surface-surface ($\overline{s_1s_2}$) et le volume-surface ($\overline{gs_2}$) de l'échange direct sont reportés dans le [Tableau 6-3](#) pour différents coefficients d'absorption K.

Tableau 6-2 - Coefficients d'absorption moyens (milieu gris).

$K_{mean} [m^{-1}], d = 0.5m, T=400 K \text{ to } 1250K$				
$x_a = 10\%$	$x_a = 20\%$	$x_a = 40\%$	$x_a = 60\%$	$x_a = 80\%$
0.327	0.408	0.490	0.534	0.566
$K_{mean} [m^{-1}], d = 0.25m, T=400 K \text{ to } 1250K$				
$x_a = 10\%$	$x_a = 20\%$	$x_a = 40\%$	$x_a = 60\%$	$x_a = 80\%$
0.486	0.600	0.711	0.771	0.810
$K_{mean} [m^{-1}], d = 0.1m, T=400 K \text{ to } 1250K$				
$x_a = 10\%$	$x_a = 20\%$	$x_a = 40\%$	$x_a = 60\%$	$x_a = 80\%$
0.862	1.027	1.199	1.286	1.341

Tableau 6-3 - Échange direct surface-surface et volume-surface.

d=0.5 m									
K= 0.327 m ⁻¹		K= 0.408 m ⁻¹		K= 0.49 m ⁻¹		K= 0.534 m ⁻¹		K= 0.566 m ⁻¹	
10%		20%		40%		60%		80%	
$\overline{s_1s_2}$	$\overline{gs_2}$								
0.3387	0.147	0.3224	0.179	0.3063	0.210	0.2976	0.226	0.2918	0.237
d=0.25 m									
K= 0.486 m ⁻¹		K= 0.60 m ⁻¹		K= 0.711 m ⁻¹		K= 0.771 m ⁻¹		K= 0.81 m ⁻¹	
10%		20%		40%		60%		80%	
$\overline{s_1s_2}$	$\overline{gs_2}$								
0.5328	0.144	0.5120	0.174	0.4932	0.201	0.4828	0.216	0.4763	0.226
d=0.1 m									
K=0.862 m ⁻¹		K= 1.027 m ⁻¹		K= 1.199 m ⁻¹		K= 1.286 m ⁻¹		K= 1.341 m ⁻¹	

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

10%		20%		40%		60%		80%	
$\overline{s_1 s_2}$	$\overline{g s_2}$								
0.7206	0.127	0.7021	0.148	0.6833	0.170	0.6739	0.181	0.6684	0.188

6.4. Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté

Les [Figures 6-6](#), [6-7](#) et [6-8](#) illustrent l'effet de l'humidité sur l'évolution du rayonnement intercepté pour différentes valeurs de T_g et T_s , et pour trois distances source-récepteur. Comme on peut le voir, le rayonnement intercepté est effectivement influencé par tous ces paramètres, à savoir les températures de milieu, de la source, la distances source-récepteur et l'humidité.

Dans cette étude, l'efficacité énergétique est définie comme le rapport entre le flux intercepté par le récepteur dans le cas de l'hypothèse du milieu gris et celui du milieu transparent.

D'un point de vue physique, la fraction du flux émis par la source halogène et intercepté par la surface réceptrice est directement liée aux surfaces d'échange $\overline{s_1 s_2}$ et $\overline{g s_2}$, qui dépendent à leur tour de $1/r^2$ et de la transmission de l'air ambiant (τ). En clair, plus la distance r est petite, plus la probabilité que les faisceaux soient interceptés par la structure réceptrice est grande. En outre, on constate que les flux interceptés maximums sont atteints à $r = 0,1$ m quels que soient les paramètres considérés, à savoir l'humidité, les températures du gaz et la surface émettrice. Par ailleurs, il a été démontré que l'efficacité énergétique des flux interceptés est liée au coefficient de transmission (τ) du milieu ambiant à travers sa température et l'humidité de l'eau.

Pour fixer les idées sur un exemple (voir [Figure 6-6](#)), il est à noter que le flux intercepté passe de 85,5 kW pour $r=0,5$ m à 193,3 kW pour $r=0,1$ m en fonctionnant à $T_s = 1500$ K, $T_g = 600$ K et une humidité de 80%. En revanche, pour une humidité de 10%, le flux intercepté passe de 98,3 kW pour $r=0,5$ m à 207,8 kW pour $r=0,1$ m. En outre, il s'est avéré que par rapport à un milieu transparent ($\tau=0$), le flux intercepté perd de son intensité avec l'humidité et la température de l'air humide, ce qui indique une réduction de l'efficacité énergétique du système de chauffage infrarouge pendant le thermoformage. A titre d'exemple ([Figure 6-6](#)), pour $r=0,1$ m, $T_s=1500$ K et $T_g = 600$ K, l'efficacité est d'environ 87.6% pour une humidité de 10% et 81.5% pour une humidité de 80%. De plus, la perte d'efficacité diminue avec r . Pour des distances $r=0,25$ m et $r=0,5$ m, les efficacités énergétiques sont respectivement de 76.3% et

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

71.8% pour une humidité de 80%. Notons que le choix de 0,1 m pour l'analyse de l'efficacité énergétique est motivé par des considérations techniques liées au thermoformage pour lequel la distance entre la source et le récepteur est relativement faible par rapport aux dimensions du four.

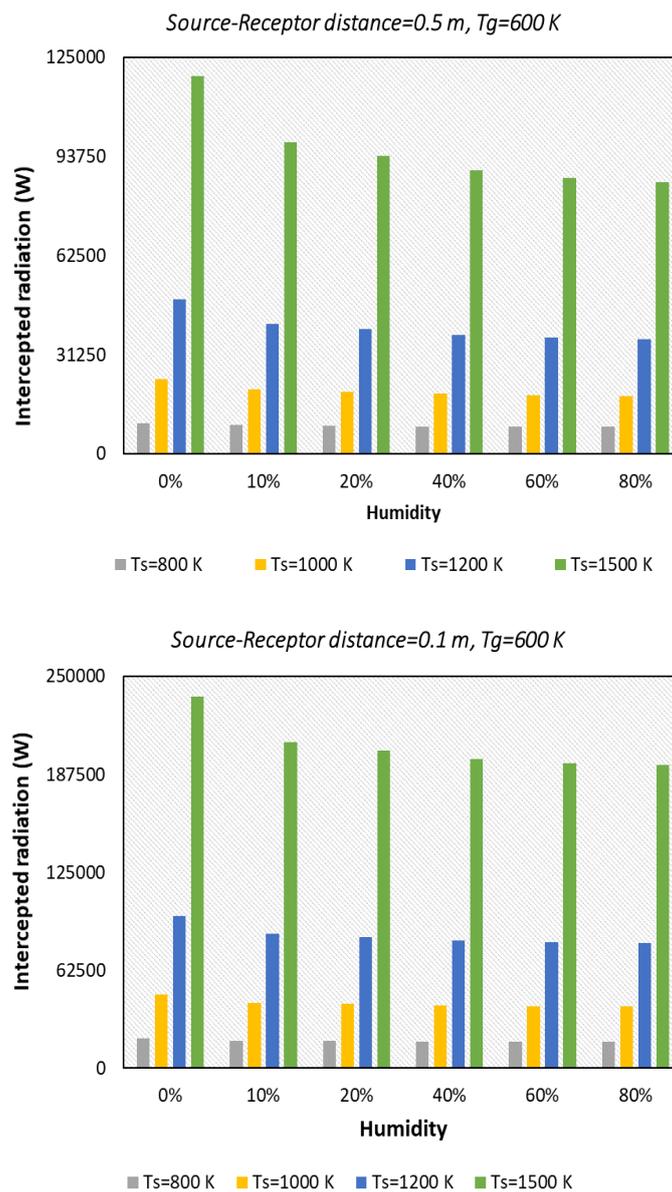


Figure 6-6 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté à $T_g=600$ K.

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

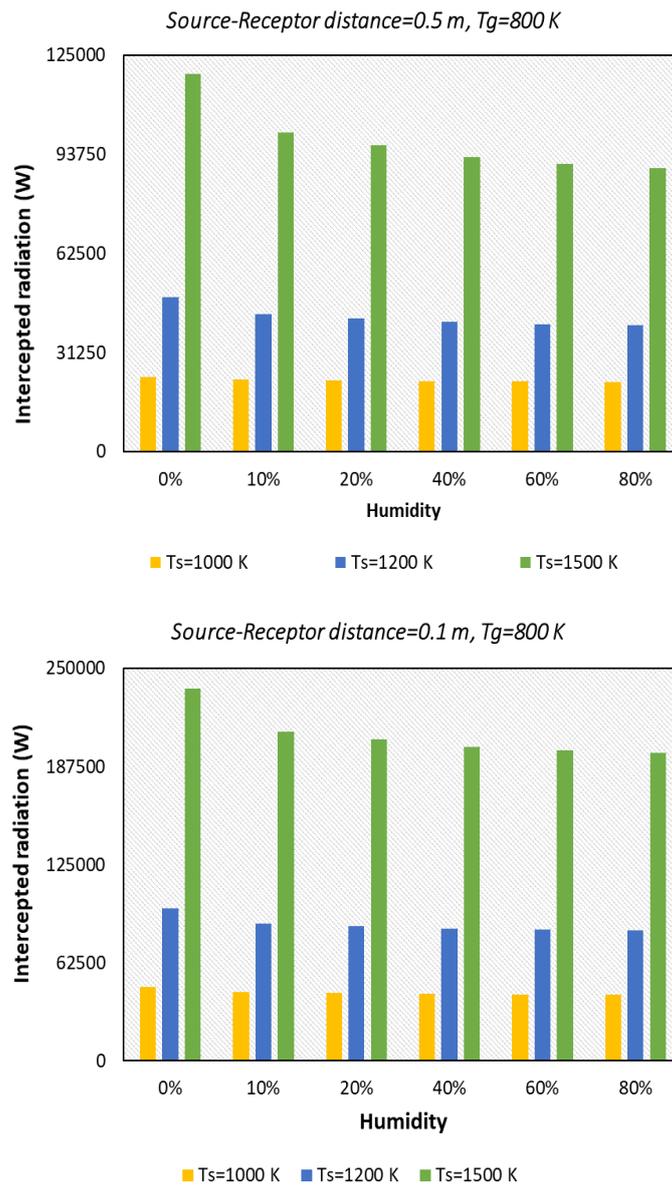


Figure 6-7 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté pour $T_g=800$ K

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

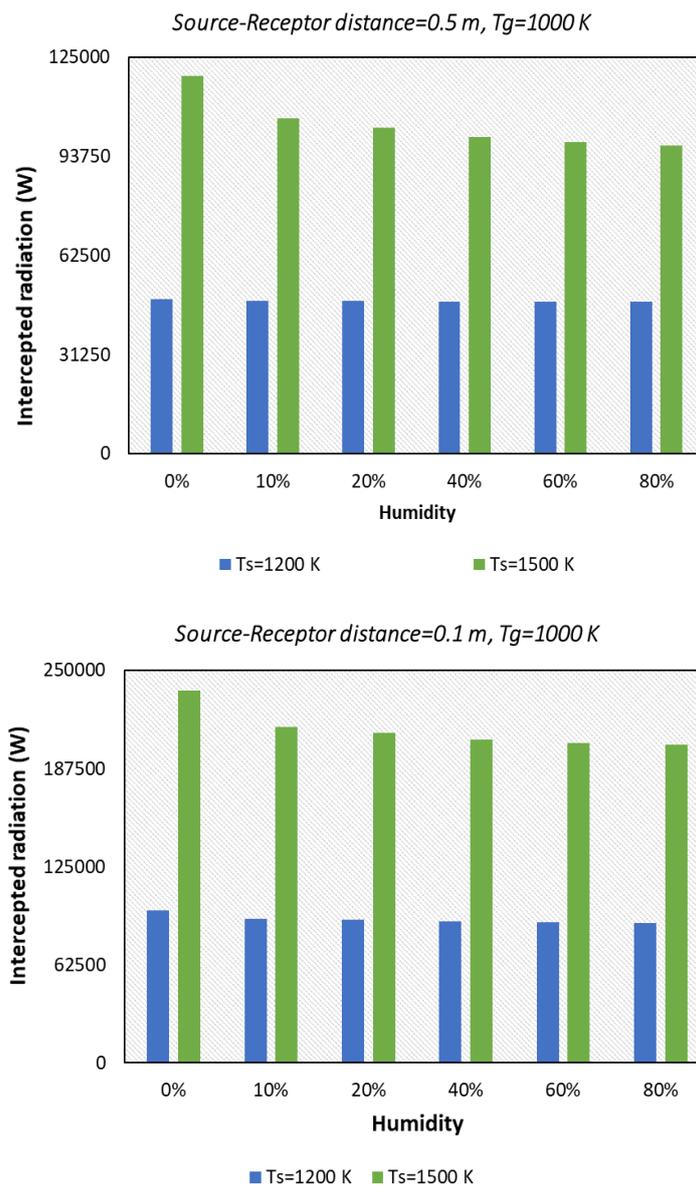


Figure 6-8 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur le rayonnement intercepté à $T_g=1000$ K.

6.5. Effets de l'humidité et des températures des sources sur l'efficacité énergétique

Les Figures 6-9, 6-10 et 6-11 mettent en évidence l'effet de l'humidité et des températures de la surface émettrice sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à différentes T_g . Comme attendu, on constate qu'une augmentation de la température de la surface émettrice ou de celle du gaz ambiant induit une augmentation de l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté (loi de Planck). On constate également que, pour une humidité et une température du milieu ambiant données, l'efficacité énergétique est sensible à l'absorptivité du milieu

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

ambient. Ainsi, par rapport à un milieu transparent, l'efficacité énergétique de ces flux interceptés est d'environ 87,6% pour $T_g = 600$ K (Figure 6-9) et 88,5% pour $T_g = 800$ K (Figure 6-10), ce qui ne représente qu'un gain modeste (0,9%) lorsque la température T_g de l'air ambient passe de 600 K à 800 K. Quant à l'effet de l'humidité, il s'est avéré que l'efficacité énergétique des flux interceptés diminue et reste faible pour des taux d'humidité élevés. Pour étayer nos propos, pour une humidité de 80%, l'efficacité énergétique des flux interceptés est d'environ 81,5% pour $T_g=600$ K (Figure 6-9) et 82,7% pour $T_g=800$ K (Figure 6-10) indiquant un gain modeste de 1,2%. D'autre part, il a été constaté que l'efficacité des flux interceptés s'améliore lorsque la température de l'air ambient est élevée (par exemple, $T_g = 1000$ K). Ainsi, on peut noter que, pour la température de la source $T_s = 1500$ K et une humidité de 10%, l'efficacité énergétique des flux interceptés, par rapport à un milieu transparent, est d'environ 90,2% pour la température $T_g = 1000$ K (Figure 6-11) et 88,4% pour $T_g=800$ K (Figure 6-10). Dans le cas où $T_s = 1200$ K et $T_g = 1000$ K (Figure 6-11), l'intensité des flux interceptés s'améliore nettement et est de l'ordre de 97.5% pour une humidité de 10% et 96.4% pour 80% d'humidité.

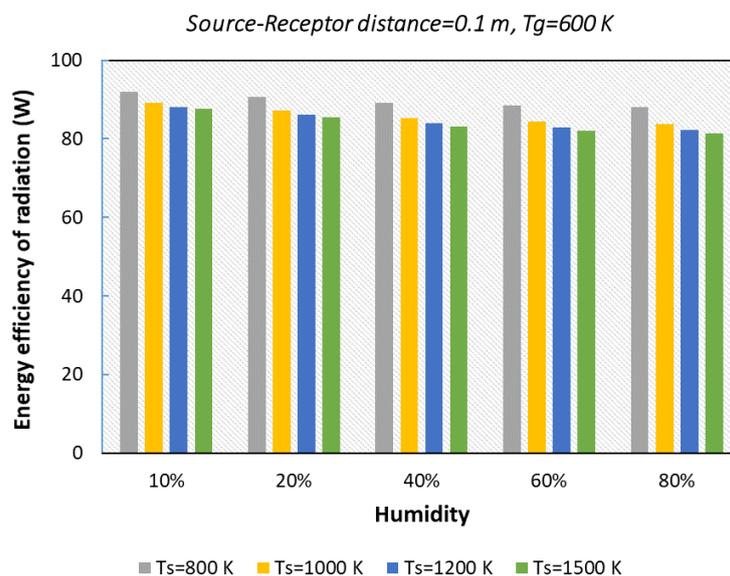


Figure 6-9 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 600$ K.

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

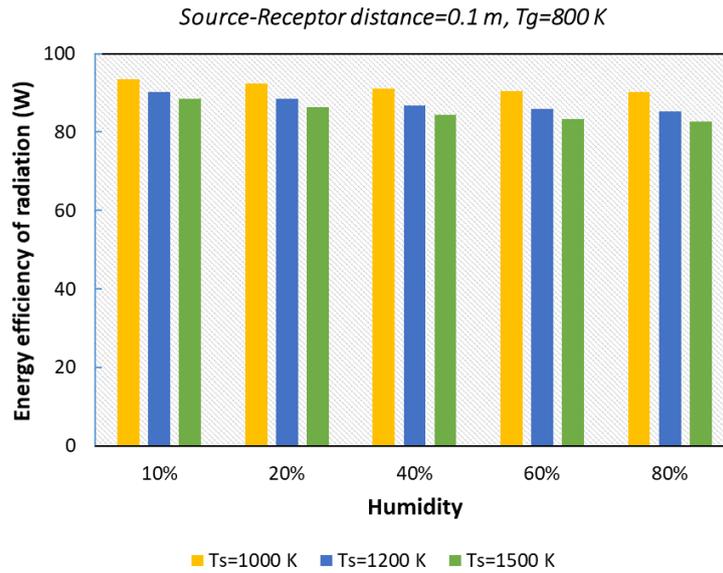


Figure 6-10 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 800$ K.

