



HAL
open science

Le séchage combiné convection-micro-ondes : modélisation-validation-optimisation

Thierry Constant

► **To cite this version:**

Thierry Constant. Le séchage combiné convection-micro-ondes : modélisation-validation-optimisation. Matériaux. Institut National Polytechnique de Lorraine, 1992. Français. NNT : 1992INPL115N . tel-01751093

HAL Id: tel-01751093

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01751093>

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE D'ELECTRICITE ET DE MECANIQUE
LABORATOIRE D'ENERGETIQUE ET DE MECANIQUE
THEORIQUE ET APPLIQUEE

THESE

Présentée à

[M] 1992 CONSTANT, Th.

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPL

Spécialité **MECANIQUE** et **ENERGETIQUE**

par

Thiéry CONSTANT



LE SECHAGE COMBINE CONVECTION MICRO-ONDES :
MODELISATION - VALIDATION - OPTIMISATION

Soutenue publiquement le 14 décembre 1992
 devant la Commission d'Examen

JURY

Président	M. G. ROUSSY	Professeur à l'Université de NANCY I
Rapporteurs:	M. J. ANDRIEU	Professeur à l'Université de LYON I
	M. M. ROQUES	Professeur Université de PAU
Examineurs:	M. C. MARCHAND	Ingénieur EDF
	M. C. MOYNE	Chargé de Recherche au CNRS LEMTA
	M. P. PERRÉ	Professeur à l'ENGREF à NANCY

Remerciements

De nos jours, il est bien rare de pouvoir revendiquer uniquement pour soi-même le résultat d'un travail. Son aboutissement est souvent le fruit d'un environnement, et sa maturation a vu de nombreux liens se créer et se renforcer. L'expression des remerciements ne vise pas à souscrire à un conformisme général, mais c'est aussi un instant privilégié où l'on se penche sur le chemin parcouru.

C'est pour moi l'occasion de remercier Monsieur Georges ROUSSY Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, pour avoir accepté de présider ce jury de thèse, et de m'avoir sensibiliser à la complexité des micro-ondes.

De même, mes remerciements les plus vifs vont à Monsieur Julien ANDRIEU, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, qui a accepté d'être rapporteur de ce travail, et pour l'intérêt qu'il lui a porté.

Que Monsieur Michel ROQUES, Professeur à l'Ecole Supérieure des Ingénieurs en Génie des Technologies Industrielles, trouve ici ma profonde gratitude pour avoir rapporté sur ce travail, et pour en avoir permis l'aboutissement en m'autorisant à utiliser l'installation expérimentale de son laboratoire.

Je voudrais encore remercier Messieurs Christophe MARCHAND et Bernard MAESTRALI, Ingénieurs de Recherche à Electricité de France, pour leur contribution et leur disponibilité, pour être à l'origine de ce travail et pour en avoir permis le financement en association avec l'ADEME.

Enfin, je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Christian MOYNE, Chargé de Recherches au CNRS, pour avoir dirigé cette thèse, duquel je ne saurai dissocier Monsieur Patrick PERRE, Professeur à l'ENGREF et co-encadreur. Dans leur difficile tâche d'encadreur, tous les deux ont toujours su être présent à bon escient, et ma gratitude s'adresse autant à leurs qualités humaines que scientifiques qui ont pour moi valeur de modèle.

Je voudrais maintenant remercier toutes les personnes du Laboratoire qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de cette thèse, avec une mention

spéciale pour l'équipe Transferts Couplés dans les Milieux Solides Hétérogènes et pour l'ambiance de travail qu'ils ont su créer où l'amitié a tenu une grande place. Dans mes remerciements, je ne saurais oublier Fethi ZAGROUBA pour le temps passé à manipuler ensemble à l'ENSIC

Mes remerciements vont aussi à ma famille et plus particulièrement à Emmanuelle, Elise, Pierre et Jeanne à qui je dédie ce travail.

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE	11
INTRODUCTION	13
PARTIE A: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	17
A.I. Ouvrages d'ordre général	19
A.II. Revue des modeles de connaissance	19
A.II.1 Travaux de l'Université de Nancy.....	20
A.II.2 Travaux de Bories et le Pourhiet.....	21
A.II.3 Travaux de Hatcher et Lyons.....	21
A.II.4 Travaux de l'Université du Minnesota	22
A.II.5 Travaux de l'Université du Texas - Austin	22
A.II.6 Travaux de Gori.....	23
A.II.7 Travaux de Turner et Jolly - Australie.....	24
A.II.8 Travaux divers.....	24
A.III Conclusion	25

PARTIE B: MODELISATION	27
B.I Modélisation des transferts de chaleur et de masse	29
B.I.1 Les transferts de chaleur et de masse	29
B.I.1-1 Le milieu poreux.....	29
B.I.1-2 Prise de Moyenne.....	30
B.I.1-3 Les transferts de masse en phase liquide.....	31
B.I.1-4 Les transferts de masse en phase gazeuse.....	33
B.I.1-5 Les transferts de chaleur.....	34
B.I.2 Ecriture du système	34
B.I.2-1 Les équations de conservation.....	34
B.I.2-2 Les conditions aux limites.....	35
B.I.2-3 Les conditions initiales.....	36
B.I.3 Résolution du système	36
B.I.4 Cas particulier du ruissellement	38
B.I.4-1 Position du problème.....	38
B.I.4-2 Modélisation du phénomène.....	39
B.I.4-3 Description du dispositif expérimental.....	41
B.I.4-4 Discussion.....	44
B.I.5 Conclusion	47
B.II. Modélisation du terme source	48
B.II.1 Notion de puissance d'après les équations de Maxwell	48
B.II.1-1 Les équations de Maxwell.....	48
B.II.1-2 Le vecteur de Poynting.....	49
B.II.1-3 Le vecteur de Poynting complexe.....	50
B.II.1-4 Equation de Propagation du Champ Electrique	53

B.II.1-5 Expression de la puissance dans un multicouche.....	55
B.II.2 Atténuation exponentielle de la puissance.....	58
B.II.3 Hypothèse puissance uniforme.....	60
B.II.4 Etude des différents modes de calcul sur un exemple de thermique.....	60
B.II.4-1 Introduction.....	60
B.II.4-3 Influence de la densité de puissance.....	62
B.II.4-4 Influence de la conductivité thermique.....	63
B.II.4-5 Influence de l'humidité.....	63
B.II.4-6 Conclusion.....	65
PARTIE C: COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE.....	81
C.I. Essais en cavité multimode.....	83
C.I.1 Dispositif expérimental.....	83
C.I.2 Mesures de température.....	86
C.I.3 Mesures de pression.....	87
C.I.4 Résultats expérimentaux.....	87
C.I.5 Comparaison avec la théorie.....	90
C.I.5-1 Puissance globale constante dans le temps.....	90
C.I.5-1 Champ constant.....	92
C.I.6 Conclusion.....	94
C.II. Essais en cavité monomode.....	95
C.II.1 Description de l'installation.....	95

C.II.2 Résultats Expérimentaux.....	98
C.II.3 Comparaison avec la théorie.....	108
C.II.3-1 Adaptation du modèle.....	108
C.II.3-2 Comparaison pour les essais à forte puissance.....	110
C.II.3-2 Comparaison pour l'essai à faible puissance	117
C.III. Conclusion.....	120
PARTIE D: VERS L'OPTIMISATION.....	121
D.I. Vers l'optimisation du séchage combine en FIN de processus.....	123
D.I.1 Limitation du problème.....	123
D.I.2 Choix des Ratios de Comparaison.....	123
D.I.3 Résultats et Commentaires.....	125
D.I.3-1 à épaisseur fixe.....	125
D.I.3-2 à X_{mo} fixe.....	128
D.I.3-3 à densité de puissance surfacique fixée.....	130
D.I.4 Conclusion.....	131
D.II. Vers l'optimisation du sechage combine en DEBUT de processus.....	133
D.II.1 Limitation du problème.....	133
D.II.2 Choix des Ratios de Comparaison.....	134
D.II.3 Résultats et Commentaires.....	134
D.II.4 Conclusion.....	143

CONCLUSION GENERALE.....147

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....151

ANNEXES..... i

ANNEXE I i i

ANNEXE II i v

ANNEXE III v

NOMENCLATURE DES NOTATIONS UTILISEES

a_{ml}	Coefficient de migration liquide istoherme	$m^2.s^{-1}$
B	Induction	T
c	Concentration volumique molaire	$mole.m^{-3}$
C_p	Chaleur massique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	Déplacement électrique	
D	Coefficient de diffusion massique	$m^2.s^{-1}$
E	Champ électrique	$V.m^{-1}$
f	Fréquence du signal	Hz
	Facteur de résistance à la diffusion	-
H	Champ magnétique	$A.m^{-1}$
h	Coefficient de transfert de chaleur par convection	$W.m^{-2}.K^{-1}$
J	Densité de courant	$A.m^{-2}$
\bar{k}	Constante de propagation complexe	m^{-1}
K	Perméabilité intrinsèque	m^2
k	Perméabilité relative	-
k	Coefficient d'échange	$m.s^{-1}$
M	Masse molaire	kg
\dot{m}	Masse d'eau s'évaporant par unité de temps et de volume	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
P	Densité de puissance volumique	$W.m^{-3}$
p	Pression	Pa
R	Rayon du cylindre	m
S	Vecteur de Poynting	$W.m^{-2}$
T	Température	K
t	Temps	s
u	Vitesse	$m.s^{-1}$
V	Volume	m^3
X	Taux d'humidité (base sèche)	-
x	Variable d'espace	m
z	Variable d'espace	m

LETTRES GRECQUES

α	Coefficient de déphasage linéique	$rad.m^{-1}$
α	Constante	

β	Coefficient d'affaiblissement linéique	Np.m^{-1}
β	Constante	
c_0	Vitesse de la lumière: $\approx 2,997\ 925 \dots 10^8$	m.s^{-1}
δ	angle de pertes	rad
ϵ	Permittivité	$\text{A.s.V}^{-1}.\text{m}^{-1}$
ϵ_0	Permittivité du vide (\approx air): $\approx 4\pi.10^{-7}$	$\text{A.s.V}^{-1}.\text{m}^{-1}$
ϵ_i	Porosité à la phase i	-
Φ	Source volumique d'énergie	W.m^{-3}
κ''	Permittivité relative imaginaire	-
κ'	Permittivité relative réelle	-
λ	Longueur d'onde	m
λ	Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
μ	Perméabilité magnétique	$\text{V.s.A}^{-1}\text{m}^{-1}$
μ_0	Perméabilité du vide (\approx air) $\approx 8,854.10^{-12}$	$\text{V.s.A}^{-1}\text{m}^{-1}$
ρ	Densité volumique de charges	C.m^{-3}
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
σ	Conductibilité électrique	S.m^{-1}
ψ	Grandeur physique quelconque	
ω	Pulsation du signal	rad.s^{-1}
Δh_v	Chaleur latente de vaporisation	J.kg^{-1}

INDICES ET EXPOSANTS

a	air	i	indice de sommation
app	apparent	l	liquide
atm	atmosphérique	o	anhydre
c	capillaire		surface
eff	effectif	∞	à l'infini
g	gazeux		

- N.B.: - des caractères gras désignent généralement une grandeur vectorielle
 - un surlignage soit une moyenne spatiale
 soit une grandeur complexe
 - un tilde (\sim) désigne la grandeur complexe conjuguée
 - $\langle \rangle$ désigne une moyenne temporelle sur une période
 - \times désigne un produit vectoriel
 - \cdot désigne un produit scalaire.

INTRODUCTION

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

INTRODUCTION

En guise d'introduction, je voudrais situer le cadre de ce travail et justifier la démarche suivie. Ce travail résulte d'une conjoncture entre un savoir faire de l'Equipe Transferts Couplés dans les Milieux Solides Hétérogènes du LEMTA, et une demande de l'Equipe Rayonnement du Département d'Application de l'Electricité d'EDF.

L'objectif de ce travail est d'étendre une modélisation existante pour le séchage convectif du bois, au séchage avec un apport d'énergie électromagnétique, en l'occurrence les micro-ondes. Dans un premier temps le code a été adapté au béton cellulaire, matériau ayant l'avantage d'être bien connu au laboratoire, suite aux nombreux travaux dont il a fait l'objet.

L'étape ultérieure est de s'interroger sur le terme source à incorporer dans l'équation de l'énergie. Le travail qui suit, notamment la partie B, par sa démarche explicative et sa complexité croissante, reflète ces interrogations. Dans un souci de rigueur, nous avons tenu à les accompagner d'une démarche expérimentale de validation du modèle (Partie C). Au départ très rudimentaire, l'expérimentation s'est affinée afin de mieux atteindre les grandeurs nécessaires à la validation. Celle-ci nous a conduit à mettre au point un dispositif de mesure des pressions internes dans un environnement électromagnétique.

Au cours des expériences, l'observation d'une phase de ruissellement en début de séchage nous a entraîné à tenter de la simuler. Un travail en parallèle a alors mis en évidence un champ d'investigation très intéressant de la physique du drainage (Partie B).

Enfin, une dernière partie veut montrer comment la simulation après validation peut être utilisée comme un outil, et servir, au même titre qu'une installation expérimentale, à tester de nombreuses conditions d'essais différentes, et permettre ainsi une meilleure compréhension des phénomènes. C'est une étude paramétrique sur l'intérêt d'utiliser des micro-ondes en fin et en début de séchage pour accélérer un processus de séchage (Partie D).

PARTIE A

"ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE"

AVANT PROPOS

Dans cette partie, nous nous sommes volontairement attachés à étudier les différents modèles de séchage et de formulation du terme source micro-ondes rencontrés lors de la préparation de cette thèse, et assez proche du sujet traité. La restriction du domaine de cette étude bibliographique se justifie pour plusieurs raisons: Premièrement, c'est sur cet aspect plus particulier du séchage que porte l'originalité du travail qui va suivre, deuxièmement de nombreux travaux présentant le modèle de séchage utilisé ont déjà vus le jour, et comportent les informations qui n'auraient été que répétées ici [1-2-3-4]. De plus de multiples ouvrages permettent d'avoir une vue d'ensemble des problèmes de séchage et de l'apport énergétique par micro-ondes [5-6-7-8-9]. Enfin, il semble intéressant de faire le point sur ce lien existant entre deux domaines qui ont longtemps évolué parallèlement, et où les compétences en électromagnétisme ou en séchage déterminent souvent l'importance accordée à chaque partie.

A.I. OUVRAGES D'ORDRE GENERAL

Malgré la volonté de restreindre le domaine d'étude bibliographique, il apparaît important de dresser une liste des principaux ouvrages de référence tant en matière de séchage qu'en matière de micro-ondes. Ceci a pour principal objectif de donner au lecteur, pas nécessairement familier avec les deux parties de l'étude, séchage et micro-ondes, quelques références synthétiques comme introduction à l'un ou l'autre domaine.

Pour commencer par le séchage, les ouvrages publiés par A.S. Mujumdar que ce soit *Handbook of Drying* [5] ou pour des travaux plus précis la série des *Advances in Drying* [6] donnent un aperçu global du séchage, et présentent l'énorme avantage de synthétiser beaucoup d'informations. Les ouvrages de Keey [7] sont aussi souvent cités en référence. Pour aller plus avant dans la modélisation du séchage les travaux de C. Moyne [1,4] et P. Perré [2,3] ainsi que ceux de S. Whitaker [10] constituent des références essentielles.

En ce qui concerne les micro-ondes, deux types d'ouvrages sont à distinguer: ceux qui apportent des informations sur la partie électromagnétique et d'autres plus spécifiques sur l'utilisation des micro-ondes. Pour les premiers, j'en citerai trois *Théorie de l'électromagnétisme* de J.A. Stratton [11], *Hyperfréquences* [12], et *Electromagnétisme* [13] de F. Gardiol. Pour le deuxième type, deux ouvrages sont à retenir *Industrial Microwave Heating* de A.C. Metaxas et R.J. Meredith [8], et *Les Microondes et leurs effets sur la matière* de J. Thuéry [9]. Ce dernier comporte plus de 4000 références bibliographiques...

A.II. REVUE DES MODELES DE CONNAISSANCE

Pour en revenir au but premier de cette partie bibliographique, nous allons brièvement passer en revue les principaux travaux rencontrés concernant la modélisation du séchage mixte convection-micro-ondes d'un matériau poreux. Nous nous efforcerons de dégager pour chacun son originalité relativement au modèle qui sera présenté dans la prochaine partie.

A.II.1 Travaux de l'Université de Nancy

En 1986, Roussy *et al* [14-15] ont effectué une série de travaux originaux sur le séchage micro-ondes du papier. Celui-ci défile dans le plan de la section d'un guide d'onde, dans un ventre du champ électrique de telle sorte que ce dernier soit parallèle à la surface du papier. Le champ électrique est maintenu constant tout au long de chaque expérience. En outre, la bande de papier est soumise à un flux d'air sec pour évacuer la vapeur d'eau sortant du milieu, et éviter la condensation sur les parois du guide. Un modèle de séchage local est proposé et validé, et affirme que la perte d'humidité locale est proportionnelle à l'humidité et à une grandeur caractérisant l'apport énergétique, soit:

$$-\frac{dX}{dt} = (\alpha + \beta E^2) X \quad [1]$$

où X désigne la teneur en eau pondérale, et E l'amplitude du champ électrique, α et β sont des constantes traduisant respectivement le rôle de la convection et des micro-ondes.

Aucune expression théorique de α et β n'est proposée. Une comparaison entre la vitesse de séchage expérimentale et la puissance absorbée par le papier montre un rapport quasi constant, mais présentant une dispersion non négligeable. La validation de ce modèle est double: d'une part elle repose sur des mesures expérimentales d'humidité avant et après passage dans le guide d'onde, et des mesures de l'intensité du champ électrique qui corroborent l'équation [1]. D'autre part, les constantes diélectriques moyennes mesurées et celles calculées théoriquement à partir des lois de variations des permittivités avec l'humidité et du profil d'humidité déduit de l'équation [1] donnent des résultats très semblables. Les calculs tant expérimentaux que théoriques utilisent la théorie des perturbations. Le modèle retenu rend bien compte des expériences, où le champ électrique est contrôlé de façon très précise, et où le matériau est suffisamment fin pour ne pas exiger une modélisation complexe des transferts internes.

A.II.2 Travaux de Bories et le Pourhiet

Dès que les micro-ondes ont été utilisées comme mode d'apport d'énergie auxiliaire dans les processus de séchage, des modélisations ont tenté de décrire les phénomènes observés. Les travaux de Bories *et al.* [16] sont intéressants. Partant d'une formulation des transferts couplés de chaleur et de masse initiée par Luikov, ceux-ci essaient de quantifier l'intérêt des micro-ondes en prenant comme matériau de référence le sable. On notera que dans le modèle utilisé le rôle de la pression n'est pas pris en compte. Le calcul de l'énergie électromagnétique dissipée est identique à celui utilisé par Paresi [17]. Les auteurs s'intéressent successivement à la régularisation des profils d'humidité par micro-ondes, à un séchage conventionnel équivalent au séchage combiné, au gain de temps induit par cette technique, et conduisent une brève étude économique sur le bénéfice possible résultant de l'utilisation des micro-ondes. Leurs principales conclusions, pour le séchage d'un matériau non hygroscopique sont les suivantes:

- . quand la surface du matériau est humide, l'énergie électromagnétique est utilisée pour évaporer l'eau et très peu pour chauffer;
- . les micro-ondes réduisent l'efficacité du séchage par convection;
- . le gain de temps résultant de l'utilisation d'une énergie supplémentaire ne dépend que de la valeur globale de cette dernière;
- . la régularisation des profils d'humidité fait appel à des puissances élevées et génère des températures internes fortes.

A.II.3 Travaux de Hatcher et Lyons

Vers le milieu des années 70, Hatcher et Lyons se sont intéressés au séchage de bobines de fil de coton avec micro-ondes, l'un de façon théorique et l'autre expérimentalement [18-19]. A notre connaissance, Lyons a été le premier à mettre en évidence une "période de mouvement liquide" et a réalisé un travail expérimental remarquable en mesurant la pression au sein des bobines. En s'appuyant sur ces travaux, Hatcher a proposé un modèle assez complet avec prise en compte de l'effet de la pression gazeuse sur chacune des phases. Après réduction grâce à des hypothèses émises dans le cadre des différentes phases

observées expérimentalement, des solutions analytiques ont donné d'excellents résultats pour la phase de séchage à vitesse constante, notamment en ce qui concerne l'évolution des pressions, et pour la période de mise en régime. En revanche, l'auteur ne formule pas de modélisation de la phase de mouvement liquide prétextant la mauvaise description de ce phénomène par les équations.

A.II.4 Travaux de l'Université du Minnesota

Ces travaux expérimentaux et théoriques sont issus d'un modèle de séchage convectif développé par Wei *et al.* pour du sable. Le modèle très voisin de celui qui sera présenté dans la partie B est utilisé pour simuler le séchage de cylindres de diamètre 5cm et de longueur 17,4cm isolés sur les extrémités [20]. L'installation expérimentale est une cavité micro-onde fonctionnant à 2450 MHz et réglée en puissance à 60 Watts. Un échange convectif assez faible à température ambiante est assuré. Le modèle utilise une loi de Lambert pour calculer radialement l'énergie déposée par unité de temps et de volume. Les résultats expérimentaux et numériques sont en bon accord. Les calculs théoriques mettent en évidence une alimentation forcée de la surface en liquide au commencement du séchage bien qu'expérimentalement ceci ne soit pas visible. L'analyse des flux convectif et diffusif des composants du gaz et du liquide met en évidence l'importance du gradient de pression.

A.II.5 Travaux de l'Université du Texas - Austin

Chen *et al.* [21-22] proposent un modèle intégral pour le séchage diélectrique de matériaux hygroscopiques et non-hygroscopiques. L'inconvénient de cette méthode est de gommer toutes les discontinuités pouvant exister dans le milieu, mais son principal avantage est la rapidité et le bon accord obtenu avec les résultats expérimentaux sur des billes de verre, des sphères d'alumine et des granulés cylindriques de polymère.

Le milieu poreux est divisé en deux régions distinctes, l'une humide où les forces capillaires peuvent s'exprimer, et l'autre hygroscopique où l'eau migre sous forme vapeur par diffusion. En négligeant le flux d'air, l'effet de filtration résultant du gradient de pression totale est traduit par l'expression d'un coefficient effectif de thermo-diffusion pour la phase liquide et d'un coefficient de diffusion de la vapeur. Sur chacune des régions précédemment définies, les formes des profils de températures et d'humidité sont présupposées et déterminées par des paramètres évalués à partir des conditions aux limites et de bilans sur le front d'évaporation.

Dans ces travaux, le terme source volumique d'énergie est calculé en supposant que le champ électrique est le même dans tout le milieu. L'absorption d'énergie est régie par une loi de mélange sur les volumes des zones sèche et humide.

On peut encore citer, à Austin, les travaux de Grolmes et Bergman [23], qui s'intéressent théoriquement et expérimentalement au séchage combiné d'un lit de billes de verre de gros diamètre, non-hygroscopique, et où les forces de capillarité n'interviennent pas.

A.II.6 Travaux de Gori

En 1985, Gori *et al.* [24] conduit une étude expérimentale et théorique sur un procédé de réchauffage de l'asphalte par micro-onde, dans le but de rénover des chaussées. La puissance dissipée par les micro-ondes est évaluée à partir du calcul du champ dans un milieu multicouche. La permittivité de chaque couche est évaluée à partir de chaque composant air, vapeur, eau et solide. En ce qui concerne le modèle de transfert de chaleur et de masse, il a pour principale caractéristique de ne pas prendre en compte la diffusion gazeuse, en revanche, il tient compte des mouvements de filtration induit par le gradient de pression totale sur les phases gazeuse et liquide. La résolution numérique est basée sur une méthode de différences finies et utilise un schéma amont. Elle donne de bons résultats en comparaison des profils de température expérimentaux.

A.II.7 Travaux de Turner et Jolly - Australie

Ces travaux de modélisation sont assez récents puisqu'ils datent du milieu des années 80 [25-26-27]. C'est avec la thèse de Turner en 1990 que ceux concernant le séchage combiné convection micro-onde prennent vraiment toute leur dimension [28-29-30-31]. La situation physique est celle d'une plaque de matériau poreux en contact avec une surface imperméable, adiabatique, et bonne conductrice de l'électricité. Le modèle théorique utilisé pour décrire les phénomènes de transport au sein du milieu poreux est très proche de celui présenté dans la partie suivante. Il a l'avantage d'un formalisme très rigoureux qui permet l'écriture d'un modèle sans l'hypothèse classique de l'équilibre thermodynamique local assez fréquemment remise en cause dans le cadre du chauffage diélectrique. Cependant appliqué à de la brique, en dépit de sa complexité, ce modèle n'a apporté aucun enseignement supplémentaire. En outre, un tel modèle nécessite la connaissance de coefficients d'échange interfaciaux entre les différentes phases, qui sont difficilement appréciables; ceci augmente l'incertitude sur la validité du modèle qu'aucune confrontation avec l'expérience ne vient corroborer. Ce reproche peut se généraliser à l'ensemble de ces travaux; de nombreuses hypothèses sont faites à partir d'un travail de bibliographie conséquent, et conduisent à une exploitation théorique très poussée [32] qui mériterait une validation expérimentale.

A.II.8 Travaux divers

On ne saurait être exhaustif dans ce domaine de séchage combiné convection micro-ondes. Mais l'on peut encore citer un certain nombre de travaux pour la plupart récents qui marquent l'intérêt porté à cette discipline.

Les travaux de Jansen *et al.* [33-34] se démarquent des autres articles essentiellement par la forme du séchoir constitué de deux électrodes plates, la fréquence de 27 MHz, et se rapproche du modèle de Chen [22] par l'intégration du

flux convectif de vapeur sous la forme d'un coefficient effectif de diffusion. Un autre travail intéressant est celui de Hernandez et Puiggali [35], qui à partir d'une formulation des transferts couplés de chaleur et de masse toujours très proche de la nôtre, se sont penchés sur le gain apporté par les micro-ondes notamment en terme d'efficacité et de temps de séchage, ainsi qu'en terme d'humidité finale. Leur préoccupation se rapproche sensiblement de la nôtre pour la dernière partie de ce travail.

Je voudrais encore citer les travaux de Stammer [36] qui a apporté une contribution tant expérimentale que théorique sur le séchage de sphères et de cylindres. L'originalité du travail se situe dans le calcul de l'énergie électromagnétique qui fait appel à la théorie de Mie [37]. Cette théorie s'applique à la dispersion du rayonnement électromagnétique lorsque la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que l'objet rencontré.

Bien que ces travaux s'éloignent un peu des autres présentés ici je citerais néanmoins les travaux récents de Perkin *et al.* [38] qui sont intéressants dans la mesure où ils ont pour but l'assistance à la conception. Des modèles simples sont présentés et concernent trois cas particuliers du séchage d'un matériau non hygroscopique, assisté par micro-onde: lorsque la surface du matériau est mouillée, partiellement mouillée, ou lorsqu'un front d'évaporation interne existe.

A.III CONCLUSION

En conclusion de cette partie bibliographique, je voudrais souligner les points essentiels qui sont apparus. En ce qui concerne l'électromagnétisme, même si des approches simplifiées donnent des résultats satisfaisants en regard de la théorie de Maxwell, elles présentent l'inconvénient de devoir être justifiées pour chaque cas rencontré. A ce jour, des travaux sont entamés pour obtenir le champ électromagnétique dans une cavité tridimensionnelle [39]; ceux-ci demandent de gros moyens informatiques, mais laissent prévoir à moyen terme des solutions théoriques tridimensionnelles.

D'un autre côté il ressort, de cette brève étude, qu'un élément essentiel de la description des transferts couplés de chaleur et de masse dans les milieux poreux

est le gradient de pression totale. Celui-ci peut être pris en compte de façon implicite sous la forme d'un coefficient de diffusion effectif, ou sous une forme explicite qui seule peut rendre compte de son action sur la migration liquide.

A l'avenir, on s'orientera sans doute, avec la puissance croissante des machines vers la résolution complète du problème couplé de l'électromagnétisme et du séchage dans une cavité tridimensionnelle. L'interprétation dans les trois dimensions de phénomènes aussi complexes peut d'ailleurs laisser perplexe.

On peut noter qu'un certain nombre de travaux sur les milieux déformables voient le jour [40-41-42] et constituent des avancées prometteuses pour la science du séchage; les produits déformables constituant la majorité des produits séchés. Une autre ligne directrice future est le calcul des contraintes mécaniques internes intervenant au cours du séchage. Alors à quand la résolution couplée de l'électromagnétisme, des transferts couplés de chaleur et de masse, des contraintes mécaniques internes, sans parler de tous les problèmes physico-chimiques de dégradation du produit qui sont afférents au séchage?

PARTIE B

"MODELISATION"

AVANT PROPOS

L'objet de cette partie est d'introduire la théorie nécessaire à la compréhension du modèle de séchage combiné convection-micro-ondes. Elle se divise en deux parties, l'une concerne la modélisation du transfert couplé de chaleur et de masse au sein d'un matériau poreux, l'autre traite des approches possibles pour évaluer le terme source d'énergie électromagnétique tout en conservant une démarche simple. Cette partie ne sera ici que l'écho de ce qui a pu être fait ailleurs puisque le modèle de séchage présenté ici est inspiré des travaux de Whitaker et fait suite aux travaux de C.Moyne et P.Perré. En particulier, ce dernier a développé le code de calcul ayant servi de base à ce travail. En ce qui concerne la seconde partie, les hypothèses restent simples et ne sont que des cas d'école pour l'électromagnétisme. Pourtant le couplage des deux parties est riche d'enseignement et se situe à la pointe de ce qui est fait en théorie sur le séchage mixte convection et micro-ondes.

B.I MODELISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE

B.I.1 Les transferts de chaleur et de masse

B.I.1-1 Le milieu poreux

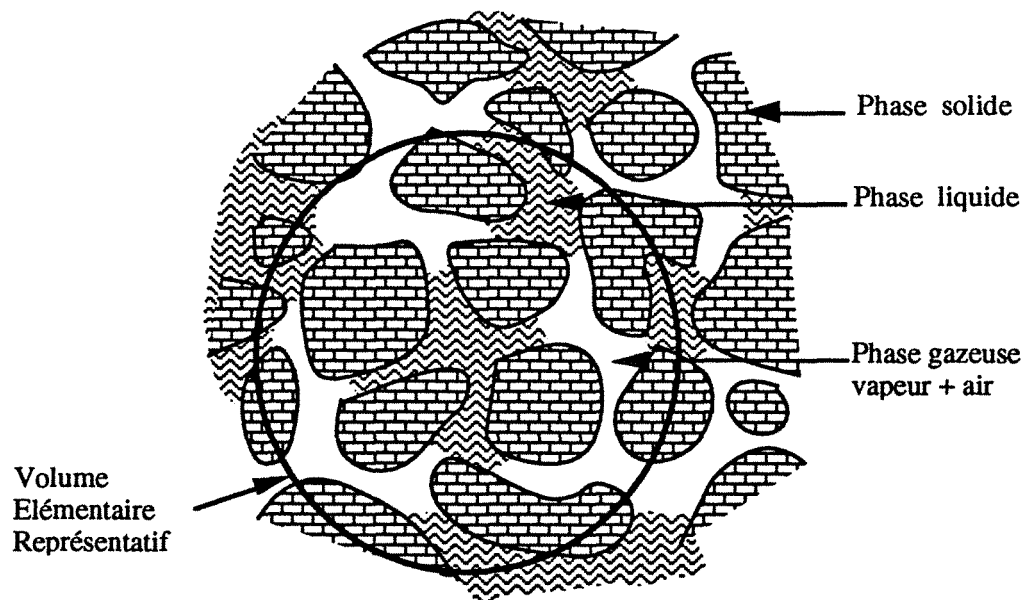


Figure B1-1 Schéma d'un milieu poreux

Un milieu poreux non saturé se caractérise par la présence simultanée de 3 phases:

- . une phase solide, dont la principale propriété est d'être indéformable.

- . une phase liquide composée par de l'eau qu'elle soit libre, ou liée à la matrice solide par des forces de type intermoléculaire. A ce titre, précisons que la diffusion d'eau liée ne sera pas prise en compte vu la faible étendue du domaine hygroscopique pour le matériau considéré. Néanmoins, dans le cadre du bois cette phase a été prise en compte par P. Perré [3].

. Une phase gazeuse constituée de vapeur d'eau et d'air, considérés comme des gaz parfaits.

B.I.1-2 Prise de Moyenne

L'écriture du système à résoudre résulte des lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie, où la température, le taux d'humidité (masse d'eau contenue dans le solide rapportée à sa masse anhydre) et la pression totale de la phase gazeuse sont prises comme variables indépendantes. Le milieu poreux étant hétérogène à l'échelle microscopique, il est rendu continu et équivalent par une opération de prise de moyenne. Celle-ci s'effectue à une échelle liée à un volume élémentaire représentatif (V.E.R.), où les variations microscopiques relatives à une grandeur n'interviennent plus, et où les variations macroscopiques n'interviennent pas encore. Cette technique de prise de moyenne a été développée par Whitaker qui l'a utilisée en particulier pour décrire les transferts de chaleur et de masse dans les milieux poreux insaturés. Il ne saurait être question ici de reprendre en détail sa démarche. Le lecteur intéressé trouvera tous les détails dans la référence [10]. A partir des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie pour chacune des 3 phases, leur intégration sur le V.E.R permet d'aboutir à un système d'équations décrivant les transferts de chaleur et de masse dans le milieu poreux. Les termes de dispersion et les intégrales de surface générés par la prise de moyenne peuvent alors être modélisés sous la forme de coefficient effectif de diffusion, rendant ainsi les équations similaires à celles qui avaient été obtenues intuitivement jusque là. Le milieu poreux peut alors être considéré comme un milieu continu équivalent. Dans la suite on se limitera à une situation monodimensionnelle tout en gardant à l'esprit qu'un développement similaire peut se faire en plusieurs dimensions, mais ne serait d'aucune utilité pour atteindre le but qu'on s'est fixé ici.

Soit ψ_i une grandeur physique définie sur la phase i , sa valeur moyenne est définie:

soit sur tout le V.E.R.,

$$\bar{\psi}_i = \frac{1}{V} \int_{V_i} \psi_i dV \quad [1]$$

soit seulement sur la partie du V.E.R. occupée par une phase i , on parlera alors de moyenne intrinsèque à la phase.

$$\bar{\psi}_i^i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \psi_i dV = \epsilon_i \bar{\psi}_i \quad [2]$$

où ϵ_i est la porosité relative à la phase i , et définie par:

$$\epsilon_i = \frac{V_i}{V} \quad [3]$$

A propos des grandeurs moyennées, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local entraîne l'égalité des températures entre les différentes phases.

B.I.1-3 Les transferts de masse en phase liquide

Les transferts de masse en phase liquide au sein d'un milieu poreux s'effectuent sous l'action du gradient de la pression liquide et de la gravité, et sont traditionnellement décrits par la loi de Darcy généralisée. Dans la suite, la gravité est oubliée afin de ne pas alourdir notre propos, mais sa prise en compte ne pose aucune difficulté.

$$\bar{u}_l = - \frac{K_l \cdot k_l}{\mu_l} \nabla \bar{p}_l^l \quad [4]$$

Dans ce cas, grâce à la loi de Laplace, les transferts de liquide peuvent s'exprimer par deux flux généralement antagonistes dans le cadre du séchage combiné, dont les forces motrices sont respectivement les gradients de pression totale de la phase gazeuse, et de pression capillaire.

Soit:

$$\bar{p}_l^l = \bar{p}_g^g - p_c \quad [5]$$

D'où

$$\bar{u}_1 = - \frac{K_1 \cdot k_1}{\mu_1} \nabla (\bar{p}_g^g - p_c) \quad [6]$$

La pression capillaire est une fonction de la température, essentiellement par l'intermédiaire de la tension superficielle du liquide, mais dépend surtout de l'humidité, et varie de façon inverse à la taille des pores occupés par la phase liquide.

$$\bar{u}_1 = - \frac{K_1 \cdot k_1}{\mu_1} \left[\nabla \bar{p}_g^g - \left(\frac{\partial p_c}{\partial X} \right)_T \nabla \bar{X} - \left(\frac{\partial p_c}{\partial T} \right)_X \nabla \bar{T} \right] \quad [7]$$

La décomposition du gradient de pression capillaire donne naissance à deux termes où l'on voit apparaître le coefficient de diffusion massique liquide isotherme a_{m1} , et le coefficient de thermomigration $a_{m1}\delta_1$ souvent négligé. Soit:

$$a_{m1} = - \frac{\rho_1 K_1 \cdot k_1}{\rho_o \mu_1} \left(\frac{\partial p_c}{\partial X} \right)_T \quad [8]$$

$$a_{m1}\delta_1 = - \frac{\rho_1 K_1 \cdot k_1}{\rho_o \mu_1} \left(\frac{\partial p_c}{\partial T} \right)_X \quad [9]$$

La loi de Darcy a été développée en 1856, pour des milieux poreux saturés et de faibles nombres de Reynolds. L'extension de cette loi à des milieux non saturés, où coexistent 2 phases fluides, a l'avantage d'être pratique, même si sa validité peut être discutée. Elle pose le problème de la traduction par une loi macroscopique de phénomènes qui résultent de l'hétérogénéité du matériau à son niveau le plus intime. Dans ce but, le concept de perméabilité relative à une phase a été introduit pour rendre compte de la diminution de la section de passage pour l'écoulement d'un fluide résultant de la présence de l'autre fluide. D'après Dullien [43], la perméabilité relative ne dépend pas que de la distribution des pores mais aussi de la viscosité des fluides, de leur masse volumique, de leur vitesse, de la tension superficielle du fluide mouillant... Cette remarque permet de prendre conscience de la difficulté d'atteindre un paramètre prépondérant pour la modélisation et sur le rôle duquel nous reviendrons à la fin de cette partie.

B.I.1-4 Les transferts de masse en phase gazeuse

La loi de Darcy généralisée trouvant son origine microscopique dans les équations de Navier et Stokes, où les termes d'inertie sont négligés, on est conduit à raisonner sur la vitesse moyenne barycentrique et sur des flux massiques plutôt que molaires.

$$\bar{\rho}_g^g \bar{u}_g = \bar{\rho}_v^g \bar{u}_v + \bar{\rho}_a^g \bar{u}_a \quad [10]$$

$$\bar{u}_g = - \frac{K_g \cdot k_g}{\mu_g} \nabla \bar{p}_g^g \quad [11]$$

Dans ce cas, le mouvement de l'un des constituants, par exemple la vapeur, s'effectue par filtration sous l'action d'un gradient de pression totale, et par diffusion sous l'action d'un gradient de fraction massique de vapeur, obéissant à une loi de Fick.

$$\bar{\rho}_v^g \bar{u}_v = \bar{\rho}_v^g \bar{u}_g - \bar{\rho}_g^g D_{\text{eff}} \nabla \left(\frac{\bar{p}_v}{\bar{\rho}_g} \right) \quad [12]$$

Le gradient de fraction massique dépend essentiellement du gradient de température, voire du gradient de teneur en eau dans le domaine hygroscopique, par l'intermédiaire de la pression de vapeur. Mais, il dépend aussi du gradient de pression totale comme le montre l'expression [13].

$$\nabla \left(\frac{\bar{p}_v}{\bar{\rho}_g} \right) = \frac{M_a \cdot M_v}{\left(\bar{p}_a^g \cdot M_a + \bar{p}_v^g \cdot M_v \right)^2} \left[\bar{p}_g^g \cdot \nabla \bar{p}_v^g - \bar{p}_v^g \cdot \nabla \bar{p}_g^g \right] \quad [13]$$

Il convient d'émettre quelques commentaires sur la loi de Fick. Dans l'équation [12], apparaît un coefficient effectif de diffusion. En effet, il s'agit de prendre en compte la morphologie du milieu et la résistance à la diffusion qu'elle entraîne. De plus, même si le gradient de température moyen est le bon terme moteur de la diffusion dans la phase gazeuse, il ne faut pas oublier que le terme moteur à l'échelle microscopique est le gradient de fraction massique de vapeur dans l'espace des pores. D'autre part, il faut traduire les phénomènes

d'évaporation-condensation intervenant au niveau d'un flot de liquide. La définition d'un coefficient effectif de diffusion est de ce fait un problème délicat [44-45-46].

B.I.1-5 Les transferts de chaleur

Ils sont traditionnellement décrits par une loi de Fourier où la conductivité thermique est une conductivité thermique apparente k_{app} prenant en compte les phénomènes d'évaporation-condensation pouvant intervenir au niveau des pores, et seule mesurable. Elle provient des travaux d'Azizi *et al.*[47] sur le béton cellulaire.

$$k_{app} = \lambda + \rho_o \Delta h_v D_T^v \quad [14]$$

λ est alors une conductivité vraie et D_T^v est un coefficient de diffusion [4] provenant de la décomposition du gradient de pression de vapeur (*cf.* Equation 13).

B.I.2 Ecriture du système

B.I.2-1 Les équations de conservation

pour la phase liquide

$$\rho_l \frac{\partial \epsilon_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \bar{u}_l) = - \langle \dot{m} \rangle \quad [15]$$

$\langle \dot{m} \rangle$ est le taux de changement de phase correspondant à la quantité d'eau s'évaporant par unité de temps et de volume.

pour la phase gazeuse

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_g \bar{u}_g) = \langle \dot{m} \rangle \quad [16]$$

pour la vapeur

$$\frac{\partial \bar{p}_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_v^g \bar{u}_v) = \langle \dot{m} \rangle \quad [17]$$

L'équation de l'énergie résulte d'un bilan enthalpique

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{h}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{u} \bar{h}) = -\nabla \cdot (\lambda \nabla \bar{T}) + \bar{\phi} \quad [18]$$

qui a été développé en prenant comme variable la température. Le terme $\langle \dot{m} \rangle$ est calculé à partir de l'équation [17] en négligeant le terme d'accumulation, et en développant l'expression du flux de vapeur selon les gradients des variables retenues à partir des équations [12] et [13].

$$\bar{\rho}_v^g \bar{u}_v = -\rho_o \left[D_T^v \nabla \bar{T} + D_X^v \nabla \bar{X} + D_p^v \nabla \bar{p}_g^g \right] \quad [19]$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{C}_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \left[\rho_l \bar{u}_l C_{pl} + \sum_{i=a,v} (\bar{\rho}_i^g \bar{u}_i C_{pi}) \right] \cdot \nabla \bar{T} = \\ \nabla \cdot \left[k \nabla \bar{T} + \rho_o \Delta h_v D_X^v \nabla \bar{X} + \rho_o \Delta h_v D_p^v \nabla \bar{p}_g^g \right] + \bar{\phi} \end{aligned} \quad [20]$$

B.1.2-2 Les conditions aux limites

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{p}_g^g = p_{atm} \\ (\rho_l \bar{u}_l + \bar{\rho}_v^g \bar{u}_v) \cdot \mathbf{n} = kcM_v \frac{x_{v0} - x_{v\infty}}{1 - \frac{(x_{v0} + x_{v\infty})}{2}} = q_v^{ext} \cdot \mathbf{n} \\ \left[-k \nabla \bar{T} - \Delta h_v \left(q_v^{ext} + \rho_o D_X^v \nabla \bar{X} + \rho_o D_p^v \nabla \bar{p}_g^g \right) \right] \cdot \mathbf{n} = \\ h (\bar{T}_o - T_\infty) \end{array} \right. \quad [21]$$

La première équation traduit que la pression totale de la phase gazeuse du volume de contrôle subissant l'échange convectif est celle de la pression atmosphérique. La seconde et la troisième expriment le flux de masse et le flux de chaleur de façon convective. La correction apportée sur le coefficient de transfert de masse a été introduite par Perré [3] pour rendre compte de la diminution de la résistance au transfert de masse au voisinage de 100°C.

B.I.2-3 Les conditions initiales

On suppose que le milieu est initialement dans un état où les valeurs de température, d'humidité, et de pression moyennes sont uniformes. Cette dernière est égale à la pression atmosphérique.

$$\text{à } t \leq 0 \left\{ \begin{array}{l} \bar{T} = T_0 \\ \bar{X} = X_0 \\ \bar{p}_g = P_{atm} \end{array} \right. \quad [22]$$

B.I.3 Résolution du système

La résolution du système défini précédemment fait suite aux travaux de P.Perré [2-3] sur le séchage du bois. Elle fait appel à une méthode de discrétisation initiée par Patankar [48], et reposant sur la notion de volume de contrôle. Un volume de contrôle est associé à un point ou noeud situé au "centre" du volume, et affecté des grandeurs moyennes calculées sur ce volume. Cette méthode entre dans la catégorie des méthodes de différences finies.

Elle présente l'énorme avantage d'assurer la conservation des grandeurs physiques sur chaque volume de contrôle. D'autre part, elle laisse une liberté de choix sur la forme de l'évolution d'une grandeur physique entre deux noeuds. Son

choix doit être alors guidé par la physique associée à la grandeur considérée, et par le respect du bilan global qui doit être indépendant du nombre de volumes.

Nous ne nous étendrons pas sur la façon de discrétiser les équations puisque cela est développé de façon suffisamment explicative dans [2-3-49]. La discrétisation temporelle est implicite pour l'évaluation des termes de diffusion, de convection, ainsi que celle des termes sources à l'instant $t+\Delta t$. Les grandeurs physiques aux interfaces séparant deux volumes de contrôle sont obtenues par interpolation.

Les volumes de contrôle limitant le milieu sont particuliers dans la mesure où le noeud est situé sur la surface avec un demi volume de contrôle côté intérieur, et un volume de contrôle extérieur dont l'épaisseur tend vers 0. Les flux de chaleur ou de masse sont alors directement pris en compte grâce à un coefficient d'échange convectif. On a recours à l'analogie entre le transfert de chaleur et le transfert de masse pour évaluer le coefficient d'échange massique à la surface. P. Perré a discuté le peu de sensibilité du modèle au coefficient d'échange massique [2].

Les coefficients d'échange sont supposés constants tout au long du séchage. Ceci est volontaire, car leur rôle est primordial en phase de séchage à vitesse constante pour laquelle le choix de coefficients d'échanges constants est une bonne approximation. Ensuite, la résistance au transfert de chaleur interne devient rapidement prépondérante face à la résistance externe, et la variation éventuelle du coefficient d'échange n'a pas d'influence majeure. A ce sujet, on peut encore ajouter que l'identification des coefficients d'échange pendant la phase de séchage à vitesse constante quand la seule résistance au transfert sont les couches-limites externes est un moyen sûr et efficace d'atteindre leurs valeurs réelles, comparée à l'utilisation de formules empiriques.

On trouvera en Annexe I le jeu de paramètres utilisé pour caractériser le béton cellulaire.

B.I.4 Cas particulier du ruissellement

B.I.4-1 Position du problème.

Cette partie est la conséquence d'observations faites au cours d'expériences de séchage assisté par micro-ondes: un ruissellement, voire une expulsion du liquide est observable pour des densités de puissance assez élevées et pour des milieux poreux fortement saturés en liquide. Le phénomène qui nous intéresse ici est spécifique au séchage par micro-ondes. Lyons [19] l'a observé, et dénommé par *liquid movement period*, mais Hatcher [18] dans la modélisation des expériences de Lyons renonce à le décrire. En effet, ce phénomène diffère fondamentalement de ceux habituellement observés en séchage. Il nécessite une description du passage de l'état saturé à l'état insaturé du milieu. P. Perré et C. Moyne ont abordé le sujet dans la référence [50] et ont discuté de la validité du modèle et des solutions possibles.

En réalité, dans le cas des micro-ondes, ce phénomène est complexe, car le point de départ est rarement un milieu saturé. Il est donc nécessaire de traiter non seulement le ruissellement, mais encore l'augmentation locale d'humidité résultant du mouvement de filtration du liquide. Chacun de ses phénomènes nécessite une approche différente.

D'une part, il faut être en mesure de décrire au sein du milieu poreux, l'évolution de deux phases non miscibles, dont l'une est compressible, et ceci au voisinage de la saturation. Cette dernière contrainte est lourde de conséquence, car elle implique la disparition de la phase gazeuse. L'équation suivante [23] contrôle l'évolution de la pression dans le milieu.

$$\frac{\partial \bar{p}_g}{\partial t} = \frac{\partial \bar{p}_v}{\partial \bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p}_v}{\partial \bar{X}} \frac{\partial \bar{X}}{\partial t} - \frac{R\bar{T}}{M_a \varepsilon_g} \left[\nabla \cdot (\bar{\rho}_a^g \bar{u}_a) + \bar{\rho}_a^g \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial t} \right] + \frac{\bar{p}_a^g}{\bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \quad [23]$$

Elle met en évidence les difficultés liées à la disparition de la phase gazeuse par sa porosité, ε_g , tendant dans ce cas vers 0, et intervenant au dénominateur dans le second membre. De plus, avec la disparition de la phase gazeuse, sa pression totale perd sa signification, et entraîne l'incertitude sur la pression liquide déterminée par l'intermédiaire de la pression capillaire. Or dans cette situation, les transferts de liquide sont gouvernés par la seule pression liquide, d'où une inaptitude théorique du modèle à décrire le phénomène qui nous intéresse ici.

La pression capillaire joue un rôle prépondérant, et son expression doit assurer des valeurs faibles à proximité de la saturation, et difficiles à mesurer en raison de problèmes métrologiques. En outre, la formulation des transferts repose en partie sur le gradient de pression capillaire, qui pose le problème de dérivation d'une courbe expérimentale. A cela s'ajoute, la nature même de la capillarité qui est un phénomène d'interface, traduisant un saut de pression, et qui s'accorde mal de l'utilisation d'une valeur moyenne. Cette discontinuité réelle ne peut se traduire qu'en terme de gradient dans une description discrète du milieu, et dépendre ainsi du maillage.

D'autre part, il faut rendre compte du phénomène d'expulsion à la surface du milieu, n'obéissant pas aux conditions convectives habituelles, et s'apparentant à un écrêtement de la teneur en eau. Et il est certain qu'une valeur moyenne de la pression capillaire, par exemple, n'est pas le meilleur moyen pour rendre compte du phénomène d'expulsion qui privilégiera les pores de grande dimension.

On se heurte ici à une difficulté inhérente au modèle qui fait appel à la mécanique des milieux continus et gomme inévitablement l'hétérogénéité à l'échelle des pores qui prend ici toute son importance.

B.I.4-2 Modélisation du phénomène

En ce qui concerne l'augmentation locale d'humidité, la solution utilisée pour la modéliser est fondée sur l'existence d'une saturation résiduelle pour la phase gazeuse. En d'autres termes, cela consiste à annuler le flux gazeux avant la saturation complète en liquide du milieu, afin de piéger une partie du gaz. Cette

solution peut paraître artificielle tant que l'on n'est pas confronté aux difficultés expérimentales pour saturer un milieu.

De par l'existence de ce gaz piégé, un apport de liquide conduit à une augmentation de la pression gazeuse qui le contrecarre, et contribue à l'alimentation liquide du volume voisin. De proche en proche le flux de liquide se déplace jusqu'à atteindre la surface. Dans cet état de la modélisation, l'eau s'accumule à la surface du matériau, et seul un échange convectif contribue à son élimination sous forme vapeur.

Or, ceci contredit les observations expérimentales où l'on voit le liquide ruisseler goutte à goutte à partir d'un film liquide recouvrant la surface, et même jaillir sous forme de gouttelettes. Pour en rendre compte nous avons utilisé deux méthodes en parallèle: la première consiste à autoriser une certaine épaisseur de liquide sur la surface au dessus de laquelle toute l'eau qui arrive est éliminée, de façon à simuler le goutte à goutte; le deuxième élimine du volume de surface le flux de liquide y pénétrant, en testant si la pression de la phase gazeuse du volume précédent est supérieure à la pression extérieure augmentée de la pression capillaire du premier volume. L'intérêt de cette démarche est de préserver la notion de discontinuité afférente à la pression capillaire en se fondant sur une différence et non pas un gradient.

Cette partie du modèle demandait à être validé, car elle fait appel à des grandeurs que l'on ne peut pas atteindre au cours du séchage. Dans ce but, nous avons voulu comparer numériquement et expérimentalement une situation physique assez proche de celle rencontrée lors de la phase de ruissellement.

B.I.4-3 Description du dispositif expérimental

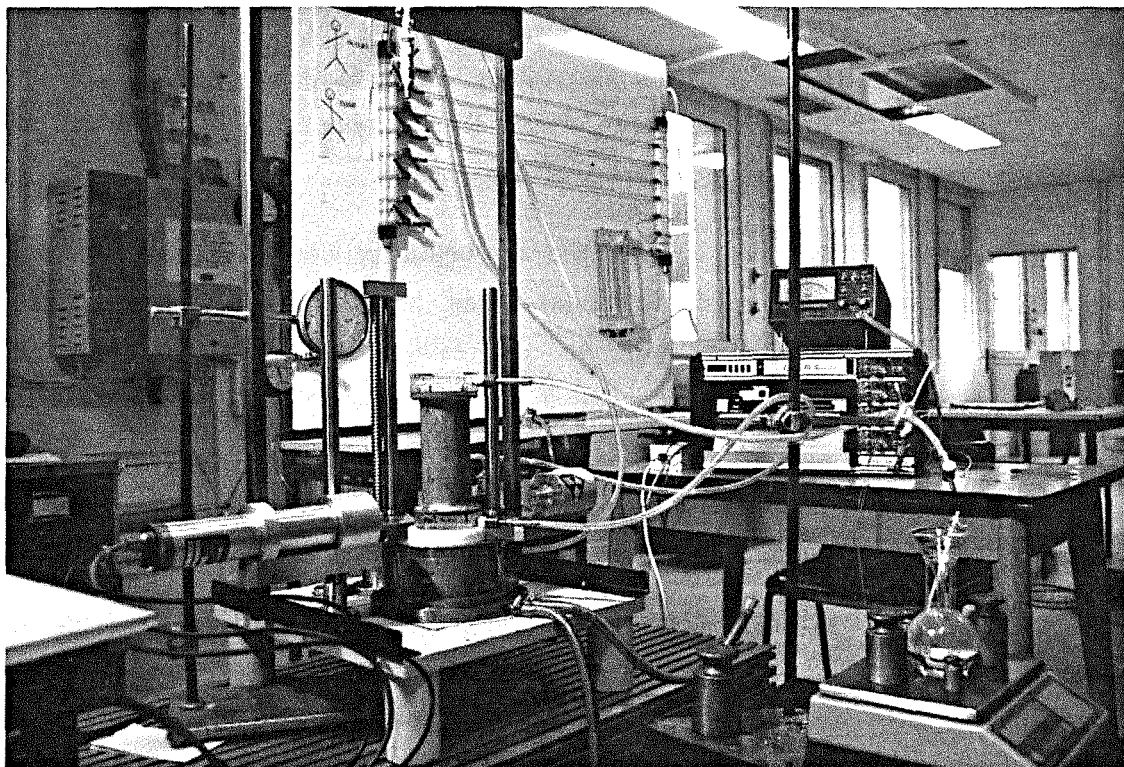


Figure B1-2 Photographie du dispositif expérimental

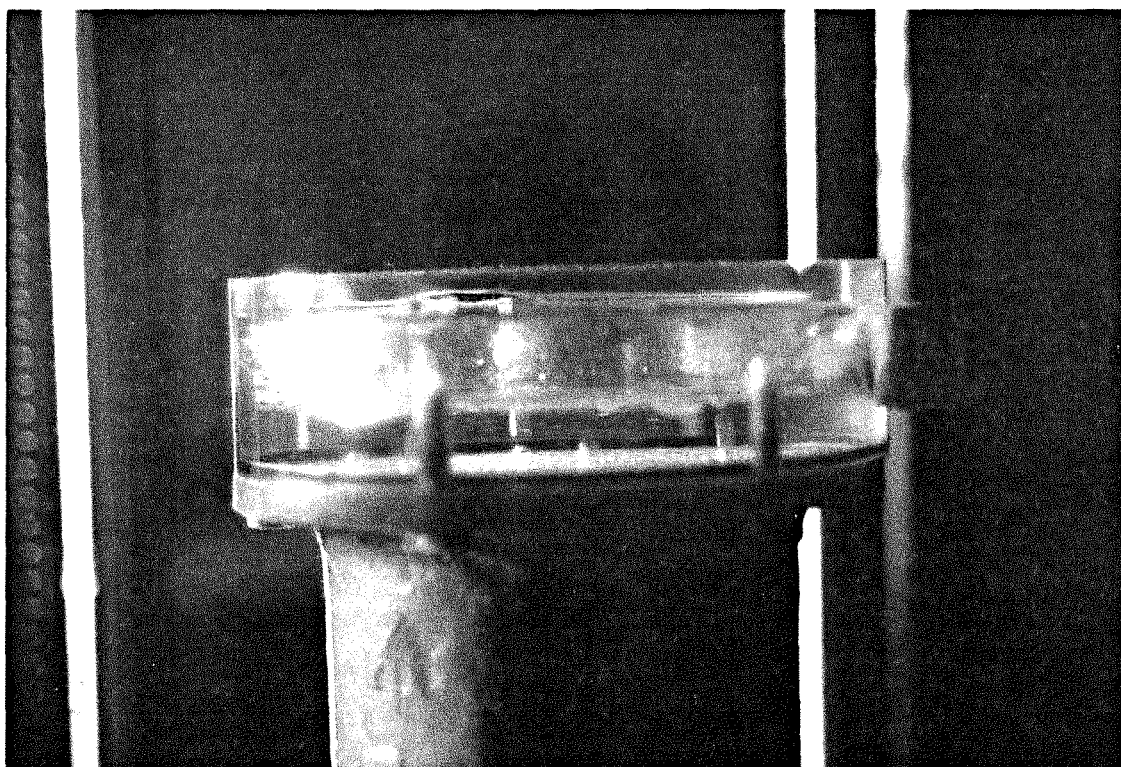


Figure B1-3 Détail de l'écoulement à la surface

Ce dispositif expérimental a regroupé différents éléments d'autres installations au sein du laboratoire. Pour approcher le phénomène de ruissellement observé, une pression d'air supérieure à la pression atmosphérique est imposée sur une des deux faces perméables d'une épaisseur de béton cellulaire. Cette dernière étant initialement saturée d'eau, l'air a pour effet de pousser l'eau à l'extérieur jusqu'à ce qu'il ait pu se frayer un chemin.

L'élément principal est un cylindre de béton cellulaire de hauteur 160 mm et de diamètre 40 mm enrobé de résine. Des brides en polyméthacrylate sont assemblées par des vis sur une collerette de résine. Elles assurent l'étanchéité de l'ensemble et permettent le raccordement à l'alimentation en air. Des réservoirs de volume suffisant pour éviter des fluctuations des réseaux alimentent en air comprimé la base du cylindre par l'intermédiaire d'une série de capillaires. Leurs différents diamètres sont 1,2, 0,75, 0,51 et 0,25 mm.

Un barbotage de l'air permet de limiter, sinon d'éviter le séchage de la colonne en humidifiant l'air. La bride supérieure fonctionne comme un trop plein, l'eau s'écoule dans un ballon dont la masse est enregistrée au cours du temps. Le débit d'air traversant le cylindre est mesuré par l'intermédiaire de la perte de charge dans un ou plusieurs des capillaires étalonnés et mis en parallèle. L'instrument de mesure est un micromanomètre d'une étendue de mesure de 100 mm d'eau.

L'éprouvette est disposée sur un banc gammamétrique effectuant des scrutations régulières dans le temps, et sur toute la hauteur de l'éprouvette. L'obtention d'un profil nécessite plusieurs heures. En conséquence, seul le profil final de saturation correspondant au régime permanent est déterminé avec précision. On pourra noter qu'au bout de 160 heures, il n'est toujours pas atteint car on observe encore une évolution mais avec des constantes de temps sans comparaison avec celles du commencement.

A ce sujet, on observe un phénomène intéressant rarement observé, dans le cadre d'expérience sur des milieux poreux complexes comme le béton cellulaire: il s'agit des sauts de Haines [43] visibles sur la figure B1-4. Après un régime transitoire assez rapide où la masse d'eau s'écoulant par la partie supérieure et le débit de gaz augmentent fortement, les sauts apparaissent à des intervalles de temps presque réguliers d'une heure sans que le terme de période se justifie. Chronologiquement, le débit d'air diminue de façon lente mais continue, présente

une augmentation brusque suivie d'une décroissance du même type jusqu'à une valeur du débit supérieure à celle d'avant le saut, ensuite la décroissance lente reprend. Une étude attentive de l'enregistrement de l'expérience sur une durée de plusieurs heures montre une croissance très lente du débit d'air. Parfois un saut se produit, et n'est pas suivi de décroissance brusque attestant ainsi d'une assez forte augmentation du débit qui semble correspondre à l'apparition d'un nouveau site de passage pour l'air.

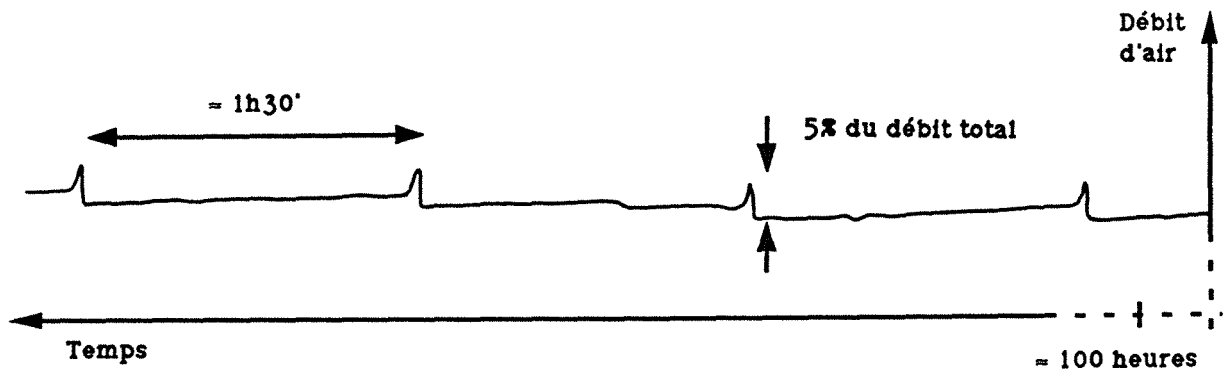


Figure B1-4 Détail de l'enregistrement correspondant au débit d'air

Pour expliquer ce phénomène Morrow [51] propose un modèle idéal représenté sur la figure B1-5, et explique que le liquide peut s'écouler de façon réversible dans les deux tubes jusqu'à ce que le fluide arrive à l'élargissement A. De là, le fluide descend rapidement à la position B, et on assiste alors à une brusque redistribution irréversible du liquide accompagnée d'une diminution brutale de la pression capillaire à volume constant.

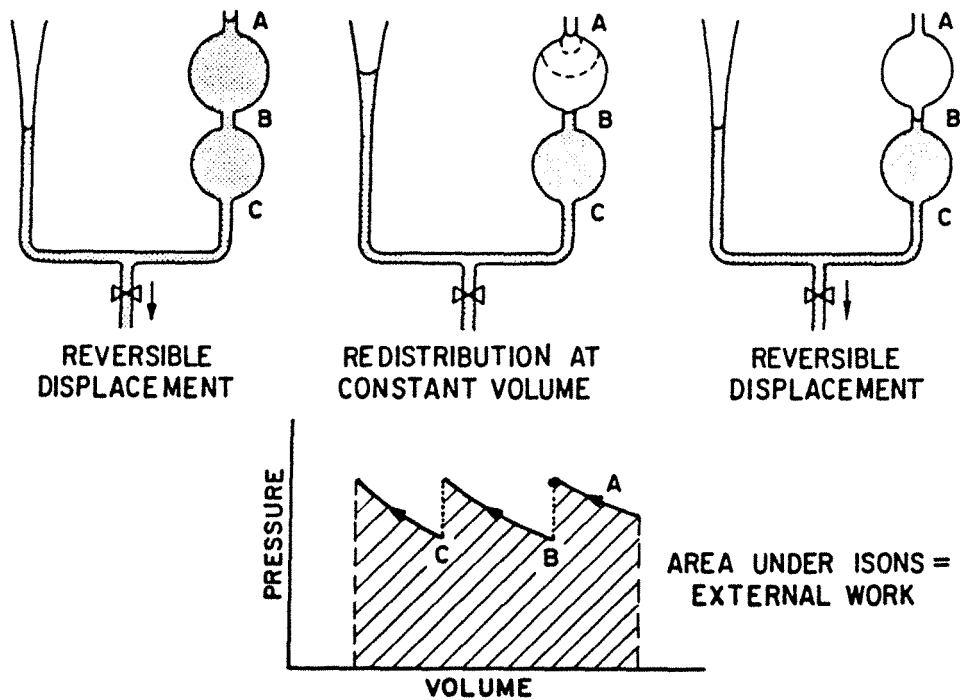


Figure B1-5 Modèle de déplacement proposé par Morrow [51]

Dans notre cas, l'explication diffère légèrement. Un saut du débit d'air correspond à l'ouverture d'un nouveau chemin pour le gaz. Mais la face supérieure étant saturée et la gravité aidant, il est probable que du liquide vient progressivement obstruer le passage par un écoulement en film, expliquant ainsi la lente diminution du débit entre deux sauts. Ensuite lorsque la pression gazeuse est suffisante un nouveau saut se produit.

Dans tout ce qui précède, il est certain que l'on se trouve confronté aux limites du modèle, et qu'il serait plus approprié d'utiliser des modèles prenant mieux en compte l'interconnexion, et la nature ouverte et fermée des pores. Ceux faisant appel à des réseaux et à la théorie de la percolation [43] par exemple, paraissent mieux indiqués.

B.1.4-4 Discussion

Si la description qualitative (cf. Figure B1-7) du phénomène par le modèle est remarquable, il est apparue une différence quantitative notable. Pour appuyer

les propos tenus dans l'exposé du problème, il est apparu nécessaire de montrer la sensibilité du phénomène au coefficient de migration liquide isotherme (cf §B.I.1-3) vers les fortes teneurs en eau. En partant de l'expression initiale du coefficient correspondant dans le modèle, soit $\rho_o a_{ml}$, que l'on trouvera en Annexe I, le monôme de plus haut degré y intervenant a été modifié selon le tableau suivant:

S1(initial)	S2	S3
$11,882.X^5$	$12,05.X^5$	$12,075.X^5$

La figure B1-6 présente les conséquences de ces modifications sur le coefficient de migration liquide. En testant les différentes expressions, on s'attache à la façon dont la pression capillaire tend vers 0, mais aussi à la façon dont la perméabilité à la phase liquide rejoint l'unité au voisinage de la saturation en liquide.

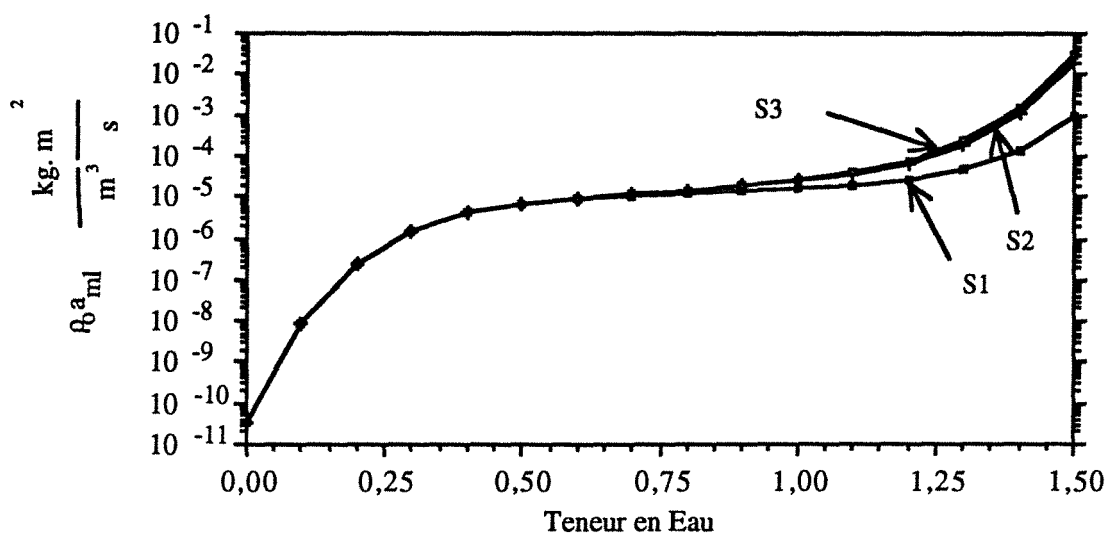


Figure B1-6 Evolution du coefficient de migration liquide isotherme sous l'action d'un gradient de teneur en eau.

Quant à la figure B1-7, elle illustre l'influence de ce paramètre en présentant l'évolution temporelle de la saturation moyenne de l'éprouvette expérimentalement et dans les différentes simulations.

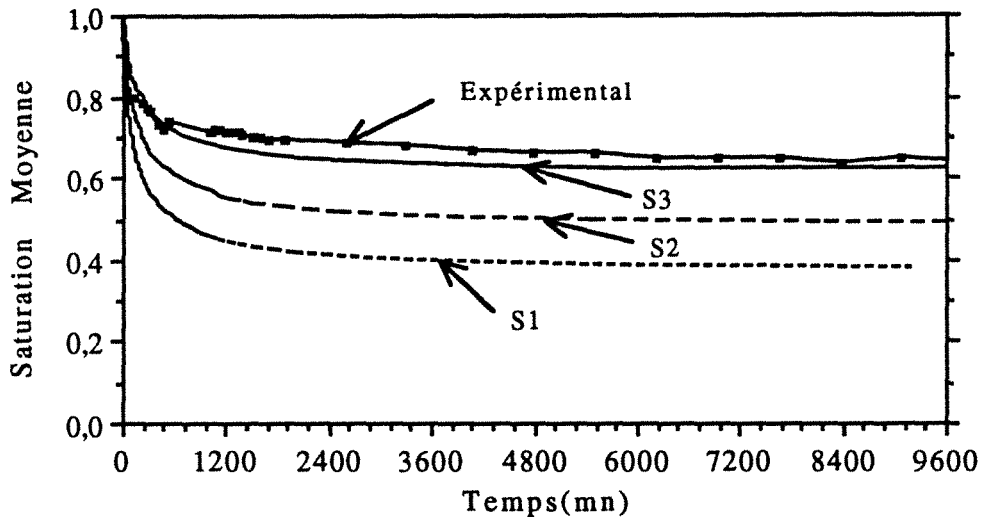


Figure B1-7 Evolution temporelle de la saturation moyenne de l'éprouvette expérimentalement et théoriquement.

La figure B1-8 est une autre illustration de l'importance du coefficient. Elle montre des profils de saturation expérimentaux et théoriques en fonction de l'épaisseur obtenus au bout de 150 heures. On voit comment des changements mineurs du coefficient de diffusion précédent influent sur la forme du profil, et par conséquent sur la saturation moyenne visible sur la figure B1-7. Le coefficient augmentant, la même densité de flux liquide est obtenue pour des gradients plus faibles induisant une saturation moyenne de fin de ruissellement plus élevée. En effet, ce coefficient traduit des effets de capillarité qui viennent s'opposer à l'effet de la pression imposée, et entraîne une variation moins brutale, de la saturation au voisinage de la surface à pression atmosphérique.

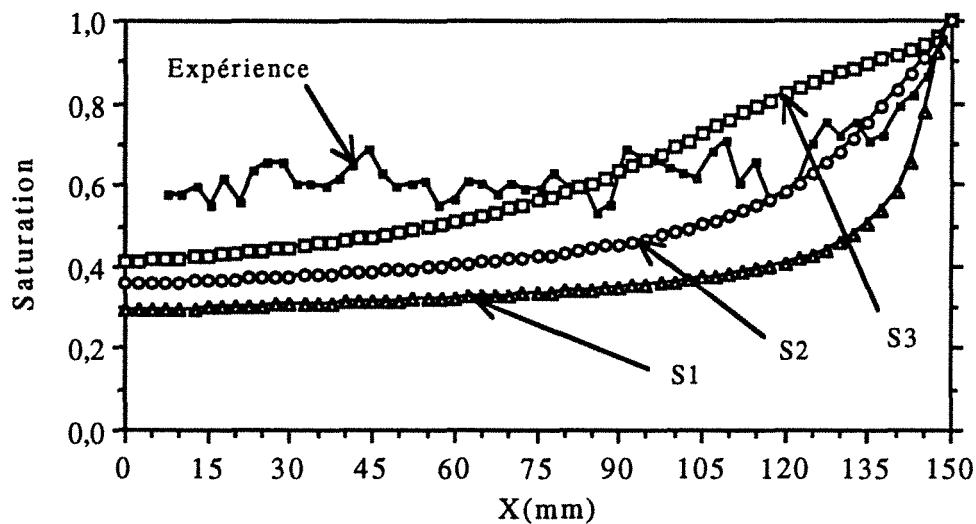


Figure B1-8 Profils finaux de saturation en liquide en fonction de l'épaisseur expérimental et théorique

B.1.5 Conclusion

Pour terminer cette partie sur la modélisation des transferts couplés de chaleur et de masse, il convient d'insister sur l'ouverture à de nouveaux champs d'investigation que procure le modèle. La bonne concordance qualitative des résultats concernant le ruissellement liquide autorise à poursuivre dans la voie de la description macroscopique de ce phénomène, même si un travail plus poussé sur l'identification des fonctions de perméabilité et de capillarité semble nécessaire. La physique des expériences de drainage est très complexe et mérite une expérimentation plus soignée que celle que nous avons mise en place surtout dans la mesure où nous nous attachons à un phénomène transitoire. En effet nombreux sont les paramètres qui interviennent: les tensions superficielles, la viscosité, la nature de la structure du milieu et des écoulements... En outre, la détermination des paramètres phénoménologiques du modèle constitue un très vaste champ de recherche vu la multitude des matériaux à sécher [49].