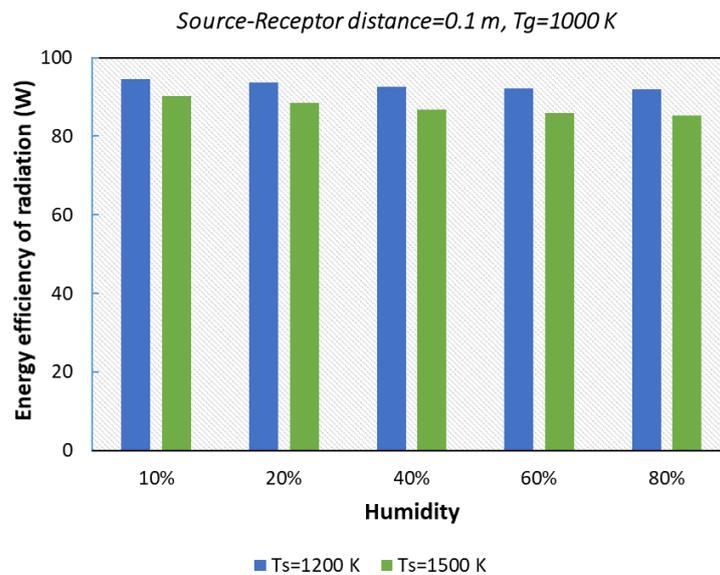


Figure 6-11 - Effets de l'humidité et des températures des surfaces émettrices sur l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté à $T_g = 1000$ K.

6.6. Efficacité énergétique du flux en fonction de l'humidité

L'évolution de l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté en fonction de l'humidité à différentes températures de l'air ambiant et de la surface émettrice pour $d=0.1$ est présentée à

6. Analyse de l'efficacité énergétique du transfert radiatif du milieu réel en thermoformage

la [Figure 6-12](#). On constate que, quelles que soient T_g et T_s , les profils diminuent de façon monotone. De plus, la meilleure performance est obtenue à faible humidité (10%) pour $T_g=1000$ K et $T_s=1200$ K, suivie par le cas où $T_g=800$ K et $T_s=1000$ K, avec des efficacités énergétiques respectives de 94.6% et 93.5%. L'efficacité énergétique se dégrade et atteint sa valeur la plus basse lorsque l'humidité augmente, indépendamment de T_g et T_s .

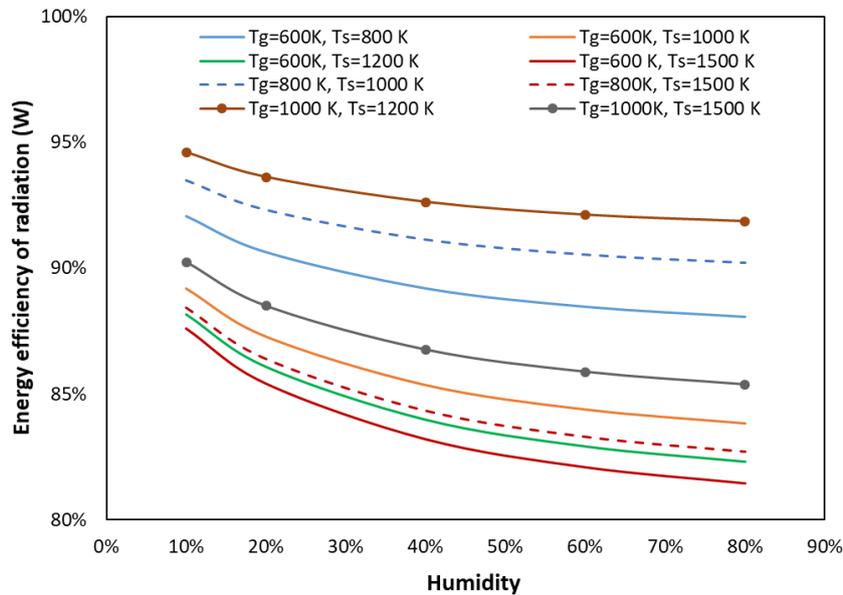


Figure 6-12 - Efficacité énergétique du rayonnement intercepté en fonction de l'humidité à différentes températures de l'air ambiant et de la surface émettrice pour $d=0.1$.

7. ÉTUDE COMPARATIVE DE L'EFFICACITÉ THERMIQUE DE DIVERS ÉMETTEURS

7.1. Introduction

Le thermoformage consiste à chauffer des thermoplastiques à l'aide de sources infrarouges pour atteindre un état souhaité dans un four maintenu à pression atmosphérique. La prédiction du flux intercepté par le thermoplastique est généralement modélisée en supposant que le milieu environnant est transparent. Cette étude vise à examiner l'impact de la température et de l'humidité de l'air ambiant sur l'énergie interceptée. Le modèle à bande large est utilisé pour déterminer l'absorptivité de l'air en fonction de la température et de l'humidité à pression atmosphérique. L'efficacité du rayonnement émis par trois types d'émetteurs (lampe halogène, céramique et tube quartz) lorsqu'ils sont interceptés par une surface plane a été caractérisée en fonction de plusieurs facteurs tels que la température de la source, la température de milieu, l'humidité et la distance. Les températures de la source considérée varient entre 1000 K et celle de l'air humide se situe entre 400 K et 1000 K avec une plage d'humidité de 20 à 80 %. L'absorptivité du gaz réel est modélisée à l'aide d'un gaz gris et les zones d'échange de surface à surface et de volume à surface sont calculées à l'aide de la méthode de Monte Carlo. Les résultats montrent que l'erreur causée par l'hypothèse de milieu transparent est influencée par la distance entre l'émetteur et le récepteur, la température de l'émetteur, la température du gaz et son humidité.

7.2. Paramètres d'émetteurs

En chauffage infrarouge, la plage de température et de longueur d'onde dépend du type d'émetteur. Le [Tableau 7-1](#) montre la plage de température et de longueur d'onde pour les diverses sources éditrices (lampe halogène, céramique, et tube de quartz). Il convient de noter que pour les lampes halogènes [91], la plupart de l'énergie est émise dans le proche infrarouge et l'infrarouge à courte longueur d'onde [91].

Tableau 7-1 - Plage de température et de longueur d'onde pour différents émetteurs.

Émetteur	Longueur d'onde	
	λ_{min} (μm)	λ_{max} (μm)
Halogen lamp	0.6	6
Céramique	1.5	15
Quartz-tube	1.3	12.5

7.3. Application du modèle exponentiel à bande large

Une source halogène produit un spectre continu de rayonnement de corps noir allant du proche ultraviolet à l'infrarouge profond [66], tout en étant décalé vers le bleu et produisant de la lumière avec une température de couleur effective plus élevée. Dans le cas du thermoformage, lors du chauffage infrarouge, les lampes halogènes fonctionnent généralement dans la plage spectrale de $0,76 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$ [90], avec des températures pouvant dépasser 2500 K au centre. Cependant, pour cette analyse, quatre bandes vibratoires ($6,3 \mu\text{m}$, $2,7 \mu\text{m}$, $1,87 \mu\text{m}$ et $1,38 \mu\text{m}$) et une bande rotationnelle de $71 \mu\text{m}$ pour la molécule H_2O ainsi qu'une température de surface de la source halogène comprise entre 400 K et 1000 K ont été considérées.

7.3.1. Épaisseur optique

L'effet de l'humidité et de la température du milieu sur l'épaisseur optique pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau se présente dans la [Figure 7-1](#).

Lorsque la température du milieu varie de 400 K à 1000 K , nous observons une diminution graduelle et monotone de l'épaisseur optique. Cette diminution s'explique par les changements dans les niveaux d'énergie des transitions vibrationnelles de la vapeur d'eau. À des températures plus élevées, les molécules d'eau ont tendance à posséder une plus grande quantité d'énergie thermique, ce qui favorise les transitions entre les différents niveaux d'énergie vibrationnelle. Par conséquent, une plus grande proportion d'énergie est absorbée par les molécules d'eau, ce qui réduit l'épaisseur optique.

En ce qui concerne l'humidité, une augmentation de celle-ci (de 20% à 80%) entraîne une duplication de l'épaisseur optique. Cela s'explique par l'effet de la concentration de vapeur d'eau sur l'absorption du rayonnement. Une augmentation de l'humidité conduit à une plus grande densité de molécules d'eau dans le milieu, ce qui augmente la probabilité d'interaction entre le rayonnement et les molécules d'eau. Ainsi, une plus grande quantité de rayonnement est absorbée par les molécules d'eau, ce qui se traduit par une augmentation de l'épaisseur optique.

Par exemple, pour la bande vibratoire de $1,38 \mu\text{m}$, l'épaisseur optique passe de 10 m^{-1} à 500 K et 10% d'humidité à 10 m^{-1} à 500 K et 80% d'humidité.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

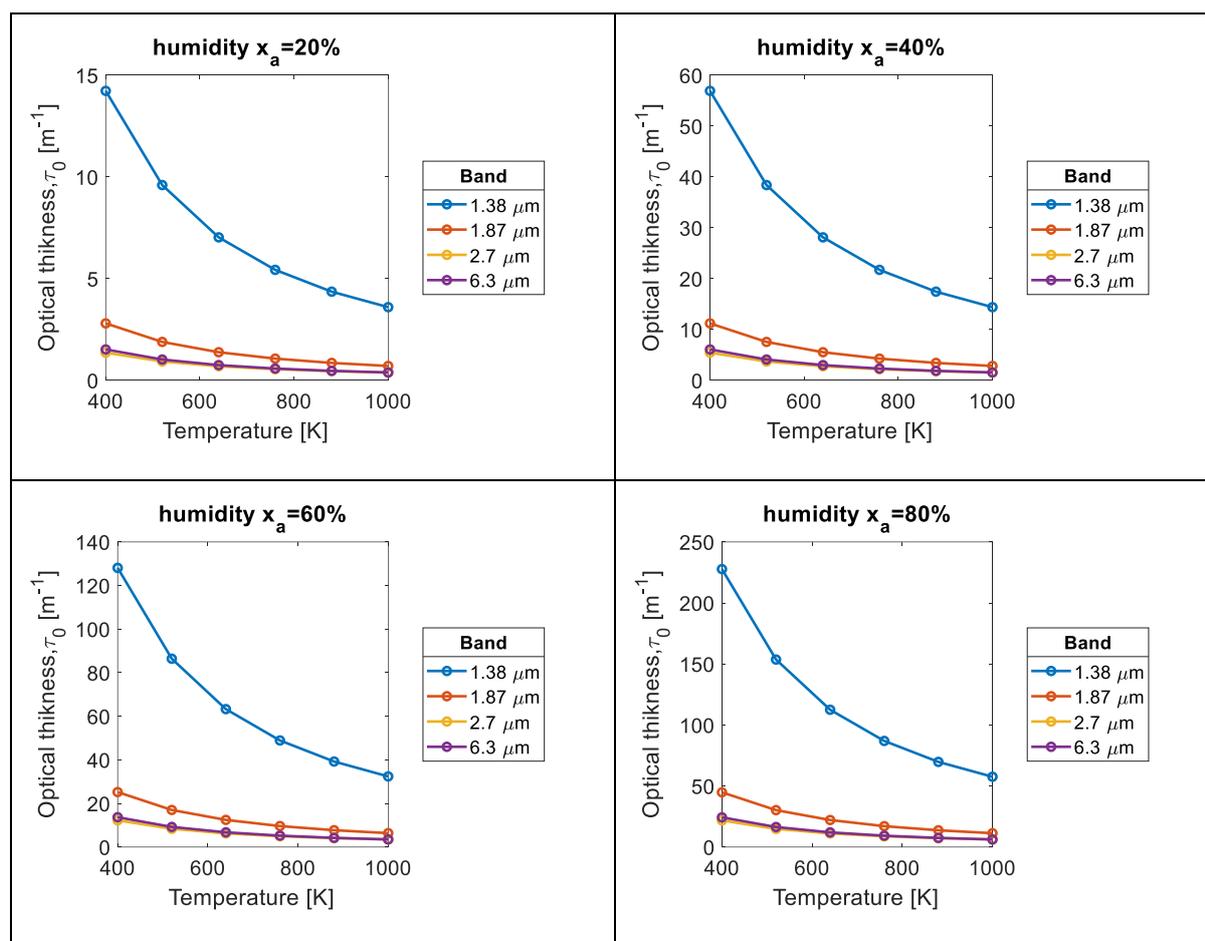


Figure 7-1 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur le l'épaisseur optique τ pour $T_g = 400\text{K} - 1000\text{K}$ et $x_a = 20\% - 80\%$.

7.3.2. Paramètre de chevauchement β

L'effet de l'humidité (dans l'intervalle de 10% et 80%) et de la température (dans l'intervalle de 400K et 1000K) du milieu sur le paramètre de chevauchement β pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau se présente dans la Figure 7-2. On observe des minimums locaux allons tour de 600-800K pour toute les bandes (1.38 μm ; 1.87 μm ; 2.7 μm ; et 6.3 μm). Une augmentation de l'humidité entraîne une duplication de paramètre de corrélation.

Les minimums locaux observés dans la plage de température de 600 à 800 K peuvent être attribués aux interactions complexes entre les molécules d'eau et les vibrations moléculaires dans les bandes correspondantes. À ces températures, certaines transitions énergétiques spécifiques des molécules d'eau peuvent se produire, ce qui conduit à une diminution du paramètre de chevauchement β .

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

En ce qui concerne l'effet de l'humidité, on observe une duplication du paramètre de chevauchement avec une augmentation de l'humidité. Cela signifie que l'augmentation de l'humidité entraîne une augmentation de l'interaction entre les molécules d'eau, ce qui se traduit par une augmentation du paramètre de chevauchement β . Cette augmentation peut être due à une augmentation de la densité de molécules d'eau et à une plus grande probabilité de collisions entre elles, ce qui favorise les interactions vibrationnelles.

Par exemple, pour la bande vibratoire de $1,38 \mu\text{m}$ à 1000 K , le paramètre de corrélation passe de $0,8$ pour 10% d'humidité à $0,18$ pour 80% d'humidité.

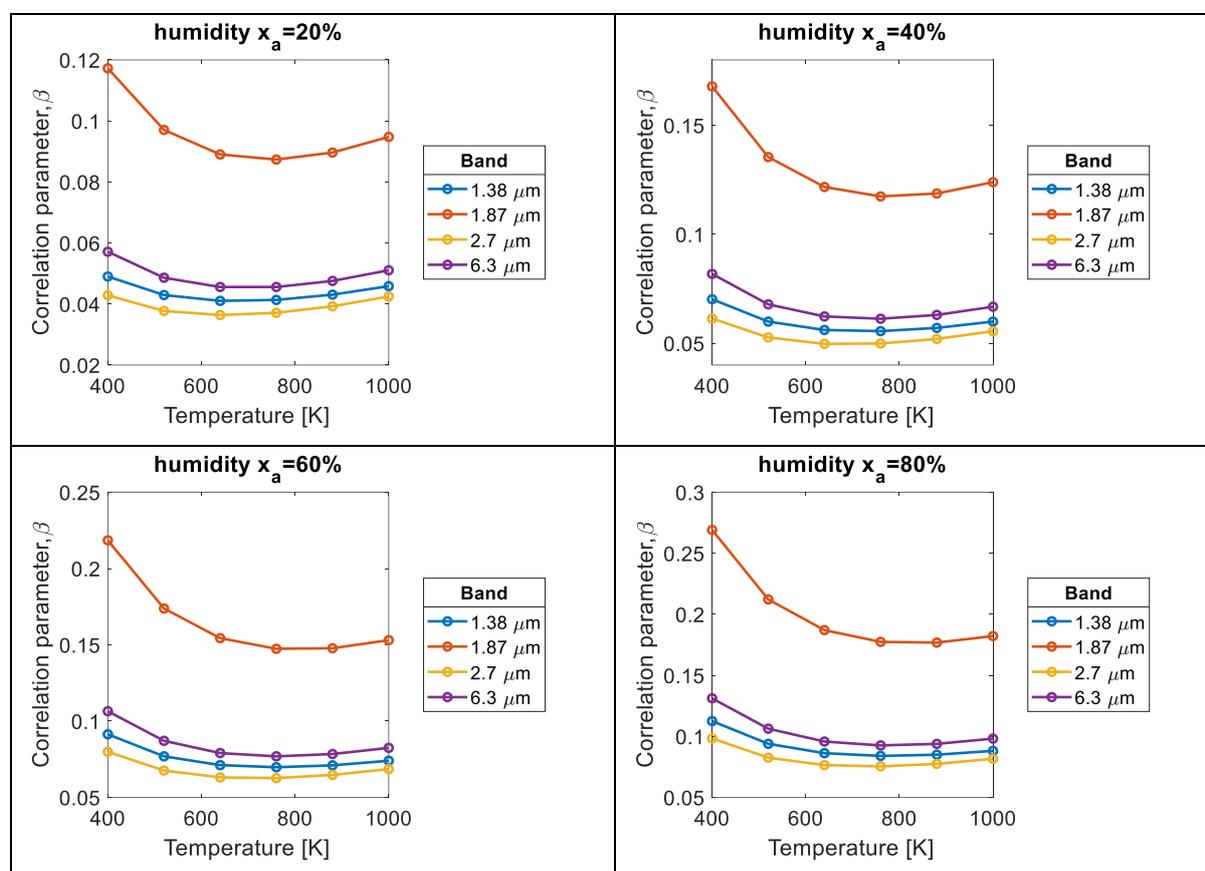


Figure 7-2 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur le paramètre de chevauchement β pour $T_g = 400\text{K} - 1000\text{K}$ et $x_a = 20\% - 80\%$.

7.3.3. Pression effective

L'évolution de la pression effective varie entre $400K - 1500K$ et une humidité varie entre $10\% - 80\%$ se présente dans le la [Figure 7-3](#). La pression effective décroît graduellement avec l'augmentation de la température ainsi avec l'augmentation de l'humidité. Pour donner des exemples, a une température $400 K$ la pression effective passe de 1.75 pour 20% d'humidité a 4 pour 80% d'humidité. A $1000 K$ la pression effective passe de 1.5 pour 20% d'humidité a 2.8 pour 80% d'humidité. De plus, pour l'humidité 40% la pression effective passe de 2.5 pour $400K$ a 1.9 pour $1000K$.