B.II. MODELISATION DU TERME SOURCE

B.II.1 Notion de puissance d'après les équations de Maxwell

B.II.1-1 Les équations de Maxwell

D'un point de vue macroscopique et pour la longueur d'onde considérée, les équations de Maxwell régissent les quatre grandeurs vectorielles caractérisant le champ électromagnétique. Ces dernières sont habituellement données sous la forme suivante.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad [1abcd]$$

où \mathbf{E} est le champ électrique, \mathbf{H} le champ magnétique, \mathbf{J} le vecteur densité de courant (conduction), \mathbf{D} le déplacement électrique (le terme $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ est désigné par courant de déplacement), \mathbf{B} l'induction magnétique et ρ la densité volumique de charge. Les hypothèses que nous retenons pour ce début d'étude sont celles d'un milieu isotrope, homogène, et illimité. Nous reviendrons ultérieurement sur le problème des conditions aux limites.

Les équations [1a] et [1b] sont les seules réellement indépendantes si l'on suppose la conservation de la charge au cours du temps. Il est donc nécessaire de prendre en compte trois relations supplémentaires liant certaines des cinq grandeurs pour que le système possède une solution.

Pour des milieux solides, ou des solutions faiblement ionisées, la loi d'Ohm traduit de manière satisfaisante la linéarité entre la densité de courant \mathbf{J} et le champ électrique \mathbf{E} , soit:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad [2]$$

où σ est la conductivité électrique du milieu

De plus, on montre que pour des matériaux linéaires diélectriques, il existe des relations constitutives entre les vecteurs déplacement et champ électrique, ainsi qu'entre les vecteurs induction et champ magnétique

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \qquad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \qquad [3a-3b]$$

où ε est sa permittivité, et μ sa perméabilité magnétique. En fait, nous ne considérerons pas de milieux magnétiques, et la perméabilité magnétique des milieux considérés sera égale à celle du vide, soit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ V.s.A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

B.II.1-2 Le vecteur de Poynting

La notion de puissance en présence d'un champ électromagnétique est une notion déjà ancienne puisque Poynting a développé le concept du vecteur portant son nom dès 1884. Il peut paraître incongru de développer ici un concept que l'on trouve dans des ouvrages généraux d'électromagnétisme. Cependant, ce travail se situant à l'intersection de deux disciplines scientifiques, il apparaît utile de mettre en place les éléments nécessaires à la compréhension de chacune des deux parties sans avoir la prétention d'être exhaustif.

Le point de départ du raisonnement de Poynting est d'avoir remarqué que le produit scalaire $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$ a la dimension d'une densité de puissance volumique, et peut s'exprimer à partir de l'équation [1b]. Il en est de même pour le produit de chacun des termes de l'équation [1a] par le champ magnétique \mathbf{H} . Ceci conduit à deux expressions :

$$\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad \text{et} \quad \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \qquad [4a-4b]$$

L'utilisation de l'identité remarquable $\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H}$ nous mène à l'égalité suivante:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \qquad [5]$$

ou en y introduisant les équations [2] et [3a-3b]:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = -\frac{1}{2} \frac{\partial (\mu \mathbf{H}^2 + \varepsilon \mathbf{E}^2)}{\partial t} - \sigma \mathbf{E}^2 \quad [6]$$

En intégrant sur un volume V délimité par une surface Σ :

$$\int_V \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\tau = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{\mu \mathbf{H}^2}{2} + \frac{\varepsilon \mathbf{E}^2}{2} \right) d\tau - \int_V \sigma \mathbf{E}^2 d\tau \quad [7]$$

ou encore en appliquant la formule de Stokes

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{\mu \mathbf{H}^2}{2} + \frac{\varepsilon \mathbf{E}^2}{2} \right) d\tau = - \int_{\Sigma} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} ds - \int_V \sigma \mathbf{E}^2 d\tau \quad [8]$$

L'interprétation classique de cette loi de conservation de l'énergie électromagnétique est la suivante. Le premier membre représente le taux de variation des énergies magnétique et électrique accumulées au sein du volume V ; le second terme du membre de droite représente les pertes par effet joule, soit la quantité d'énergie dissipée sous forme de chaleur qu'il conviendra de prendre en compte dans le modèle de transfert couplé de chaleur et de masse. Le premier terme du membre de droite s'interprète comme un flux d'énergie électromagnétique traversant la surface Σ , $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ étant le vecteur de Poynting, traduisant l'intensité de l'énergie traversant la surface.

B.II.1-3 Le vecteur de Poynting complexe

Jusqu'ici nous n'avons fait aucune hypothèse sur la forme des champs. En réalité, ces derniers sont des fonctions harmoniques du temps, et en introduisant la notation complexe couramment utilisée, on peut les écrire sous la forme:

$$\mathbf{E} = \Re(\overline{\mathbf{E}} e^{i\omega t}) = \Re(\overline{\zeta}) \quad \text{et} \quad \mathbf{H} = \Re(\overline{\mathbf{H}} e^{i\omega t}) = \Re(\overline{\eta}) \quad [9a-9b]$$

$\overline{\mathbf{E}}$ et $\overline{\mathbf{H}}$ sont des vecteurs dont les composantes sont complexes et dénommés vecteurs phaseurs. D'autre part, si l'on s'intéresse à une valeur moyenne sur une période du vecteur de Poynting, que l'on notera $\langle \mathbf{S} \rangle$, on est conduit à:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle = \frac{1}{4} \langle (\bar{\zeta} + \tilde{\zeta}) \times (\bar{\eta} + \tilde{\eta}) \rangle = \frac{1}{2} \langle \Re(\bar{\zeta} \times \bar{\eta}) \rangle + \frac{1}{2} \langle \Re(\bar{\zeta} \times \tilde{\eta}) \rangle \quad [10]$$

N.B. \bar{X} désigne une grandeur complexe et \tilde{X} son conjugué.

Le premier terme s'annule du fait de la périodicité et le second ne dépend plus du temps puisque les champs possèdent la même période, d'où:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \Re(\bar{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}) \quad [11]$$

A partir d'ici, il apparaît naturel d'introduire le vecteur complexe de Poynting tel que

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \bar{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}} \quad [12]$$

Un développement similaire à celui mené précédemment, en utilisant cette fois, les propriétés de l'écriture complexe nous conduit au bilan suivant:

$$\int_{\Sigma} \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} ds = i\omega \int_V \left(\frac{\mu \bar{\mathbf{H}} \cdot \tilde{\mathbf{H}}}{2} - \frac{\varepsilon \bar{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}}{2} \right) d\tau - \int_V \frac{\sigma \bar{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}}{2} d\tau \quad [13]$$

En réalité, les matériaux diélectriques sont caractérisés en régime sinusoïdal par une permittivité complexe $\bar{\varepsilon}$. Cette dernière traduit la colinéarité entre le déplacement et le champ électrique, la proportionnalité entre leurs modules, mais aussi le retard de phase entre \mathbf{D} et \mathbf{E} . Elle dépend fortement de la fréquence du signal, du matériau, et en particulier de la température de ce dernier.

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0(\kappa' - i\kappa'') \quad [14]$$

Dans cette expression, ε_0 désigne la constante diélectrique du vide ou de l'air ($\varepsilon_0 = 8,854 \dots 10^{-12}$ As/Vm), κ' représente la capacité du matériau à stocker l'énergie électrique de manière réversible et κ'' son aptitude à la dissiper par des phénomènes irréversibles. Cette dernière englobe plusieurs phénomènes de polarisation qui s'expriment à des fréquences différentes: l'orientation dipolaire, la polarisation électronique, et atomique [8]. En effet, dans un champ électrique alternatif, des phénomènes de relaxation dus à la présence de liaisons entraînent

un déphasage entre le champ appliqué et la polarisation, et génèrent une dissipation de l'énergie sous forme de chaleur au sein du matériau.

Dans l'équation précédente [13], le dernier terme du membre de droite ne représente que la partie des pertes pouvant s'exprimer en terme de conductivité (effet Joule). On y adjoint la partie imaginaire κ'' correspondant aux phénomènes de relaxation.

$$\int_{\Sigma} \overline{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} ds = - \int_{\mathcal{V}} \frac{\omega \epsilon_0 (\kappa'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}) \overline{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}}{2} d\tau \quad [15]$$

$$+ i\omega \int_{\mathcal{V}} \left(\frac{\mu_0 \overline{\mathbf{H}} \cdot \tilde{\mathbf{H}}}{2} - \frac{\epsilon_0 \kappa' \overline{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}}{2} \right) d\tau$$

Et par conséquent, le terme qui nous intéresse pour l'inclure dans l'équation de l'énergie est donné par:

$$\Re(\int_{\Sigma} \overline{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} ds) = - \int_{\mathcal{V}} \frac{\omega \epsilon_0 (\kappa'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}) \overline{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}}{2} d\tau \quad [16]$$

Malheureusement, d'un point de vue métrologique, il est impossible de discerner la part d'énergie dissipée due à des effets de conduction de celle due à des effets de relaxation liés aux mouvements vibratoires, on utilise donc un facteur de pertes effectif :

$$\kappa_{\text{eff}}'' = \kappa'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad [17]$$

En se référant à l'équation [8], l'interprétation de ce résultat est la suivante: le système fonctionnant en régime périodique établi, la variation moyenne de l'énergie électromagnétique du milieu est nulle. Le flux d'énergie électromagnétique déposé $\int_{\Sigma} \overline{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} ds$, en valeur temporelle moyenne, compense donc exactement la dégradation irréversible en chaleur due à l'effet Joule ou à l'existence d'un temps de relaxation dans la rotation dipolaire des molécules pour ne citer que ce phénomène majeur aux fréquences micro-ondes.

De l'équation [16], on déduit la puissance P , dissipée localement et par unité de volume :

$$P = \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \kappa'' \left| \overline{\mathbf{E}} \right|^2 \quad [18]$$

où $\left| \overline{\mathbf{E}} \right|$ est le module du champ électrique local.

Pour calculer la puissance dissipée en chaleur dans le volume V sous l'action d'un champ électromagnétique, il est donc nécessaire de connaître le vecteur phaseur $\overline{\mathbf{E}}$ local. C'est à cela que nous allons nous attacher désormais.

B.II.1-4 Equation de Propagation du Champ Electrique

On peut montrer [13] que si une solution existe pour le système de Maxwell défini par les équations [1abcd-2-3ab]; cette solution peut être obtenue en résolvant le même système ayant comme inconnues les vecteurs phaseurs. Ce dernier se réécrit en utilisant la notation complexe qui permet notamment d'exprimer simplement les dérivées temporelles:

$$\nabla \times \overline{\mathbf{E}} = -i\omega \overline{\mathbf{B}} \quad \nabla \times \overline{\mathbf{H}} = \overline{\mathbf{J}} + i\omega \overline{\mathbf{D}} \quad \nabla \cdot \overline{\mathbf{D}} = \rho \quad \nabla \cdot \overline{\mathbf{B}} = 0 \quad [19abcd]$$

En supposant la neutralité électrique du milieu, l'équation [19c] devient $\nabla \cdot \overline{\mathbf{D}} = 0$. Compte tenu de l'identité remarquable $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}$ d'une part, et du calcul du premier membre de cette égalité à partir des équations [19a-19b] d'autre part, on obtient l'équation de propagation du champ électrique:

$$\Delta \overline{\mathbf{E}} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left(\kappa' - i \left(\kappa'' + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \right) \overline{\mathbf{E}} = 0 \quad [20]$$

soit, en y incorporant l'équation [17]:

$$\Delta \overline{\mathbf{E}} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 (\kappa' - i \kappa''_{eff}) \overline{\mathbf{E}} = 0 \quad [21]$$

ou encore sous la forme bien connue de l'équation de Helmholtz

$$\Delta \overline{\mathbf{E}} - \overline{k}^2 \overline{\mathbf{E}} = 0 \quad [22]$$

De la même façon, on obtient les équations de propagation du champ magnétique

$$\Delta \overline{\mathbf{H}} - \overline{k}^2 \overline{\mathbf{H}} = 0 \quad [23]$$

où \overline{k} est une constante de propagation complexe prenant en compte les propriétés diélectriques du milieu et la fréquence du signal. \overline{k} se décompose en une partie réelle α et une partie imaginaire β s'exprimant par:

$$\alpha = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\kappa'(\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta} + 1)}{2}} \quad [24a-24b]$$

$$\beta = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\kappa'(\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta} - 1)}{2}}$$

α représente le coefficient de déphasage linéique permettant de calculer la longueur d'onde dans le milieu, soit $\lambda_m = \frac{2\pi}{\alpha}$. Le coefficient d'atténuation linéique β du signal électromagnétique caractérise la dissipation d'énergie, il permet de définir la classique profondeur de pénétration qui voit l'intensité du champ électrique réduit d'un facteur e^{-1} par rapport à sa valeur incidente. Dans les expressions précédentes ω désigne la pulsation du signal, c_0 la vitesse de la lumière dans le vide soit: $\sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}$, et δ l'angle de pertes tel que:

$$\text{tg} \delta = \frac{\kappa''_{\text{eff}}}{\kappa'} \quad [25]$$

Afin de ne pas alourdir notre propos, nous ne retiendrons comme solution de l'équation différentielle [22] que celle qui ne dépend que d'une seule direction, z en l'occurrence. Cette solution est une combinaison linéaire d'une onde progressive se propageant dans le sens des z croissants, et d'une onde rétrograde dont la direction de propagation est celle des z décroissants, soit:

$$\overline{\mathbf{E}} = \overline{A} e^{i \overline{k} z} + \overline{B} e^{-i \overline{k} z} \quad [26]$$

La solution correspondante pour le champ magnétique se déduit de l'équation précédente et de [19a].

On peut s'interroger sur la simplicité de cette solution, sur sa validité, et ses limitations. Bien sûr, on ne saurait prétendre donner une image exacte de la réalité par cette modélisation. Néanmoins, cette approche a l'avantage de contenir la physique de l'onde, et se révèle riche d'enseignement sur la façon dont interagissent les transferts couplés de chaleur et de masse et l'électromagnétisme. L'interprétation est ici encore facile du fait de la dimension unique, et il n'est pas certain qu'une complexité plus grande se soit révélée aussi intéressante. Signalons que cette situation est sans doute défavorable dans la mesure où l'on est loin de la réalité d'un séchoir industriel. En effet, les réflexions multiples, des angles d'incidence différents et les déphasages conduisent à un chauffage plus uniforme, et sans doute à un meilleur rendement de l'énergie électromagnétique.

B.II.1-5 Expression de la puissance dans un multicouche

Connaissant l'expression générale du champ dans le cadre d'un milieu homogène, et illimité, il s'agit maintenant de se rapprocher de la réalité d'un milieu en train de sécher. Une vision simple consiste à supposer que le milieu est constitué d'un nombre discret de couches de permittivité uniforme. Pour ce qui nous concerne cela revient à supposer la température et l'humidité uniformes dans chacune de ces couches. Ce milieu est soumis sur une de ses faces, à une onde plane se propageant perpendiculairement à la surface (Figure B2-1).

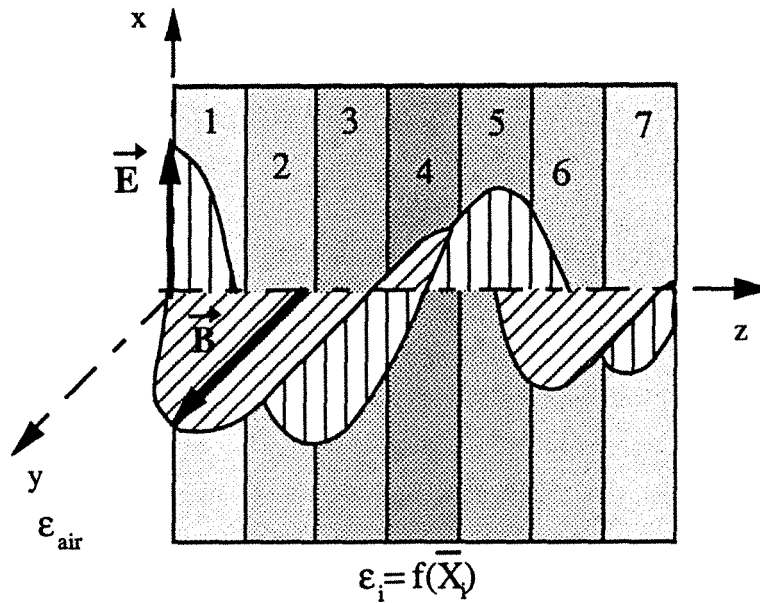


Figure B2-1 Onde plane en incidence normale sur un multicouche

Jusqu'à présent nous avons toujours considéré le milieu comme infini. Le fait de supposer qu'il existe une discontinuité brusque sur les propriétés diélectriques de la matière va à l'encontre de cette hypothèse. Cependant, on peut émettre l'hypothèse que cette variation se fait de façon continue d'une borne à l'autre et sur une distance très faible, sans pour cela perdre la notion de discontinuité à l'échelle macroscopique. Les conditions aux limites s'écrivent alors en faisant tendre l'épaisseur de cette couche de transition vers 0. Nous laissons le soin au lecteur intéressé d'approfondir l'écriture de conditions aux limites générales en se reportant à un ouvrage traitant d'électromagnétisme [11-13]. Pour notre part, à l'interface séparant deux milieux exempts de charges électriques, et donc de courants surfaciques, la continuité des composantes tangentes des champs électrique d'une part, et magnétique d'autre part, constituent les conditions aux limites dans le cas de l'onde plane en incidence normale par rapport à la surface, et s'écrivent:

$$\overline{E}_m = \overline{E}_{m+1} \quad \text{et} \quad \overline{H}_m = \overline{H}_{m+1} \quad [27a-27b]$$

Dans ce qui va suivre, afin de ne pas trop alourdir les notations nous oublierons momentanément nos conventions de notation des complexes, en gardant néanmoins à l'esprit que A, B et k font partie de cet ensemble.

Pour un multicouche ayant $n+2$ couches (on y adjoint les deux couches d'air entourant le milieu), c'est à dire $n+1$ interfaces, on aura donc $2n+4$

constantes complexes à connaître, pour exprimer le champ dans chacune des couches. Pour une interface à la cote z séparant deux couches respectivement indicées 1 et 2, les conditions limites [26ab], se traduisent compte tenu des équations [26] et [19a] par

$$A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z} = A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z} \quad [28a-28b]$$

$$A_1 k_1 e^{ik_1 z} - B_1 k_1 e^{-ik_1 z} = A_2 k_2 e^{ik_2 z} - B_2 k_2 e^{-ik_2 z}$$

En exprimant B_2 à partir de l'équation [28b] et en reportant dans [28a] on obtient:

$$A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z} \left(\frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1} \right) - A_2 e^{ik_2 z} \left(\frac{2k_2}{k_2 + k_1} \right) = 0 \quad [29]$$

or $\frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}$ est le coefficient de réflexion entre les milieux 2 et 1 que l'on notera R_{21} et égal à $-R_{12}$ et $\frac{2k_2}{k_2 + k_1}$ est le coefficient de transmission du milieu 2 vers le milieu 1, noté T_{21} [11]. Ces deux coefficients lient les amplitudes et les phases des champs réfléchis et transmis avec celle du champ incident. Ceux-ci ne sont valables que dans le cas d'une onde plane en incidence normale sur une surface. On obtient pour finir:

$$A_1 e^{ik_1 z} - B_1 R_{12} e^{-ik_1 z} - A_2 T_{21} e^{ik_2 z} = 0 \quad [30]$$

De la même façon en utilisant l'expression [28a] on obtient:

$$A_1 e^{ik_1 z} = -B_1 e^{-ik_1 z} + A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z} \quad [31]$$

et en reportant dans [28b]:

$$-B_1 e^{-ik_1 z} \left(\frac{2k_1}{k_1 + k_2} \right) + A_2 e^{ik_2 z} \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right) + B_2 e^{-ik_2 z} = 0 \quad [32]$$

ou encore:

$$-B_1 T_{12} e^{-ik_1 z} + A_2 R_{12} e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z} = 0 \quad [33]$$

Ces deux équations [30] et [33] écrites pour les $n+1$ interfaces auxquelles viennent s'ajouter deux conditions aux limites permettent de déterminer les coefficients complexes A et B de chaque couche, et par suite, l'expression du

champ électrique local. Dans la majorité des cas que nous avons traité les conditions aux limites étaient données sur les deux couches d'air environnant le milieu respectivement par une valeur fixe de A en $z=0$ et correspondant à la valeur du champ électrique incident, et par une valeur nulle de B sur l'autre face externe. Dans le cas où l'on impose une densité de flux surfacique, on calcule le champ électrique correspondant en supposant le milieu semi-infini.

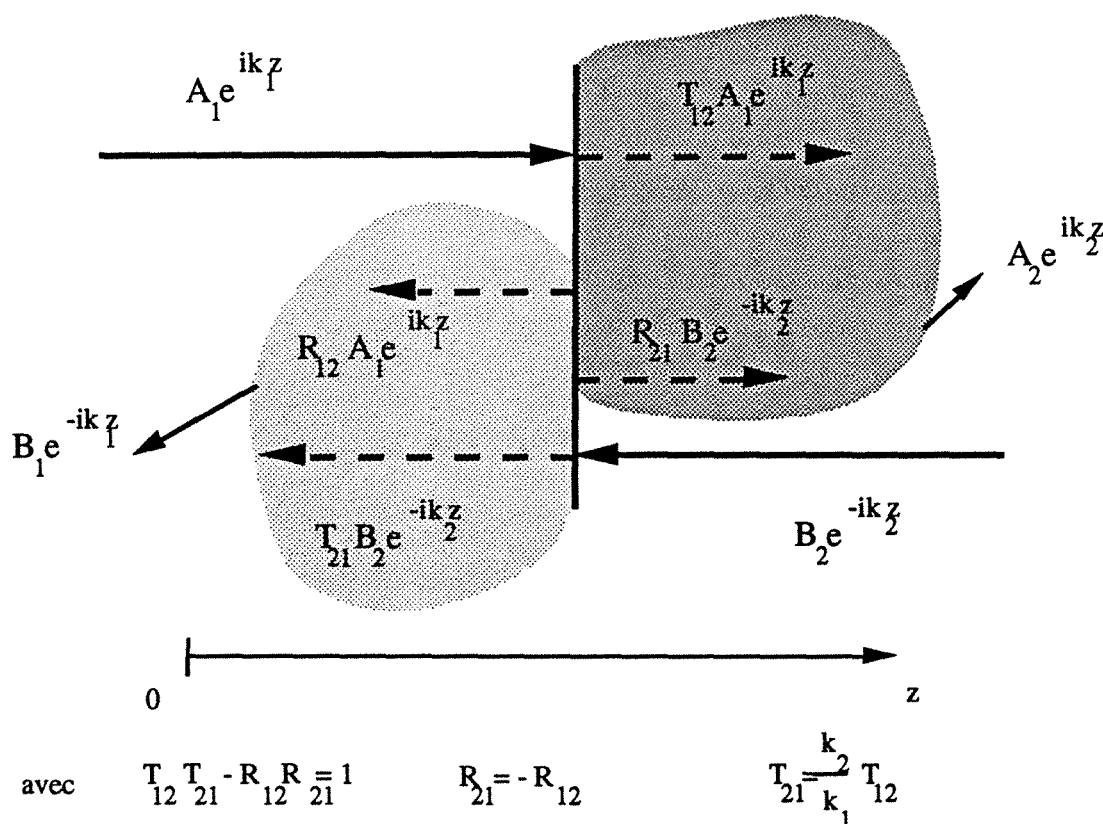


Figure B2-2 Représentation schématique de la physique de l'onde plane à une interface.

B.II.2 Atténuation exponentielle de la puissance

Dans l'évaluation de la puissance volumique dissipée par un signal électromagnétique, la formulation reposant sur une loi de Lambert est largement utilisée [8-20-52].

Plaçons nous dans le cas d'une onde plane se propageant suivant une direction z dans un milieu infini, avec comme simplification un champ électrique polarisé linéairement suivant x . Le champ peut s'exprimer par :

$$\overline{E}_x = \overline{A} e^{i k z} \quad [36]$$

En appliquant la relation [18], on obtient:

$$P = \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \kappa_{\text{eff}}'' \overline{A} \overline{A} e^{-2\beta z} \quad [41]$$

On peut alors écrire :

$$P = P_0 e^{-2\beta z} \quad [42]$$

Cette formulation de la puissance volumique dissipée avec une atténuation exponentielle constitue la loi de Lambert, et intervient dans la plupart des calculs de dimensionnement d'installation. Sa faiblesse est de ne pas prendre en compte pour une onde plane incidente les ondes réfléchies aux différentes interfaces. Elle constitue la solution exacte du problème de l'onde plane dans le cas du milieu semi-infini. Nous la comparerons à puissance moyenne égale avec le calcul issu des équations de Maxwell.

Avant de poursuivre, essayons de synthétiser tout ce qui vient d'être énoncé sur la propagation de l'onde plane. Le problème est de calculer le champ électrique et magnétique à l'aide des équations [21] et [22], associées aux conditions de passage [26ab] et aux conditions limites suivantes; d'une part, une onde incidente sur la surface $z=0$ et se propageant dans la direction de \vec{Oz} , et, d'autre part, soit une onde incidente dans le sens opposé en $z=L$, soit l'absence d'onde incidente.

A chaque interface, y compris les surfaces externes $z=0$ et $z=L$, l'onde peut être partiellement transmise ou réfléchi. Les coefficients de transmission et de réflexion dépendent des propriétés diélectriques des couches situées de part et d'autre de l'interface. Ceci introduit un "couplage" entre les caractéristiques de la couche, et les propriétés aux interfaces: par exemple un milieu absorbant comme l'eau est aussi fortement réflecteur.

Les champs électrique et magnétique présentent des variations spatiales sinusoïdales dont la période ne dépend que des propriétés du milieu et de la fréquence de l'onde, mais dont l'amplitude, et la position vont dépendre de la géométrie du milieu et des conditions aux limites. Ainsi dans le cas d'un milieu uniforme semi-infini, la partie transmise de l'onde incidente subira simplement une atténuation exponentielle conformément à la loi de Lambert.

Une fois le champ électrique calculé, le calcul de la puissance volumique dissipée dans le milieu est immédiat à l'aide de la relation [18]. Comme dans l'expression de la puissance dissipée apparaît le produit vectoriel $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, on réfléchira que la période spatiale de la puissance dissipée est moitié de celle des champs, et que l'atténuation est doublée.

B.II.3 Hypothèse puissance uniforme

Cette formulation se justifie par sa simplicité, et constitue une référence utile à tout raisonnement. En outre, elle représente l'idéal vers lequel on veut tendre dans la plupart des applications industrielles des microondes, et entraîne l'emploi de systèmes tels que des brasseurs d'onde ou des plateaux tournants. En outre dans de nombreux travaux cette hypothèse est valide du fait de la petite taille des objets placés dans la cavité.

B.II.4 Etude des différents modes de calcul sur un exemple de thermique

B.II.4-1 Introduction

L'objet de cette étude est de donner des éléments de réflexion sur l'absorption de la puissance micro-onde dans un milieu. Sur une situation typique mais demeurant simple nous allons étudier l'influence de certains paramètres qui

nous semblent prépondérants. De plus, dans l'optique de mieux appréhender la dissipation de l'énergie dans le milieu, nous comparerons les résultats obtenus par les trois modes de calcul précédemment développés. Nous résoudrons par conséquent un problème monodimensionnel de thermique dans un milieu homogène, d'épaisseur, d'humidité, et de conductivité thermique données, échangeant par convection sur chacune de ses faces, et recevant une densité surfacique de puissance donnée sur l'une d'entre elles. Les conditions convectives choisies sont un coefficient d'échange de $20 \text{ W.m}^{-2}\text{.}^{\circ}\text{C}^{-1}$, et une température externe de 30°C .

Le calcul de la puissance se fait à partir des équations de Maxwell, sur un tricouche air-milieu-air. Ensuite à puissance moyenne volumique équivalente, nous calculons les profils de puissance pour les deux autres types de formulation du terme source d'énergie; à savoir une puissance volumique uniforme et une répartition de la puissance suivant une loi de Lambert. A partir d'un cas de référence, un seul paramètre varie à la fois afin de rendre l'exploitation des résultats plus aisée. Cette étude, si elle reprend certaines caractéristiques du béton cellulaire, notamment la variation de la permittivité en fonction de l'humidité (voir Annexe II), ne constitue qu'un cas d'école.

N°	Epaisseur (cm)	Humidité (%)	Densité de Puissance (W/m^2)	Conductivité Thermique (W/m.K)
1	10	50	10^4	0,1
2	2	50	10^4	0,1
3	20	50	10^4	0,1
4	10	50	10^5	0,1
5	10	50	10^4	1
6	10	10	10^4	0,1
7	10	100	10^4	0,1

Remarque: le cas de référence précité se trouve en caractères gras ainsi que le paramètre modifié dans chaque cas.

B.II.4-2 Influence de l'épaisseur

Comparons les figures des cas 1, 2 et 3. On remarque que pour l'humidité moyenne choisie, la comparaison entre les profils de température obtenus par la résolution des équations de Maxwell et ceux résultant d'une puissance uniforme correspondante est satisfaisante dans les cas 1 et 2. Le cas 2 permet d'observer le régime permanent résultant de l'équilibre entre l'énergie micro-onde absorbée et l'échange convectif externe qui existe toujours, mais qui n'est pas observable dans les autres cas. En revanche, on peut noter que l'atténuation du signal se fait d'autant plus sentir que le milieu est épais, d'où la dissymétrie assez fortement marquée pour l'épaisseur de 20 cm (Cas n°3). Le calcul où le signal s'atténue exponentiellement suivant la loi de Lambert donne des résultats similaires à ceux obtenus par la résolution des équations de Maxwell. Mais bien sûr, comme on pouvait s'y attendre, pour 10 centimètres d'épaisseur, les oscillations observées sur la figure 1d n'existent plus avec ce mode de calcul. On peut cependant s'interroger sur ce qu'il advient lorsque le profil de puissance ne comporte qu'une alternance dans l'épaisseur du milieu, ceci pouvant se produire pour des milieux fins, et traduisant un effet de résonance. La figure 2c apporte un élément de réponse par la bonne symétrie des profils de températures en regard de l'allure de celui des puissances (figure 2a). Dans ce même cas, on remarque une différence entre les maxima des profils de température obtenus d'après Maxwell et ceux des deux solutions approchées. Cet écart résulte du pic de puissance (figure 2a) situé dans le troisième quart de l'épaisseur. Mais, qu'advient-il de ces observations pour des puissances plus fortes?

B.II.4-3 Influence de la densité de puissance

L'essai 4 (figure 4abcd) montre des résultats pour une densité de puissance 10 fois plus élevée que l'essai de référence. Les profils de température présentent des oscillations non négligeables, puisque leur amplitude est de l'ordre de 25°C. On notera cependant que cette amplitude semble stable entre les profils à 6 et 15

minutes, résultat sans aucun doute dû à la conduction dans le milieu face aux gradients de température locaux que le signal électromagnétique provoque. Les pertes thermiques convectives restent relativement faibles vu le niveau de température et la puissance micro-onde absorbée, le milieu monte uniformément en température. Il est à remarquer que ces oscillations disparaîtraient en régime permanent. Notons que la conductivité thermique du milieu est ici de $0,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, soit une valeur assez faible. Pour la simulation avec la même puissance uniformément répartie, on trouve des profils de température d'allure assez différente. L'atténuation du signal en est la cause principale, mais elle est parfaitement rendue avec le troisième mode de calcul de la puissance où seule l'absence de faibles oscillations révèle une différence avec celui issu des équations de Maxwell.

B.II.4-4 Influence de la conductivité thermique

L'essai 5 (figures 5abcd) présente la particularité d'une conductivité thermique 10 fois supérieure à celle de référence. Il en résulte une allure de profils de température beaucoup plus "plate", où les oscillations relevées sur les profils du cas de référence ont disparu. Remarquons qu'ici l'augmentation artificielle de conductivité peut s'apparenter à l'accroissement du transfert thermique par effet caloduc au voisinage de 100°C en séchage. Dans cette situation, on remarque des températures externes plus élevées et des maxima nettement plus faibles, traduisant la conservation des flux de chaleur; soit, une diminution des gradients de température liée à l'augmentation de la conductivité thermique. On peut aussi relever dans ce cas la parfaite similitude entre les profils pour les trois modes de calcul de la puissance.

B.II.4-5 Influence de l'humidité

Cette étude portant sur les cas 1, 6 et 7 (figures 1abcd-6abcd-7abcd) est ambiguë car l'humidité a en réalité un effet sur l'absorption du signal électromagnétique par le milieu, et sur la diffusivité thermique du milieu. Or ici l'humidité ne joue que

sur les permittivités du milieu et sur sa capacité calorifique: son action sur la conductivité thermique n'est pas prise en compte. Néanmoins sur les profils de puissance volumique, on s'aperçoit du rôle primordial de l'humidité: plus le milieu est humide, plus la puissance présente de fluctuations sur une courte longueur. Pour un milieu humide, le signal tend à générer des écarts de température importants sur une faible distance, mais ceux-ci en sont d'autant plus aisément compensés par conduction. Pour le milieu sec, on peut voir sur la figure 6a les oscillations sensibles de la puissance qui se répercutent sur les profils de température (figure 6d). Concernant les différences entre les niveaux de température atteints d'un cas à l'autre, on peut y déceler une conséquence des capacités calorifiques, puisqu'ici les diffusivités thermiques évoluent dans le sens contraire de l'humidité, et accélèrent l'évolution des températures pour les milieux secs, mais la raison majeure est illustrée par la figure B2-3 qui présente la densité surfacique de puissance absorbée en fonction de l'épaisseur pour trois valeurs d'humidités uniformes.

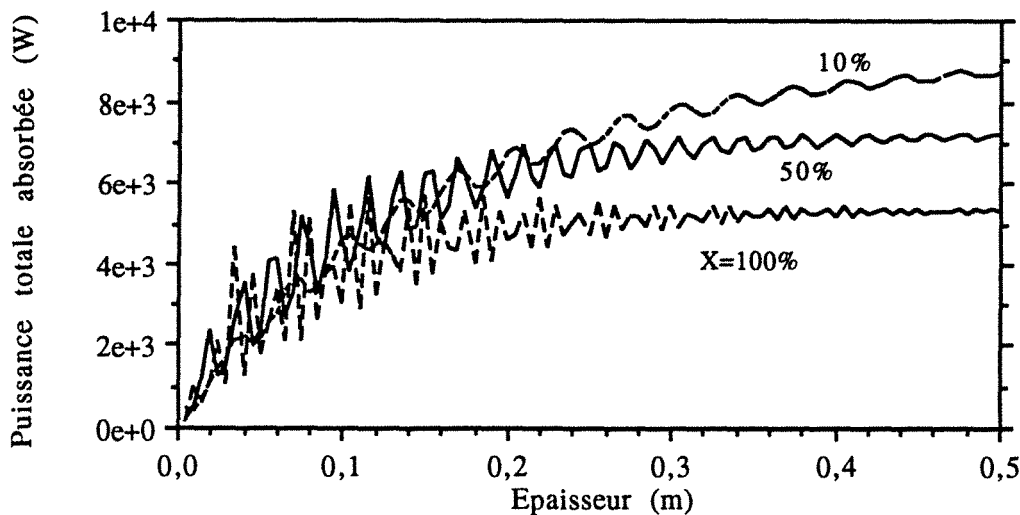


Figure B2-3 Puissance totale absorbée par unité de surface en fonction de l'épaisseur pour 3 humidités uniformes.

Pour les fortes épaisseurs qui se rapprochent du milieu semi-infini, les courbes présentent des paliers dont l'écart peut être attribué au coefficient de réflexion sur la première interface. En effet, en imposant le flux transmis à la première interface, et non pas incident on obtient des courbes d'allure identique avec la même asymptote pour toutes.

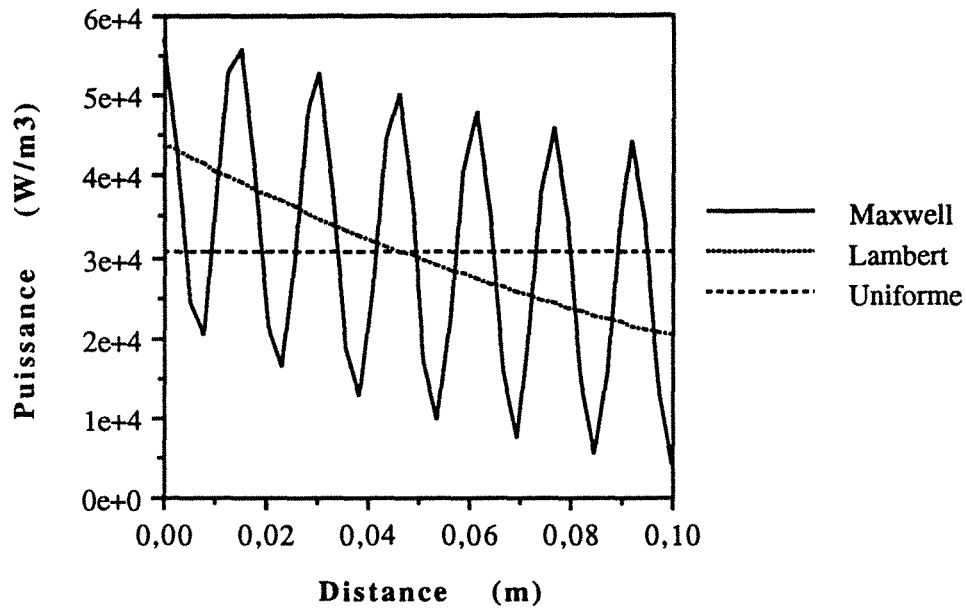
Les oscillations reflètent la complexité de l'évaluation de la puissance micro-onde. Sur la courbe paramétrée par une humidité de 50%, les oscillations

résultent de la période spatiale dans la répartition de puissance ($\approx 2\text{cm}$). Pour 10%, les variations spatiales plus lentes n'altèrent pas l'augmentation de la puissance absorbée. Le cas restant confirme notre propos et met en évidence, l'influence de la réflexion plus élevée à cette humidité de 100%.

B.II.4-6 Conclusion

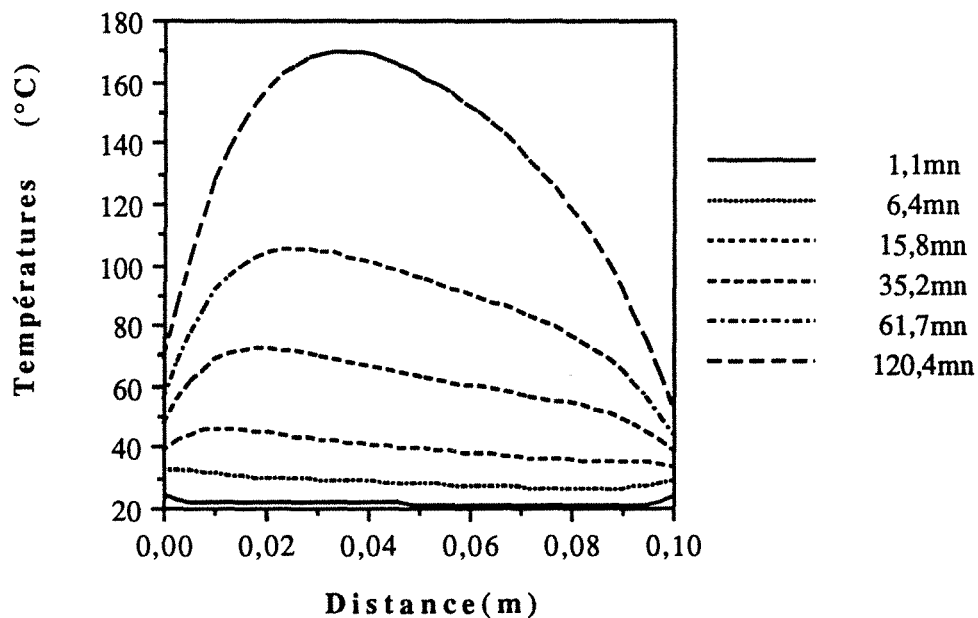
Le but de cette étude était de nous familiariser avec les microondes, et de visualiser l'influence qu'un signal électromagnétique pouvait avoir dans le cadre de la thermique. La comparaison des différentes manières de prendre en compte la puissance volumique contribue à clarifier le choix d'hypothèses simplificatrices ultérieures. En fait, il apparaît que dans de nombreux cas l'hypothèse de puissance uniforme donne de bons résultats. Il faut pondérer cette affirmation dans les cas où l'atténuation linéique du signal prend beaucoup d'importance; c'est le cas de milieux épais ou très humides. Des précautions doivent être également prises pour des densités de puissance élevées, et des milieux à faible conductivité thermique, où de forts gradients de température internes peuvent exister. Cette dernière remarque est aussi liée à la longueur d'onde du signal dans le milieu qui diminue avec l'humidité, à l'inverse du coefficient de déphasage linéique.

(Figure 1a)



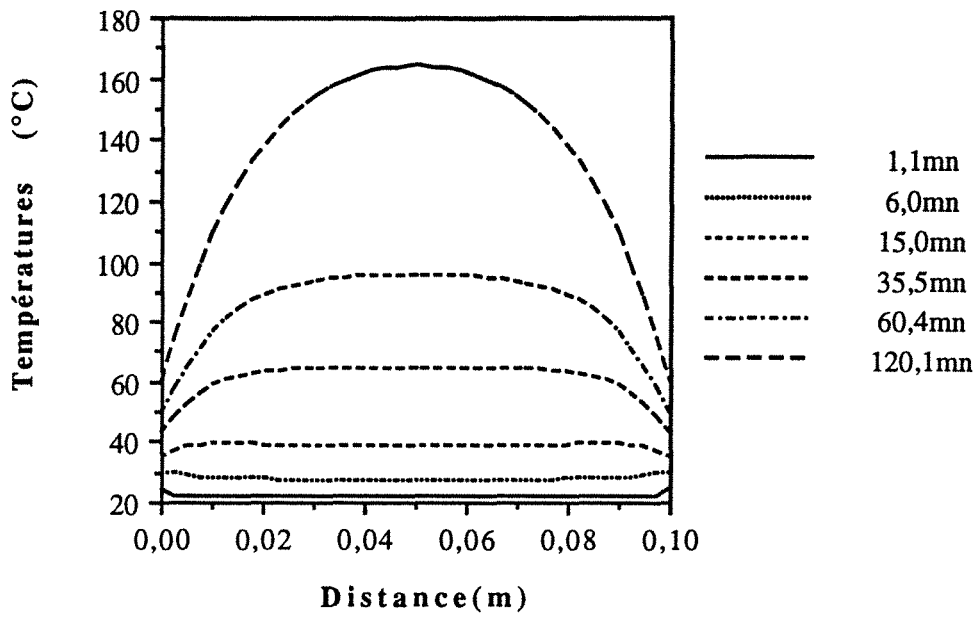
$e = 10\text{cm}$	$X = 50\%$	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 10000 \text{ Wm}^{-2}$
-------------------	------------	--	-----------------------------

Profils de température
d'après Lambert(Figure 1b)

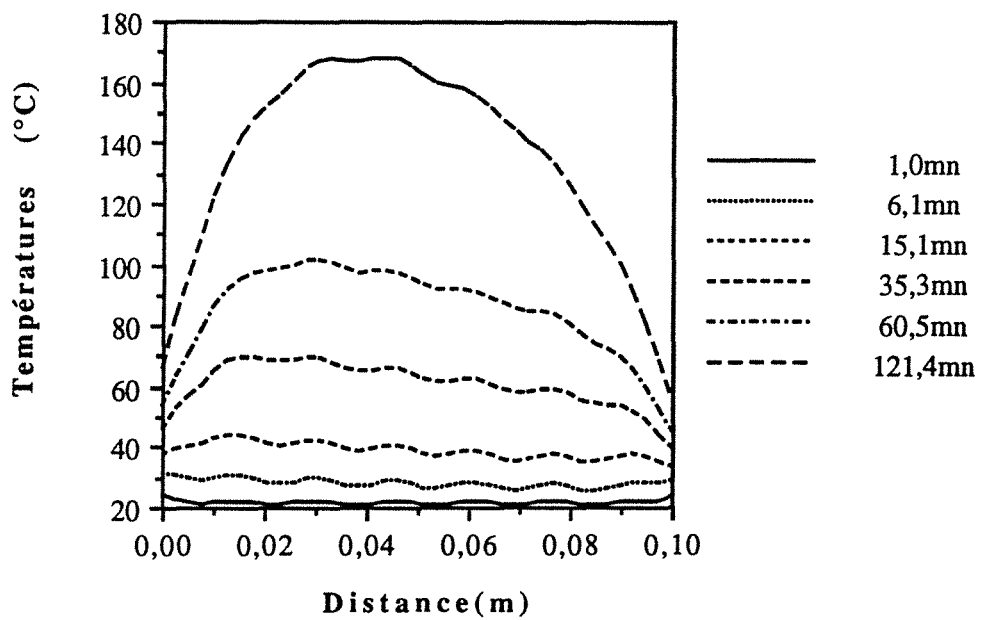


Cas n°1 de référence

Profils de température
pour une puissance uniforme(Figure 1c)



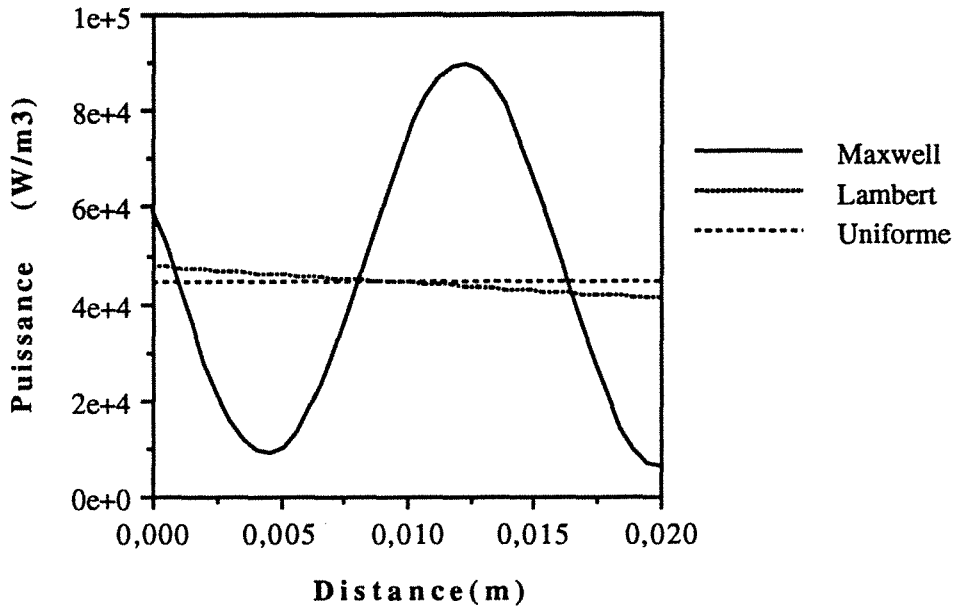
Profils de température
d'après Maxwell (Figure 1d)



Cas n°1 de référence

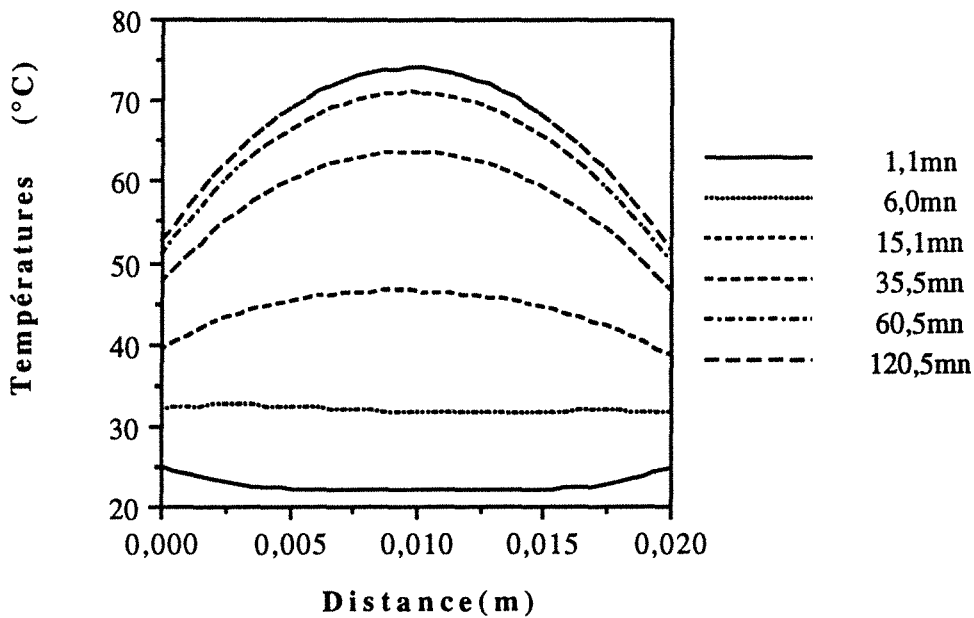
Profils de puissance

(Figure 2a)



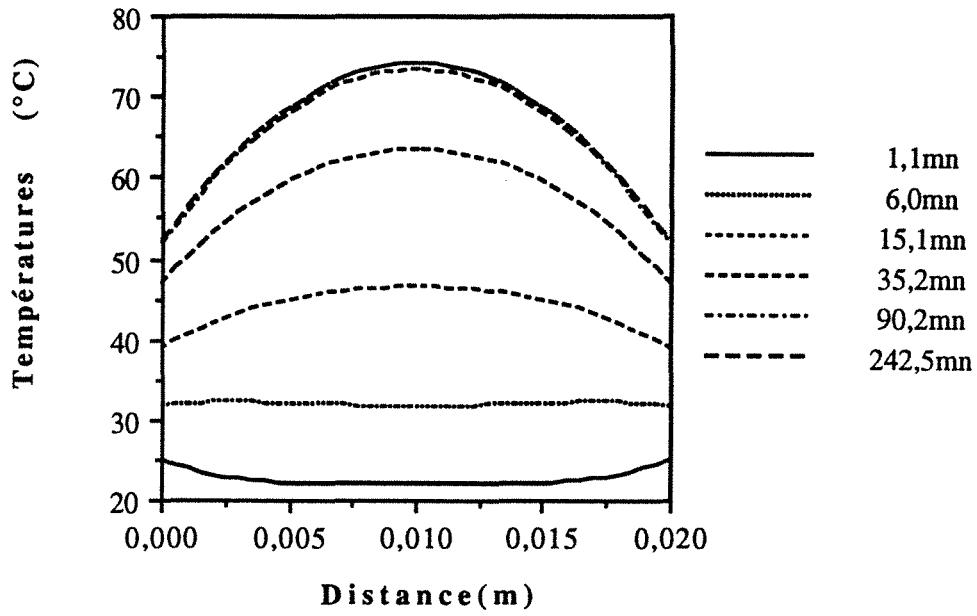
$e = 2\text{cm}$	$X = 50\%$	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 10000 \text{ Wm}^{-2}$
------------------	------------	--	-----------------------------

Profils de température
d'après Lambert (Figure 2b)

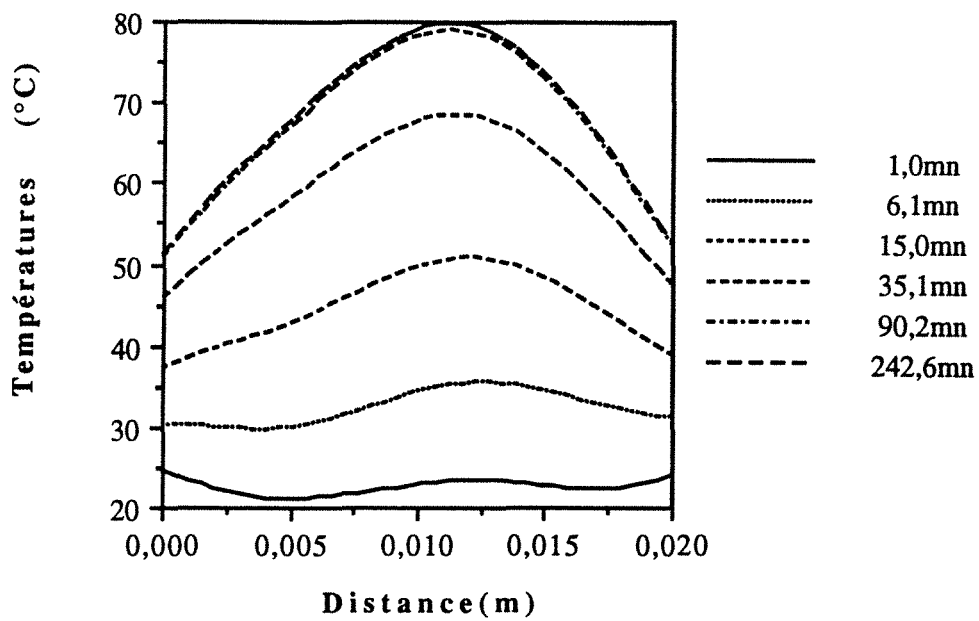


Cas n°2

Profils de température
pour une puissance uniforme(Figure 2c)



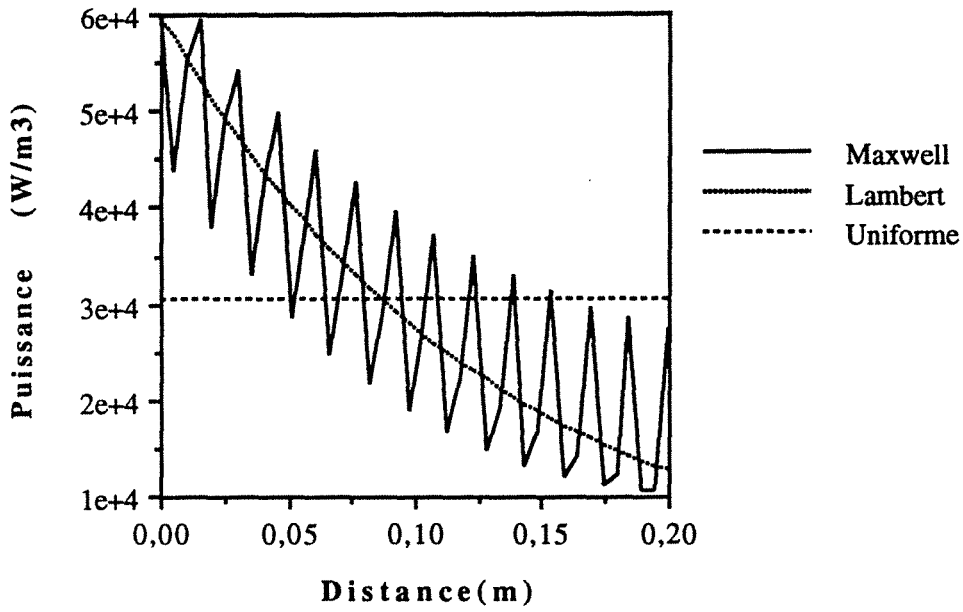
Profils de température
d'après Maxwell (Figure 2d)



Cas n°2

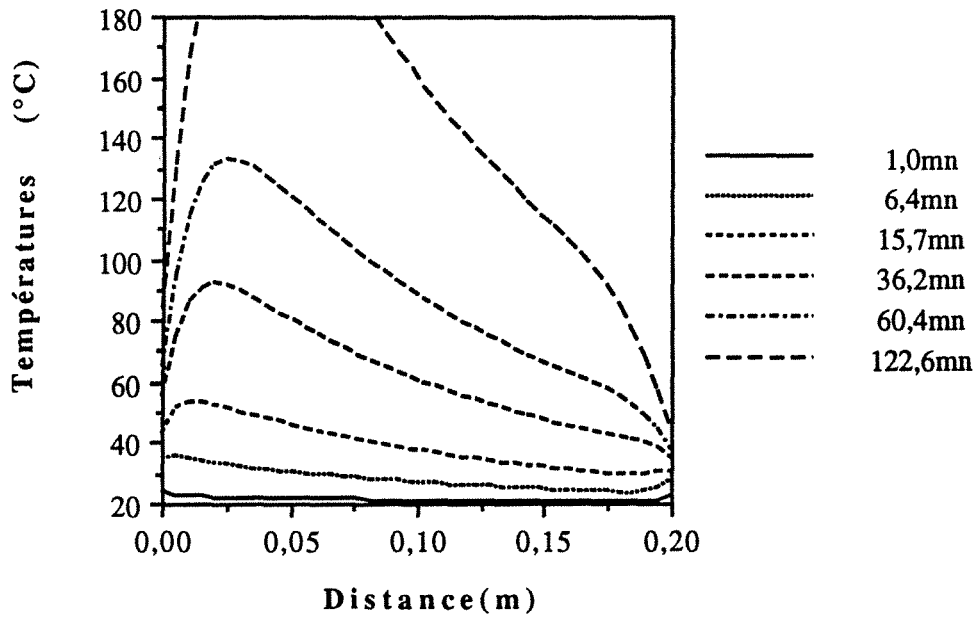
Profils de puissance

(Figure 3a)



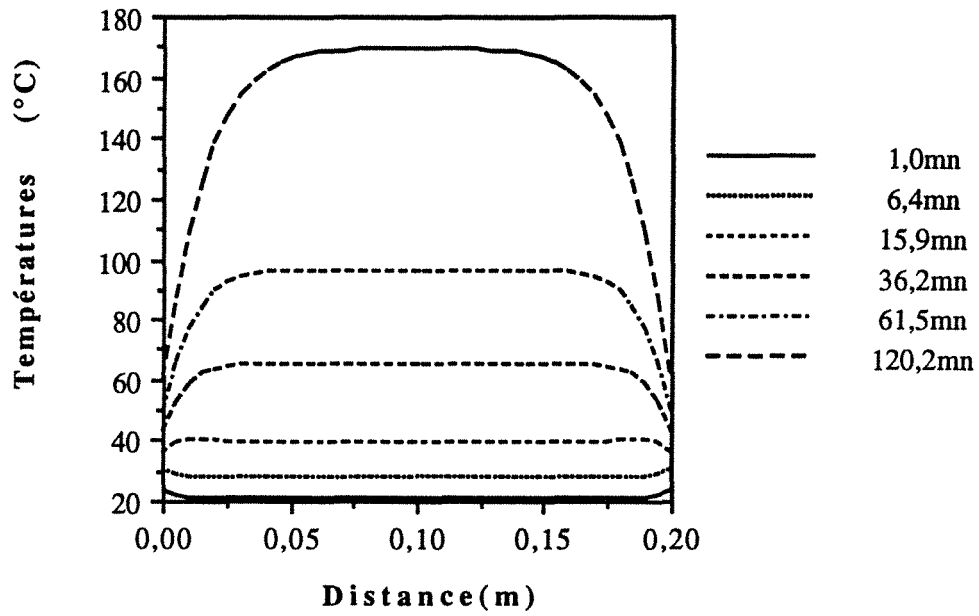
$e = 20\text{cm}$	$X = 50\%$	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 10000 \text{ Wm}^{-2}$
-------------------	------------	--	-----------------------------

Profils de température
d'après Lambert(Figure 3b)

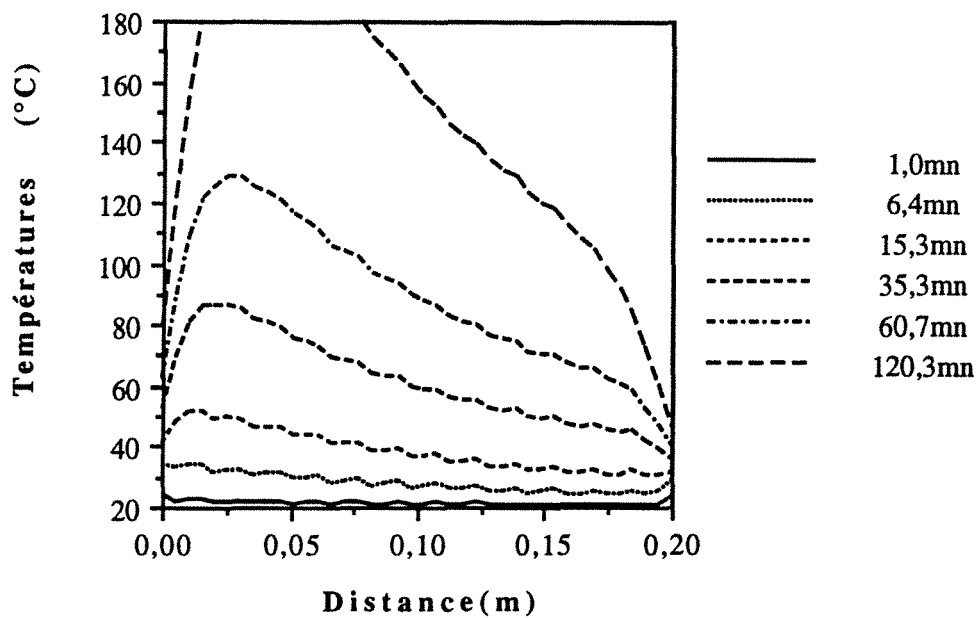


Cas n°3

Profils de température
pour une puissance uniforme (Figure 3c)



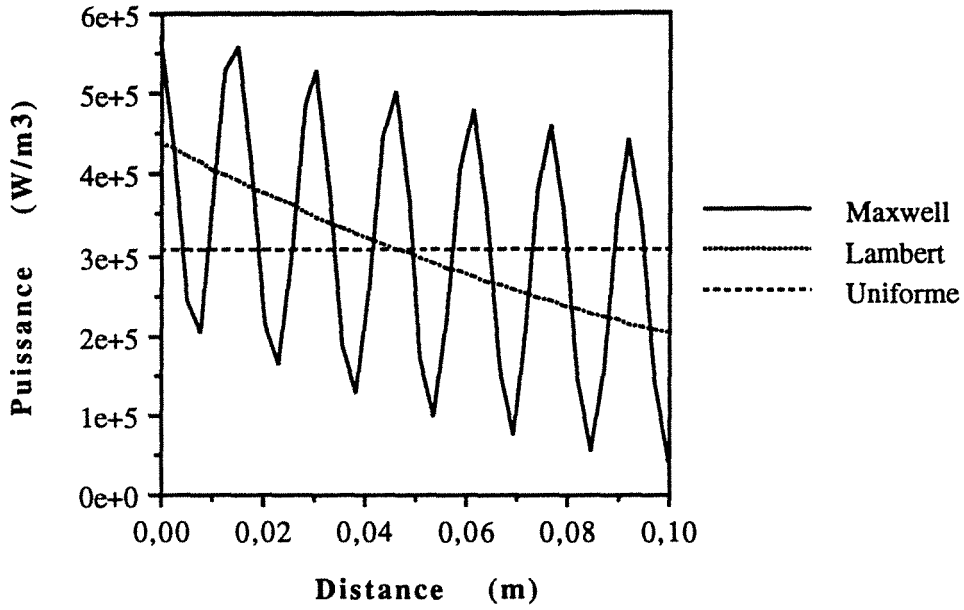
Profils de température
d'après Maxwell (Figure 3d)



Cas n°3

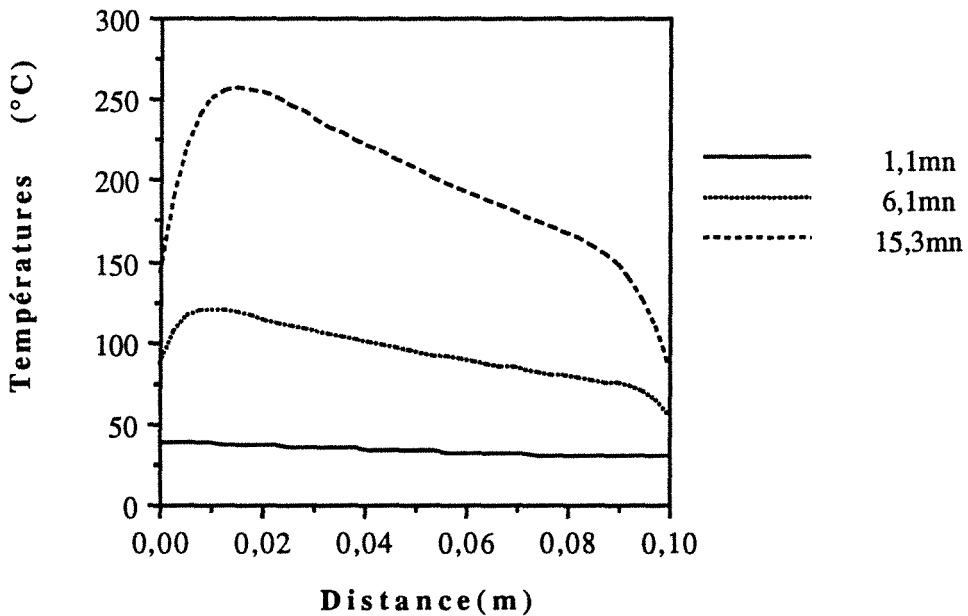
Profils de puissance

(Figure 4a)



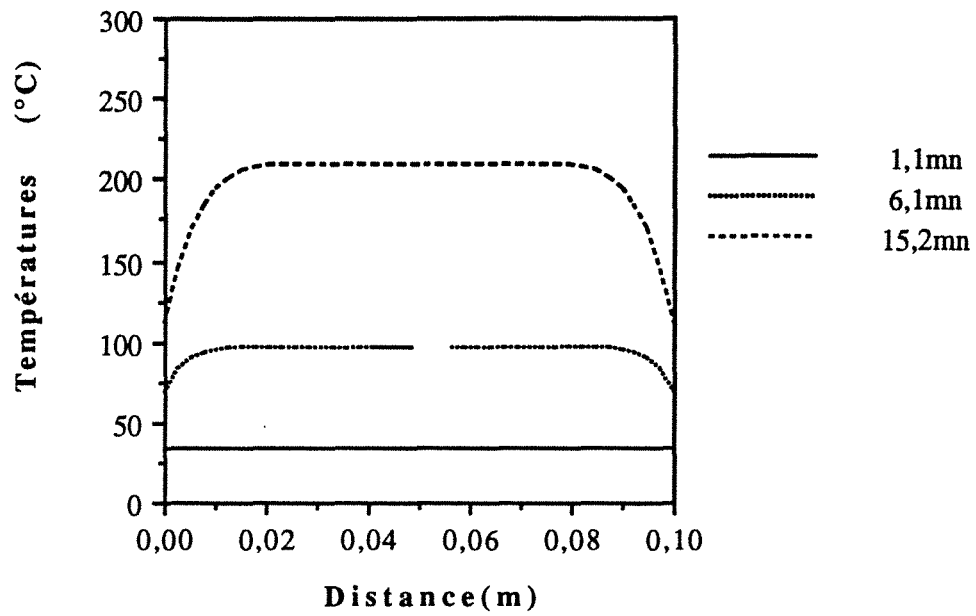
$e = 10\text{cm}$	$X = 50\%$	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 100000 \text{ Wm}^{-2}$
-------------------	------------	--	------------------------------

Profils de température
d'après Lambert(Figure 4b)

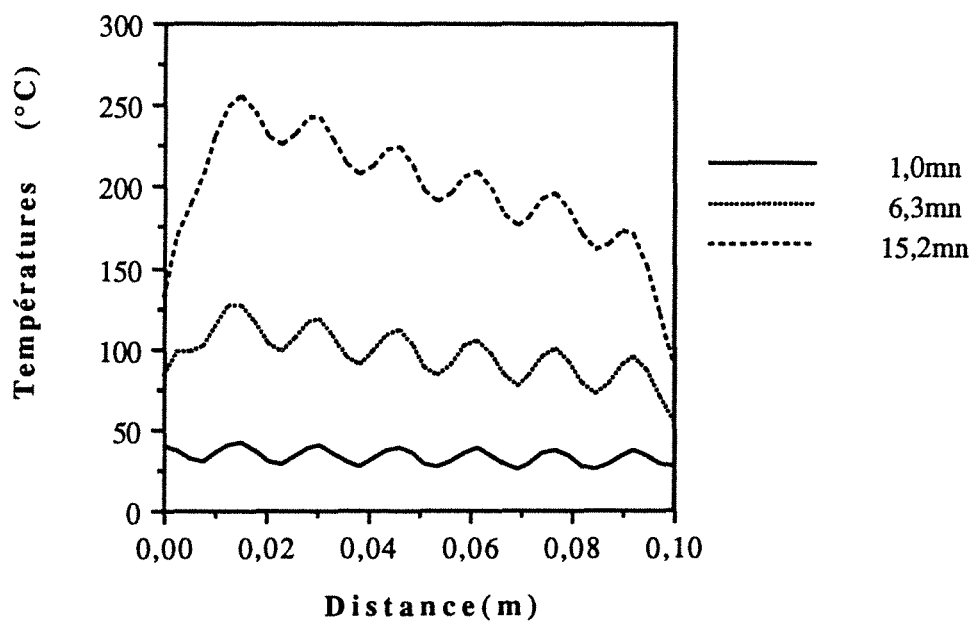


Cas n°4

Profils de température
pour une puissance uniforme (Figure 4c)



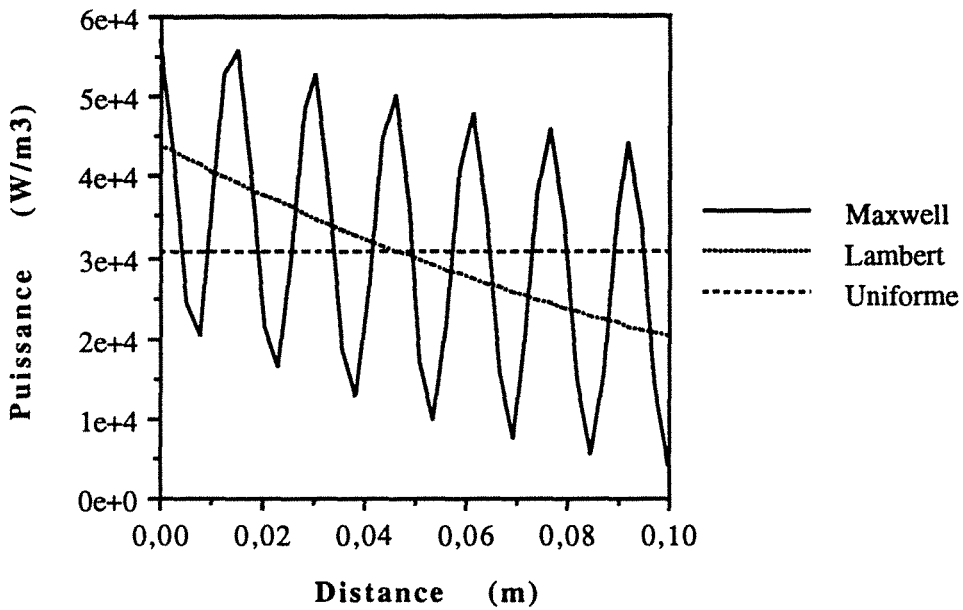
Profils de température
d'après Maxwell (Figure 4d)