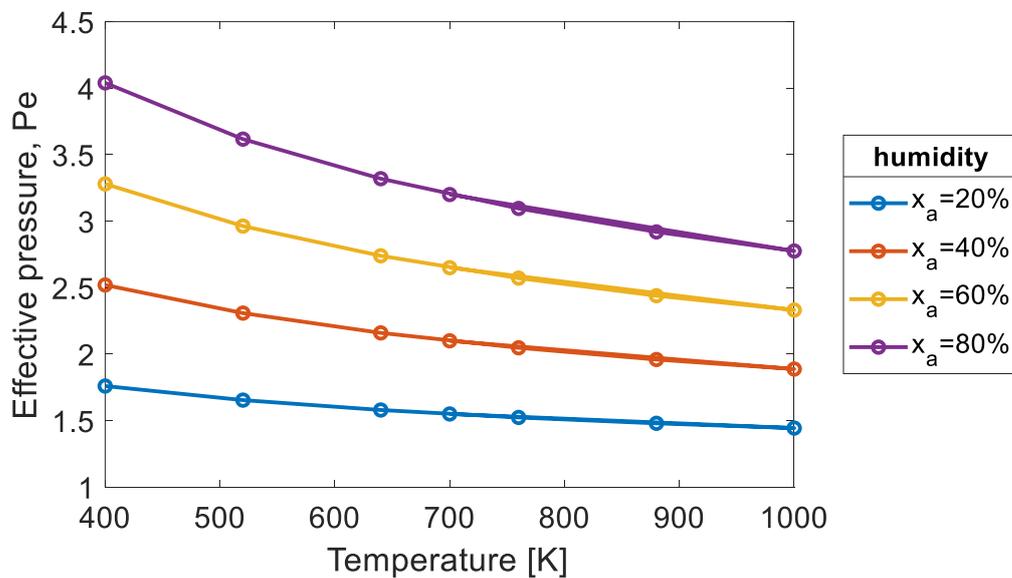


Figure 7-3 – Pression effective en fonction de température du milieu et humidité pour $T_g = 400K - 1000K$ et $x_a = 20\% - 80\%$.

7.3.4. Absorbance totale

L'effet de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale A^* (sans dimensions) pour les bandes vibrationnelles de la vapeur d'eau pour une température du milieu varie entre $400K - 1000K$ et une humidité varie entre $20\% - 80\%$ se présente dans la [Figure 7-4](#).

L'absorption totale de la vapeur d'eau pour les bandes vibrationnelles est influencée par la température du milieu et son humidité. La température du milieu, représentée ici dans la plage de $400K$ à $1000K$, joue un rôle crucial dans les mouvements moléculaires de la vapeur d'eau. À mesure que la température augmente, les molécules d'eau acquièrent plus d'énergie

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

thermique, ce qui se traduit par une augmentation de leur mouvement vibratoire. Cela conduit à une plus grande capacité d'absorption de l'énergie du rayonnement électromagnétique.

D'autre part, l'humidité du milieu, exprimée ici en pourcentage variant de 20% à 80%, indique la quantité de vapeur d'eau présente dans le milieu. L'humidité affecte la densité de la vapeur d'eau et la probabilité de collision entre les molécules d'eau. À mesure que l'humidité augmente, la concentration de molécules d'eau augmente, ce qui augmente également la probabilité d'interaction entre ces molécules et les photons du rayonnement électromagnétique.

L'interaction entre les molécules d'eau et le rayonnement électromagnétique est régie par des processus d'absorption, d'émission et de diffusion. Les bandes vibrationnelles spécifiques mentionnées (1,38 μm , 1,87 μm , 2,7 μm et 6,3 μm) correspondent à des transitions énergétiques spécifiques dans les molécules d'eau. Chaque bande représente une gamme d'énergie caractéristique associée aux mouvements vibratoires des atomes d'hydrogène et d'oxygène dans la molécule d'eau.

L'augmentation de l'absorption totale avec la diminution de l'humidité ou l'augmentation de la température observée dans la figure s'explique par les effets combinés des processus d'absorption et d'émission. Lorsque l'humidité est élevée ou la température est basse, les collisions entre les molécules d'eau sont plus fréquentes, ce qui augmente la probabilité d'émission du rayonnement absorbé. Par conséquent, moins d'énergie est absorbée, ce qui se traduit par une diminution de l'absorption totale.

D'autre part, lorsque l'humidité est faible ou la température est élevée, les collisions entre les molécules d'eau deviennent moins fréquentes, réduisant ainsi la probabilité d'émission. Cela conduit à une plus grande rétention d'énergie absorbée, ce qui se traduit par une augmentation de l'absorption totale.

On observe une diminution graduelle de l'absorption totale avec l'augmentation de la température de milieu ou bien avec la diminution de l'humidité, pour toute les bandes. Par exemple, pour la bande vibratoire de 1,38 μm à 1000 K, l'absorption totale passe de 0.75 pour 20 % d'humidité à 1.4 pour 80 % d'humidité. Pour la bande vibratoire de 1,87 μm à 400 K, l'absorption totale passe de 2.75 pour 40 % d'humidité à 5.3 pour 80 % d'humidité. De plus, pour la bande vibratoire de 1,87 μm à 60 % d'humidité, l'absorption totale passe de 4.2 pour 400K à 1.8 pour 1000K.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

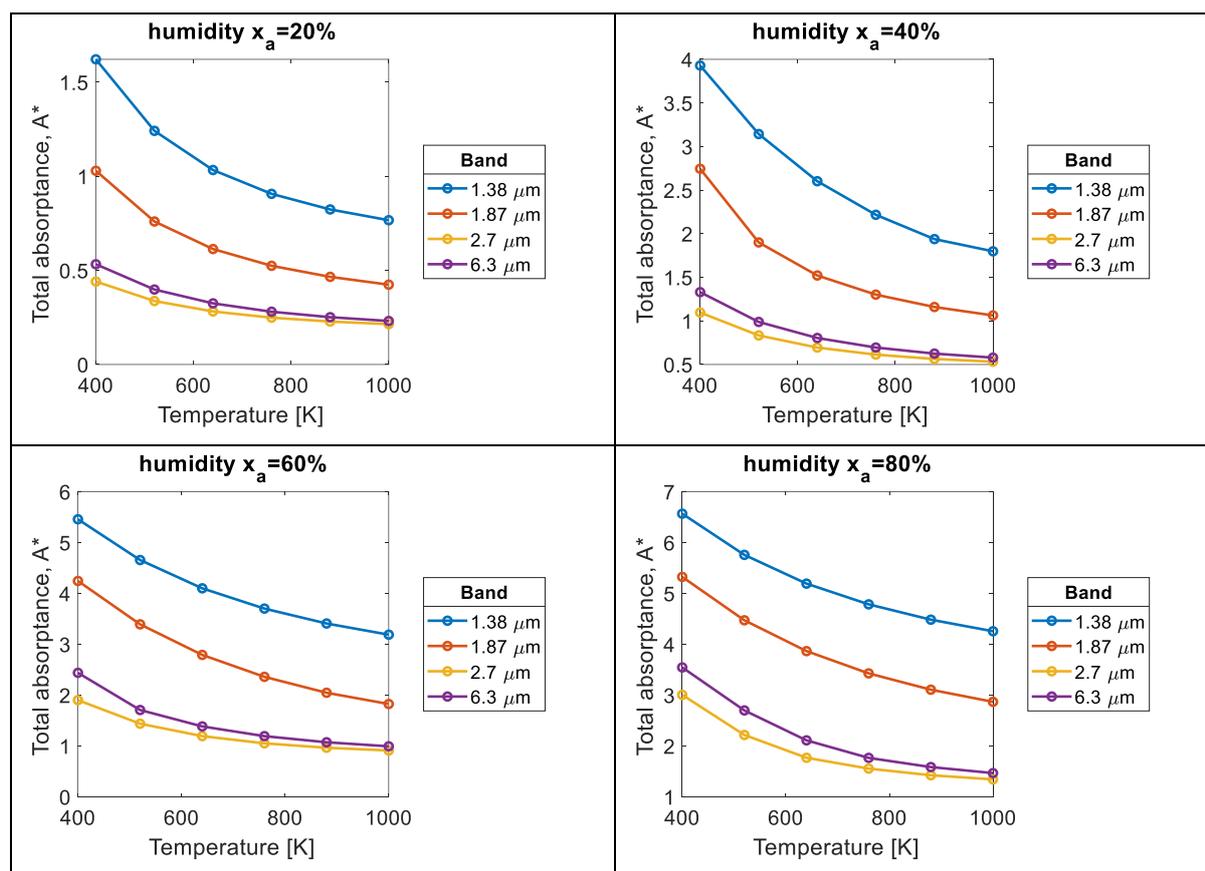


Figure 7-4 – Effets de l'humidité et de la température du milieu sur l'absorption totale pour $T_g = 400\text{K} - 1000\text{K}$ et $x_a = 20\% - 80\%$.

7.3.5. Coefficient d'absorption

Considérant l'hypothèse du milieu réel, la Figure 7-5 expose les effets de l'humidité et de la température du milieu sur le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde, avec x_a représentant l'humidité = $100 \times$ fraction molaire du gaz absorbant (*vapeur d'eau dans le cas présent*), en % et λ la longueur d'onde (μm) pour le cas des émetteurs de lampe halogène, de tube en céramique et de tube en quartz.

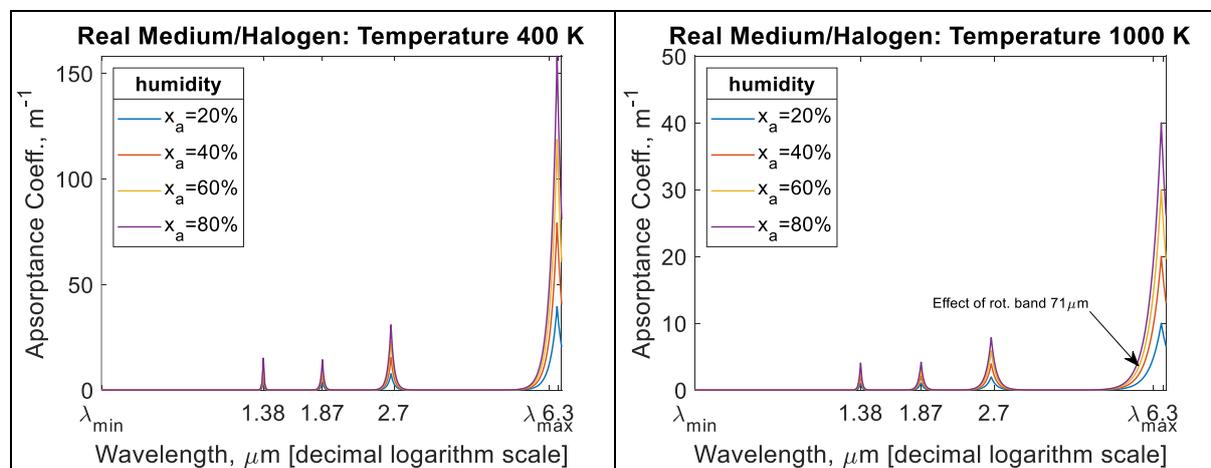
La température du milieu influence également le coefficient d'absorption. À des températures élevées, des phénomènes tels que les transitions rotationnelles des molécules d'eau peuvent être observés. Cela se manifeste par l'émergence de pics d'absorption à des longueurs d'onde spécifiques. Dans le cas des émetteurs céramiques et à tube de quartz, l'émergence de l'effet de la bande rotationnelle est observée à une longueur d'onde de 71 micromètres pour des températures élevées.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

Il est important de prendre en compte la plage de longueur d'onde de chaque type d'émetteur lors de la génération du faisceau. Il est souligné que la plage de longueur d'onde de l'émetteur lampe halogène ne couvre pas la totalité de la bande vibratoire à $6,3 \mu\text{m}$. Cela signifie que la lampe halogène peut ne pas émettre de manière significative à cette longueur d'onde spécifique.

Le coefficient d'absorption diminue graduellement avec l'augmentation de la température. Ce comportement peut être expliqué en utilisant les principes de base de l'absorption des gaz. À des températures plus élevées, les molécules d'eau gagnent en énergie thermique, ce qui entraîne une augmentation de leur agitation et de leurs mouvements vibratoires. Lorsque les molécules d'eau sont plus énergétiques, elles sont plus susceptibles de se réorganiser et de se déplacer rapidement, ce qui réduit leur capacité à absorber la lumière.

De plus, à des températures plus élevées, les collisions entre les molécules d'eau sont plus fréquentes et plus énergétiques. Ces collisions peuvent perturber les transitions énergétiques des molécules d'eau, entraînant une diminution de l'absorption de la lumière. Prenons l'exemple de la bande vibratoire $6.3 \mu\text{m}$, cela passe de 154 m^{-1} pour 400K à 10 m^{-1} pour 1000K pour toute les types d'émetteurs.



7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

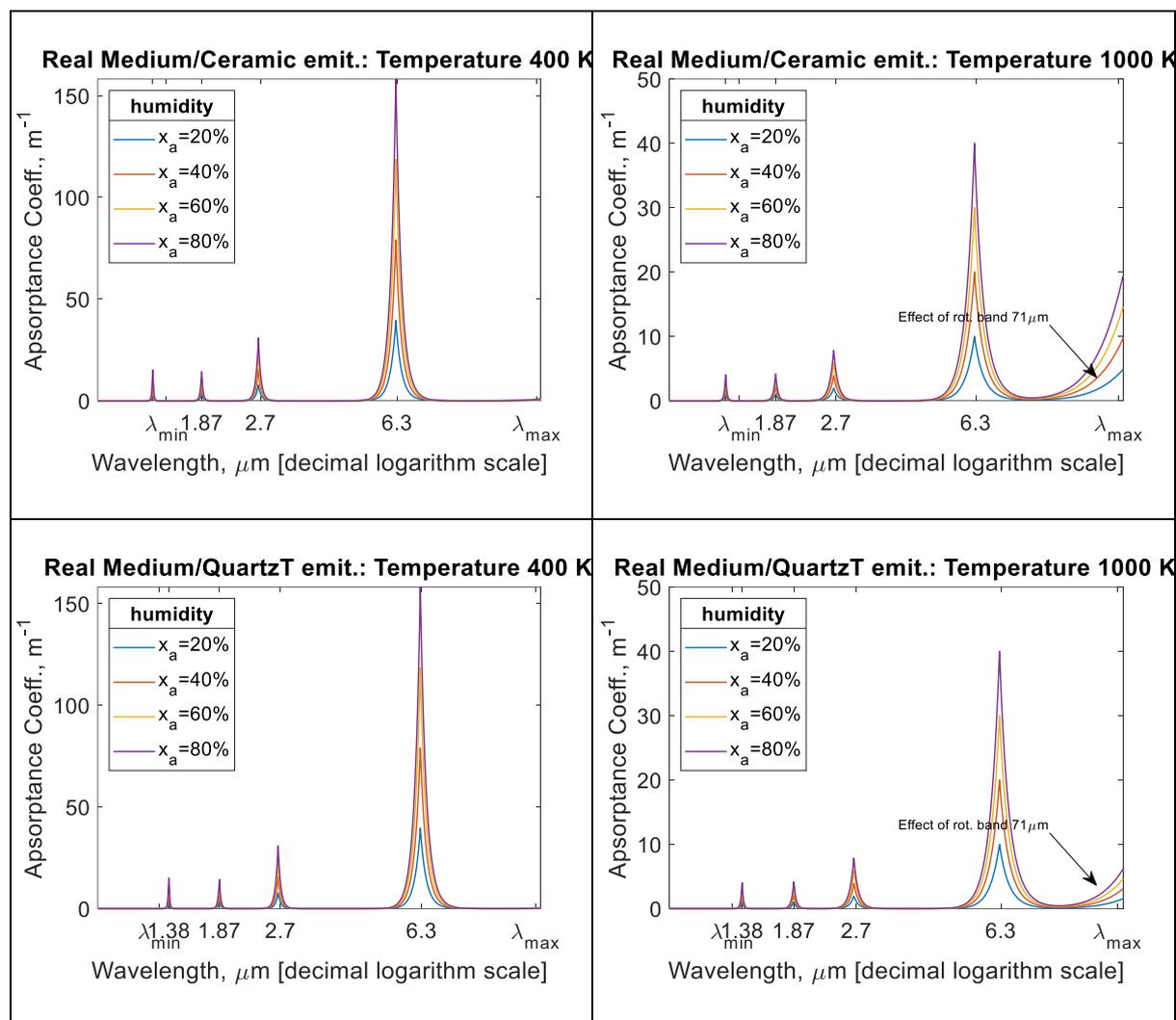


Figure 7-5 - Effets de l'humidité de l'air et de la température du milieu réel sur l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

7.3.6. Coefficients d'absorption moyens

Cette section fournit une discussion de nos résultats sur les coefficients d'absorption moyens et l'impact de l'humidité et des températures de surface d'émission (T_s) sur l'efficacité de la radiation et de l'énergie interceptée à différentes températures d'air ambiant (T_g). Dans cette étude, la température de l'air ambiant est influencée par la température de la surface émettrice, qui peut atteindre 1000K. Étant donné que la distance entre les émetteurs et les récepteurs est relativement petite par rapport aux dimensions du four, la température de l'air ambiant humide a tendance à augmenter. Par conséquent, nous supposons que la température de l'air ambiant humide est inférieure à celle de la source. Nous considérons la température du milieu comme une fonction linéaire de l'émetteur au récepteur. Pour compléter l'analyse, nous explorons deux

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

distances entre la source et le récepteur, respectivement de 0,2m et 0,5m. L'émetteur et la feuille thermoplastique (récepteur) ont des surfaces égales de $1m^2$. Le coefficient d'absorption moyen des différents milieux (air humide) contre l'humidité est répertorié dans le [Tableau 7-2](#).