Cas n°4

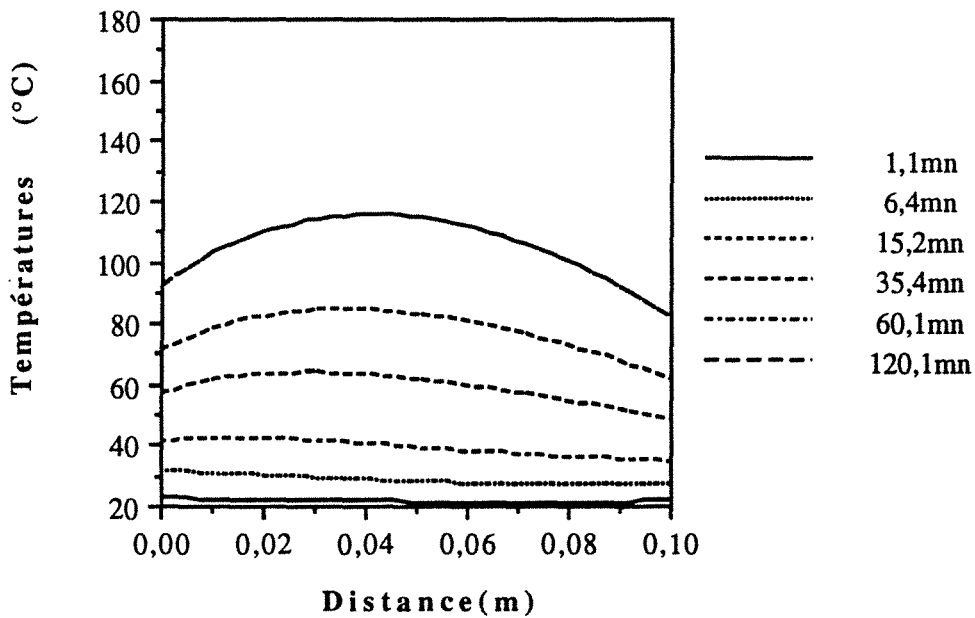
Profils de puissance

(Figure 5a)



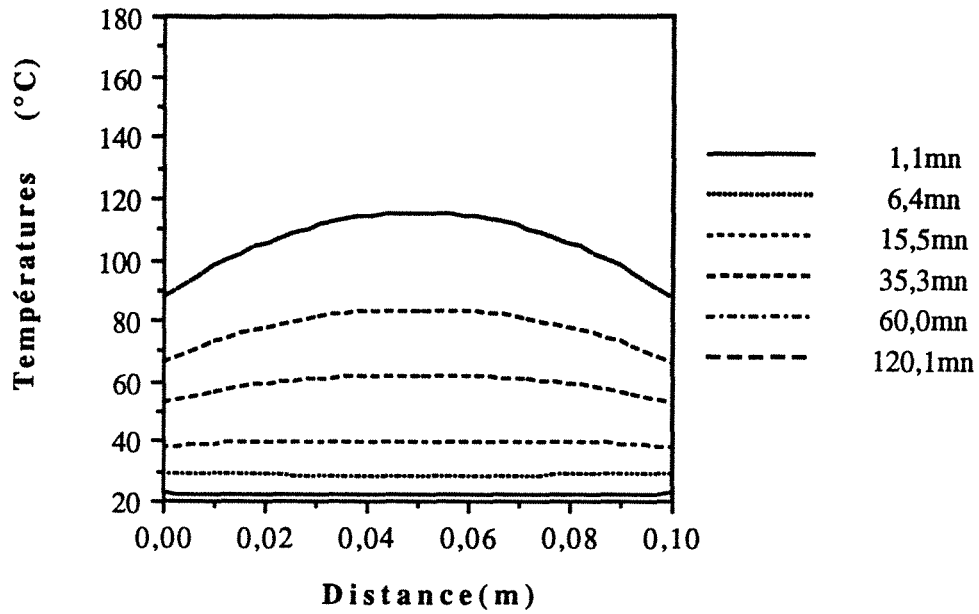
$e = 10\text{cm}$	$X = 50\%$	$\lambda = 1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 10000 \text{ Wm}^{-2}$
-------------------	------------	--	-----------------------------

Profils de température
d'après Lambert(Figure 5b)

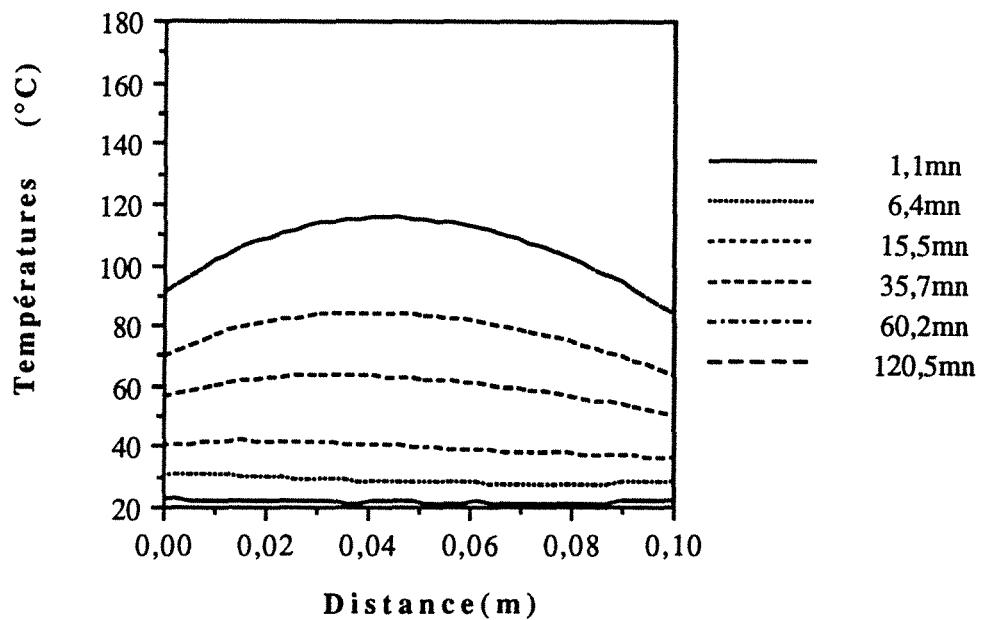


Cas n°5

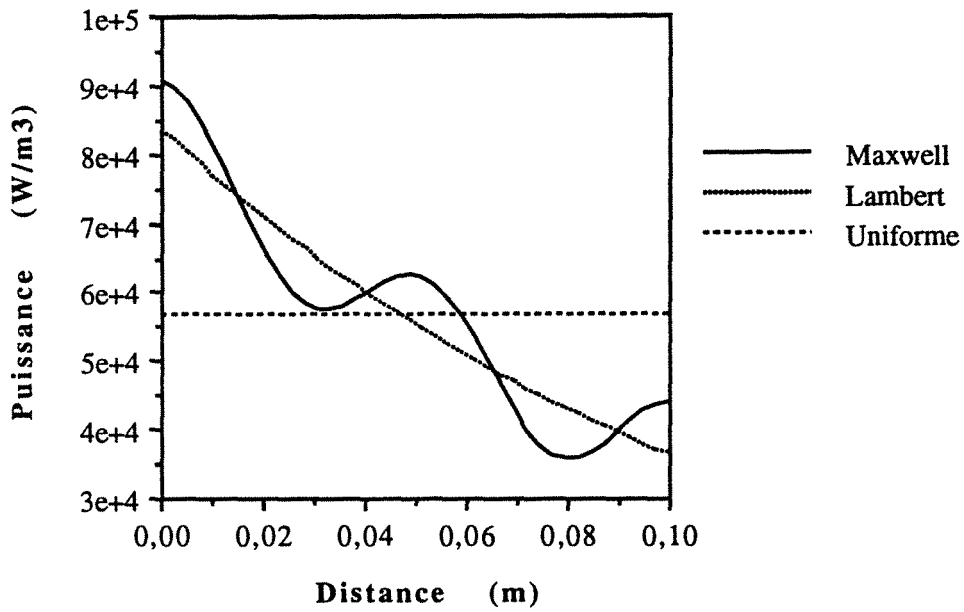
Profils de température
pour une puissance uniforme (Figure 5c)



Profils de température
d'après Maxwell (Figure 5d)

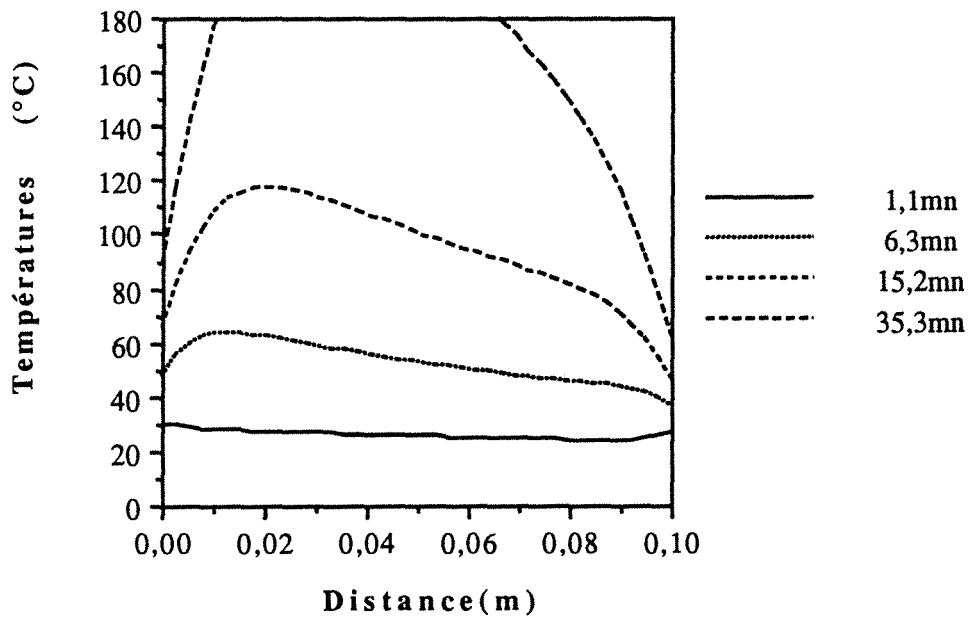


Cas n°5

Profils de puissance(Figure 6a)

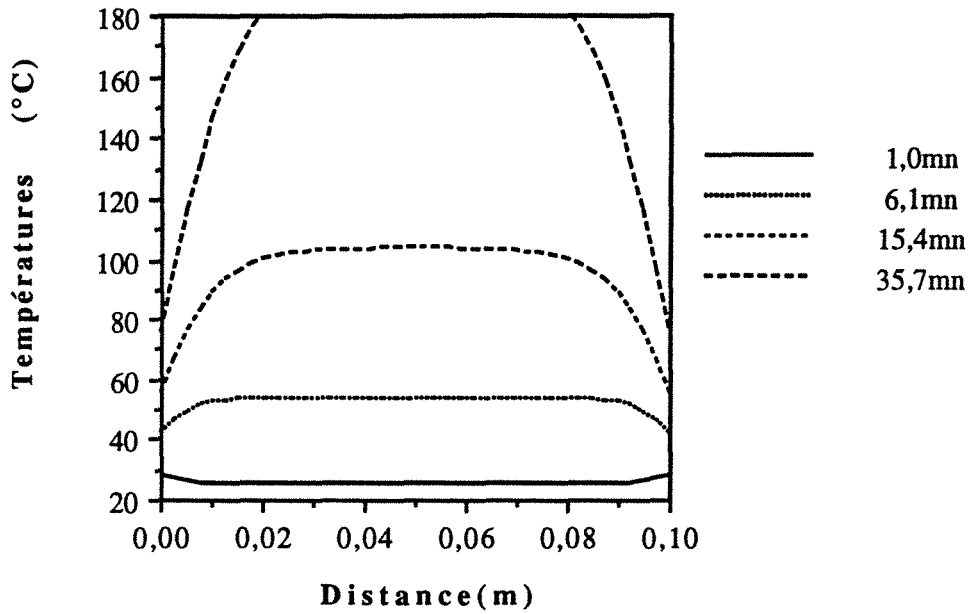
$e = 10\text{cm}$	$X = 10\%$	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$P = 10000 \text{ Wm}^{-2}$
-------------------	------------	--	-----------------------------

Profils de température
d'après Lambert(Figure 6b)

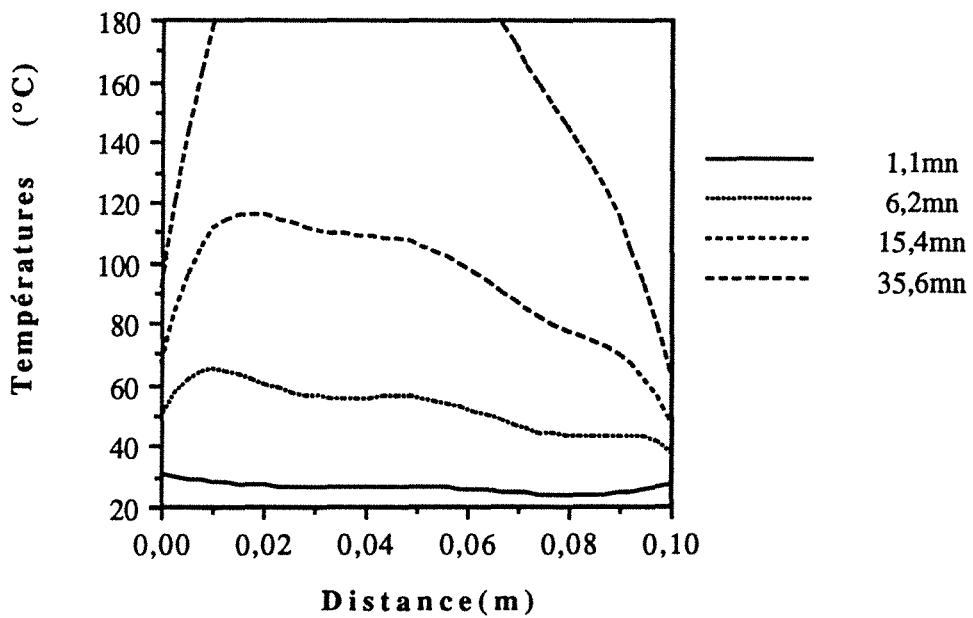


Cas n°6

Profils de température
pour une puissance uniforme(Figure 6c)



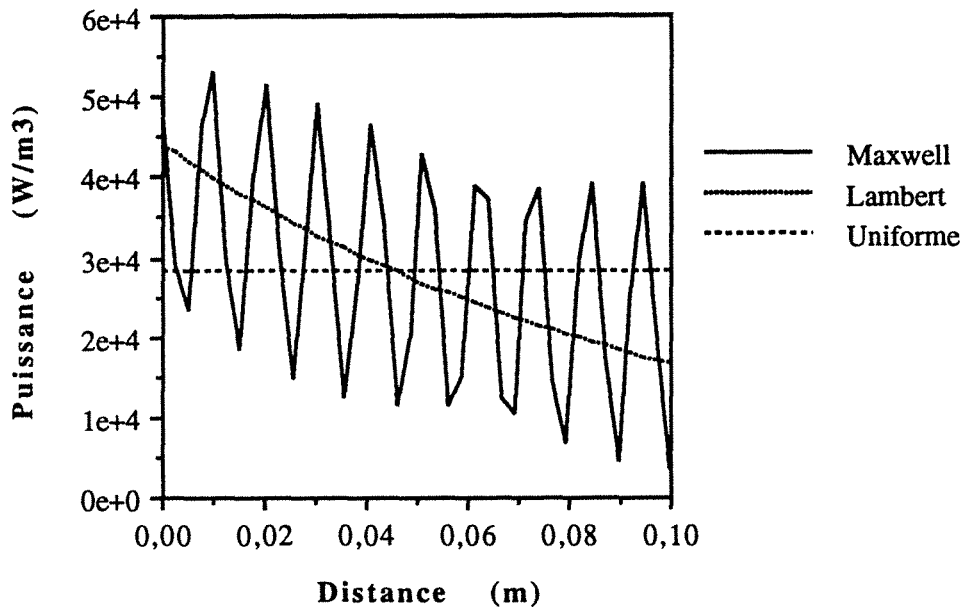
Profils de température
d'après Maxwell (Figure 6d)



Cas n°6

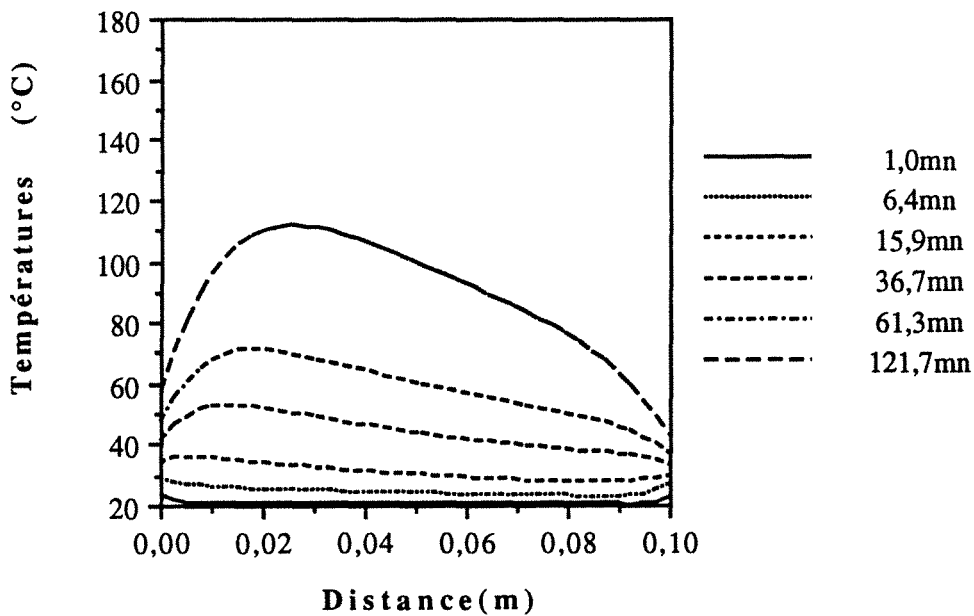
Profils de puissance

(Figure 7a)



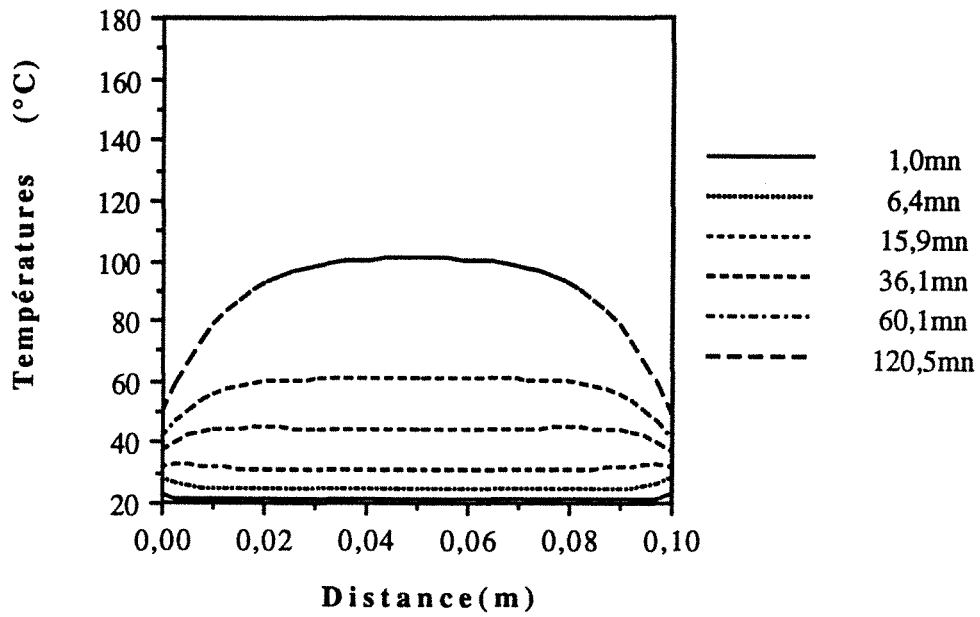
e = 10cm	X = 100 %	$\lambda = 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	P = 10000 Wm^{-2}
----------	-----------	--	----------------------------

Profils de température
d'après Lambert (Figure 7b)

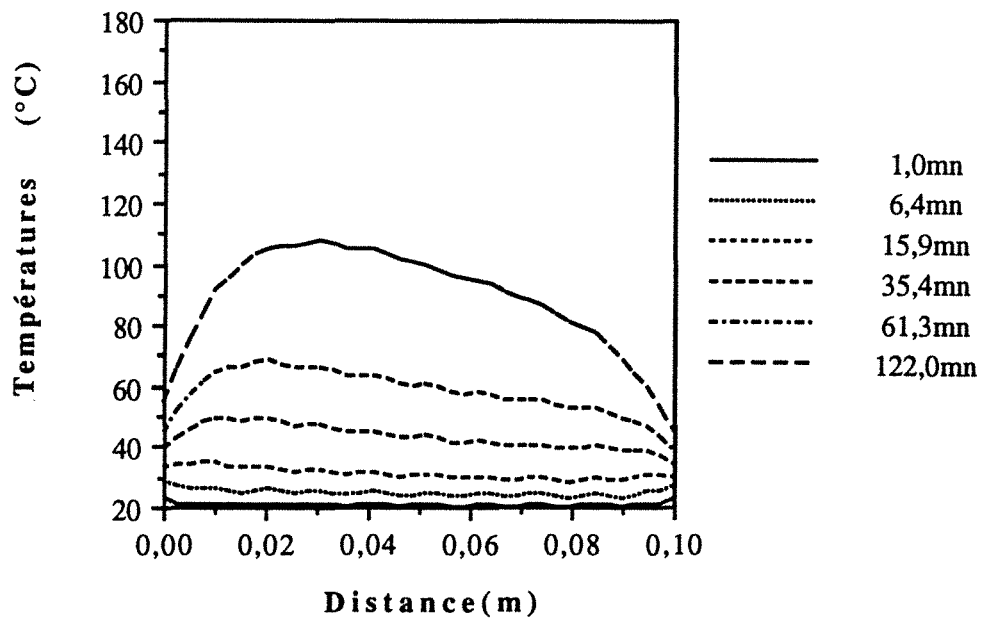


Cas n°7

Profils de température
pour une puissance uniforme (Figure 7c)



Profils de température
d'après Maxwell (Figure 7d)



Cas n°7

PARTIE C

"COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE"

AVANT PROPOS

L'objectif de cette partie est de valider le modèle. Deux types d'expériences ont été menés. L'un s'articule autour d'une cavité multimode (four domestique). Il nous a permis une validation qualitative du modèle et la mise au point de l'instrumentation. L'autre série d'expériences a été réalisée sur une installation située au Laboratoire de Physico-Chimie Industrielle, à l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques de Nancy. Le dispositif, réalisé autour d'un guide d'onde surdimensionné, possède une instrumentation très complète pour la partie micro-ondes comme pour la partie aérothermique. Les résultats obtenus dans le second cas ont permis une approche plus quantitative de la validation.

C.I. ESSAIS EN CAVITE MULTIMODE

C.I.1 Dispositif expérimental

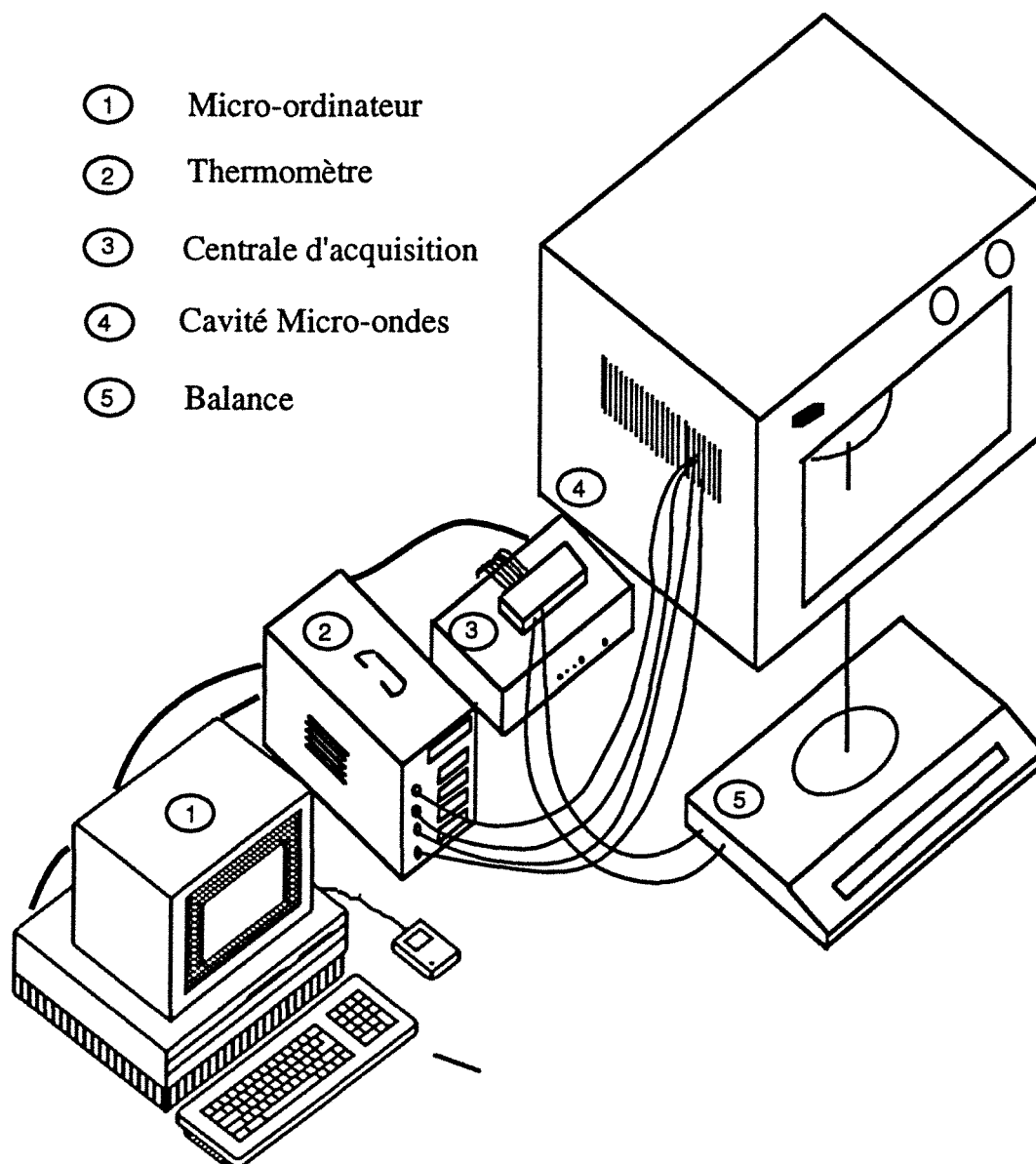


Figure C1-1 Schéma du dispositif expérimental utilisant une cavité multimode

L'élément principal du dispositif expérimental est une cavité multimode de type four domestique de dimensions 180x395x275mm. Le magnétron délivre une puissance de l'ordre de 700 W à une fréquence de 2450 MHz. Nous n'avons pas utilisé le réglage de la puissance disponible. En effet, celui-ci s'effectue par une coupure plus ou moins brève du fonctionnement sur un cycle de 20 secondes environ. Il est apparu réaliste de ne pas introduire comme paramètre supplémentaire, la durée de fonctionnement du magnétron, alors que nous ne disposons pas de mesure de puissance. En conséquence, la densité de puissance volumique des essais effectués dans cette cavité est de l'ordre de 10 W.cm^{-3} , si nous négligeons la part d'énergie réfléchie vers le magnétron.

La cavité a subi quelques transformations pour assurer un meilleur échange convectif à l'intérieur, un refroidissement plus efficace du magnétron, et la pesée en continu de l'échantillon.

L'instrumentation comprend un thermomètre fluoro-optique à 4 sondes géré par un microordinateur. Celui-ci enregistre aussi d'autres données expérimentales collectées par une centrale d'acquisition. Outre la pesée en continu déjà citée, cette dernière reçoit les signaux délivrés par des capteurs de pressions, sur lesquels nous allons revenir.

Après plusieurs essais, nous avons opté pour la forme d'échantillon présentée sur la figure C1-2. Ceux-ci sont des cylindres de béton cellulaire enrobés, sur leur face latérale, de résine renforcée par un tissu de fibres de verre. Les extrémités sont laissées libres. Cette forme a pour avantages d'assurer un caractère monodimensionnel aux transferts de masse, et un chauffage par micro-ondes assez uniforme du fait de ses faibles dimensions. En outre, cette géométrie autorise des niveaux de pression non négligeables pour un matériau poreux plutôt perméable.

L'implantation des sondes est résolue grâce à l'emploi de matériaux faiblement absorbants vis à vis des micro-ondes: téflon et silicone non chargé. Des

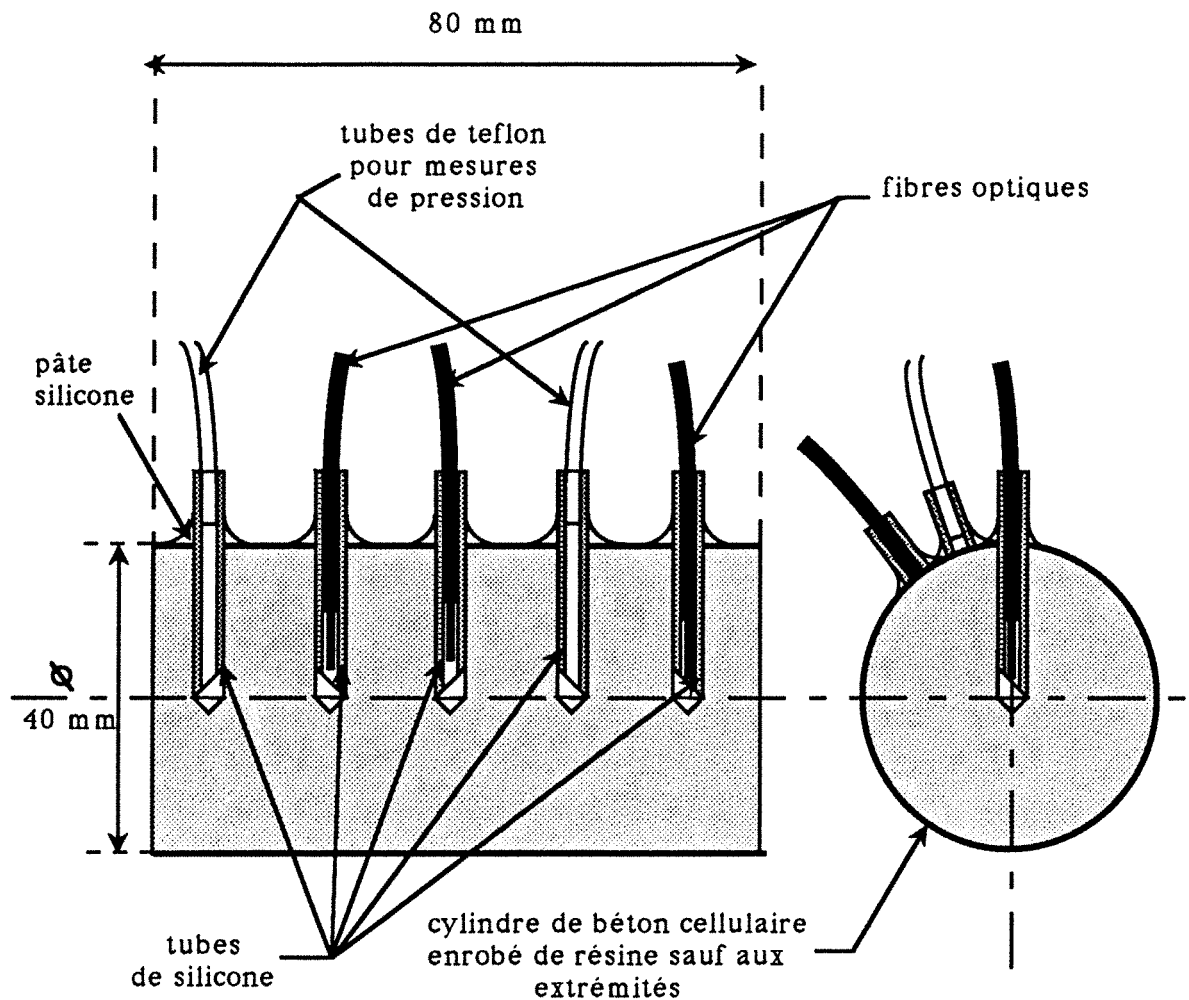


Figure C1-2 Schéma de l'échantillon utilisé.

tubes de silicone de diamètre intérieur 1,2 mm et de diamètre extérieur 3 mm, taillés en biseau à leur extrémité sont introduits dans des perçages de diamètre légèrement supérieur jusqu'au coeur du cylindre. Ils y sont collés par de la pâte

silicone translucide sur presque toute leur longueur. Seule l'extrémité à coeur est exempte de colle. Une couronne de silicone achève d'assurer l'étanchéité entre le tube et la résine enveloppant le béton cellulaire. La précaution supplémentaire de ne pas les aligner est censée éviter l'existence d'un plan longitudinal particulier

Cette technique présente un avantage indéniable, car il suffit de glisser la fibre optique gainée ou un tube de téflon d'un diamètre adéquat pour mesurer la température ou la pression au coeur de l'échantillon. En effet, l'élasticité du tube de silicone suffit à assurer une étanchéité testée jusqu'à deux bars de surpression. Il faut néanmoins prendre la précaution de bien nettoyer les perçages de la poussière: si l'on n'y prend pas garde il y a risque de colmatage des prises de pression.

C.I.2 Mesures de température

L'appareil de mesure est un thermomètre fluoro-optique à quatre voies fabriqué par la société Luxtron. La transmission du signal optique est réalisée à l'aide de fibres optiques comme nous l'avons déjà dit. Celles-ci sont gainées de téflon pour les protéger et supportent une gamme de température de -190 à 300°C. Le diamètre de l'extrémité n'excède pas un millimètre La partie sensible est un produit à base de phosphore. Lorsque celui-ci est activé par un signal lumineux d'une longueur d'onde voisine de 0,45 μm , bleu violet, il réémet dans le rouge sombre, soit 0,65 μm . La constante de temps de la fluorescence, quelques millisecondes, dépend quasi linéairement de la température. Par comparaison avec une courbe d'étalonnage, on obtient ainsi une mesure de la température du phosphore. La conversion se fait de façon automatique, et afin d'accroître la précision, la valeur retenue résulte d'une suite d'excitations. On peut estimer la précision de la mesure à quelques dixièmes de degrés, si l'on se situe dans un intervalle de largeur 100°C centré autour du point de calibration.

C.I.3 Mesures de pression

Les tubes de silicone sont reliés à des capteurs de pression placés à l'extérieur de la cavité par des tubes en téflon de très faible diamètre et remplis d'huile de vaseline afin de limiter le volume mort. Nous avons vérifié que ce fluide n'absorbait pas trop les micro-ondes et que sa viscosité n'induisait pas de temps de réponse conséquent. Cette technique est dérivée de celle utilisée par Moser [53] pour le séchage convectif du bois, où le ménisque gaz-huile était placé dans la veine en évitant ainsi la condensation de la vapeur sur ce dernier. Dans notre cas, cet effet est négligé car nous n'avons pas trouvé de solution idéale. Dans l'hypothèse où la vapeur d'eau vient se condenser sur le ménisque, en retrouvant sa forme liquide l'eau redevient capable d'absorber une partie de l'énergie micro-ondes, pour s'évaporer à nouveau. De plus, ce qui se passe au niveau du capillaire est sans aucun doute assez proche de ce qui peut se produire au sein du milieu au voisinage d'un flot liquide.

Les capteurs utilisés, fabriqués par Schlumberger possèdent une étendue de mesure de 0 à 1 bar. La mesure repose sur la déformation d'une membrane semi-conductrice. Le capteur délivre sans conditionnement un signal de quelques dizaines de millivolts pour la tension d'alimentation choisie. Le signal est alors enregistré par l'intermédiaire d'une centrale d'acquisition et traité *a posteriori*.

C.I.4 Résultats expérimentaux

Le résultat présenté est caractéristique de tous ceux obtenus dans la cavité multimode. Ces expériences sont effectuées avec un échange convectif assez faible dans les conditions ambiantes sans contrôle, ni régulation des paramètres. La cavité est chargée par de l'eau afin de limiter le niveau de puissance et éviter une surpression trop forte. Pour cet essai, cinq tubes de silicone ont été implantés dans l'échantillon. Trois sont occupés par des fibres optiques, respectivement au centre, à mi-longueur et à proximité de l'extrémité. Toutes trois sont situées du même côté

du plan de symétrie parallèle à la base du cylindre. Les sondes de pression sont sensiblement les symétriques par rapport à ce plan des sondes de température les plus externes.

La figure C1-3 présente la perte de teneur en eau pondérale et les surpressions en fonction du temps. Les évolutions temporelles des trois températures sont représentées sur la figure C1-4.

Pour commencer par un aperçu global, décrivons l'évolution de la perte de masse. Elle se décompose en quatre parties:

. une période de mise en régime où toute l'énergie reçue est convertie en chaleur sensible et contribue à une élévation de température générale du milieu sans perte de masse notable ($0 \leq t \leq 5$ mn).

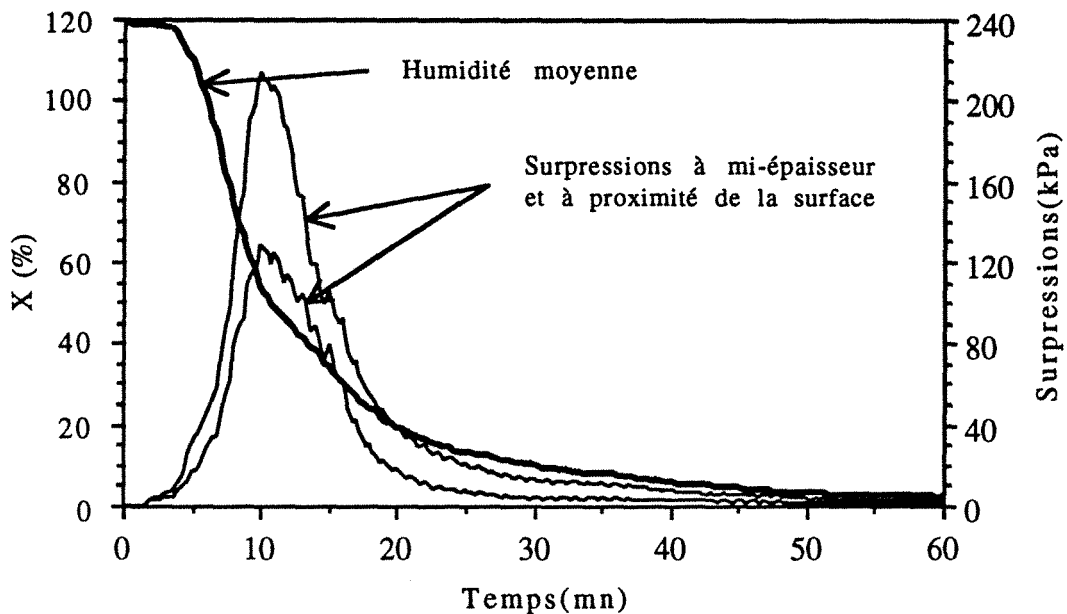


Figure C1-3 Evolution temporelle de l'humidité moyenne et des surpressions internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

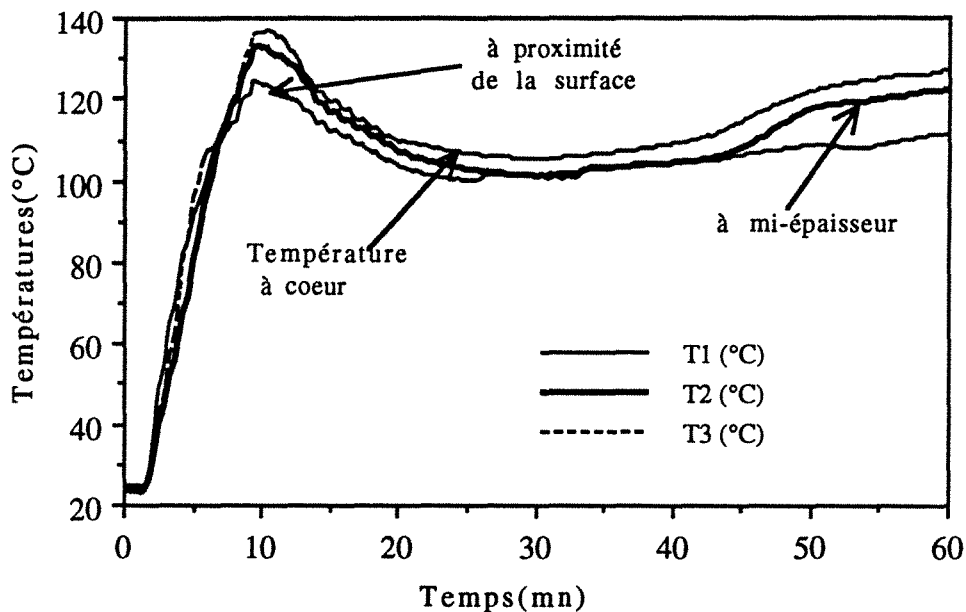


Figure C1-4 Evolution temporelle des températures internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

. lorsque la température croît dans le milieu, la pression interne augmente sous l'effet de la vaporisation interne, et entraîne l'expulsion du liquide par la frontière perméable de l'échantillon. Cet effet est visible par la forte pente de la courbe d'humidité ($5 \leq t \leq 10$ mn). On peut noter la bonne concordance entre la pression mesurée, et la pression de vapeur saturante à la température mesurée puisque la pression de vapeur saturante à 130°C est de l'ordre de 265 kPa.

. L'expulsion de liquide diminuant, le transfert de masse s'effectue de plus en plus sous forme gazeuse, parallèlement à l'augmentation de la perméabilité à la phase gazeuse ($10 \leq t \leq 25$ mn). Cette augmentation explique la décroissance de la pression, et corrélativement celle des températures

. Suit ensuite un palier des températures au voisinage de 100°C qui montre bien que toute l'énergie fournie sert à évaporer le liquide ($25 \leq t \leq 30$ mn). Lorsque la teneur en eau du milieu diminue, une part croissante de l'énergie reçue sert à augmenter l'énergie sensible du milieu ($t \geq 30$ mn) Cette dernière est évacuée par conduction interne, puis par convection vers l'extérieur. Les

températures semblent tendre vers un pseudo-équilibre avec le milieu ambiant. Nous n'avons pas détecté de phénomènes d'emballement thermique dans le cadre de ces manipulations.

C.I.5 Comparaison avec la théorie

Ne disposant pas de mesure de la puissance absorbée par l'échantillon nous devons nous contenter de comparaison qualitative. La puissance volumique utilisée dans les simulations provient d'un calcul approximatif de celle-ci à partir de la perte de masse durant la phase de séchage où toute l'énergie est censée contribuer à l'évaporation du liquide.

C.I.5-1 Puissance globale constante dans le temps

Dans un premier temps, nous nous attachons à raisonner avec une puissance absorbée par l'échantillon constante, en supposant que toute l'énergie émise par le magnétron est absorbée par l'échantillon. Ainsi nous faisons abstraction de la puissance réfléchiée vers le générateur. L'intérêt de cette démarche réside dans sa simplicité, et permet de tester le modèle de façon qualitative. En outre, l'énergie est répartie spatialement proportionnellement au facteur de pertes ϵ'' dont on trouvera l'expression en Annexe II. Ainsi les zones humides sont privilégiées, en utilisant la formulation locale suivante:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\epsilon''(X)}{\frac{1}{V} \int \epsilon''(X) dV} \quad \text{avec} \quad P_0 = 10^6 \text{ W.m}^{-3} \quad [1]$$

Les deux figures suivantes C1-5 et C1-6 sont à comparer aux deux figures

précédentes. On distingue bien les phases précédemment décrites. La différence la plus notable est une surpression qui reste trop importante après la phase de ruissellement. Cette dernière est due soit à une puissance reçue trop forte, soit à une perméabilité du milieu trop faible. Et, il faut attendre que le centre de l'échantillon entre dans le domaine hygroscopique pour voir la pression décroître. D'autre part, à la fin du séchage, on assiste à une augmentation brusque des températures. A cet instant, l'hypothèse de puissance constante est particulièrement irréaliste, car le milieu voit sa faculté d'absorber les micro-ondes diminuer.

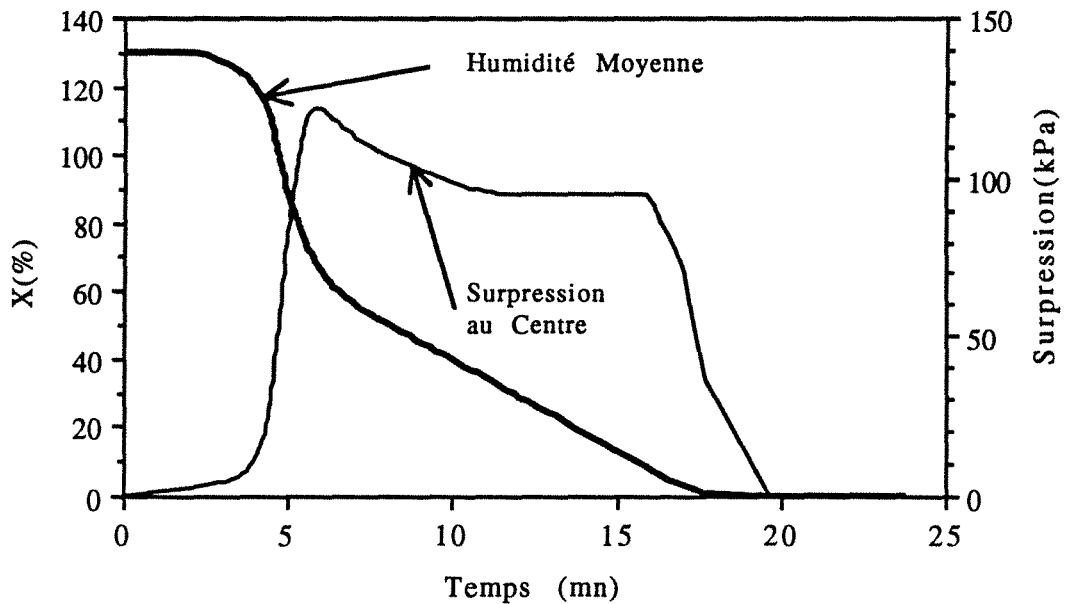


Figure C1-5 Evolution temporelle de la perte d'humidité et de la surpression théoriques pour une puissance globale constante dans le temps.

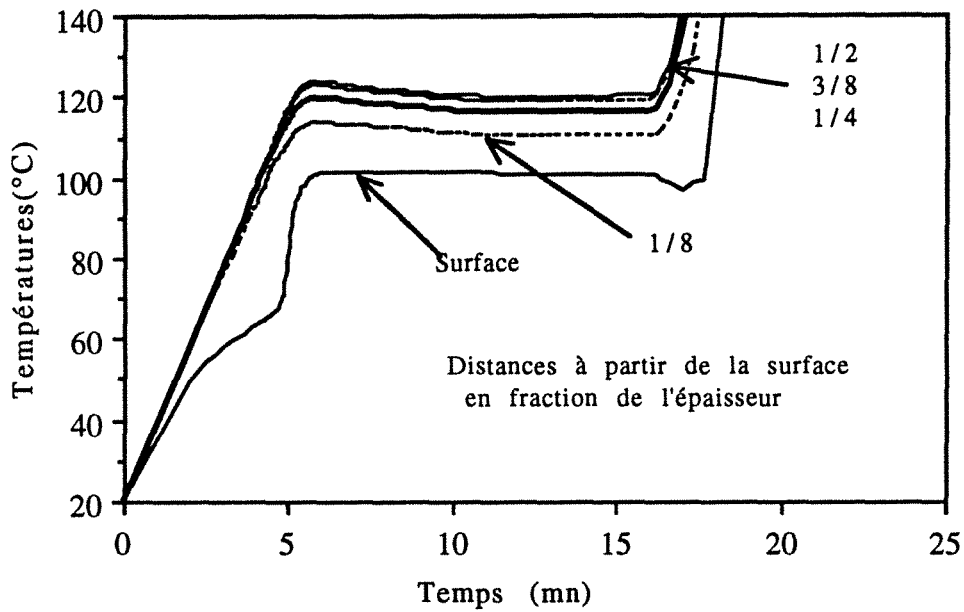


Figure C1-6 Evolution temporelle des températures théoriques pour une puissance globale constante dans le temps.

C.1.5-1 Champ constant

Ensuite, la puissance locale est formulée proportionnellement à la puissance globale, et au facteur de perte selon l'expression [2].

$$P = P_0 \varepsilon^n(X) \quad [2]$$

Si l'on se reporte à l'équation [18] de la partie B2, on s'aperçoit que l'on tend ainsi à raisonner à champ local constant.

Les résultats du modèle sont présentés sur les figures C1-7 et C1-8 et sont à comparer avec les figures C1-3 et C1-4.

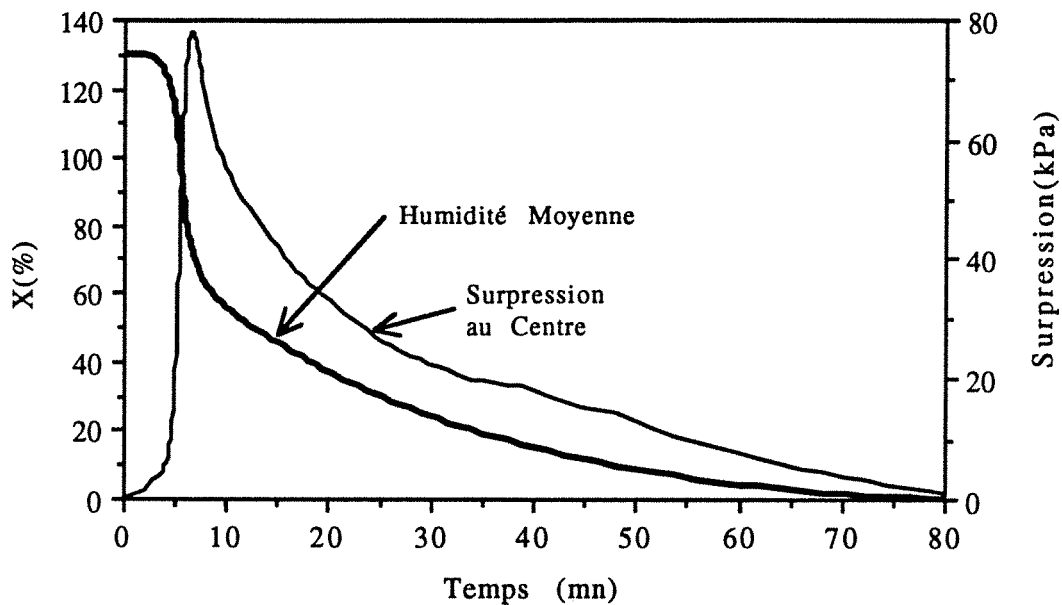


Figure C1-7 Evolution temporelle de la perte d'humidité et de la surpression théoriques pour une puissance calculée à champ constant.

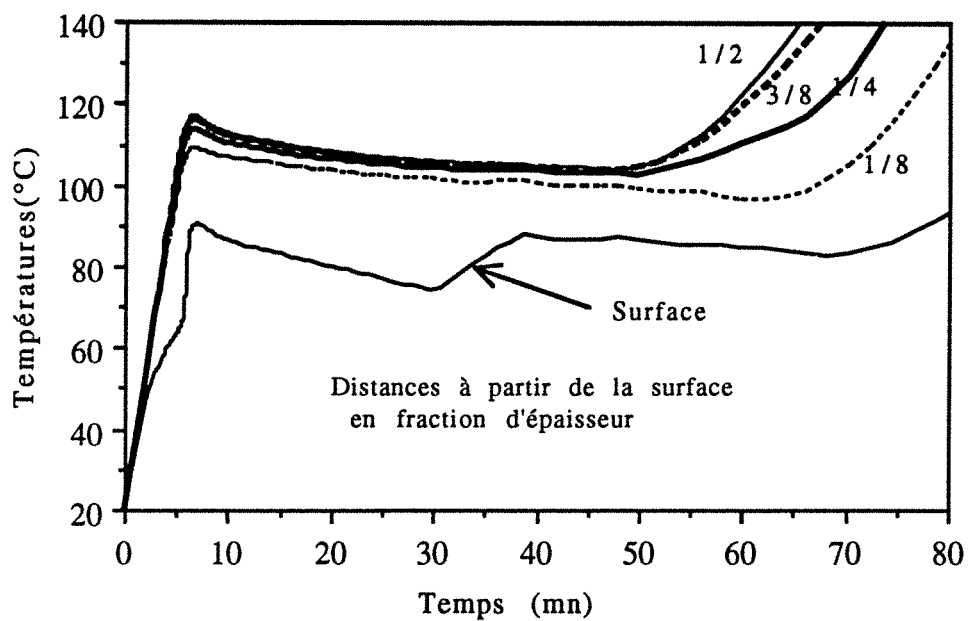


Figure C1-8 Evolution temporelle des températures théoriques pour une puissance calculée à champ constant

Sur la figure C1-7 on retrouve une évolution temporelle de l'humidité très proche de celle de l'expérience. Il en est de même pour les quatre périodes précédemment décrites. La phase de ruissellement est remarquablement bien simulée par le modèle, avec la montée correspondante des températures. La température maximale atteinte diffère sensiblement, et traduit une surpression plus faible que dans le cas précédent. A ce propos, il faut prendre conscience que dans le modèle choisi pour décrire l'évolution de la perméabilité de chaque phase, la façon dont la perméabilité gazeuse tend vers zéro au voisinage de la saturation est essentielle et conditionne fortement la description du ruissellement. L'évolution théorique temporelle de la pression montre une décroissance du pic légèrement plus lente qu'expérimentalement; le même phénomène est visible pour les températures.

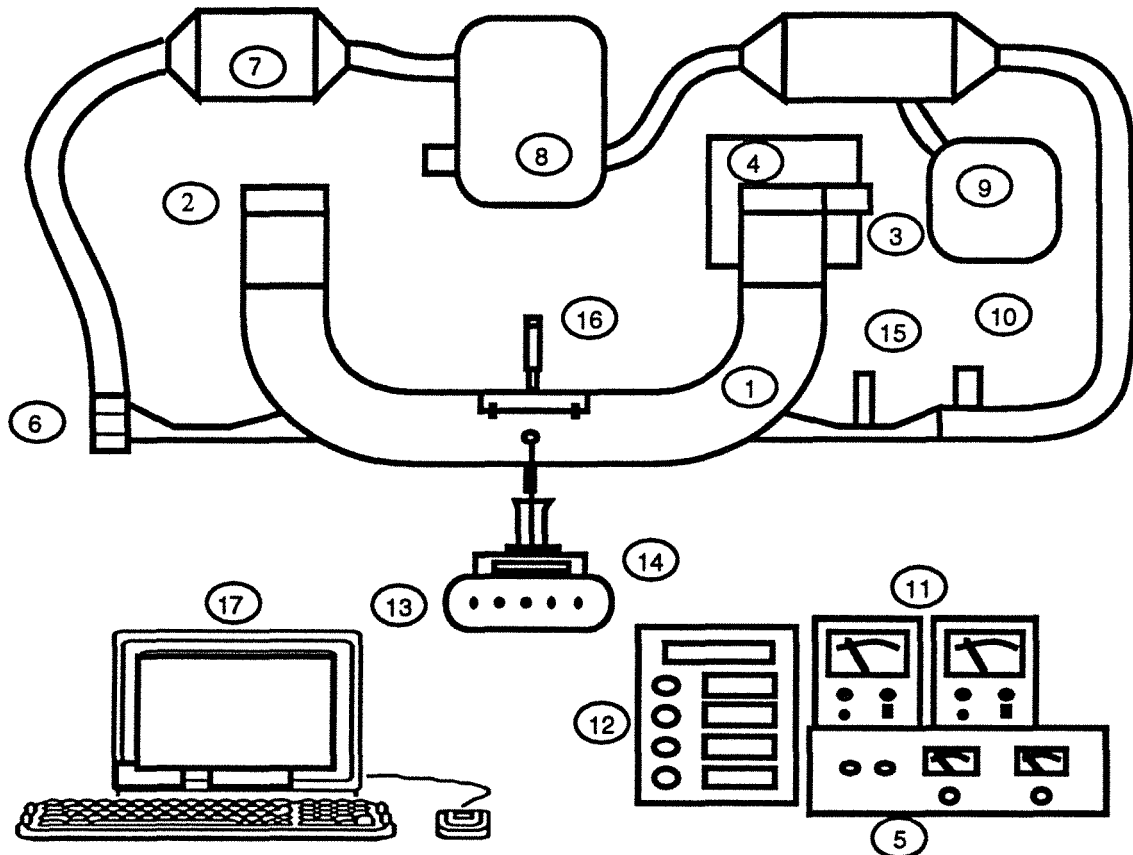
Le modèle décrit avec satisfaction la dernière phase du séchage, lorsque le milieu atteint progressivement le domaine hygroscopique en commençant par le centre. L'énergie se transformant en chaleur sensible les températures s'élèvent progressivement. L'action refroidissante de l'échange convectif est bien visible sur la surface. La remontée de la température de surface autour de 40 minutes est à imputer à l'entrée dans le domaine hygroscopique de la surface, et à la réduction consécutive de l'évaporation en surface.

C.I.6 Conclusion

Cette première partie a permis la mise au point de l'instrumentation ,et les deux types de simulations effectués nous apportent la certitude que le modèle est en mesure de décrire le séchage combiné convection-micro-ondes. Mais la question demeure de savoir dans quelle mesure, au cours du séchage, varie la puissance absorbée par l'échantillon? C'est en partie cette interrogation qui a conduit à la série d'expériences décrites dans la partie suivante, où des informations supplémentaires ont pu être recueillies et ont permis un aspect plus quantitatif de la validation.

C.II. ESSAIS EN CAVITE MONOMODE

C.II.1 Description de l'installation



Partie Microonde

- 1 - Guide d'Onde
- 2 - Charge à Eau
- 3 - Circulateur
- 4 - Magnétron
- 5 - Réglage de la Puissance MO

Partie Convective

- 6 - Ventilateur
- 7 - Condenseur
- 8 - Déshumidificateur
- 9 - Humidificateur
- 10 - Chauffage

Instrumentation

- 11 - Milliwattmètres HF
- 12 - Thermomètre à Fibres Optiques (4)
- 13 - Centrale d'Acquisition & Capteurs de Pression
- 14 - Balance
- 15 - Anémomètre
- 16 - Pyromètre Optique
- 17 - Micro-Ordinateur

Figure C2-1 Schéma de l'installation

Ce deuxième type d'expérience a été réalisé en collaboration avec le Laboratoire de Physico Chimie Industrielle dirigé par Monsieur le Professeur M. Roques, et situé à l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques à Nancy¹. Une boucle de séchage (Figure C2-1), mise au point par F. Zagrouba, y était installée dans le but d'effectuer une étude sur le séchage combiné convection micro-ondes des matériaux déformables et fins, en l'occurrence des gels. Les conditions aérothermiques y sont parfaitement contrôlées par l'enchaînement d'un condenseur, d'un déshumidificateur, d'un humidificateur et d'une batterie de chauffe. Un ventilateur réglable assure le débit de fluide séchant. Les échantillons étant de petite taille, seule la puissance résiduelle présente de l'intérêt. Elle est mesurée par l'intermédiaire d'un milliwattmètre HF. Cette puissance résiduelle est ensuite absorbée par une charge à eau adaptée.

La veine est un guide d'onde surdimensionné de section rectangulaire 16x9 cm fonctionnant en onde progressive monomode. Il est alimenté par un magnétron à puissance réglable en continu de 0 à 1kW. La fréquence du signal est de 2450 MHz. Deux orifices situés sur les grands côtés horizontaux du guide permettent de mesurer la température de surface de l'échantillon par pyrométrie optique, et de peser ce dernier en continu.

Pour nos expériences, nous avons apporté diverses modifications à cette installation. En effet, vu la taille de nos échantillons, la puissance réfléchie par ces derniers risque de ne plus être négligeable. Par conséquent, un circulateur est inséré entre le magnétron et le guide d'onde. Ce dernier a pour effet de détourner l'onde réfléchie vers une charge à eau, et protège ainsi le générateur. De plus, cet ajout permet une mesure de la puissance réfléchie par l'intermédiaire d'un deuxième milliwattmètre HF.

La procédure d'évaluation de la puissance s'effectue en deux temps. Premièrement, les puissances réfléchie par la cavité et résiduelle sont mesurées en l'absence d'échantillon et pour un réglage de la puissance délivrée par le

¹ L'installation n'est plus à Nancy, mais a été déménagée à Pau à l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs en Génie des Technologies Industrielles dirigée par Monsieur le Professeur Roques

magnétron. Leur somme donne la puissance fournie par le magnétron hormis les pertes dans la cavité (Equation 1). Ensuite en cours d'expérience, les mêmes mesures sont enregistrées en continu (Equation 2).

$$P_{MO}^1 = P_{R\acute{e}sidualle}^1 + P_{R\acute{e}fl\acute{e}chie}^1 + P_{Pertes\ Cavit\acute{e}}^1 \quad [1]$$

$$P_{MO}^2 = P_{R\acute{e}sidualle}^2 + P_{R\acute{e}fl\acute{e}chie}^2 + P_{Pertes\ Cavit\acute{e}}^2 + P_{Produit}^2 \quad [2]$$

Si l'on fait les hypothèses raisonnables que le magnétron délivre la même puissance dans les deux cas, que les charges à eau sont adaptées, et que les pertes dans la cavité autres que celle induite par l'échantillon sont constantes, la puissance absorbée par le produit est donnée par:

$$P_{Produit}^2 = P_{R\acute{e}sidualle}^1 - P_{R\acute{e}sidualle}^2 + P_{R\acute{e}fl\acute{e}chie}^1 - P_{R\acute{e}fl\acute{e}chie}^2 \quad [3]$$

Par cette méthode, nous n'atteignons pas les pertes dans la cavité. Cependant, nous avons pu comparer la somme des mesures de puissance réfléchie et résiduelle à vide, et l'indication donnée par le potentiomètre de réglage de la puissance. Malgré des incertitudes sur la lecture, et sur la confiance à apporter à ce dernier, la comparaison n'a jamais fourni d'écart supérieur à 10% de la puissance mesurée.

D'autre part, grâce aux premières expérimentations, nous savons que l'eau liquide expulsée du milieu peut induire une erreur sur la puissance absorbée par l'échantillon. De plus, il apparaît très intéressant de mesurer la quantité d'eau pouvant être éliminée sous forme liquide, car cela représente un gain énergétique important.

Nous avons donc mis en place un entonnoir circulaire en téflon collé sur le fond du guide d'onde et qui recueille l'eau expulsée. Celle-ci s'écoule ensuite par l'orifice de passage de la tige de pesée (Figure C2-2) dans une éprouvette graduée posée sur la balance, et servant de support à la tige de pesée. Afin de discerner la part d'eau expulsée dans l'enregistrement de la masse, des relevés manuels du niveau d'eau en fonction du temps sont effectués jusqu'à l'arrêt de l'écoulement. La quantité d'eau exacte ayant ruisselé est déterminée *a posteriori* par pesée.

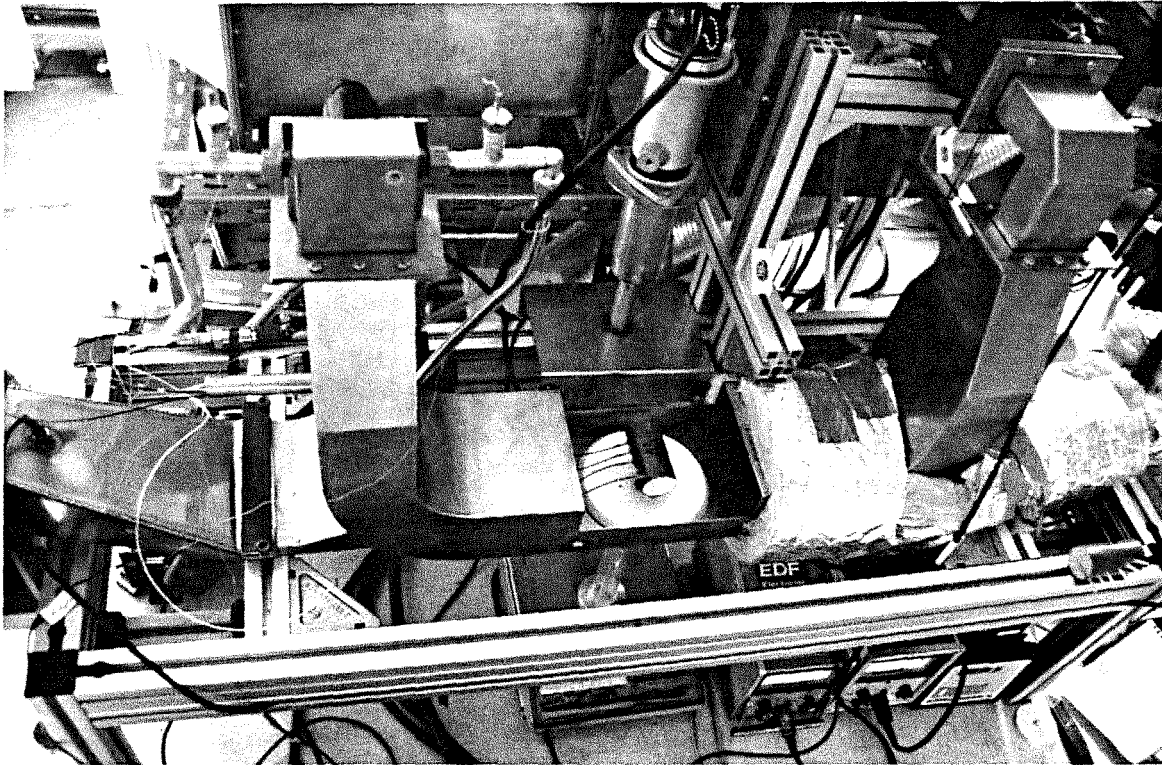


Figure C2-2 Dispositif de récupération de l'eau

Pour terminer la description du dispositif, les instruments de mesure de température et de pression mis en place lors des essais en cavité multimode ont été greffés sur cette nouvelle installation. Dans cette configuration, la boucle de séchage est en mesure de nous fournir un large éventail de données expérimentales. Les échantillons sont conformes à ceux utilisés dans la cavité multimode.

C.II.2 Résultats Expérimentaux

Cette nouvelle campagne d'essais a permis d'explorer différentes gammes de puissances, contrairement aux essais précédents où la densité volumique de puissance est toujours intense. Nous avons fait varier le rapport de l'énergie apportée par micro-ondes et de celle d'origine convective. Deux raisons justifiaient cette démarche: d'une part la phénoménologie pouvait différer suivant les conditions expérimentales, et d'autre part, si les micro-ondes apportent

toujours de l'énergie, l'échange convectif possède un rôle de chauffage ou de refroidissement et, pour de très faibles puissances micro-ondes, peut avoir un rôle régulateur intéressant à explorer. Ces essais ont été menés avec une température sèche de 50°C, une humidité relative de l'air faible 5% et une vitesse du fluide de l'ordre du mètre par seconde.

Nous ne présenterons ici que trois des expériences que nous avons conduites, et qui nous paraissent les plus caractéristiques. Les puissances nominales fournies par le magnétron sont respectivement de l'ordre de 90, 65 et 10 Watts.

Nous commencerons par le cas le plus proche de ce qui a déjà été présenté. La figure C2-3 présente la masse de l'échantillon. Sur ce même graphe, figurent aussi la masse d'eau ayant ruisselé et l'indication de la balance. Il apparaît clairement que la moitié de l'eau a été éliminée sous forme liquide dans les 15 premières minutes.

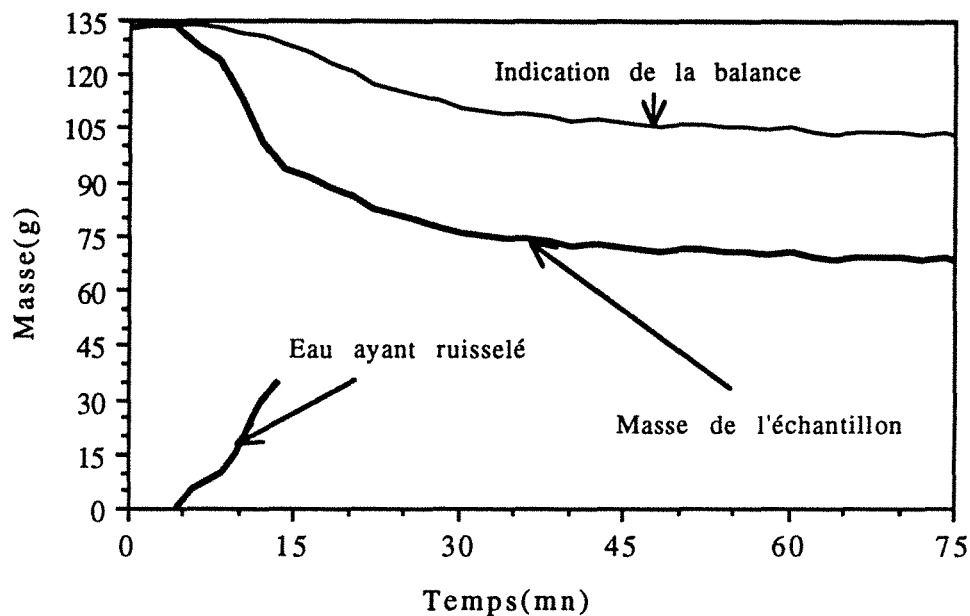


Figure C2-3 Evolution temporelle des masses de l'échantillon et de l'eau ayant ruisselé pour l'expérience à 90W en cavité monomode.



On a représenté sur la figure C2-4 le pic de pression de la phase gazeuse qui explique ce phénomène. Le point de mesure est situé à 26 mm de la surface perméable. La figure C2-5 donne l'évolution des températures en fonction du temps. Le pic lié à la surpression atteint presque 120°C. Pour la température correspondant le mieux à la position de la prise de pression on trouve 115°C, soit une pression de vapeur saturante d'environ 170 kPa à comparer aux 75 kPa de surpression mesurés. Cela prouve que les échantillons sont initialement bien saturés, et que la fraction d'air emprisonnée est minime.

D'ailleurs, la figure C2-6 vient appuyer cette affirmation car, elle compare les mesures de pression expérimentales à la courbe de pression de vapeur saturante dans le plan pression-température. Il est remarquable de constater que les points situés au dessus de la courbe théorique correspondent à la montée du pic de pression, et ce décalage dénote la présence d'air. Ce décalage s'amenuise progressivement, car l'air est progressivement éliminé et lors de la décroissance du pic la pression totale de la phase gazeuse est en concordance parfaite avec la pression de vapeur saturante.

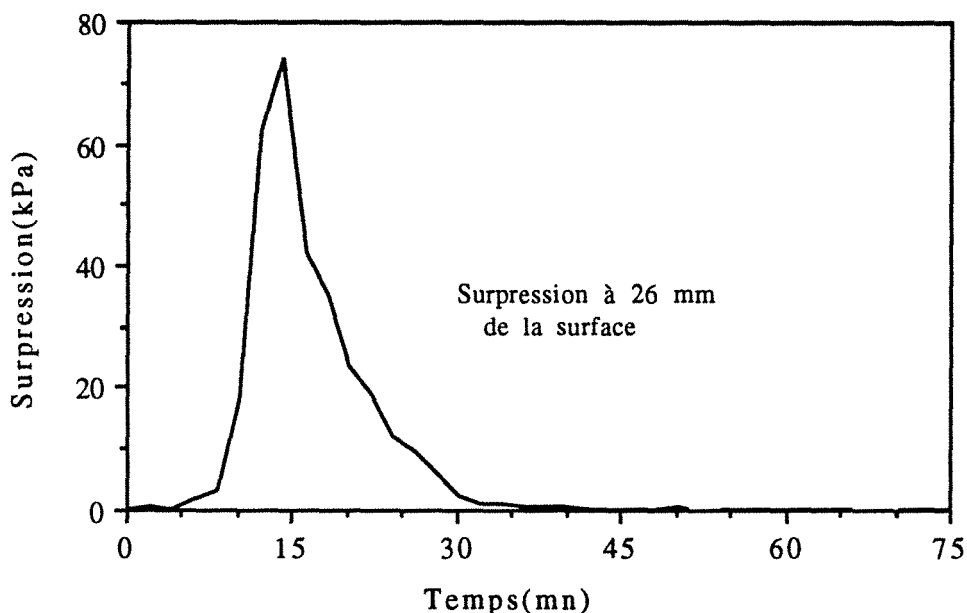


Figure C2-4 Evolution temporelle de la pression à 26 mm pour l'expérience à 90W en cavité monomode.