Tableau 7-2 - Coefficients d'absorption moyens (milieu gris).

$K_{mean}[m^{-1}]$ for $T = 400K$ to $1000K$					
	T (K)	$x_a = 20\%$	$x_a = 40\%$	$x_a = 60\%$	$x_a = 80\%$
Halogen lamp	400	0.593358	1.186716	1.780074	2.373433
	550	0.486819	0.973639	1.460459	1.947278
	700	0.414739	0.829478	1.244220	1.658960
	850	0.362296	0.724592	1.086888	1.449184
	1000	0.322258	0.644517	0.966776	1.289034
Ceramic	400	1.375997	2.751995	4.127993	5.503990
	550	1.068437	2.136875	3.205313	4.273751
	700	0.974978	1.94996	2.92493	3.89991
	850	1.011447	2.022895	3.034343	4.045791
	1000	1.135847	2.271695	3.407543	4.543390
Quart tube	400	1.643363	3.286726	4.930089	6.573452
	550	1.209855	2.419710	3.629565	4.839420
	700	0.982391	1.96478	2.94717	3.929560
	850	0.863964	1.727928	2.591892	3.455856
	1000	0.814981	1.629962	2.444943	3.259925

Nous pouvons effectuer une régression des coefficients d'absorption moyens en fonction de l'humidité et de la température du gaz pour chaque type de transmetteur. Les résultats sont présentés dans le [Tableau 7-3](#) :

Tableau 7-3 - Équation de régression des coefficients d'absorption moyens (milieu gris).

Emitter	Regression equation
---------	---------------------

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

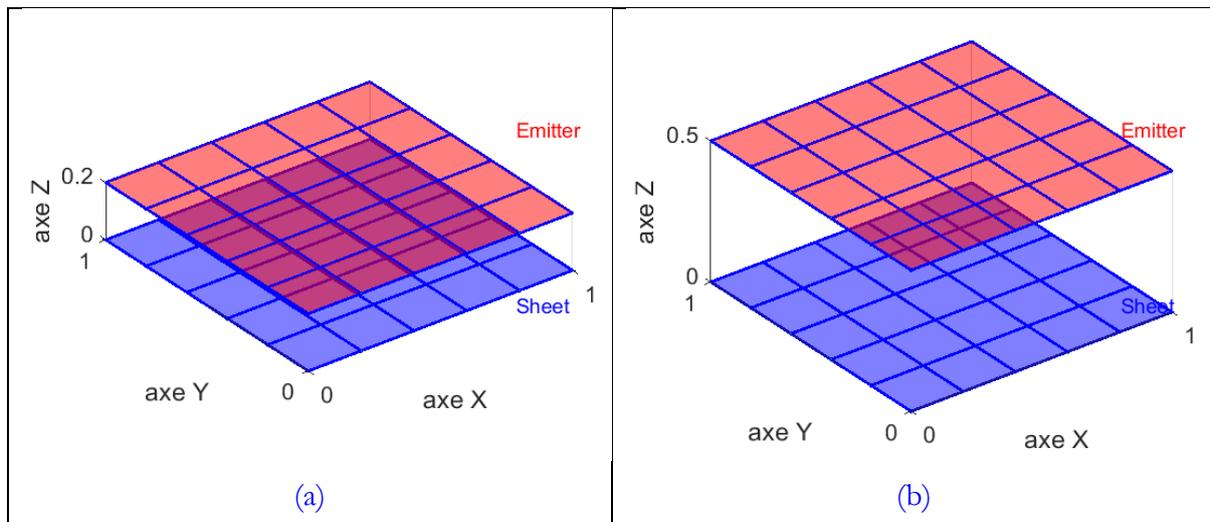
Halogen lamp	$K_{mean} = -47.47 \frac{x_a}{100} + 3087.59 * T_g - 1141737.19$
Ceramic	$K_{mean} = -158.72 \frac{x_a}{100} + 10377.95 * T_g - 3818616.47$
Quart-tube	$K_{mean} = -190.81 \frac{x_a}{100} + 12474.67 * T_g - 4586256.99$

7.4. Application de la méthode de Monte-Carlo

7.4.1. Géométries

Dans la présente étude, deux géométries ont été considérées : (i) géométrie_1, où la distance entre l'émetteur et la feuille est fixée à 0,2 m. (ii) géométrie_2, où la distance entre l'émetteur et la feuille est fixée à 0,5 m. Dans les deux cas, les surfaces de l'émetteur et de la feuille sont divisées en 25 surfaces élémentaires (Figure 7-6(a) et Figure 7-6(b)).

Ces géométries ont été choisies pour imiter avec précision les conditions réelles à l'aide de la méthode de Monte Carlo. Les Figure 7-6(c) et Figure 7-6(d) présentent 200 échantillons de faisceaux générés, comprenant des faisceaux absorbés, non séquentiels et séquentiels.



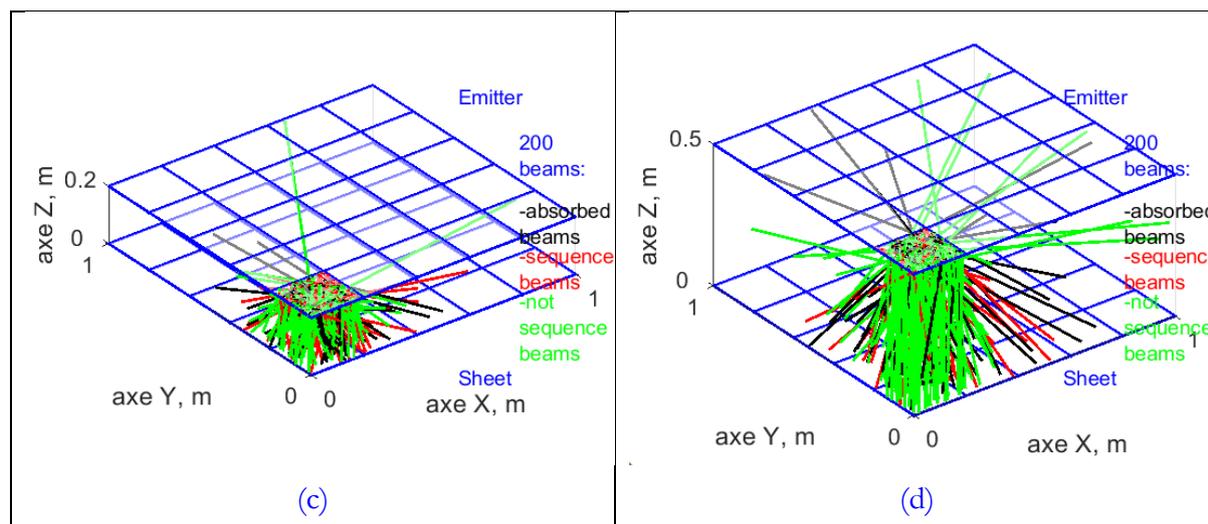


Figure 7-6 - Géométrie, surfaces élémentaires et échantillons de faisceaux.

7.4.2. Facteur de réception

Afin de donner une idée sur les facteurs de réception calculés par la méthode de Monte Carlo (en prenant en compte deux hypothèses : (i) un milieu transparent et (ii) un milieu gris), ainsi que par les coefficients d'absorption calculés par le modèle exponentiel à large bande.

Tout d'abord, les surfaces élémentaires (émettrices et réceptrices) sont identifiées par des numéros, comme illustré dans la Figure 7-7. Ensuite, les graphiques des facteurs de réception $F_{i \rightarrow j}$ entre les surfaces ou les volumes et les surfaces sont présentés pour le cas d'une humidité de 40% : (i) avec $d=0.2$ dans la Figure 7-8, et (ii) avec $d=0.5$ dans la Figure 7-9.

On observe dans la figure présentée que les facteurs de réception, à savoir surface-surface et volume-surface, pour le cas de la lampe halogène, ont des valeurs plus élevées par rapport aux cas de la céramique et du tube en quartz. Cette observation peut être expliquée en relation avec les coefficients d'absorption moyens.

Dans le cas des émetteurs de lampe halogène, les coefficients d'absorption moyens peuvent être plus basse par rapport à ceux de la céramique et du tube en quartz dans certaines plages de longueurs d'onde. Cela peut être dû aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés dans chaque type d'émetteur.

Le facteur de réception, qui est une mesure de la quantité de rayonnement absorbée par une surface donnée, est inversement proportionnel au coefficient d'absorption moyen. Ainsi, si le coefficient d'absorption moyen est plus élevé pour une condition donnée, le facteur de réception sera plus faible.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

Prenons l'exemple de $d = 0.2m$ et 40% d'humidité, les facteurs de réception élémentaires (surface-surface) possèdent un maximum de 0.16; 0.12 et 0.12 pour l'halogène, le céramique et quartz-tube, respectivement. De plus pour $d = 0.5m$ et 40% d'humidité, les facteurs de réception élémentaires (volume-surface) possèdent un maximum de 0.07; 0.06 et 0.06 pour l'halogène, le céramique et quartz-tube, respectivement.

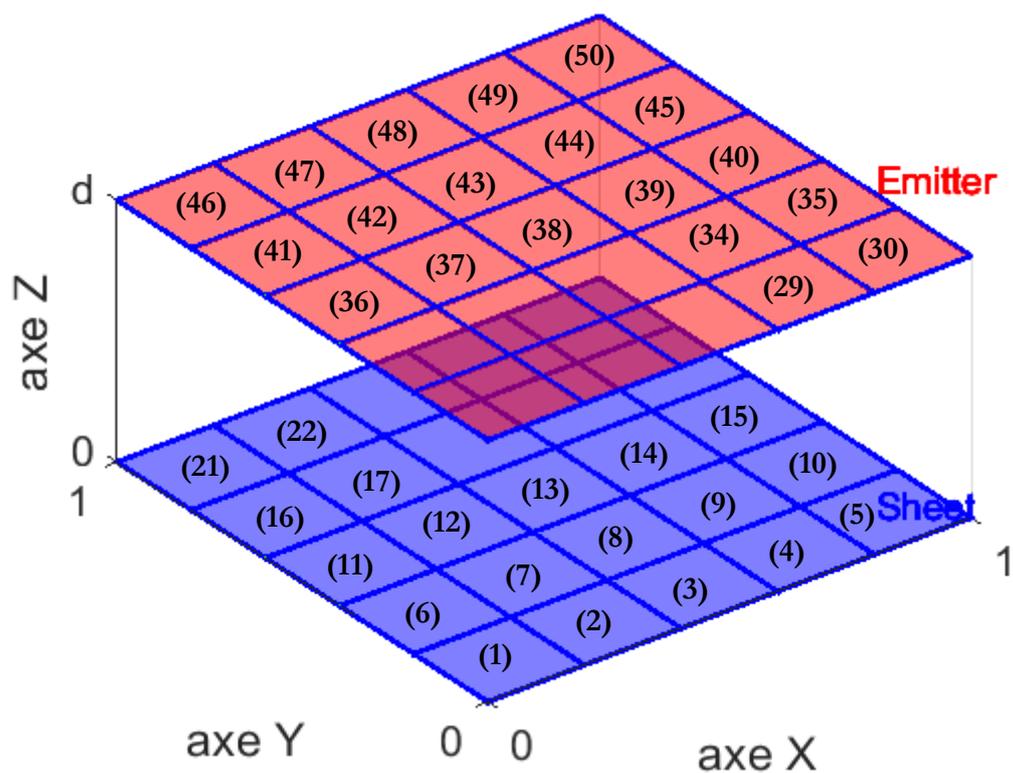
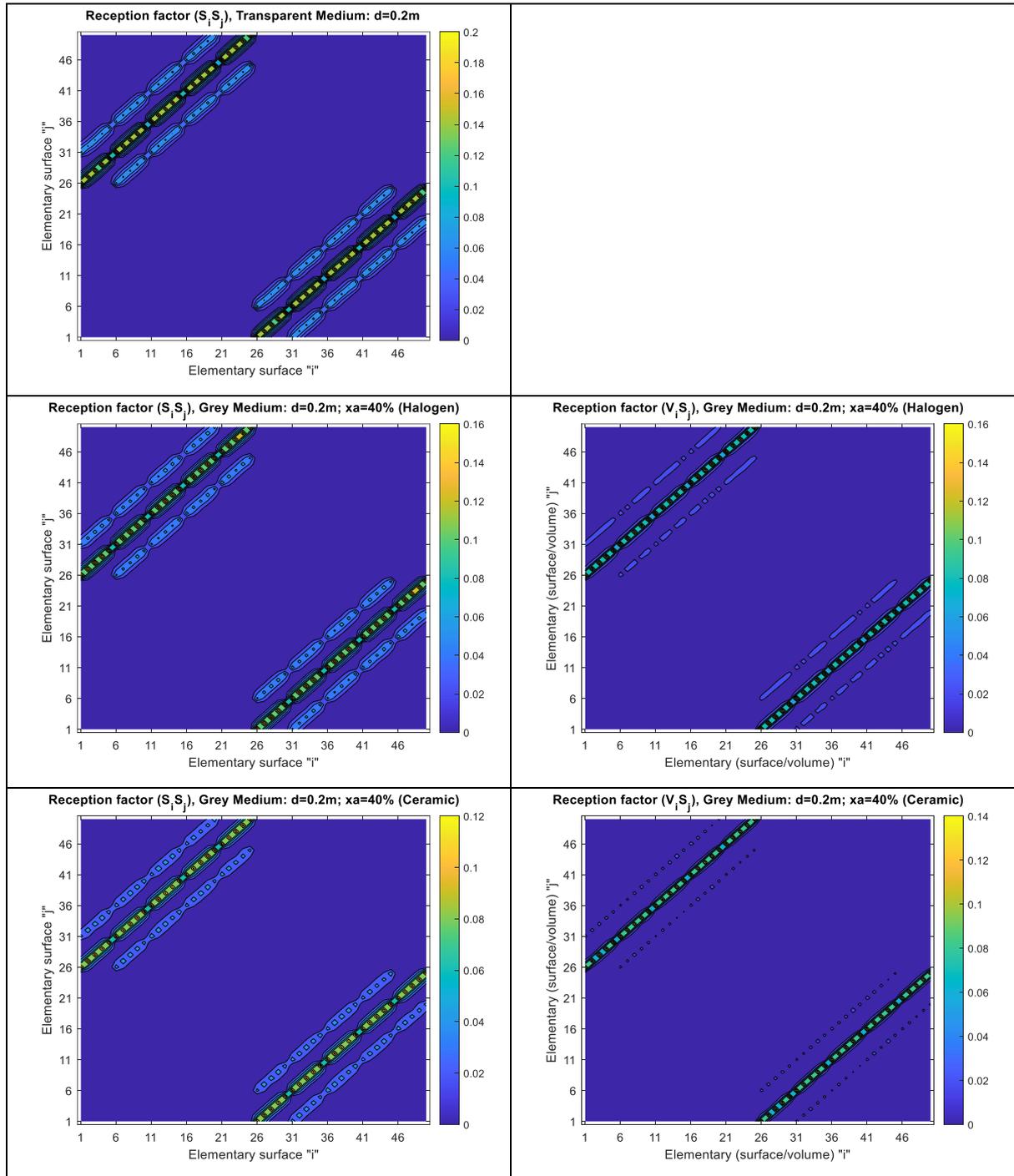


Figure 7-7 – Numéros des surface élémentaires.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs



7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

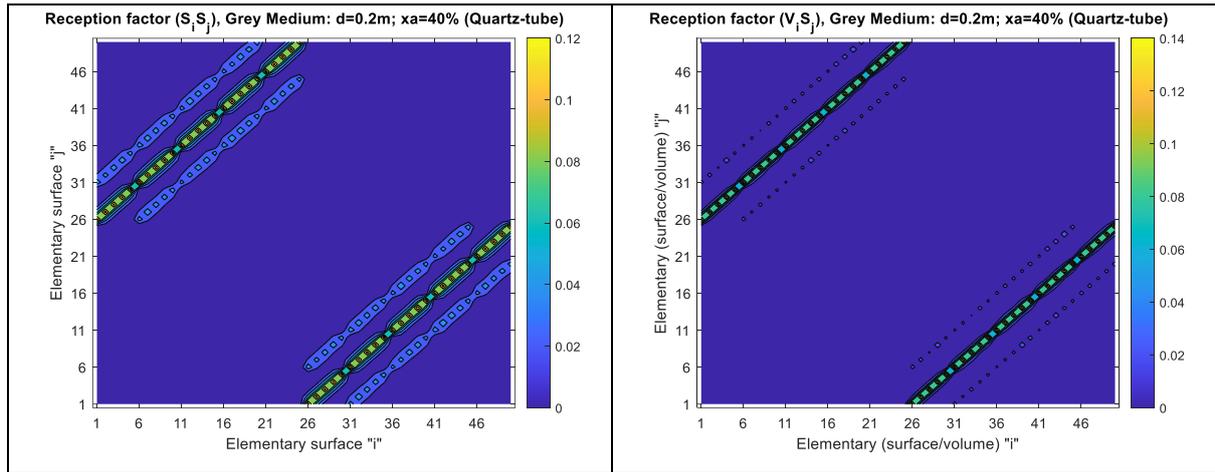
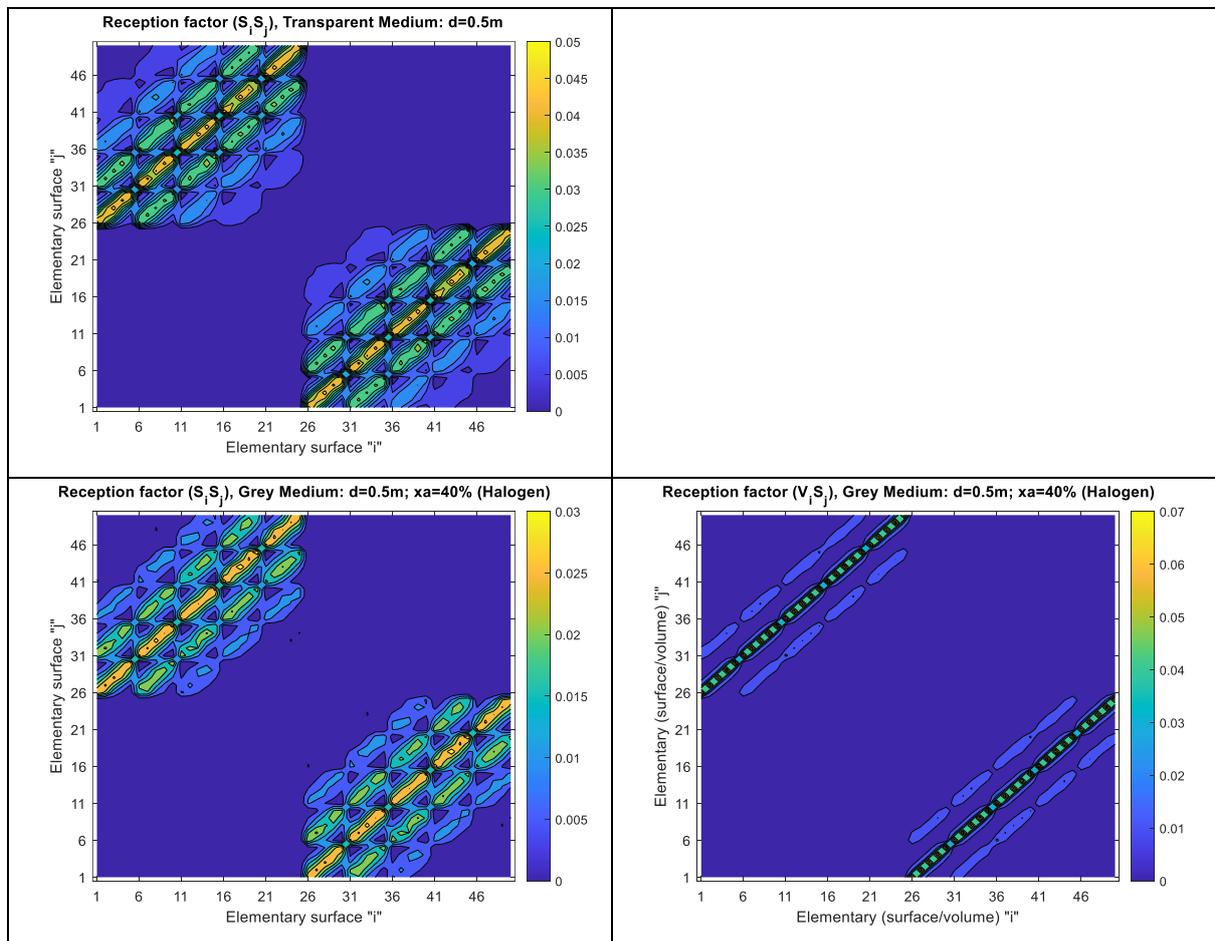


Figure 7-8 – Facteurs des réceptions pour le cas de 40% d'humidité et $d = 0.5 m$.



7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

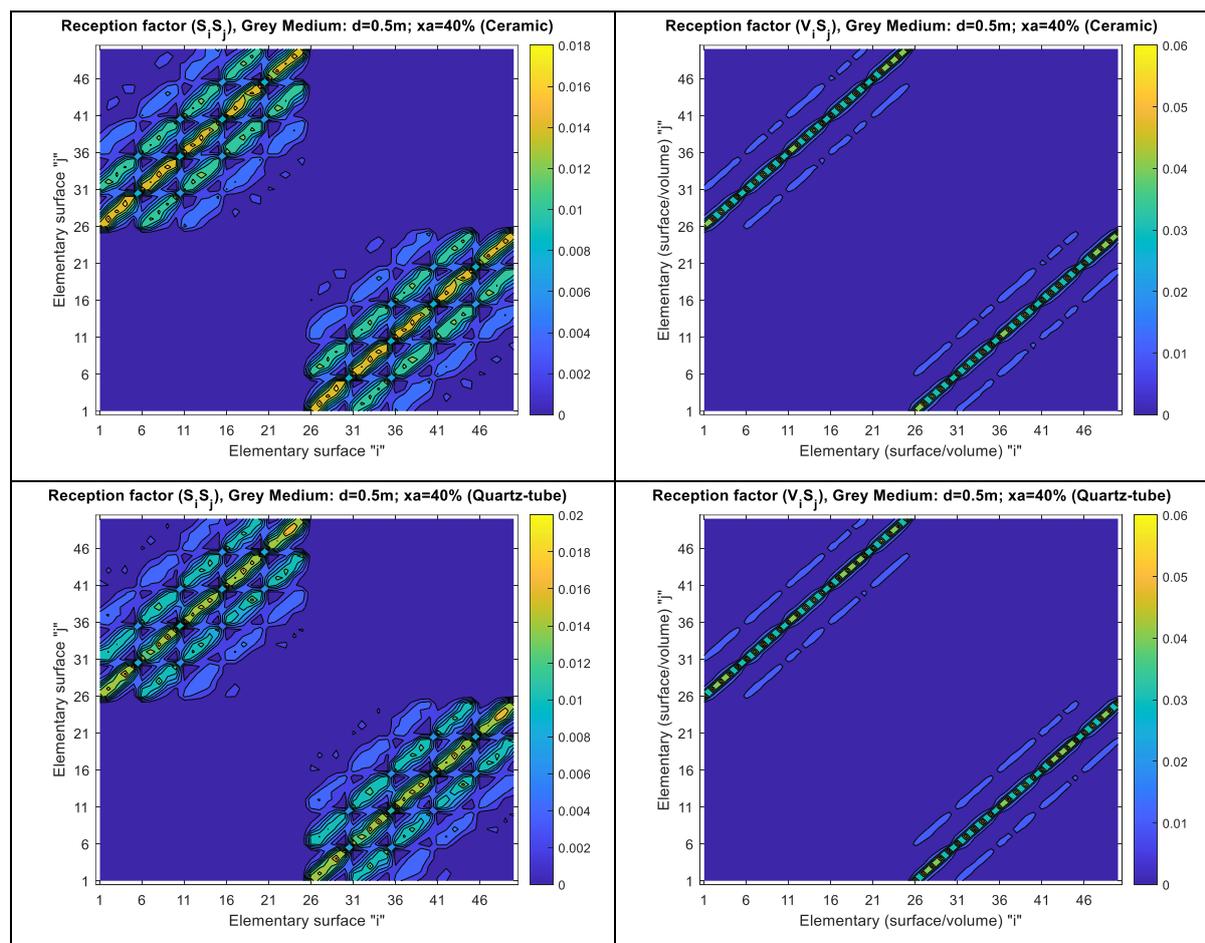


Figure 7-9 – Facteurs des réceptions pour le cas de 40% d'humidité et $d = 0.5 m$.

7.5. Flux intercepté dans les surfaces élémentaires

Les Figures 7-10, 7-11 et 7-12 illustrent la répartition du flux intercepté de trois types d'émetteurs : une lampe halogène (comme indiqué dans la Figure 7-10), une céramique (comme indiqué dans la Figure 7-11) et un tube en quartz (comme indiqué dans la Figure 7-11), en se basant sur les hypothèses de milieu transparent et de milieu gris, avec une distance source-récepteur fixée à $d = 0.2 m$ et à $d = 0.5 m$. Il convient de noter que le choix de $0.2 m$ pour l'analyse de l'efficacité énergétique est motivé par des considérations techniques liées au thermoformage, pour lequel la distance entre la source et le récepteur est relativement petite par rapport aux dimensions du four. Il est intéressant de noter que, pour une distance $d = 0.2 m$, le flux intercepté au centre de la surface est de $39.2 kWm^{-2}$ pour la lampe halogène, de $34.0 kWm^{-2}$ pour la céramique et de $33.8 kWm^{-2}$ pour le tube en quartz. En revanche, pour une distance $d = 0,5 m$, le flux intercepté au centre de la surface est de $21.6 kWm^{-2}$

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

pour la lampe halogène, de 15.6 kW m^{-2}) pour la céramique et de 15.6 kW m^{-2} pour le tube en quartz.

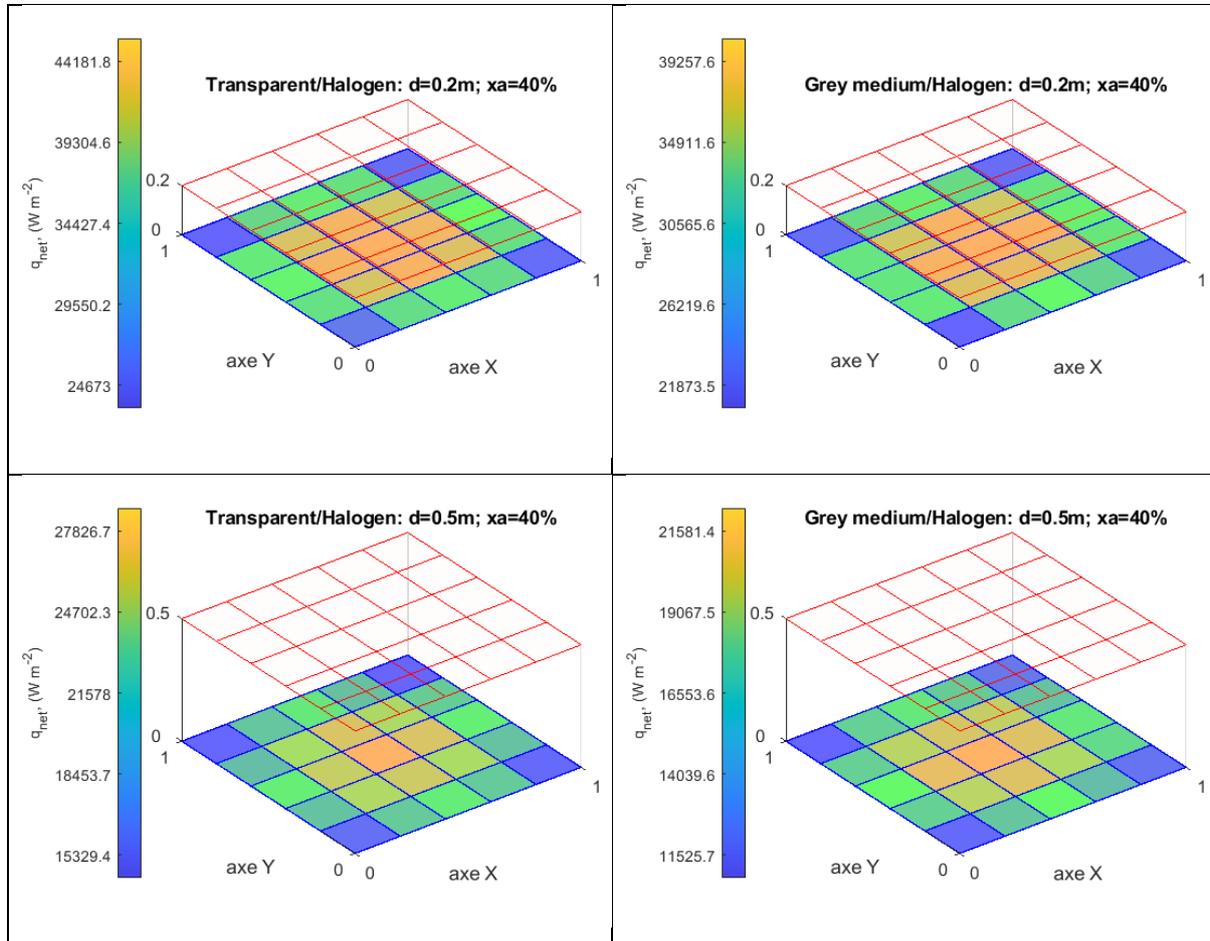
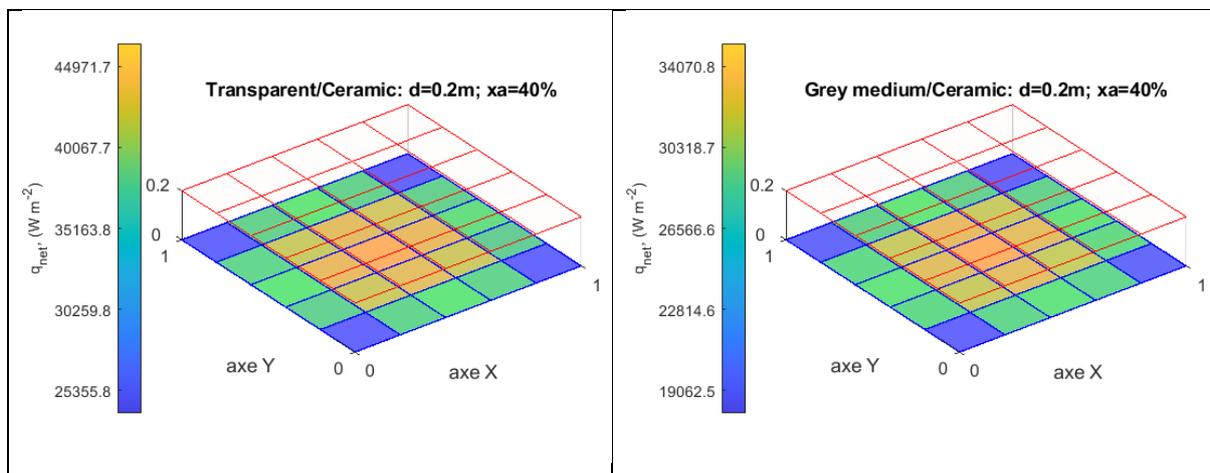


Figure 7-10 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur lampe halogène et de 40% d'humidité.



7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

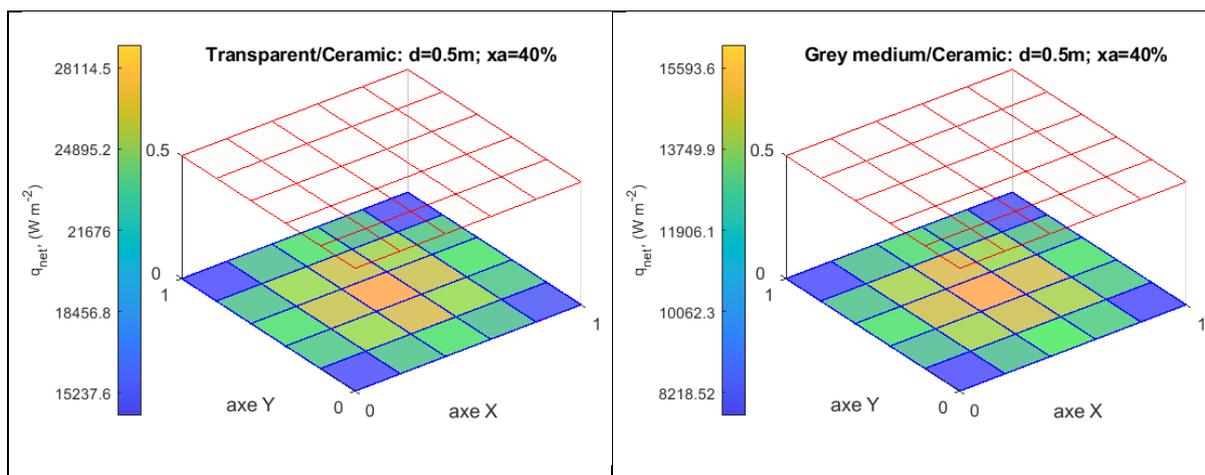


Figure 7-11 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur céramique et de 40% d'humidité.

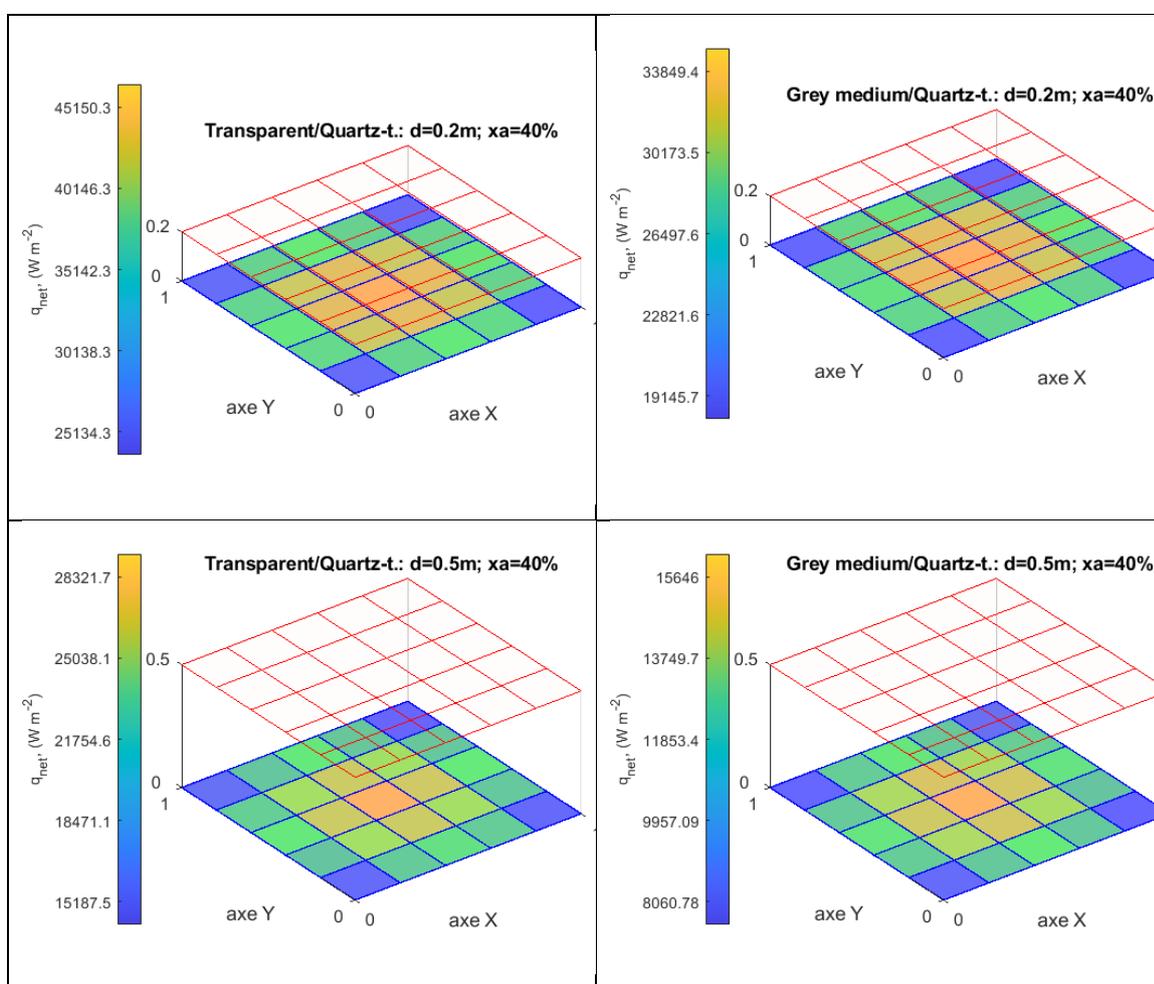


Figure 7-12 - Distribution du flux intercepté pour le cas d'émetteur tube de quartz et de 40% d'humidité.