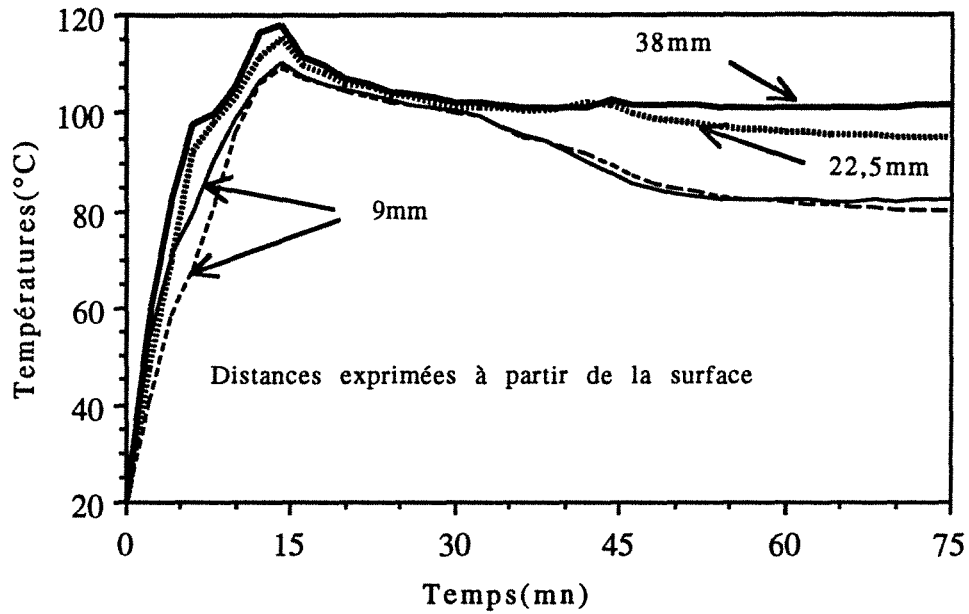


Figure C2-5 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 90W en cavité monomode.

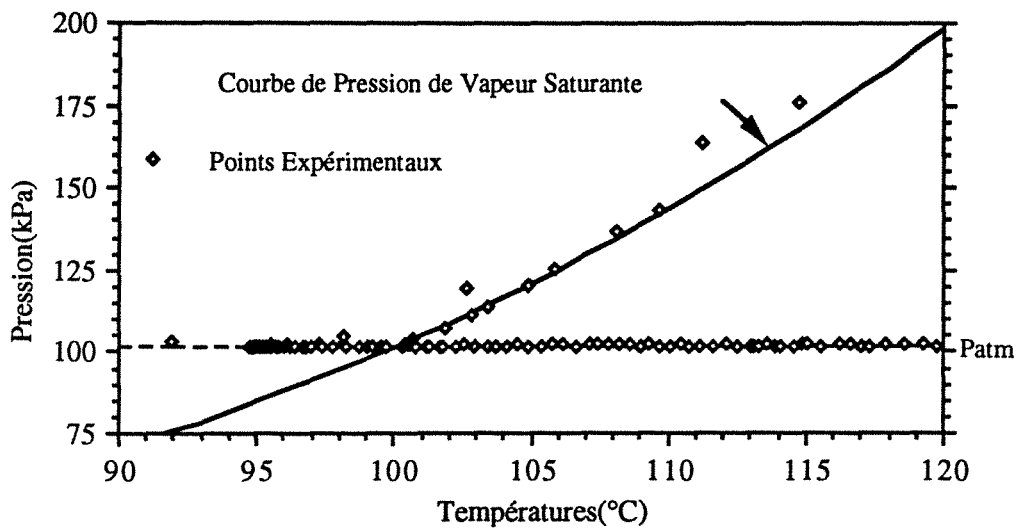


Figure C2-6 Comparaison entre la pression de vapeur saturante et la pression expérimentale.

L'information apportée par cette courbe valide notre technique de mesure. De même, toujours sur la figure C2-5, il n'existe pas de différence importante entre les deux mesures à 9 mm de la surface qui sont symétriques l'une par rapport à l'autre: la répartition de la puissance semble donc symétrique. On notera aussi le sens du gradient de température qui favorise nettement la diffusion de vapeur vers l'extérieur.

La puissance absorbée par l'échantillon est plus faible et plus sujette à des variations sensibles dans cette nouvelle cavité que dans l'ancienne. C'est en effet, ce que nous laisse présager la figure C2-5 présentant l'évolution des températures où celles-ci dépassent toutes 110°C lors de la phase d'expulsion, puis redescendent en dessous du point d'ébullition de l'eau pour la plupart.

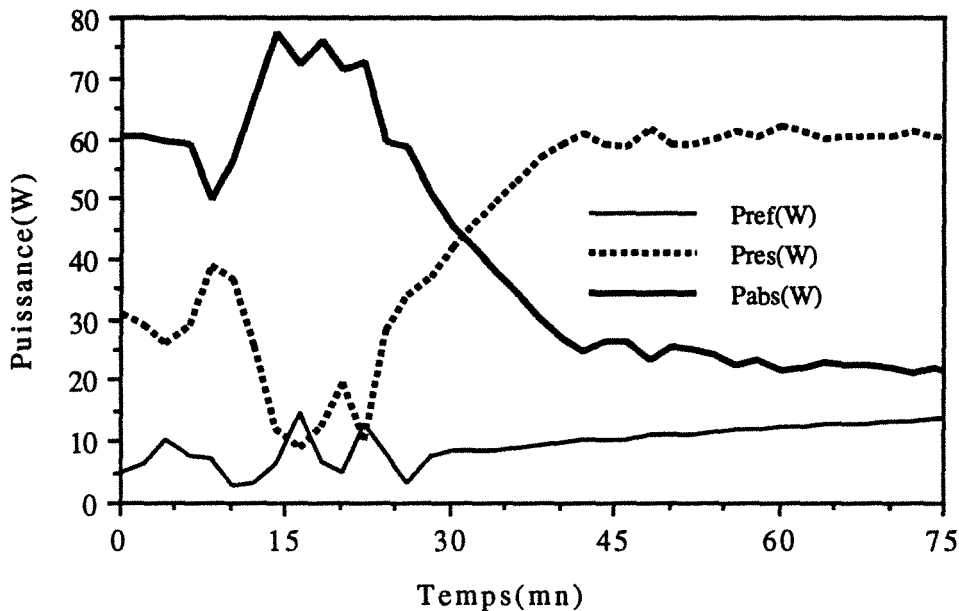


Figure C2-7 Evolution temporelle des puissances réfléchie, absorbée, et résiduelle, pour l'expérience à 90W en cavité monomode.

La figure C2-7 constitue un nouveau résultat puisqu'elle présente l'évolution temporelle des puissances absorbée, réfléchie, et résiduelle. Elle confirme les déductions faites à partir de l'évolution des températures. Comme on peut le voir les courbes présentent des oscillations, surtout dans les 30 premières minutes. Cette durée correspond à l'existence du pic de pression dont le maximum à 15 minutes marque sensiblement la fin de la récupération d'eau liquide. Ceci ne

veut pas dire pour autant la fin de l'apport liquide à la surface de l'échantillon, comme nous avons pu le constater lors des expériences en cavité multimode. En effet, la présence d'un film liquide peut être observée à la surface de l'échantillon où percent par endroits des bulles de gaz. Cette présence d'eau liquide sur la surface de l'échantillon est une explication possible de la diminution sensible de la puissance résiduelle constatée pour $9 \leq t \leq 15$ mn, d'autant plus qu'elle est associée à une remontée légère de la puissance réfléchie. Une autre cause vraisemblable est la présence d'eau dans l'entonnoir, car un laps de temps s'écoule entre le moment où l'eau est expulsée, et où elle est recueillie hors du guide d'onde.

Un autre aspect caractéristique de ces courbes se situe lorsque l'état de siccité de l'échantillon est avancé ($t \geq 45$ mn). Les puissances résiduelle et réfléchie évoluent en sens opposé en se compensant mutuellement, ce qui fait que la puissance absorbée demeure presque constante. Nous n'expliquons pas ce phénomène si ce n'est par une variation, en fonction de la température, de la permittivité de la résine enrobant le cylindre. En effet, celle du béton cellulaire sec n'a pas montré de variation significative.

L'essai à 65 watts montre des résultats tout à fait en accord avec l'essai précédent (Figures C2-8-9-10-11). Une des caractéristiques est une dilatation temporelle des phénomènes due à la puissance plus faible. Les différentes grandeurs atteignent généralement des maxima plus faibles. Néanmoins, la quantité d'eau expulsée est la même: en effet, la surpression maximale est plus faible mais le rôle de la pression est plus étendu dans le temps (50 mn). Le niveau maximal des températures se situe autour de 110°C , et est parfaitement corroboré par la surpression de 50kPa: la pression de vapeur saturante à 110°C est de 143 kPa.

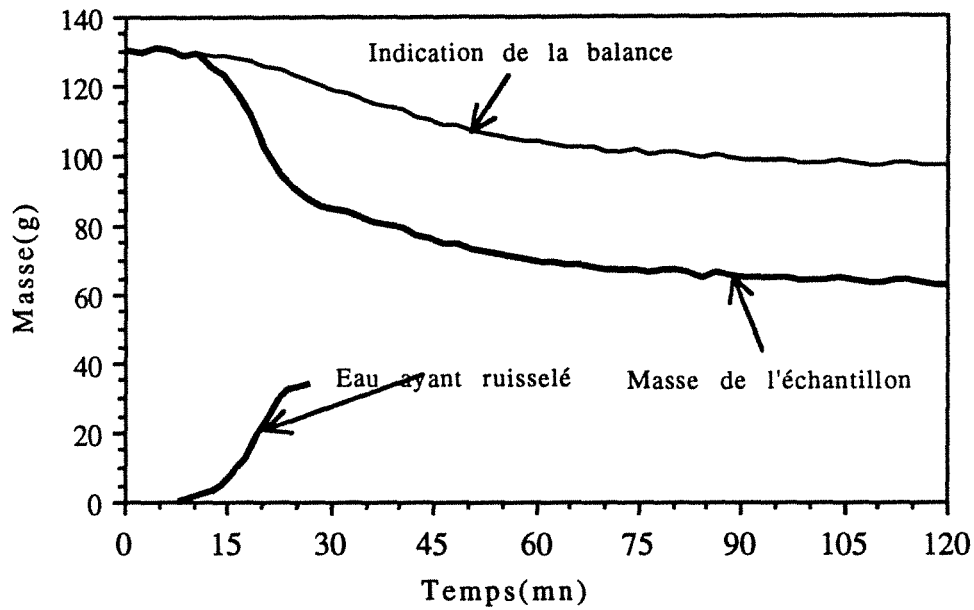


Figure C2-8 Evolution temporelle des masses de l'échantillon et de l'eau ayant ruisselé pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

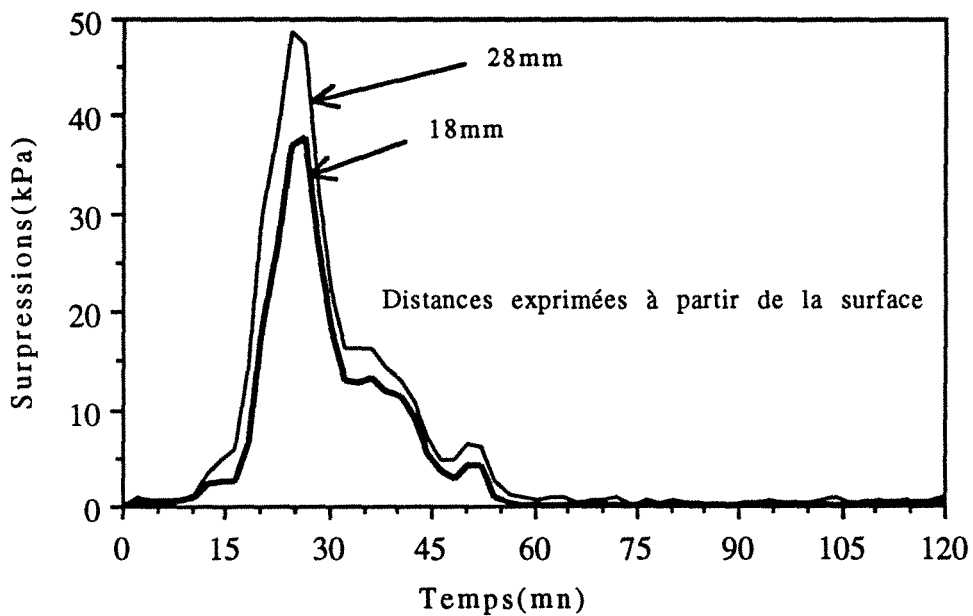


Figure C2-9 Evolution temporelle des pressions pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

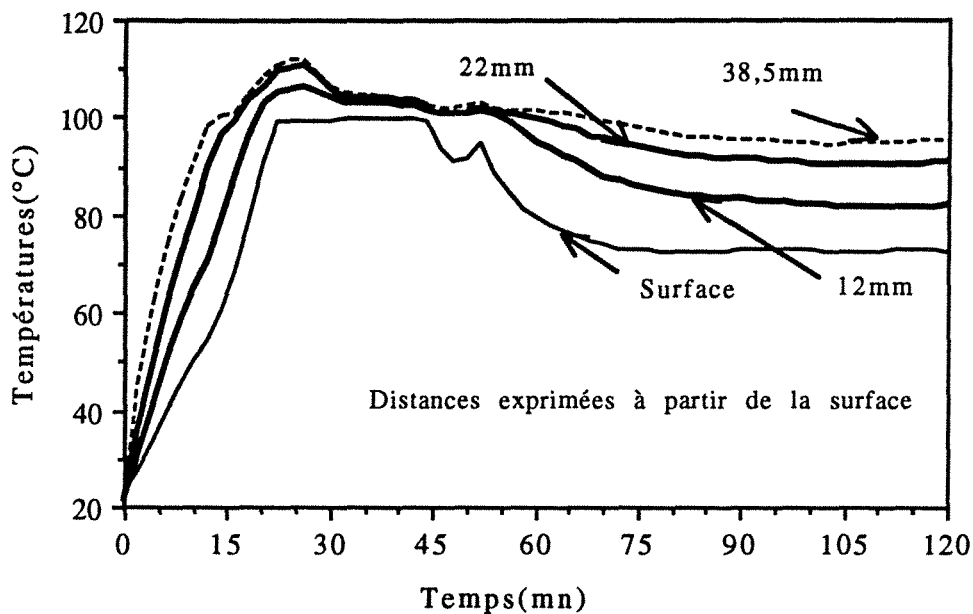


Figure C2-10 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

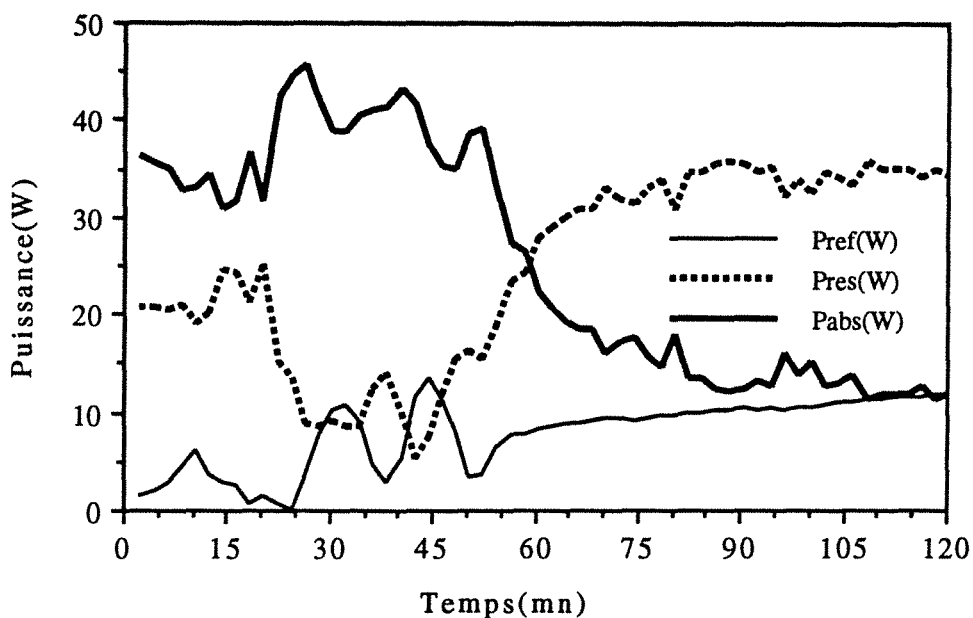


Figure C2-11 Evolution temporelle des puissances réfléchie, absorbée, et résiduelle, pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

Un essai à 30 W, non présenté ici, a mis en évidence un ruissellement un peu moins important avec une surpression à 26 mm de la surface de l'ordre de 18kPa. Pour cet essai les températures demeurent en dessous de 105°C.

Le dernier essai, caractérisé par 10 Watts de puissance incidente est totalement différent des essais précédents. Il n'y a plus d'expulsion de liquide (Figure C2-12) et les températures restent en dessous de 90°C (Figure C2-13).

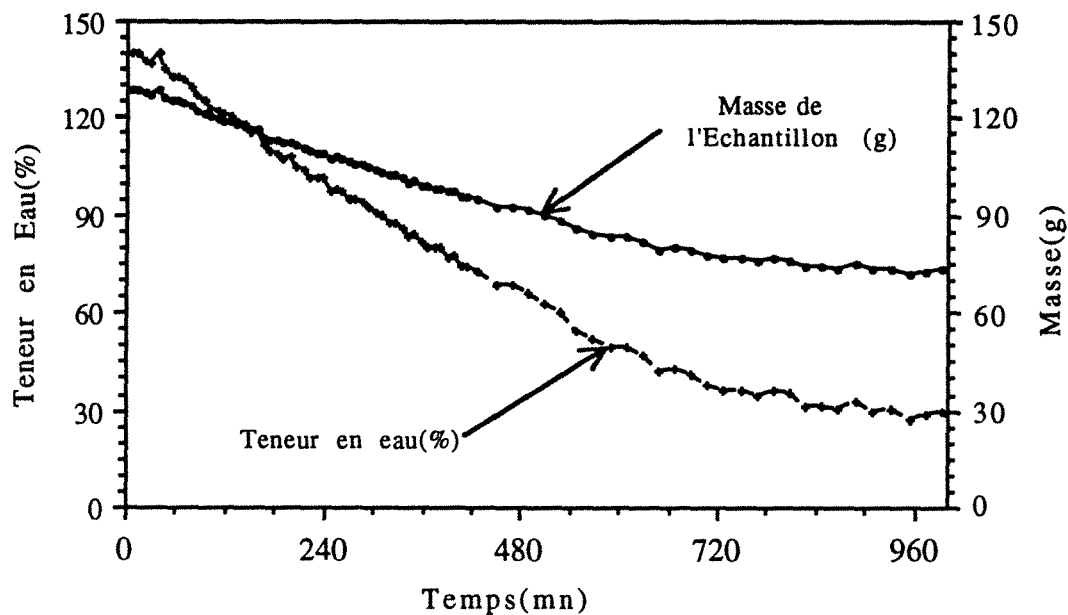


Figure C2-12 Evolution temporelle de la teneur en eau moyenne et de la masse de l'échantillon pour l'essai à 10 W, en cavité monomode.

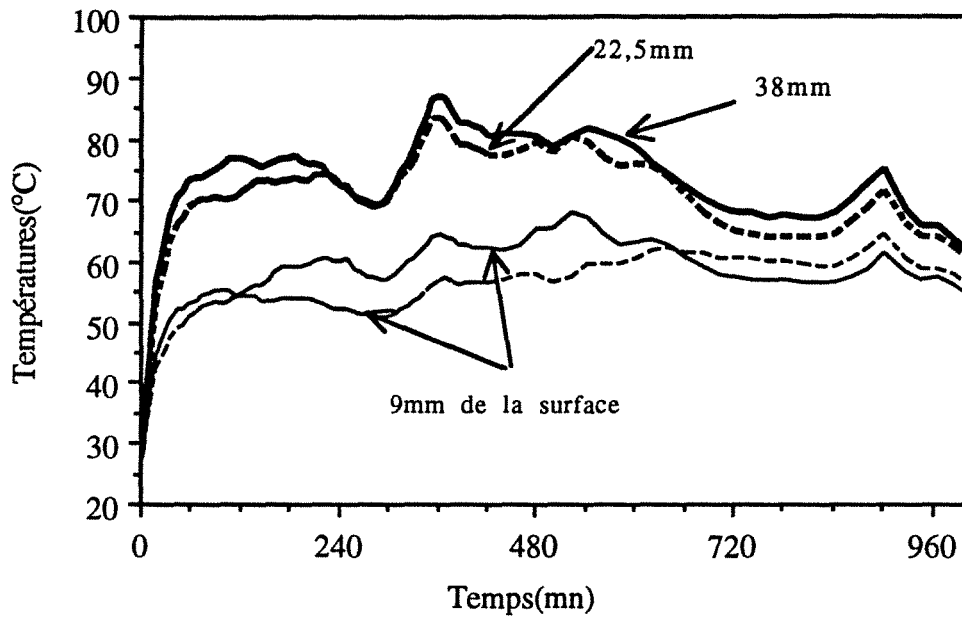


Figure C2-13 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

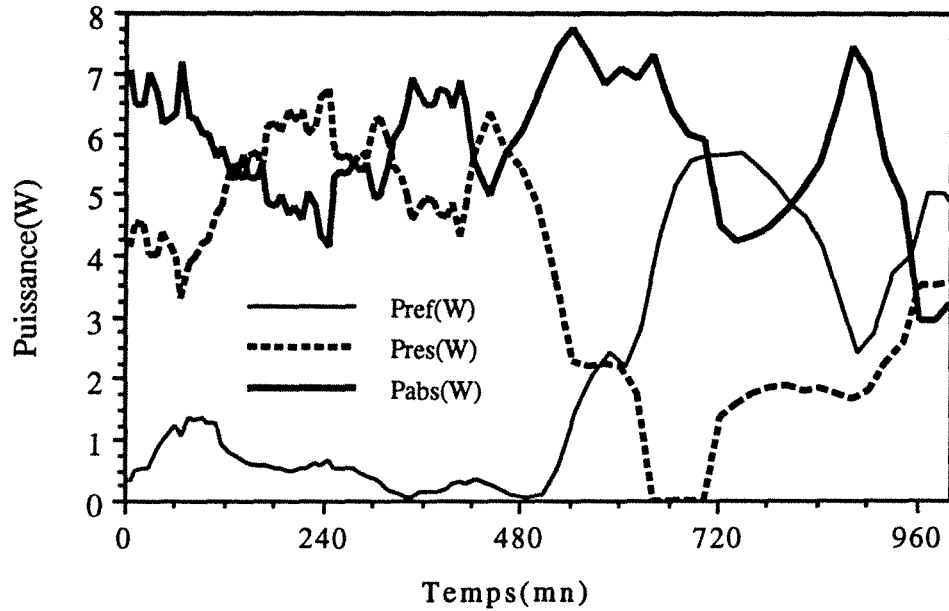


Figure C2-14 Evolution temporelle des puissances réfléchie, absorbée, et résiduelle, pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

La mesure de pression n'a rien indiqué. Si la puissance nominale a été divisée par 10 par rapport au premier essai, le temps de séchage a été multiplié par 25.

Mesurer une puissance aussi faible avec le type d'appareil dont nous disposons est une gageure. Pourtant, les pics observables sur l'évolution de la puissance absorbée (Figure C2-14) sont fidèlement reproduits par les températures (Figure C2-13).

C.II.3 Comparaison avec la théorie

C.II.3-1 Adaptation du modèle

La comparaison qualitative de cette deuxième série d'expériences avec la théorie comporte plusieurs difficultés. D'une part, en ce qui concerne les échanges thermiques, la situation physique s'éloigne du cas monodimensionnel traité par le modèle. Cependant, ce défaut a pu être sinon éliminé du moins considérablement atténué en traitant l'échange convectif sur la surface enduite de résine comme un terme source, et en répartissant ainsi les pertes thermiques convectives latérales uniformément au sein du milieu. Un calcul élémentaire, mené en supposant que la puissance micro-onde est uniforme sur la section du cylindre conduit à un nombre de Biot de l'ordre de 0,1 et s'exprimant par $Bi = \frac{hR}{2\lambda}$.

Ce nombre traduit que la résistance au transfert de chaleur dans la section de l'éprouvette est dix fois moindre que la résistance au transfert de chaleur sur le pourtour du cylindre. Ainsi en première approximation, on pourra supposer que la section de l'éprouvette est isotherme.

Par expérimentation numérique, la valeur du coefficient d'échange a été calée grâce à une expérience uniquement convective. La valeur de ce dernier est de $12 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$. Nous avons choisi de prendre une valeur uniforme du coefficient d'échange sur les différentes surfaces du cylindre, car pour distinguer les

différents flux convectifs la connaissance de l'émissivité de la résine, pour mesurer sa température de surface, de sa permittivité pour connaître son comportement exact face au signal électromagnétique manquant.

D'autre part, dans la comparaison, il est nécessaire de soustraire les masses des tubes de silicone et de la résine pour le calcul de la masse anhydre de l'échantillon, afin d'obtenir des valeurs d'humidité ne dépendant que du béton cellulaire. La masse parasite est estimée à huit grammes.

Une autre difficulté provient du terme source micro-onde. S'il est possible d'effectuer des modélisations du terme source assez précise d'un objet cylindrique dans un guide d'onde [54], cette voie n'a pas été explorée du fait des bons résultats obtenus par une approche plus globale comme nous le verrons ultérieurement. En outre, pour bien décrire la situation il faudrait d'emblée la traiter en bidimensionnel. Or, dans ce travail, il s'agit de valider le modèle de transferts couplés et non pas de résoudre un problème particulier dont l'intérêt n'est que limité. Etant données les variations temporelles de la puissance déjà mentionnées, nous avons choisi d'utiliser les mesures expérimentales pour déterminer une valeur globale de la puissance en fonction de l'humidité moyenne du milieu.

En effet, l'ensemble des essais expérimentaux nous a permis de tracer la figure C2-15, où l'on a reporté la puissance adimensionnée par la puissance nominale de l'essai en fonction de l'humidité moyenne du milieu. La similitude de forme entre les différentes courbes indique que l'humidité moyenne de l'échantillon est un paramètre primordial dans l'évaluation de la puissance absorbée, et ce malgré les différentes intensités utilisées. Mais, il convient de restreindre le domaine d'application de cette courbe au cas particulier traité, notamment en ce qui concerne le matériau, le guide d'onde, et la géométrie du problème.

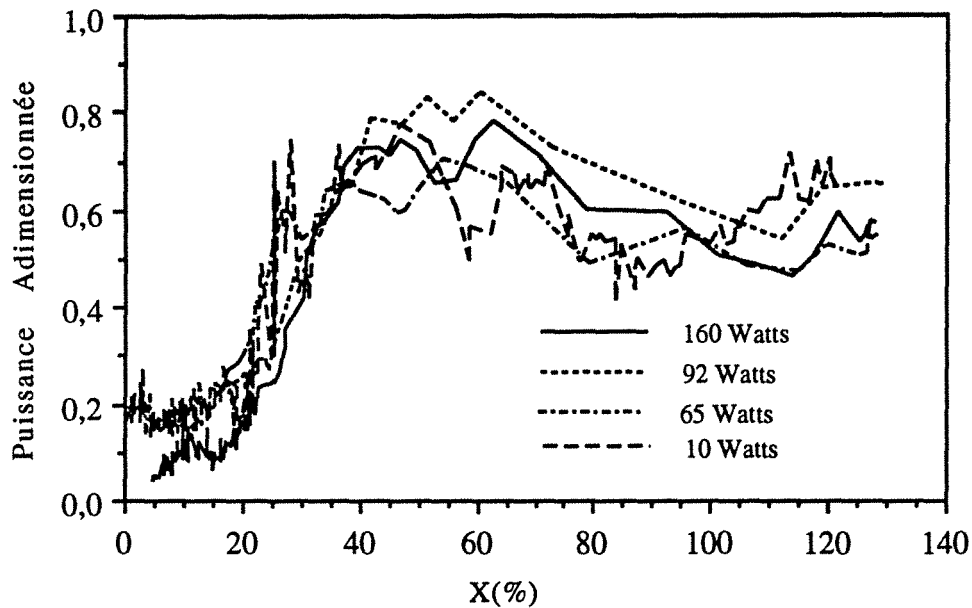


Figure C2-15 Evolution des puissances absorbées en fonction de l'humidité moyenne des échantillons pour les différentes expériences.

N.B.: Afin de faciliter la comparaison de la théorie et de l'expérience, les figures à comparer sont répétées et regroupées en Annexe 3, en plus de leur insertion dans le texte.

C.II.3-2 Comparaison pour les essais à forte puissance

Pour l'essai à plus forte puissance (90W), nous avons superposé sur la figure C2-15, les résultats expérimentaux et théoriques en ce qui concerne la teneur en eau. Les résultats sont satisfaisants. Cependant, un écart final de 15% existe, semblant provenir de la fin de la période de ruissellement. Il est certain que durant cette période les vitesses de séchage sont très élevées, et peuvent entraîner rapidement de fortes différences de teneur en eau.

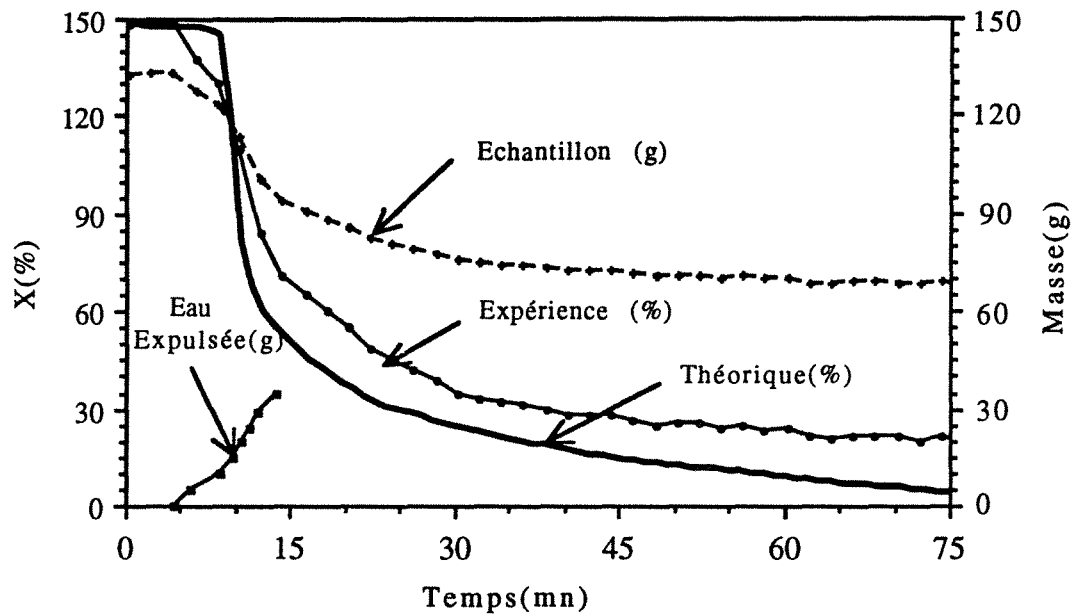


Figure C2-16 Evolution temporelle des teneurs en eau moyenne expérimentale et théorique, et des masses de l'échantillon et de l'eau ayant ruisselé au cours de l'expérience à 90 W en cavité monomode.

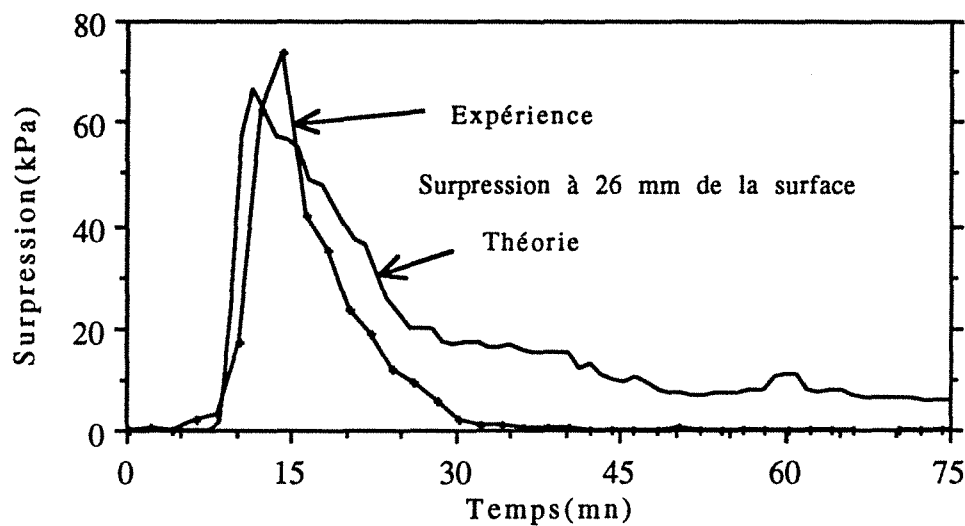


Figure C2-17 Evolution temporelle de la surpression théorique et expérimentale pour l'expérience à 90 W en cavité monomode.

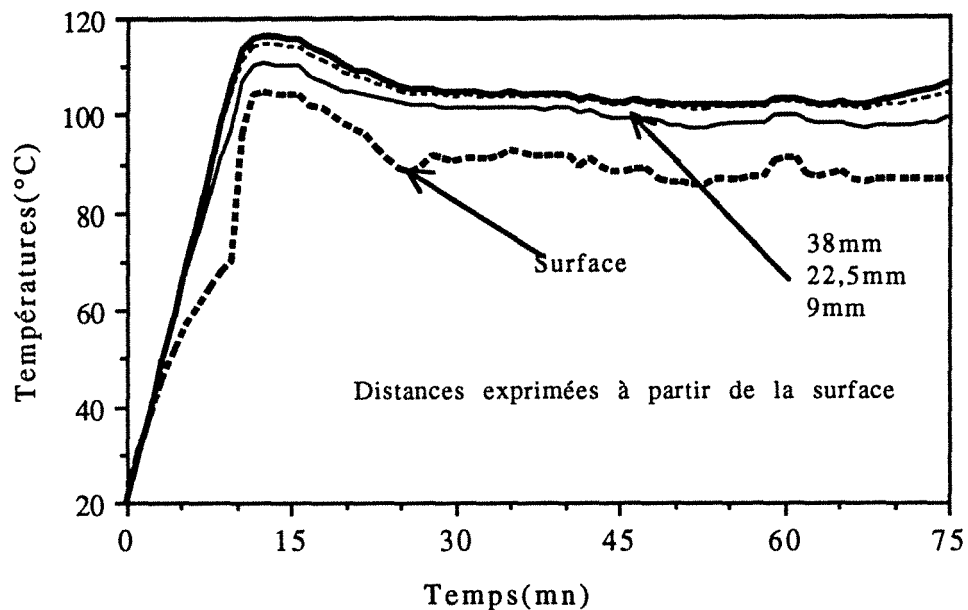


Figure C2-18 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 90 W en cavité monomode.

Les figures C2-17 et C2-18 sont à comparer respectivement avec les figures C2-4 et C2-5. Le séchage théorique plus rapide, entraîne un décalage temporel des valeurs de puissance puisqu'au même instant l'humidité moyenne est plus faible. Néanmoins, on peut noter la bonne similarité entre les courbes. Les valeurs maximales des températures concordent parfaitement. Pour les pressions, l'accord entre la théorie et l'expérience est excellent quand on sait que le modèle est au départ inapte à décrire un phénomène lié à une saturation en liquide maximale, et s'apparentant à de la percolation. L'amorce de remontée des températures sur la figure C2-18 et pour $t \geq 65$ mn s'explique par un état de siccité plus avancé, entraînant une conversion de l'énergie électromagnétique en chaleur sensible.

En ce qui concerne l'autre essai à puissance élevée (65W), les figures C2-18-19-20, montrent un meilleur accord avec l'expérience (Figures C2-7-8-9). Il est remarquable de constater avec quelle acuité le modèle décrit la phase de ruissellement. Lors de cette période, la vitesse de séchage est plus rapide en théorie, mais l'arrêt du ruissellement a lieu pour une teneur en eau similaire dans les deux cas. En final, la différence de teneur en eau n'excède pas 8%.