7.6. Application de la méthode des éléments finis

Dans le but d'étudier l'effet du type d'émetteur sur le transfert de chaleur par conduction dans un polymère, nous utilisons la méthode des éléments finis en une dimension (1D). Nous analysons une feuille thermoplastique qui présente les caractéristiques suivantes :

- Type de polymère : PET (opaque).
- $\rho_{\text{polymère}} = 1600 \text{ kgm}^{-3}$; est la masse volumique.
- $Cp_{\text{polymère}} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$; est la capacité calorifique.
- $k_{\text{polymère}} = 0.29 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$; est la conductivité thermique.
- Dimensions de la feuille thermoplastique : *épaisseur* = 0.002 m, *largeur* = 1m, *longueur* = 1m.

Avec :

- $Surf_{\text{haut}/e}$ est la surface élémentaire de l'extrémité haut (exposée au flux radiatif).
- $Surf_{\text{haut}/c}$ est la surface élémentaire du centre haut (exposée au flux radiatif).
- $Surf_{\text{bas}/e}$ est la surface élémentaire de l'extrémité bas.
- $Surf_{\text{bas}/c}$ est la surface élémentaire du centre bas.

Figures 7-13, 7-14 et 7-15 présentent une comparaison transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique en variant le type d'émetteur (halogène, céramique et quartz-tube). Dans ces trois cas la distance entre l'émetteur et la feuille thermoplastique est 0.2m, l'humidité est 20%. Lors d'une exposition à la chaleur pendant 50 secondes et avec 50 itérations, la température de la feuille thermoplastique augmente progressivement. En analysant les deux hypothèses, à savoir celle d'un milieu transparent et celle d'un milieu gris, on constate que les différences de température entre la surface et le centre de la feuille thermoplastique sont plus faibles dans le cas de l'émetteur halogène que dans les cas de la céramique et du quartz-tube. Les valeurs correspondantes sont de 5.8, 16.3 et 12.7 respectivement.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

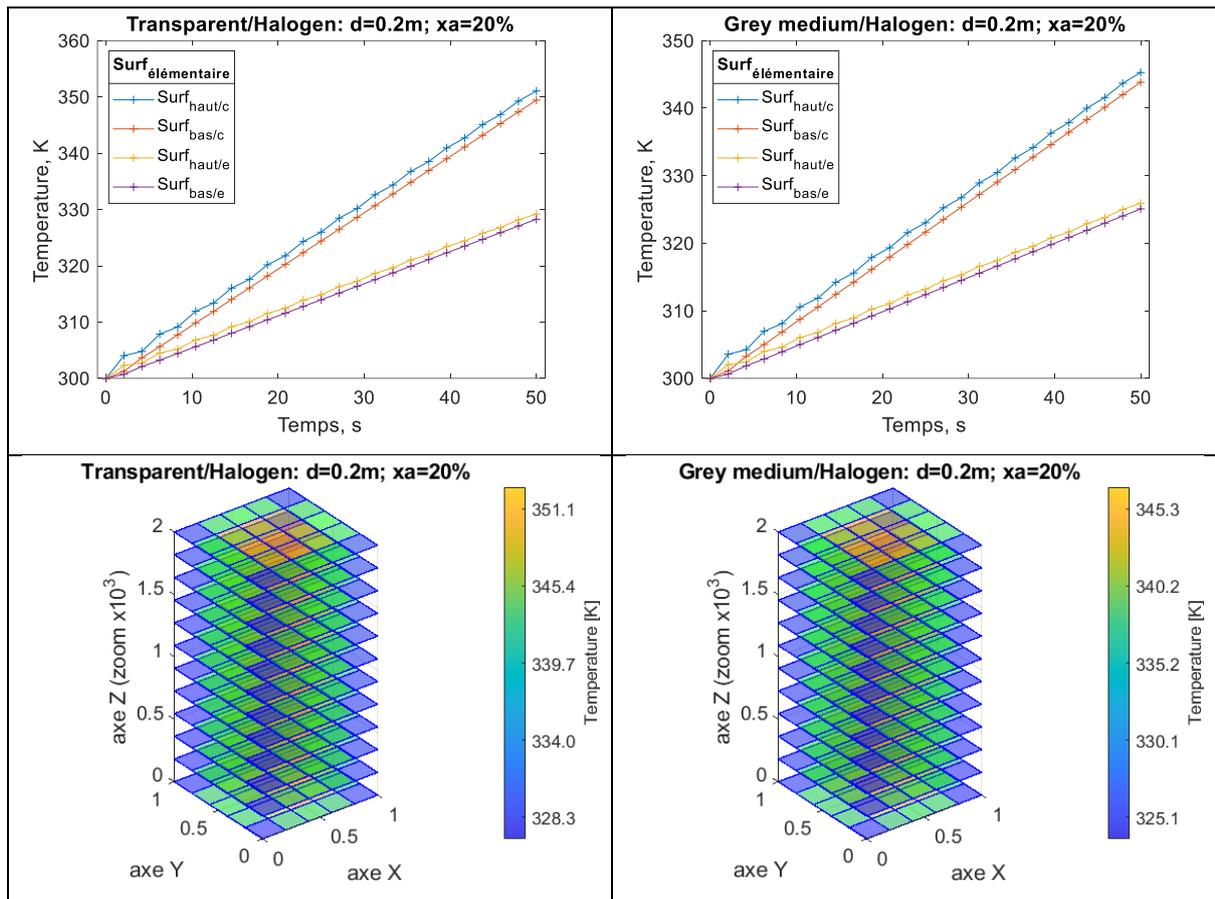
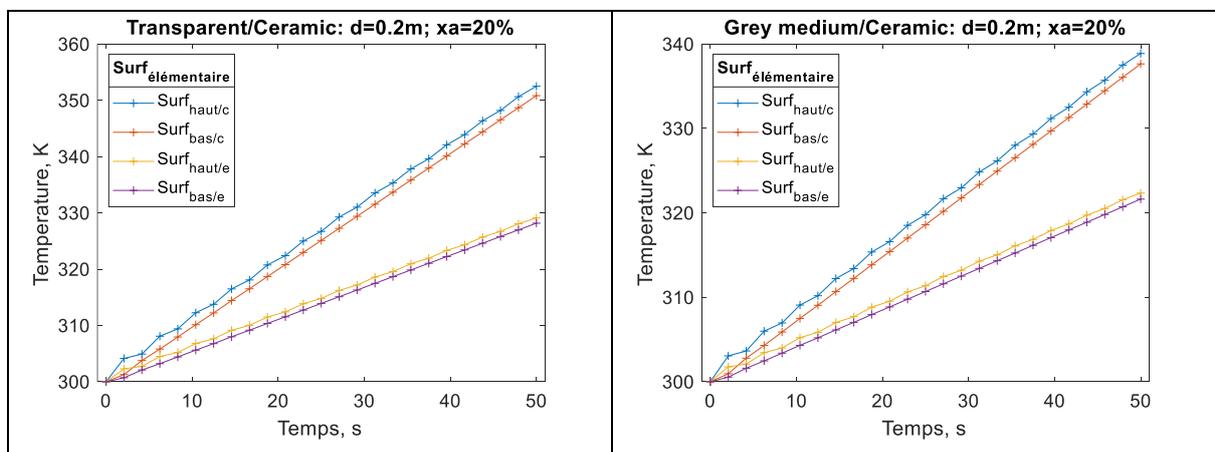


Figure 7-13 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur halogène.



7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

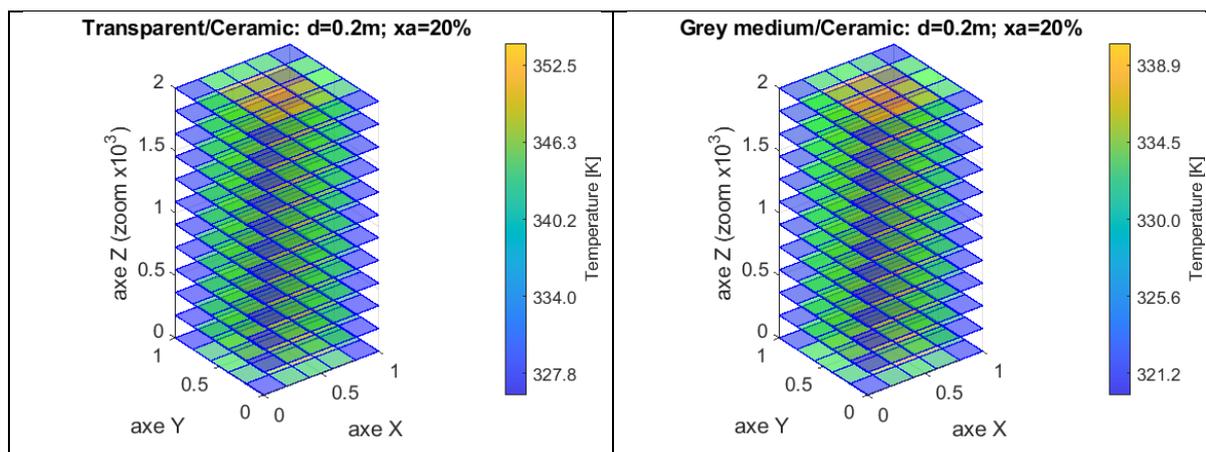


Figure 7-14 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur céramique.

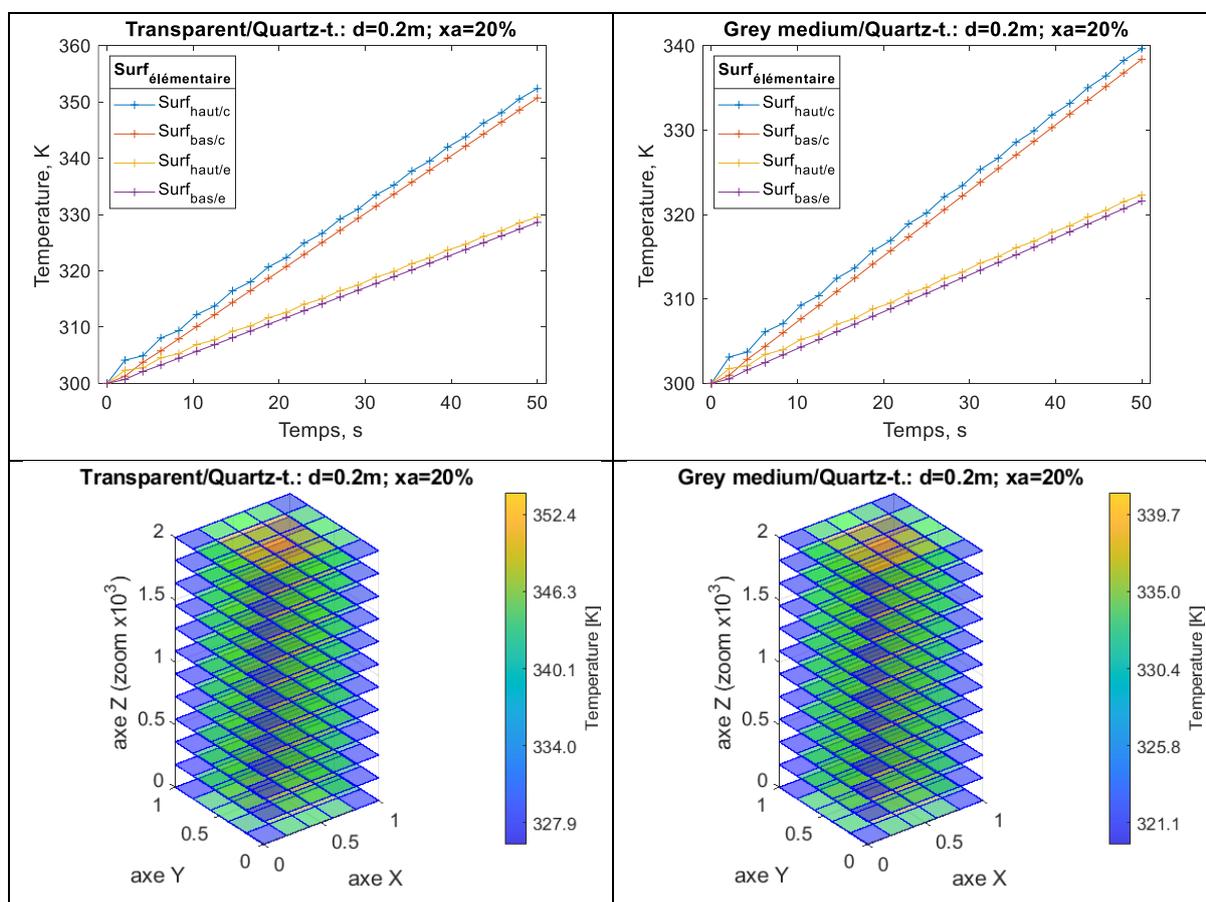


Figure 7-15 - Comparaison du transfert de chaleur par conduction dans une feuille thermoplastique cas d'émetteur quartz-tube.

Noté bien : dans les Figures 7-13, 7-14 et 7-15, l'échelle des valeurs Z a été multipliée (zoom $\times 10^3$), pour faciliter le suivi de l'évolution de la température à l'intérieur du matériau.

7.7. Flux intercepté global

Les Figures 7-16 et 7-17 illustrent une comparaison du flux intercepté de trois types d'émetteurs (lampe halogène, céramique et tube de quartz) par rapport aux niveaux d'humidité, basés sur les hypothèses de milieu transparent et de milieu gris, avec une distance source-récepteur fixée à $d=0.2m$ (comme illustré dans la Figure 7-16) et $d = 0.5m$ (comme illustré dans la Figure 7-17).

D'un point de vue physique, la fraction de flux émise par la source halogène et interceptée par la surface réceptrice est directement liée aux surfaces d'échange $\overline{s_1s_2}$ et $\overline{gs_2}$, qui dépendent à leur tour de $1/r^2$ et de la transmission de l'air ambiant (τ). En d'autres termes, plus la distance r est petite, plus la probabilité que les faisceaux soient interceptés par la structure réceptrice est grande. De plus, il est constaté que les flux interceptés maximaux sont atteints pour $r=0.2m$ quels que soient les paramètres considérés, à savoir l'humidité, les températures et la surface émettrice. En outre, il est démontré que l'efficacité énergétique des flux interceptés est liée au coefficient de transmission (τ) du milieu ambiant à travers sa température et l'humidité de l'eau. Pour donner une idée sur un exemple (voir Figure 7-16 et Figure 7-17), il est remarquable que le flux intercepté passe de $15.63kWm^{-2}$ pour $r = 0.2m$ à $8.24kWm^{-2}$ pour $r = 0.5m$ pour une lampe halogène et une humidité de 20%. En revanche, pour une humidité de 60%, le flux intercepté passe de $17.62kWm^{-2}$ pour $r = 0.1m$ à $10.61kWm^{-2}$ pour $r = 0.5m$.

Lorsque l'on utilise des émetteurs en céramique et en tube de quartz à des températures élevées (près de 1000K), le flux intercepté est réduit en raison de la bande de rotation de la vapeur d'eau à $71 \mu m$ (comme indiqué dans la Figure 7-11). De plus, la plupart des effets de bande de vibration à $6,3 \mu m$ se situent en dehors de la plage de longueurs d'onde de la lampe halogène (de $0,6 \mu m$ à $6 \mu m$). En prenant en compte ces facteurs, et en accord avec l'hypothèse de milieu gris, la lampe halogène fournit un flux intercepté plus élevé que les émetteurs en céramique et en tube de quartz.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

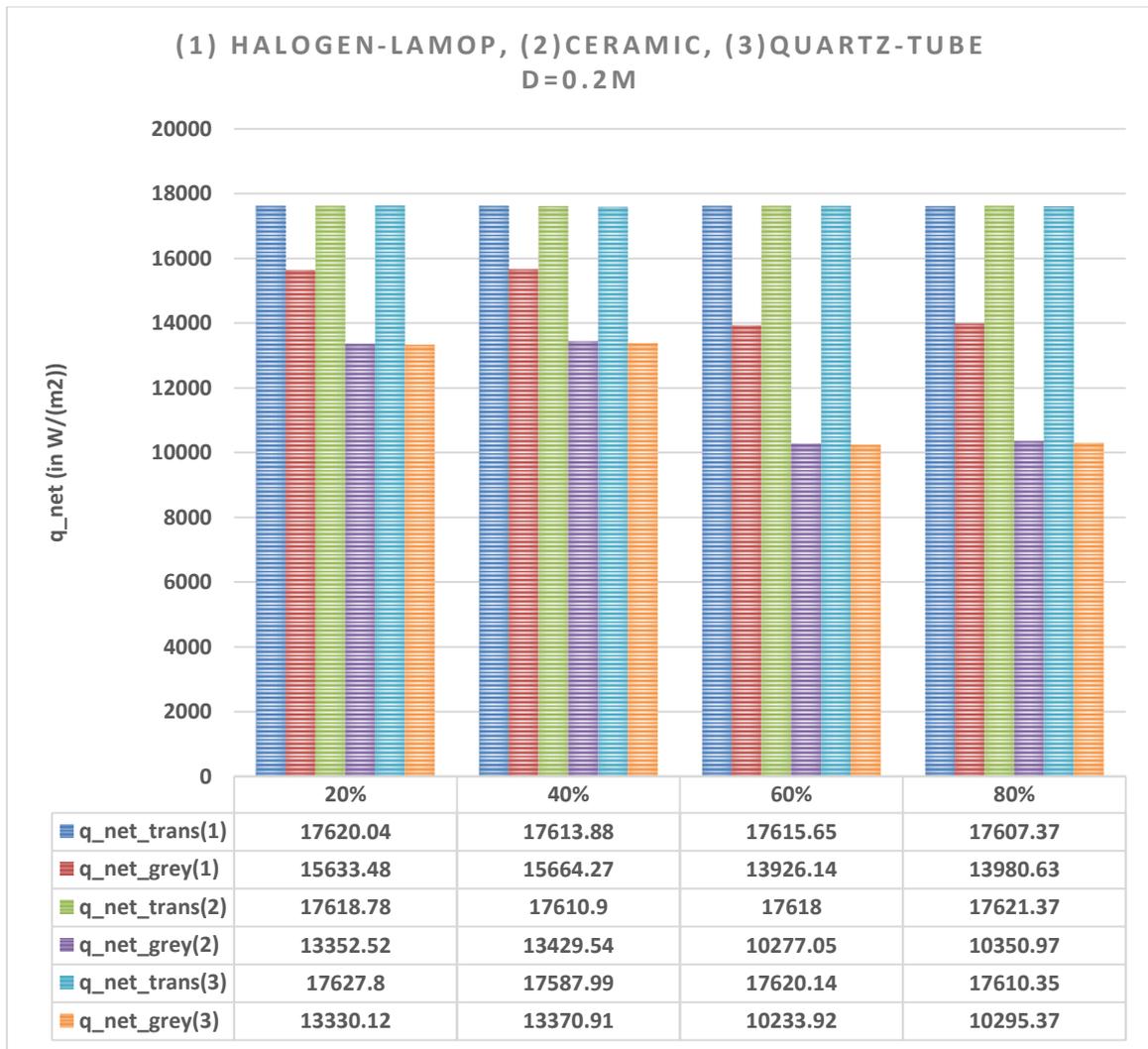


Figure 7-16 - Comparaison du flux intercepté en fonction de l'humidité pour le cas du l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance d=0.2m.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

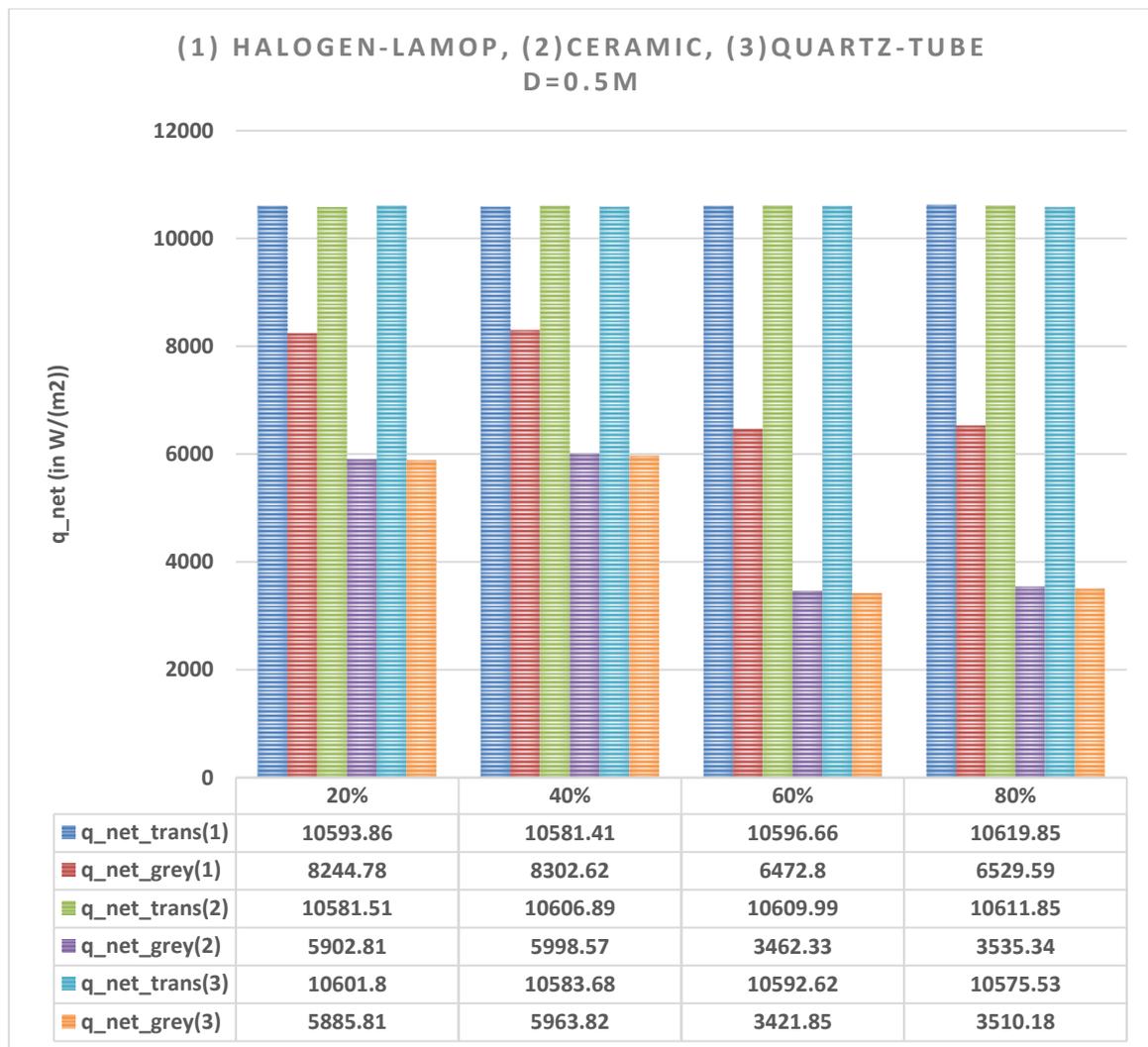


Figure 7-17 - Comparaison du flux intercepté en fonction de l'humidité pour le cas du l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance d=0.5m.

7.8. Pourcentage d'absorption pour le cas du milieu gris

Les Figures 7-18 et 7-19 illustrent une comparaison du pourcentage d'absorption de trois types d'émetteurs (lampe halogène, céramique et tube en quartz) en fonction des niveaux d'humidité, en utilisant l'hypothèse du milieu gris, avec une distance source-récepteur fixée à d=0,2m (comme indiqué dans la Figure 7-18) et d=0,5m (comme indiqué dans la Figure 7-19). En ce qui concerne cette étude, le pourcentage d'absorption est calculé comme suit :

$$\text{Absorptance percentage} = \frac{q_{net[transparent]} - q_{net[grey]}}{q_{net[transparent]}} \times 100 \quad (7-1)$$

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

En outre, il est apparu que par rapport à un milieu transparent ($\tau = 0$), le flux intercepté perd de son intensité avec l'humidité et la température de l'air humide, ce qui indique une réduction de l'efficacité énergétique du système de chauffage infrarouge pendant le thermoformage. À titre d'exemple (voir Figure 7-18 et Figure 7-19), pour $r=0.2m$, le pourcentage d'absorption est d'environ 11,27% pour une humidité de 20% et de 20,59% pour une humidité de 80% dans le cas du milieu gris, de la lampe halogène et de la distance $d=0,2m$. D'autre part, pour $r=0,5m$, le pourcentage d'absorption est d'environ 43,65% pour une humidité de 40% et de 66,8% pour une humidité de 80% dans le cas du milieu gris, du tube en quartz et de la distance $d=0,2m$. La lampe halogène offre un pourcentage d'absorption plus faible que les émetteurs en céramique et en tube de quartz. Pour donner un exemple (voir Figure 7-18 et Figure 7-19), il est à noter que pour une humidité de 40% et $d=0,2m$, le pourcentage d'absorption est de 11,06% pour la lampe halogène, de 23,74% pour la céramique et de 23,97% pour le tube en quartz. D'autre part, pour une humidité de 60% et $d=0,5m$, le pourcentage d'absorption est de 38,91% pour la lampe halogène, de 67,36% pour la céramique et de 67,69% pour le tube en quartz.

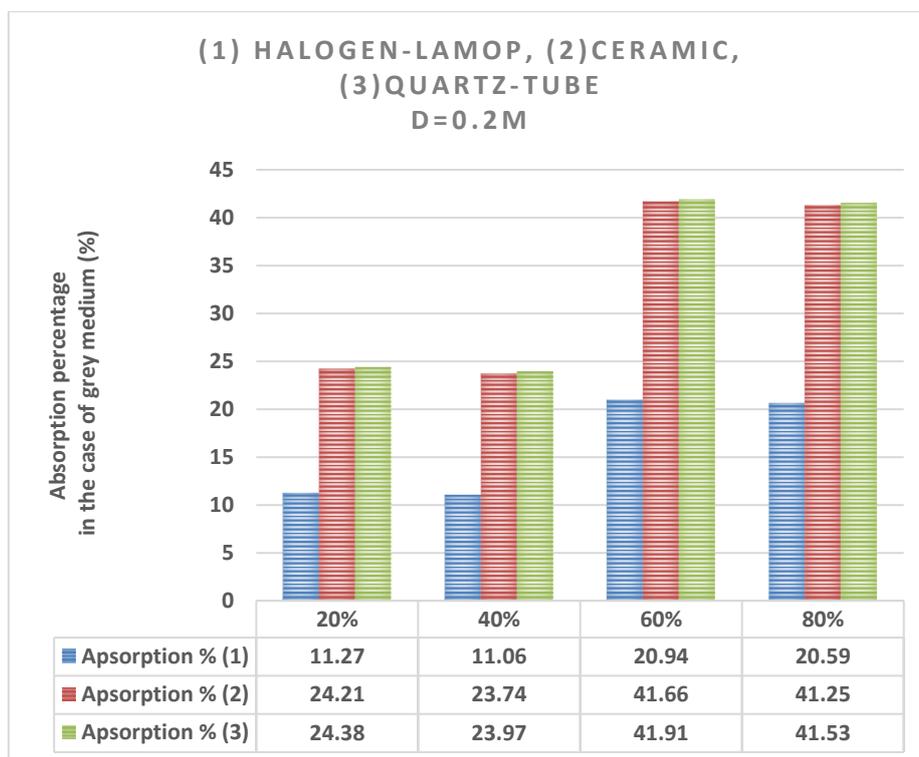


Figure 7-18 - Comparaison du pourcentage d'absorption par rapport à l'humidité pour le cas de l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0,2m$.

7. Etude comparative de l'efficacité thermique de divers émetteurs

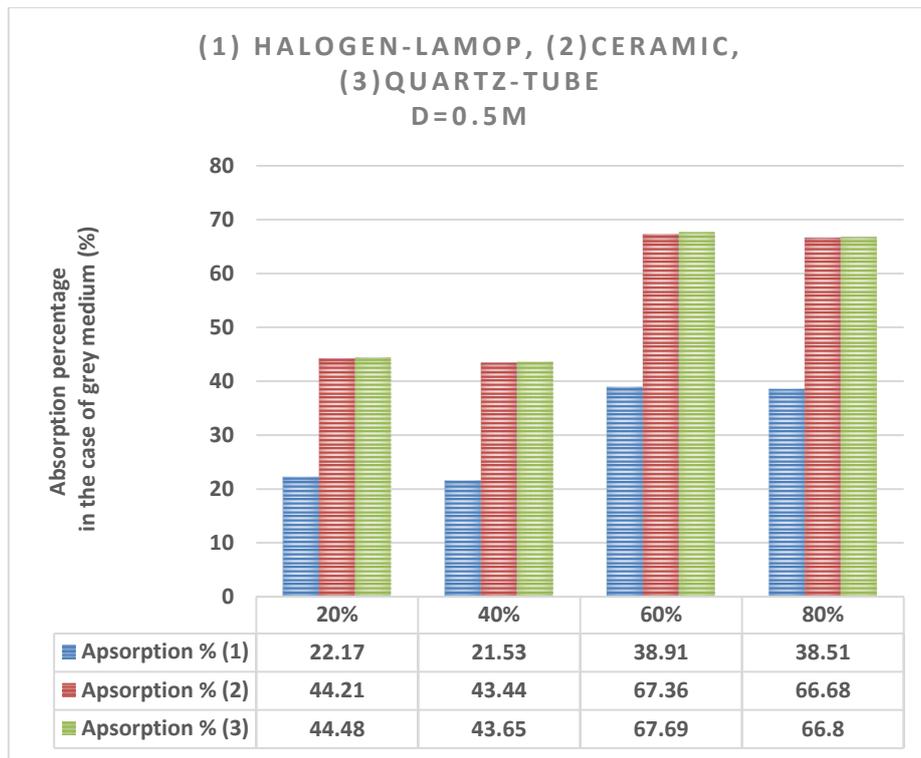


Figure 7-19 - Comparaison du pourcentage d'absorption par rapport à l'humidité pour le cas de l'hypothèse du milieu transparent et du milieu gris avec une distance $d=0,5m$.

8. CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

8. Conclusion générale et perspectives

La proposition de recherche proposée est orientée vers une étude de modélisation du transfert de chaleur, par rayonnement infrarouge, associé à l'étape de chauffage infrarouge en thermoformage. Pour cela et contrairement aux études existantes, notre approche prend en considération la présence du milieu réel (air) séparant l'émetteur infrarouge et le récepteur (plastique). Ainsi, afin de quantifier l'énergie interceptée par la structure polymérique, l'étude vise à élucider le comportement radiatif de l'air (pour différents taux d'humidité) vis-à-vis du chauffage d'une plaque thermoplastique plane. Pour cela, notre plan de recherche s'articule principalement autour de quatre points :

- Étude bibliographique portant sur le transfert de chaleur radiatif ainsi que les techniques de mise en forme des thermoplastiques.
- Le comportement radiatif du milieu air humide, absorbant-émetteur, qui sépare la source radiative et le récepteur (plastique) ; associé à l'étape de chauffage infrarouge du procédé thermoformage. Et ce, dans le but d'estimer l'absorbance de ce milieu.
- Les méthodes de calcul du flux intercepté : la méthode de Monte Carlo pour les facteurs des réceptions et la méthode des éléments finis pour résolution de l'équation du transfert radiatif sont également détaillés.
- Le modèle du transfert radiatif proposé dans le cadre du présent sujet de thèse, tenant compte de l'absorption du milieu réel (air humide) qui sépare l'émetteur et le récepteur.

Une première étude traite de l'évaluation de l'hypothèse d'un milieu transparent au lieu d'un milieu semi-transparent (air humide) en étudiant numériquement l'étape de chauffage infrarouge dans le thermoformage. À cette fin, le modèle à bande large est utilisé pour caractériser l'absorptivité de l'air en fonction de la température et de l'humidité à la pression atmosphérique. Quant à l'analyse, dans le cas des lampes halogènes, l'efficacité énergétique du rayonnement intercepté par la surface d'un matériau a été caractérisée en fonction de la température de la source, de la température du milieu environnant, de l'humidité et de la distance émetteur-récepteur. Les températures de la source considérée vont de 600 à 1500K et celles de l'air humide de 400K à 1000K pour une humidité variant de 10% à 80%. L'absorptivité du gaz réel adopté est celle d'un gaz gris et les surfaces d'échange surface-surface et volume-surface ont été traitées par la méthode de Monte Carlo. Sur la base des résultats obtenus, il s'est avéré que l'erreur induite par l'hypothèse d'un milieu transparent est à la fois fonction de la distance émetteur-récepteur, de la température de l'émetteur, de la température du gaz et de

8. Conclusion générale et perspectives

son humidité. Il est intéressant de noter que dans le cas d'un air très humide et/ou de distances source-récepteur relativement importantes, l'hypothèse d'un milieu transparent n'est pas bien adaptée. Cependant, dans le cas où l'humidité est faible et/ou les distances source-récepteur relativement faibles, l'hypothèse d'un milieu transparent semble être acceptable.

Une deuxième étude comparative a été menée avec une température de source fixée à 1000K, et les températures de l'air humide ont varié de 400K à 1000K, avec une plage d'humidité de 20% à 80%. Un modèle d'absorptivité de gaz gris a été utilisé, et des simulations de Monte Carlo ont été utilisées pour traiter les surfaces d'échange surface-surface et volume-surface. Les coefficients d'absorption moyens pour l'hypothèse d'un milieu gris sont calculés, suivis de l'établissement d'équations de régression linéaire pour chaque type d'émetteur (lampe halogène, céramique et tube en quartz) en fonction de l'humidité et de la température du gaz. Selon nos résultats, le pourcentage d'absorption supposé pour un milieu transparent dépend de plusieurs facteurs, notamment la distance entre la source émettrice et le récepteur, la température de l'émetteur, la température du gaz et l'humidité. En particulier, l'hypothèse d'un milieu transparent n'est pas adaptée pour un air très humide ou pour des distances source-récepteur relativement grandes. À l'inverse, l'hypothèse d'un milieu transparent semble être acceptable pour des niveaux d'humidité faibles et/ou des distances source-récepteur relativement courtes. L'analyse de l'efficacité énergétique est motivée par des considérations techniques liées au thermoformage, où la distance source-récepteur est relativement faible par rapport aux dimensions du four. À des températures élevées (proches de 1000K), le flux intercepté est réduit lors de l'utilisation d'émetteurs en céramique et en tube de quartz en raison de la bande de rotation de la vapeur d'eau à $71 \mu\text{m}$. En accord avec l'hypothèse du milieu gris, la lampe halogène fournit un flux intercepté plus élevé que les émetteurs en céramique et en tube de quartz. Et finalement, l'impact du type d'émetteur sur le transfert de chaleur par conduction dans un polymère (feuille thermoplastique) a été analysé à l'aide de la méthode des éléments finis en une dimension (1D).

En élargissant l'application de la méthode de Monte Carlo, l'étude pourrait s'étendre à des géométries complexes de feuilles thermoplastiques. Cela inclurait la prise en compte des déformations telles que l'affaissement, ce qui permettrait une analyse plus approfondie du transfert de chaleur dans des configurations réalistes rencontrées dans le processus de thermoformage. Une étude future pourrait se concentrer sur la distribution de chaleur à travers la feuille thermoplastique en tenant compte des changements de forme. Cela impliquerait une

8. Conclusion générale et perspectives

modélisation avancée du processus thermoformage pour mieux comprendre et optimiser la répartition thermique, influant directement sur la qualité et la précision du produit final.

9. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

9. Références Bibliographiques

- [1] H. Erchiqui, H. Kaddami, G. Dituba-Ngoma et F. Slaoui-Hasnaoui, «Comparative study of the use of infrared and microwave heating modes for the thermoforming of wood-plastic composite sheets,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 158, pp. 1-11, 2020.
- [2] F. Erchiqui, Z. Annasabi, H. Kaddami et K. Ben-Hamou, «Effect of the cooling temperature of a PET sheet on the crystallinity and mold removal time for thermoforming applications,» *Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 60, n° %111, pp. 2676-2684, 2020.
- [3] S. Monteix, PhD dissertation, Paris (France): École des Mines de Paris, 2001.
- [4] Y. Le-Maoult et F. Schmidt, «Infrared radiation applied to polymer processes, Heat transfer in polymer composite materials: forming processes (Second Edition),» *ISTE Ltd and John Wiley & Sons*, pp. 385 - 423, 2013.
- [5] F. Schmidt, Y. Le-Maoult et S. Monteix, «Modelling of infrared heating of thermoplastic sheet used in thermoforming process,» *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 225, n° %123, p. 143–144, 2003.
- [6] F. Erchiqui, «Application of genetic and simulated annealing algorithms for optimization of infrared heating stage in thermoforming process,» *Applied Thermal Engineering*, n° %1128, p. 1263–1272, 2017.
- [7] F. Erchiqui et G.-D. Ngoma, «Analyse comparative des méthodes de calcul des facteurs de formes pour des surfaces à contours rectiligne,» *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 46, p. 284–293, 2007.
- [8] M.-F. Modest, Radiative Heat Transfer, Third Edition, Elsevier, 2013.
- [9] J. Farmer et S. Roy, «A quasi-Monte Carlo solver for thermal radiation in participating media,» *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 242, n° %1106753, 2020.
- [10] R. Siegel et J. Howell, Thermal Radiation Heat Transfer, New York: McGraw-Hill, 1972.
- [11] C. Tien, «Thermal radiation properties of gases,» *Advances in heat transfer, Academic press, NY, London*, vol. 5, pp. 273-303, 1968.
- [12] R. Cess et S. N. Tiwari, «Infrared Radiative Energy Transfer in Gases,» *Advances in Heat Transfer*, vol. 8, pp. 229-283, 1972.
- [13] R. Vaillon, Étude de l'interaction rayonnement-chimie dans un plasma réactif d'hydrogène-hélium à l'aide de la méthode des ordonnées discrètes en coordonnées curvilignes, Poitiers (France): Thèse à l'université de Poitiers, 1996.
- [14] A. Lacis et V. Oinas, «A description of the correlated k distribution method for modeling non gray gaseous absorption, thermal emission and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres,» vol. 96, pp. 9027-9063, 1991.

9. Références Bibliographiques

- [15] V. Goutière, F. Liu et A. Charette, «An assessment of real-gas modelling in 2D enclosures,» *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 64, pp. 299-326, 2000.
- [16] J. Felske et C. Tien, «A theoretical closed form expression for the total band absorptance of infrared-radiating gases,» *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 96, p. 155–158, 1974.
- [17] F. Moufekkik, M. Moussaoui, A. Mezrhab, H. Naji et D. Lemonnier, «Numerical prediction of heat transfer by natural convection and radiation in an enclosure filled with an isotropic scattering medium,» *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 13, n° 1113, pp. 1689-1704, 2012.
- [18] A. Soufiani, J. Taine et al., «High temperature gas radiative parameters of statistical narrow-band model for H₂O, CO₂ and CO and correlated K model for H₂O and CO₂,» *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, n° 14, pp. 987-991, 1997.
- [19] J. Ströhle et P. Coelho, «On the application of the exponential wide band model to the calculation of radiative heat transfer in one- and two-dimensional enclosures,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n° 110, pp. 2129-2139, 2002.
- [20] B. Webb, V. Solovjov et F. André, «Chapter Four - The spectral line weighted-sum-of-gray-gases (SLW) model for prediction of radiative transfer in molecular gases,» *Advances in Heat Transfer*, vol. 51, pp. 207-298, 2019.
- [21] A. Charette, F. Erchiqui et Y. Kocaeffe, «The imaginary planes method for the calculation of radiative heat transfer in industrial furnaces,» *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 87, pp. 378-384, 1989.
- [22] M. Tazi, «Valorisation des sciures de bois dans des composites thermoplastiques (HDPE-BOIS): Élaboration, caractérisation et modélisation en soufflage libre,» Université du Québec à Chicoutimi, Chicoutimi, 2015.
- [23] L.-M. Yannic et S. Fabrice, «Infrared Radiation Applied to Polymer Processes,» chez *Heat Transfer in Polymer Composite materials : Forming Processes, First Edition*, ISTE Ltd and John Wiley & Sons, Inc, 2016, pp. 385-423.
- [24] K. Bachir-Cherif, «Optimisation de l'étape de chauffage infrarouge en thermoformage à l'aide de méta-heuristiques,» Université du Québec à Chicoutimi, Chicoutimi, 2019.
- [25] F.-T. A.S., F. Erchiqui, F. Godard et D. Kocaeffe, «An evaluation of the thermal degradation kinetics of novel melt processed PET–hemp fiber composites,» *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, n° 1126, p. 1387–1396, 2016.
- [26] M. Tazi, F. Erchiqui et H. Kaddami, «Influence of SOFTWOOD-fillers content on the biodegradability and morphological properties of WOOD–polyethylene composites,» *Polymer Composites*, n° 129, pp. 29-37, 2018.
- [27] M.-S. Sukiman, F. Erchiqui, T. Kanit et A. Imad, «Design and numerical modeling of the thermoforming process of a WPC based formwork structure,» *Materials today communications*, vol. 22, 2020.

9. Références Bibliographiques

- [28] I. Hamani, «Modélisation de l'étape de chauffage infrarouge des biocomposites thermoplastiques de type pet-chanvre,» Université du Québec à Chicoutimi, 2015.
- [29] D. Ahmad, «Analyse et simulation de la déformation de films polymères de décoration au cours de leur mise en forme,» L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Lyon, 2013.
- [30] J.-C. Jammet, «Thermoformage,» Technique de l'ingénieur AM3660, 1998.
- [31] M. Jebara, «Optimisation et contrôle thermique des outillages dans la mise en oeuvre des polymères,» Université Bretagne Loire / Université de Nante, 2017.
- [32] N. Metropolis et S. Ulam, «The Monte Carlo Method,» *Journal of the American Statistical Association*, Vol. 44, No. 247, pp. 335-341., vol. 44, n° 1247, pp. 335-341, 1949.
- [33] H. Hottel et E. Cohen, «Radiant heat exchange in a gas-filled enclosure: allowance for non uniformity of gas temperature,» *AICHE Journal*, n° 14, pp. 3-14, 1958.
- [34] H. Hottel et A. Sarofim, Radiative Transfer, New York: McGraw-Hill, 1967.
- [35] K. Guedri, «Application de la technique "blocked-off-region" et de la méthode des volumes finis pour l'étude du couplage conduction-rayonnement au sein d'un milieu semi-transparent confiné dans une enceinte tridimensionnelle ayant la forme L,» Ecole Nationale d'Ingenieurs, Université de Monastir, Monastir, 2002.
- [36] F. Erchiqui, «Modélisation mathématique d'une chambre de combustion par méthode des plans imaginaires,» Université de Québec à Chicoutimi, Chicoutimi, 1987.
- [37] S. Chandrasekhar, Radiative Transfer, New York: Dover, 1960.
- [38] K. D. Lathrop et B. Carlson, «Discrete ordinates angular quadrature of the neutron transport equation,» Technical Report LA-3186, Los Alamos Scientific Laboratory, 1996.
- [39] B. Carlson et K. Lathrop, «Transport theory-the method of discrete ordinates,» chez *in Computing Methods in Reactor Physics*, H. Greenspan, C. N. Kelber, and D. Okrent, Eds., Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1968.
- [40] A. Jamaluddin et P. Smith, «Predicting radiative transfer in axisymmetric cylindrical enclosures using discrete ordinates method,» *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, n° 16, pp. 242-245, 1992.
- [41] J. Chai, H. Lee et S. Patankar, «Treatment of irregular geometries using a cartesian-coordinates-based discrete-ordinates-method,» *Radiative Heat Transfer Theory and Application*, n° 1244, pp. 49-54, 1993.
- [42] W. Fiveland et J. Jessee, «Comparison of Discrete Ordinates Formulations for Radiative Heat Transfer in Multidimensional Geometries,» *JTHT*, vol. 9, n° 11, p. 47-54, 1995.
- [43] W. Fiveland, «A discrete ordinates method for predicting radiative heat transfer in axisymmetric enclosures,» *ASME Paper 82-HTD-20*, 1982.

9. Références Bibliographiques

- [44] M. Sakami, A. Charette et V. Le-Dez, «Application of the discrete ordinates method to combined conductive and radiative heat transfer in a two dimensional complex geometry,» *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 1996.
- [45] O. Balima, «Comparison of light transport models based on finite element and the discrete ordinates methods in view of optical tomography applications,» *Journal of computational and applied mathematics*, vol. 234, n° 17, pp. 2259-2271, 2010.
- [46] J.-R. Howell, R. Siegel et M.-P. Menguc, *Thermal Radiation Heat Transfer*, Tylor & Francis Group, 2010.
- [47] K. Esser, E. Haberstroh, U. Hüsgen et D. Weinand, «Infrared Radiation in the Processing of Plastics: Precise Adjustment-the Key to Productivity,» *Advances in Polymer Technology*, vol. 7, pp. 89-128, 1987.
- [48] M. Shelby, «Effects of Infrared Lamp Temperature and Other Variables on the Reheat Rate of PET.,» *Proceedings of the Conference, ANTEC '91*, pp. 1420-1424, 1991.
- [49] G. Venkateswaran, M. Cameron et S. Jabarin, «Effect of Temperature Profiles Trough Preform Thickness on the Properties of Reheat-Blown PET Containers,» *Advances in Polymer Technology*, vol. 17, n° 13, pp. 237-249, 1997.
- [50] Y. Le-Maoult, F. Schmidt et E.-H. M., «Measurement and calculation of Preform infrared Heating,» chez *4th International Workshop on advanced Infrared Technology and Application*, Firenze, 1997.
- [51] N. Davidson, *Statistical Mechanics*, New York: McGraw-Hill, 1962, also Dover Publications 2003..
- [52] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., New York: Dover Publications, 2010.
- [53] H. Bethe et E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems*, New York,: Academic Press, , 1957, also Dover Publications 2008.
- [54] H. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas (Pure & Applied Physics)*, New York: Academic Press, 1974.
- [55] G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, 2nd ed., New York: Van Nostrand, 1944, also Dover Publications 2010.
- [56] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. II: Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1945.
- [57] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. I: Spectra of Diatomic Molecules*, 2nd ed.,, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1950, also Reitell Press 2007.
- [58] R. Goody et Y. Yung, *Atmospheric Radiation – Theoretical Basis*, 2nd ed., New York: Oxford University Press, 1989.
- [59] J. Taine et A. Soufiani, «Gas IR radiative properties: From spectroscopic data to approximate models,» *Advances in Heat Transfer - Academic Press, New York*, vol. 33, p. 295–414, 1999.

9. Références Bibliographiques

- [60] C. Tien et J. Lienhard, *Statistical Thermodynamics*, rev. ed., New York: McGraw–Hill Inc., 1978.
- [61] D. Edwards et W. Menard, «Comparison of models for correlation of total band absorption,» *Applied Optics*, vol. 3, p. 621–625, 1964.
- [62] R. Goody, «A Statistical Model for Water Vapour Absorption,» *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, n° 178, pp. 165-169, 1952.
- [63] D. Edwards, «Molecular gas band radiation,» New York, 1976.
- [64] P. Wei, C. Hsuan-Han, Y. Hsieh, D. Yen et al, «Absorption coefficient of water vapor across atmospheric troposphere layer,» *Heliyon*, vol. 5, n° 101145, 2019.
- [65] M.-F. Modest, *Radiative Heat Transfer*, Third Edition, Elsevier, 2013.
- [66] A.-T. Modak, «Exponential Wide band parameters for pure rotational band of water vapor,» *Journal of quantum spectroscopic radial transfert*, vol. 21, pp. 131-142, 1979.
- [67] J. Hammersley et D. Handscomb, *Monte Carlo Methods*, New York: John Wiley & Sons, 1964.
- [68] J. Fleck, *The calculation of nonlinear radiation transport by a Monte Carlo method*, 1961, Technical Report UCRL-7838, Lawrence Radiation Laboratory.
- [69] J. Fleck, «The calculation of nonlinear radiation transport by a Monte Carlo method: Statistical physics,» *Methods in Computational Physics*, vol. 1, p. 43–65 , 1961.
- [70] J. Howell et M. Perlmutter, «Monte Carlo solution of thermal transfer through radiant media between gray walls,» *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 86, n° 11, p. 116–122, 1964.
- [71] J. Howell et M. Perlmutter, «Monte Carlo solution of thermal transfer in a nongrey nonisothermal gas with temperature dependent properties,» *AIChE Journal*, vol. 10, n° 14, p. 562–567, 1964.
- [72] M. Perlmutter et J. Howell, «Radiant transfer through a gray gas between concentric cylinders using Monte Carlo,» *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 86, n° 12, p. 169–179, 1964.
- [73] E. Cashwell et C. Everett, *A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems*, New York: Pergamon Press, 1959.
- [74] Y. Schreider, *Method of Statistical Testing – Monte Carlo Method*, New York: Elsevier, 1964.
- [75] H. Kahn, «Applications of Monte Carlo,» chez *Report for Rand Corp.*, vol. Rept. No. RM-1237-AEC (AEC No. AECU-3259), , 1956.
- [76] G. Brown, «Monte Carlo methods,» chez *Modern Mathematics for the Engineer*, New York, McGraw-Hill, 1956, p. 279–307.
- [77] J. Halton, «A retrospective and prospective survey of the Monte Carlo method,» *SIAM Rev*, vol. 12, n° 11, pp. 1-63, 1970.

9. Références Bibliographiques

- [78] A. Haji-Sheikh, «Monte Carlo methods,» chez *Handbook of Numerical Heat Transfer*, New York, John Wiley & Sons, 1988, p. 673–722.
- [79] J. Howell, Application of Monte Carlo to heat transfer problems, (eds. J. P. Hartnett and T. F. Irvine, vol. 5), vol. 5, New York: Academic Press, 1968.
- [80] D. Walters et R. Buckius, «Monte Carlo methods for radiative heat transfer in scattering media,» *Annual Review of Heat Transfer, Hemisphere, New York*, vol. 5, p. 131–176, 1992.
- [81] J. R. Howell, «The Monte Carlo method in radiative heat transfer,» *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 120, n° 13, p. 547–560, 1998.
- [82] F. Erchiqui et G.-D. Ngoma, «Analyse comparative des méthodes de calcul des facteurs de formes pour des surfaces à contours rectilignes,» *International Journal of Thermal Sciences*, n° 146, p. 284–293, 2007.
- [83] M. Le-Bohec, Contribution du rayonnement au confort thermique et aux économies d'énergie dans l'habitat, Poitiers, France: Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2017.
- [84] R. Tucker, «Direct exchange areas for calculating radiation transfer in rectangular furnaces,» *Journal of Heat Transfer (ASME)*, vol. 108, n° 13, p. 500–506, 1986.
- [85] M. Razzaque, J. Howell et D. Klein, «Coupled radiative and conductive heat transfer in a two-dimensional enclosure with gray participating media using finite elements," in Proceedings of the First JSME/ASME Joint Thermal Conference, Hono,» *n Proceedings of the First JSME/ASME Joint Thermal Conference*, vol. 4, pp. 41-48, 1983.
- [86] T. Chung et J. Kim, «Two-dimensional combined-mode heat transfer by conduction, convection and radiation in emitting, absorbing and scattering media-solution by finite elements,» *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 106, pp. 448-452, 1984.
- [87] O. Zienkiewicz et R. Taylor, «The finite element method,» Butterworth Heinemann, Oxford, 2000.
- [88] J. Reddy, «An introduction to the finite element method (2 edition),» McGraw-Hill, 1993.
- [89] H. Hedfi, F. Erchiqui, Y. Kocaefe et H. Naji, «Energy efficiency analysis of the radiative transfer of a real medium in thermoforming,» *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 142, n° 1106664, pp. 1-7, 2023.
- [90] F. Schmidt et Y. le-maoult, «Modeling of Infrared Heating of Thermoplastic Sheet Used in Thermoforming Process,» chez *Conference: Proceedings of International Conference on advances in materials and processing technologies (AMPT)*, December 2000.
- [91] Y. Le-Maoult et F. Schmidt, «Infrared radiation applied to polymer processes,» chez *Heat transfer in polymer composite materials : forming processes (Second Edition)*, ISTE Ltd and John Wiley & Sons, Inc, 2016, pp. 385 - 423.

9. Références Bibliographiques