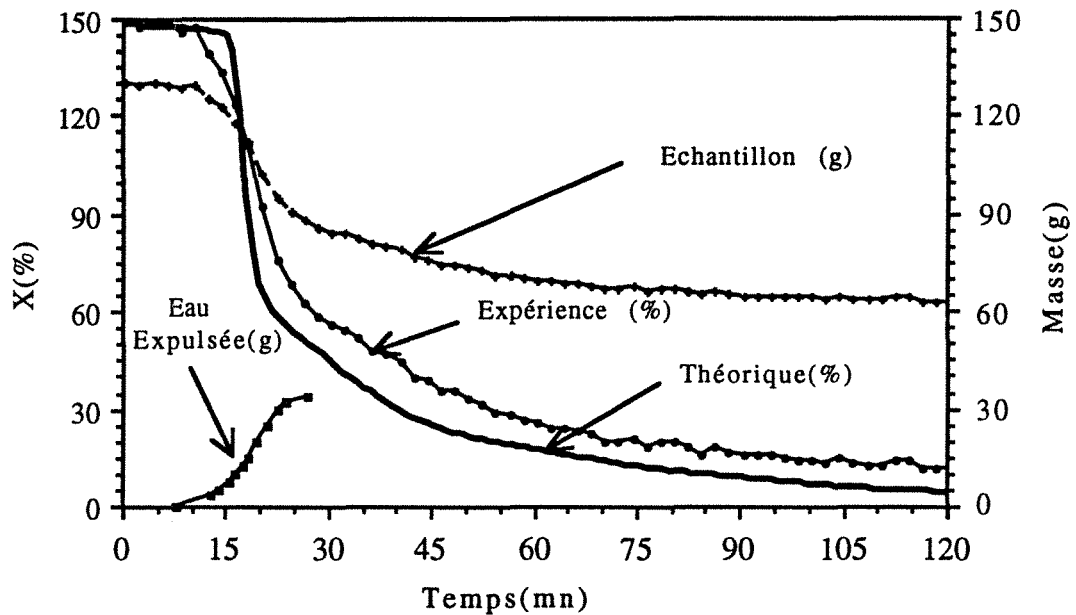


Figure C2-19 Evolution temporelle des teneurs en eau moyenne expérimentale et théorique, et des masses de l'échantillon et de l'eau ayant ruisselé au cours de l'expérience à 65 W en cavité monomode.

On observe un léger décalage temporel comparativement à l'expérience dû au séchage plus rapide en théorie. Les maxima des pressions sont plus faibles en théorie qu'en expérience. En revanche l'existence de la surpression est plus durable mettant encore en évidence la difficulté d'apprécier la perméabilité à la phase gazeuse à la saturation. La différence précédente est aussi visible sur le pic des températures. L'évolution finale des températures permet de se rendre compte du rôle du coefficient d'échange qui apparaît trop important dans le cas théorique. En effet, à cet instant la puissance micro-onde est faible et les deux sources d'énergie sont en concurrence: le choix des coefficients d'échange sur les surfaces perméables et sur la face latérale du cylindre prend toute son importance. En outre, il est certain qu'en fin de séchage le décalage temporel entraîne une valeur de puissance plus faible qui renforce artificiellement la décroissance observée.

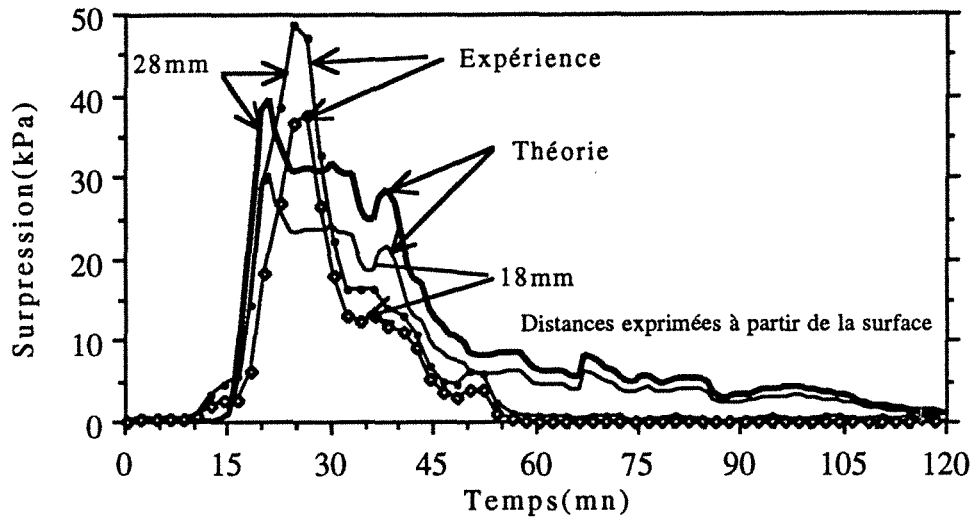


Figure C2-20 Evolution temporelle expérimentale et théorique des surpressions pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

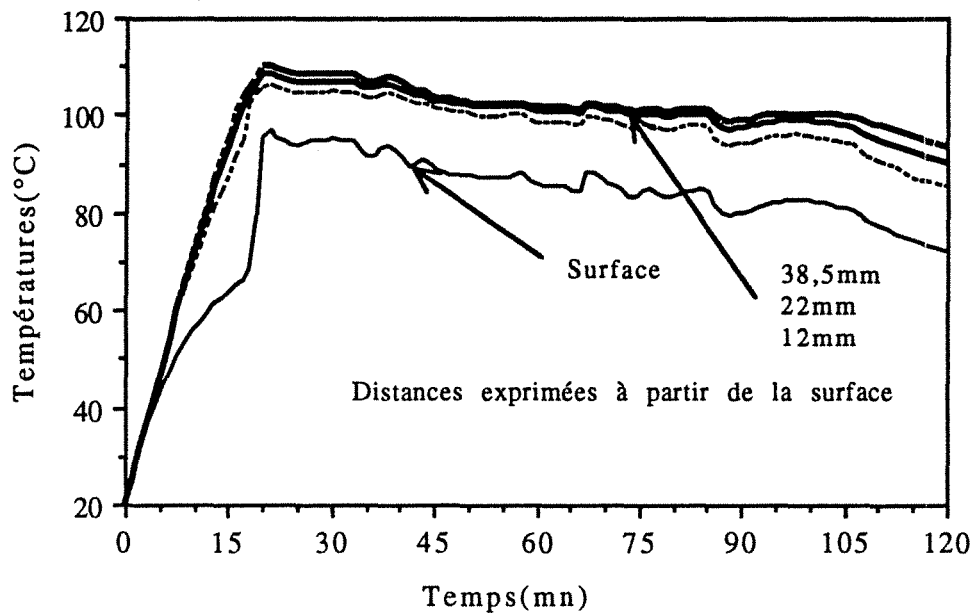


Figure C2-21 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

La figure C2-22 présente les profils théoriques de puissance volumique, de teneur en eau, de température, et de surpression.

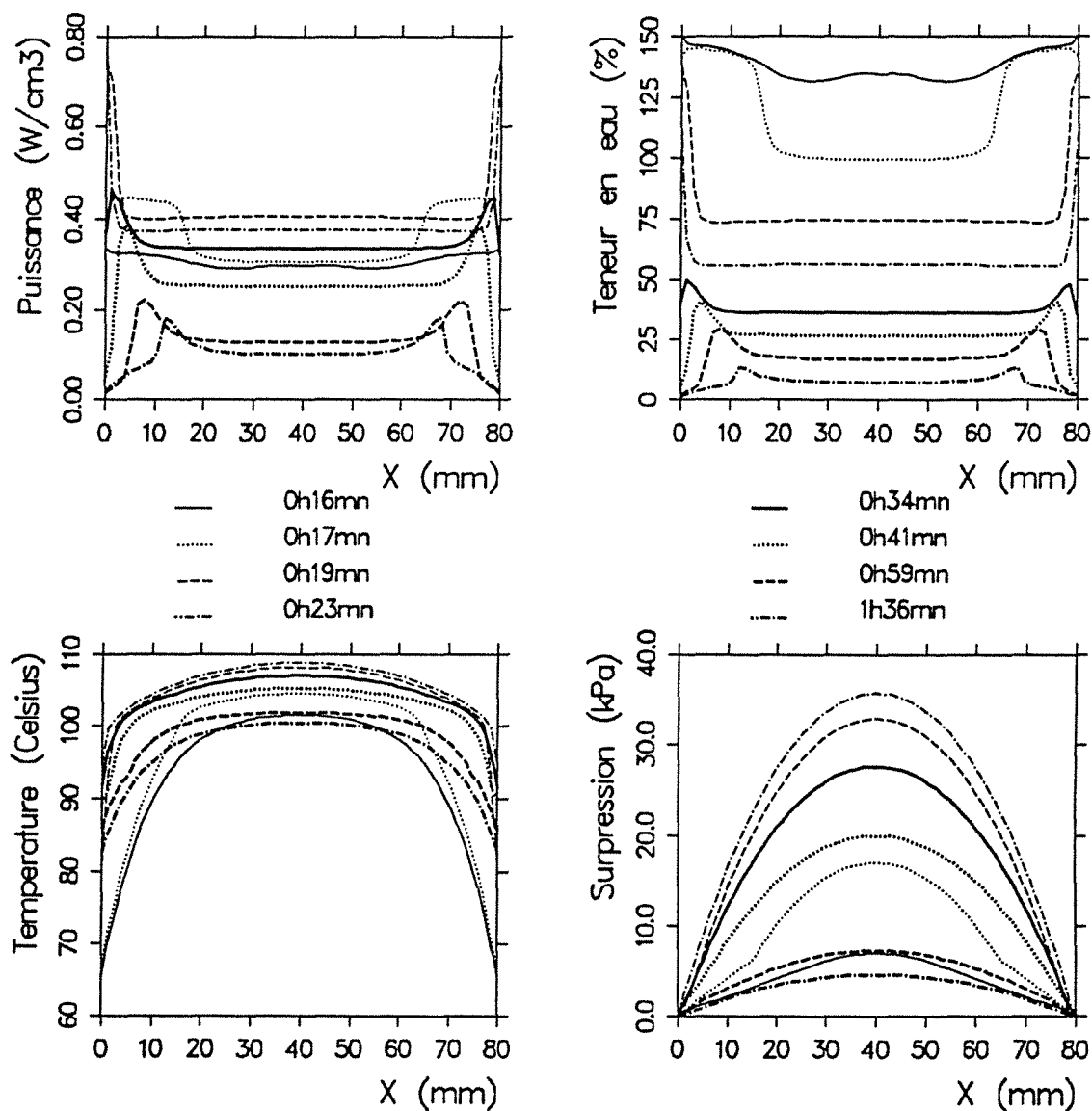


Figure C2-22 Profils de puissance, de teneur en eau, de température et de surpression théoriques pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

Pour ces simulations, la répartition spatiale de la puissance absorbée issue de l'expérience s'effectue selon la formulation suivante.

$$P = \frac{P_{\text{exp}}}{X_{\text{moy}}} \cdot X \quad \text{avec} \quad X_{\text{moy}} = \sum_{i=1}^m \frac{\max(X_{\text{hyg}}, X)}{m-1} \quad [4]$$

La puissance volumique locale est ainsi proportionnelle à l'humidité locale, et à la valeur expérimentale de puissance absorbée par l'échantillon, et inversement proportionnelle à l'humidité moyenne calculée en limitant l'humidité locale à l'humidité hygroscopique afin de réduire le facteur multiplicatif de l'humidité lorsque le milieu atteint l'état sec. Par cette formulation, la puissance se dissipe là ou se trouve l'humidité.

Après une valeur globale assez stable sur les deux premiers profils (16 et 17mn), elle augmente sensiblement (19mn), et décroît progressivement. Pour les deux derniers profils (59mn et 1h36mn), la valeur moyenne de la puissance évolue peu conformément à l'expérience.

Les profils de température reflètent bien les profils de puissance. Comparativement à un séchage convectif, les gradients de température sont toujours orientés dans un sens favorable au séchage. Le premier profil concerne la phase de montée en température. On remarque que la température de surface est très largement supérieure à la température humide de l'écoulement, contrairement à ce qui se passe lors d'un séchage purement convectif. Cette différence est à imputer au chauffage volumique. Sur les profils suivants, la décroissance linéaire de la température dans la zone liquide est nettement visible. Les profils de 15 à 41 minutes présentent tous un dépassement de la température d'ébullition et l'on peut y discerner une légère concavité reflétant la surpression.

En ce qui concerne les gradients de pression totale de la phase gazeuse, leur rôle se situe d'abord dans l'alimentation en liquide de la zone surfacique. Ce phénomène cesse dès que la teneur en eau locale descend en dessous de la valeur irréductible (30%), limite en dessous de laquelle la phase liquide est supposée discontinue. Les deux profils de teneur en eau à 34 et 41 mn montrent bien ce passage: l'échange convectif assèche la zone surfacique, alors que le gradient de pression totale est encore élevé, mais n'est d'aucune efficacité pour faire migrer le liquide. Entre les deux profils, une réduction notable du niveau de surpression se produit. Celle-ci s'explique par une diminution de la puissance, mais aussi par l'augmentation de la perméabilité à la phase gazeuse.

L'alimentation de la surface en liquide s'effectue aussi par recondensation de la vapeur. En effet, étudions plus particulièrement les profils à 41mn et

correspondant à une humidité moyenne de 30%. Sur le profil d'humidité, l'évaporation a lieu au niveau du plateau central, la température, liée à la pression, est au centre de l'ordre de 102°C. Du fait du gradient de température, mais surtout du gradient de pression totale, la vapeur migre vers la surface et se condense sur la zone périphérique plus froide, contribuant ainsi à l'accumulation de liquide. Celle-ci finit par disparaître, car la puissance électromagnétique s'y dissipe préférentiellement.

Il nous reste maintenant à comparer la théorie et l'expérience dans le cas de l'essai à faible puissance micro-onde, où les résultats paraissaient radicalement différents.

C.II.3-2 Comparaison pour l'essai à faible puissance

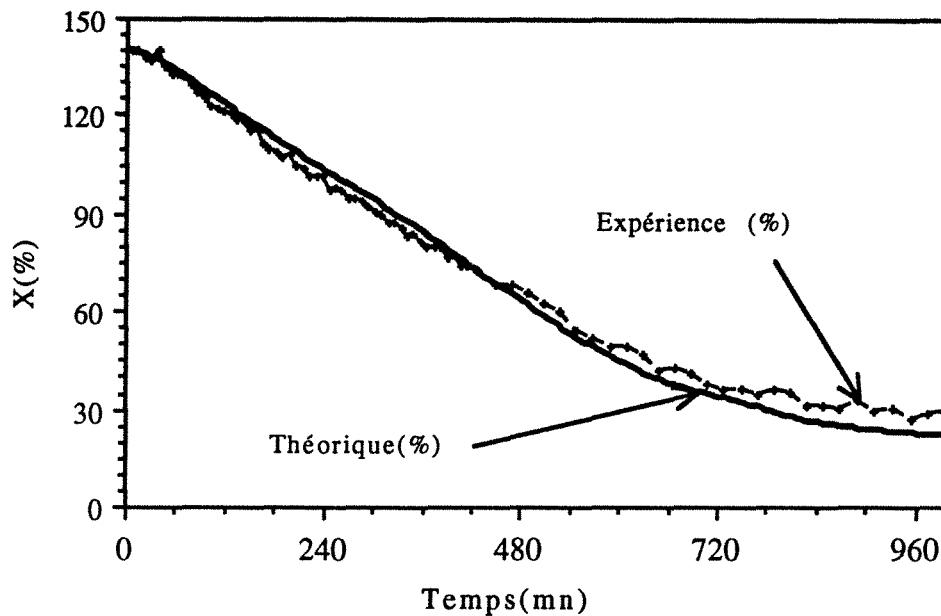


Figure C2-23 Evolution temporelle des teneurs en eau moyenne expérimentale et théorique, pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

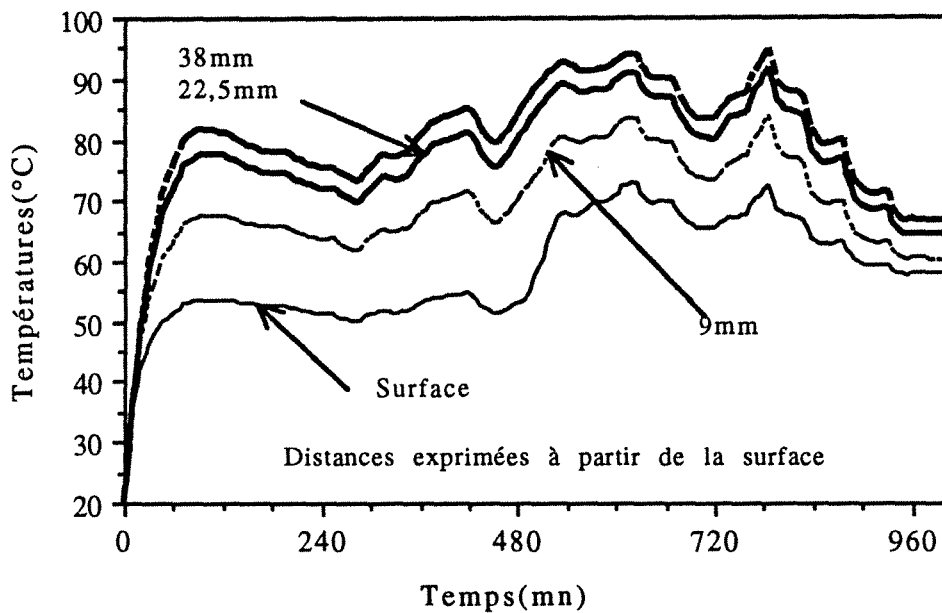


Figure C2-24 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

La figure C2-23 met en évidence un excellent accord entre la théorie et l'expérience compte tenu de la simplicité des hypothèses émises au paragraphe CII-3.1.. La vitesse de séchage théorique est une fois encore légèrement supérieure. On est confronté ici à la difficulté de choix des coefficients d'échange puisque le rapport des puissances électromagnétique et convective est d'ordre 1.

L'évolution des températures est représentée sur la figure C2-24. Hormis le problème d'anticipation des valeurs des puissances due au séchage plus rapide, les températures atteignent sensiblement les mêmes niveaux avec des gradients propices au séchage, mais faibles au centre de l'échantillon.

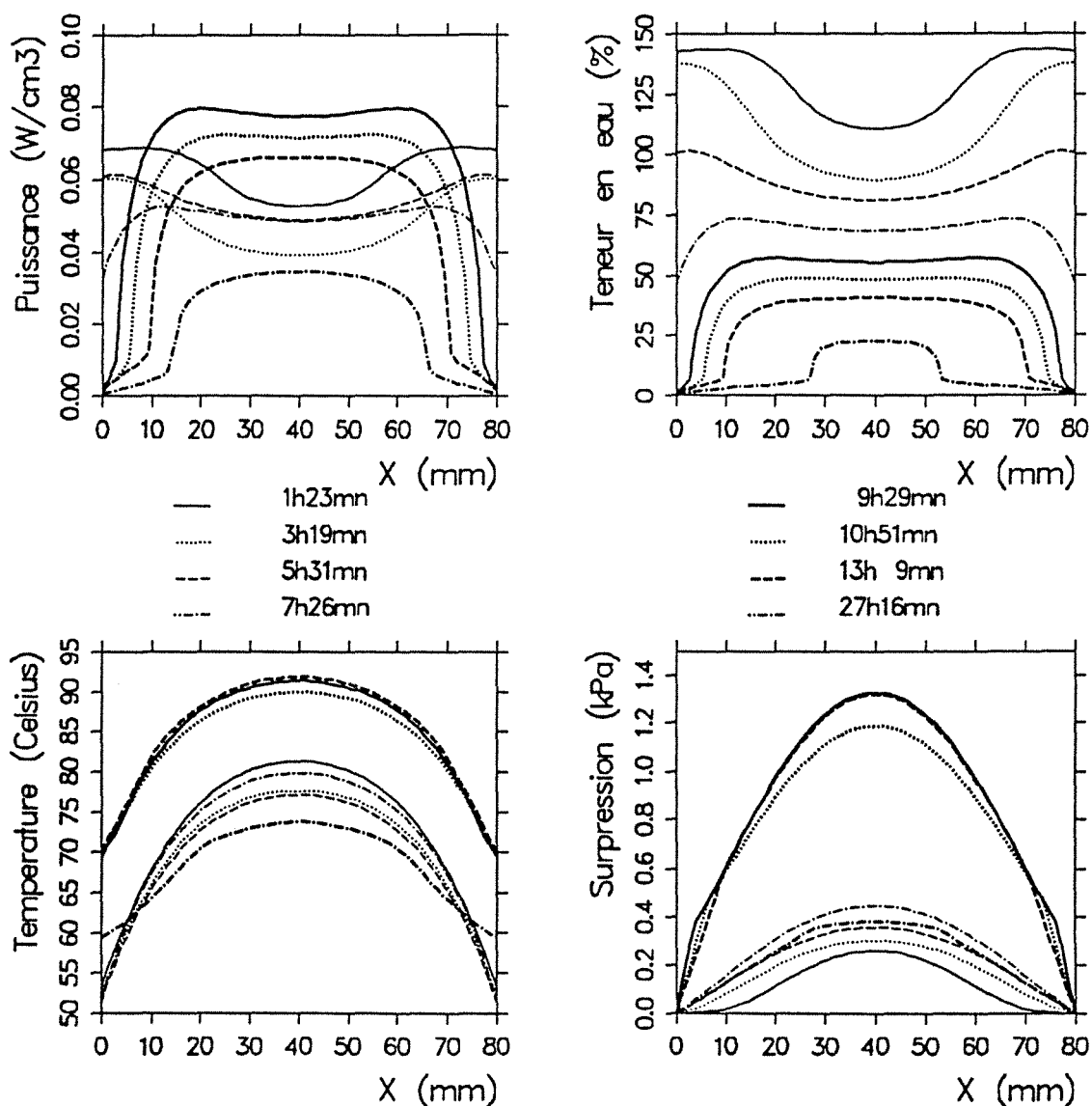


Figure C2-25 Profils de puissance, de teneur en eau, de température et de surpression théoriques pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

La figure suivante C2-25 présente les différents profils théoriques disponibles. Les profils de teneur en eau ont une allure très voisine de celle que l'on peut voir pour un cas convectif. On y décèle cependant une légère alimentation en liquide de la zone extérieure, mais il n'y a pas ruissellement. Les causes de cet apport liquide en surface sont doubles: d'une part la pression pousse le liquide vers la surface, et d'autre part la vapeur produite au centre du milieu et animée d'un mouvement convectif vient se condenser dans la zone extérieure plus froide.

Les profils de puissance sont sans surprise. On notera les gradients très favorables des températures qui ne dépassent pas le point d'ébullition de l'eau, et les faibles mais efficaces gradients de pression dont nous venons d'explicitier l'action.

C.III. CONCLUSION

A la lumière des résultats précédents, la preuve est faite que le modèle est parfaitement apte à décrire les phénomènes intervenant au cours du séchage combiné convection-micro-onde. L'aptitude du modèle résulte de la prise en compte de l'effet du gradient de pression totale. Du fait du chauffage interne, il entraîne l'expulsion du liquide, ou tout au moins une alimentation en liquide de la surface. De plus il induit un mouvement de filtration de la vapeur vers l'extérieur, qui vient s'ajouter au mouvement diffusif favorisé par des gradients de température orientés vers l'intérieur du milieu. Néanmoins, il convient de souligner que l'aptitude du modèle existe grâce à une adaptation pour les milieux saturés, et grâce à de nombreuses précautions pour la convergence lui assurant une robustesse dans toutes les situations. Concernant le concept de perméabilité à la phase gazeuse pour un milieu saturé, ce dernier demeure un sujet délicat, qui mérite un approfondissement.

Dans cette partie nous nous sommes limités à une appréciation globale de la puissance micro-onde, en nous contentant de la répartir spatialement en fonction des teneurs en eau. Cette hypothèse simple prouve ici sa validité, mais soyons prudent, et ne prétendons pas que cette hypothèse est valable dans tous les cas. La petitesse de l'échantillon est fortement responsable de l'uniformité du chauffage. Cependant, les courbes représentées à la figure C2-15 ouvrent une perspective intéressante sous la forme d'une fonction de transfert liant la puissance incidente et la puissance absorbée pour une situation donnée. En outre nous ne nous sommes pas inquiétés ici du couplage entre l'électromagnétisme et le séchage si ce n'est globalement. C'est cette lacune que la partie suivante va essayer de combler.

Néanmoins nous sommes persuadés que le modèle est en mesure d'être couplé à la résolution du champ électromagnétique, et d'être étendu à d'autres dimensions.

PARTIE D

"VERS L'OPTIMISATION"

AVANT PROPOS

Cette partie achève ce travail. En effet, après la mise au point d'un modèle décrivant le séchage combiné convection-microondes, on utilise ce dernier pour simuler l'apport d'énergie électromagnétique, et en tirer des conclusions sur les gains de temps et d'énergie en résultant. On s'intéresse ici à l'utilisation des microondes en fin, puis en début de séchage. Cette démarche fait du code de calcul un véritable outil, au même titre qu'une installation expérimentale.

D.I. VERS L'OPTIMISATION DU SECHAGE COMBINE EN FIN DE PROCESSUS

D.I.1 Limitation du problème

L'énergie micro-onde est coûteuse. Ceci a pour conséquence une certaine limitation en puissance, et en énergie des installations. A titre d'illustration, l'énergie micro-onde qu'installe Electricité de France sur un processus représente en moyenne 15% de l'énergie nécessaire conventionnellement. Les densités de puissance volumique peuvent aller jusqu'à 10W.cm^{-3} .

Un autre aspect limitatif à prendre en compte est la dégradation du produit pouvant résulter de températures internes trop élevées, et parfois fortement corrélées aux pressions. Dans ce but, nous n'avons retenu que les simulations où la température moyenne du produit n'excède pas 110°C . Ces différentes contraintes ont entraîné l'utilisation de très faibles puissances de l'ordre de $0,01\text{ W.cm}^{-3}$.

D.I.2 Choix des Ratios de Comparaison

Pour cette partie, nous avons choisi deux ratios pour effectuer des comparaisons entre les résultats de simulation. Le premier est naturel et donne l'économie de temps réalisée, grâce aux micro-ondes, relativement à la durée d'un séchage convectif du même produit dans les mêmes conditions aérothermiques (cf. Figure D1-1).

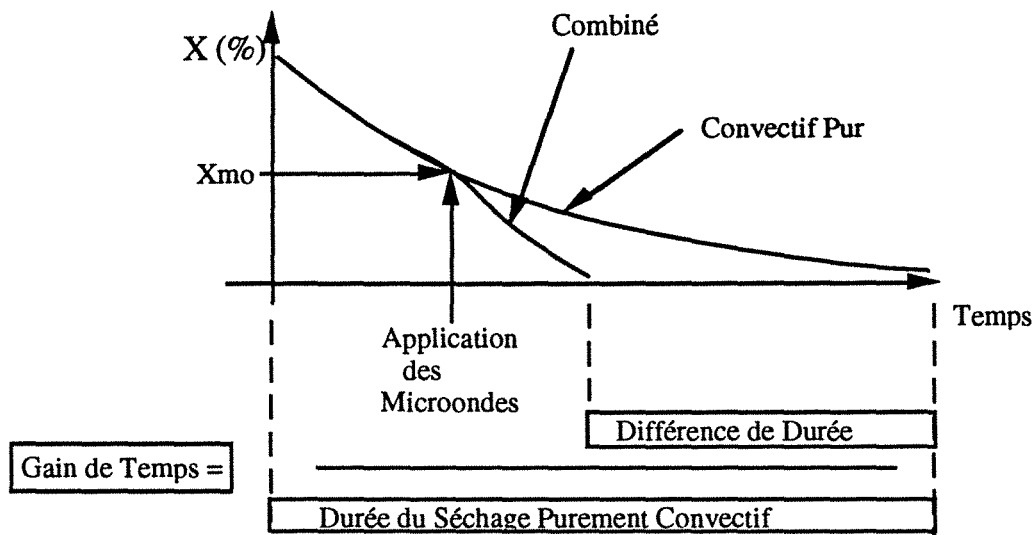


Figure D1-1 Définition du critère Gain de Temps

Le second critère est la part d'énergie micro-ondes utilisée relativement à l'énergie dépensée pendant le séchage convectif du même produit. Il permet d'apprécier la quantité d'énergie apportée par micro-ondes en rendant comparable des essais où les épaisseurs sont différentes. Un autre critère dérivé de celui-ci est la puissance moyenne absorbée obtenue à partir de la durée totale d'application des micro-ondes. Ce critère donne une information sur la puissance à installer, et présente de l'intérêt du point de vue industriel.

Bien sûr, il est illusoire de parler des économies d'énergie dues à l'utilisation des micro-ondes en fin de séchage, car il faut d'une manière ou d'une autre toujours fournir la chaleur latente d'évaporation de l'eau. Par conséquent, dans cette partie, la discussion s'articulera plutôt autour du gain de temps apporté par cette technique.

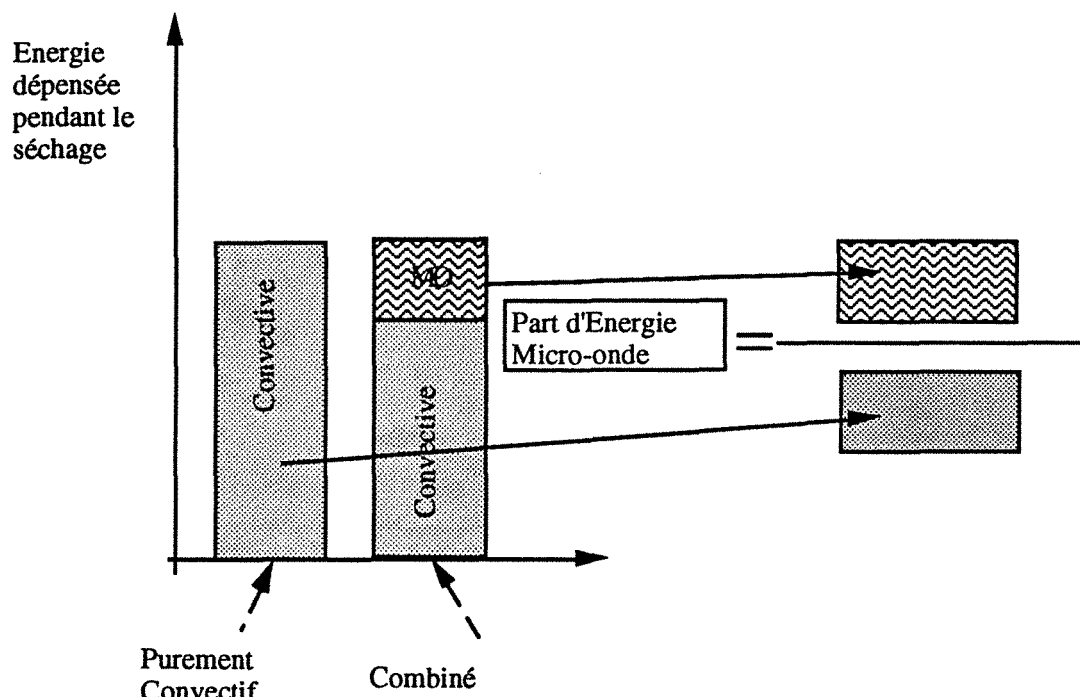


Figure D1-2 Définition du critère Part d'Energie Micro-Onde

D.I.3 Résultats et Commentaires

Nous présentons ici quelques résultats issus de toute une série de simulations. On s'intéresse au rôle des micro-ondes, à leur durée d'application, à leur énergie et puissance dissipées dans le béton cellulaire ainsi qu'à l'épaisseur de ce dernier. L'échange convectif est toujours le même et correspond à une température sèche de 80°C , une température de rosée de 46°C (30% humidité relative), et un coefficient d'échange de chaleur de $25\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$. La modélisation du terme source utilise les équations de Maxwell conformément à la partie B.

D.I.3-1 à épaisseur fixe

Du fait de son coût, l'énergie micro-onde doit être utilisée à bon escient.

Dans un processus de séchage, les micro-ondes ont pour but essentiel d'accélérer ce dernier, lorsque le séchage convectif est trop lent. La figure D1-3 présente le gain de temps en fonction de l'énergie micro-onde absorbée (axe du bas) ou de la part d'énergie micro-onde (axe du haut). Ceci est possible, car tous les points de cette figure font référence au même essai convectif pour une épaisseur de 10 cm. Chaque courbe correspond à une humidité moyenne X_{mo} à partir de laquelle le signal électromagnétique est appliqué. Les points d'une courbe correspondent à différentes densités de puissance incidente, qui n'excèdent pas 7000 W.m^{-2} .

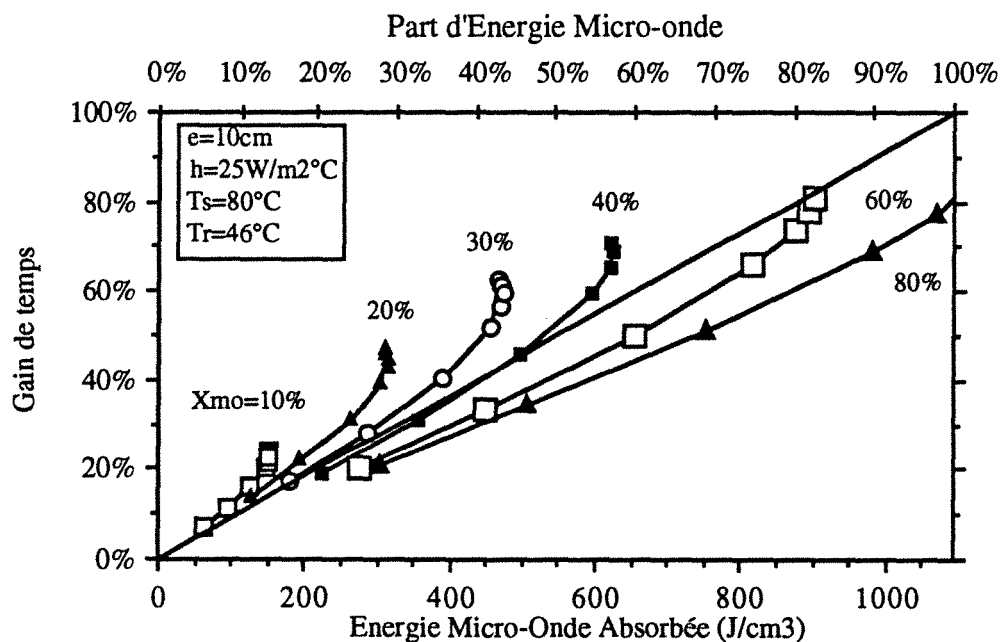


Figure D1-3 Evolution du Gain de temps en fonction de l'Energie Micro-Onde Absorbée (Axe du Bas) ou de la Part d'Energie correspondante (Axe du Haut), pour une épaisseur de 10 cm

Une première observation est de comparer les différentes courbes à la diagonale du graphique. On s'aperçoit alors que les courbes ont des pentes très voisines de cette dernière. Pour des X_{mo} inférieures à 40%, la pente moyenne des courbes se situe au dessus de la diagonale, et traduit qu'une part d'énergie micro-onde donnée entraîne un gain de temps qui lui est supérieur en pourcentage.

Ceci n'est plus vrai si l'apport d'énergie électromagnétique a lieu plus tôt dans le processus. En effet, dans ce cas, on réduit l'efficacité du transfert convectif en augmentant la température de surface, et on ne réalise que la substitution

d'une énergie par une autre. D'autre part, la première période de séchage reste courte en regard de la durée totale, et la réduire ne peut entraîner qu'un faible gain de temps.

Si l'on s'intéresse à la courbe $X_{mo} = 30\%$, sa pente augmente lorsque l'énergie absorbée augmente. Ce phénomène se retrouve aussi sur les autres courbes. On peut imputer cela au dépassement du point d'ébullition dans le milieu, qui entraîne une augmentation du mouvement de filtration de la vapeur vers l'extérieur. En effet, augmenter l'énergie nécessite une forte élévation de puissance car le temps d'application diminue corrélativement. Chaque courbe possède une limite horizontale, fixant pour une valeur de X_{mo} le gain de temps maximal. Ce dernier résulte du temps nécessaire pour atteindre la teneur pondérale en eau moyenne X_{mo} à partir de laquelle le chauffage diélectrique est actionné. D'autre part, la température de 110°C à ne pas dépasser dans le milieu entraîne une limitation dans les énergies déposées, et son dépassement marque généralement la fin des courbes.

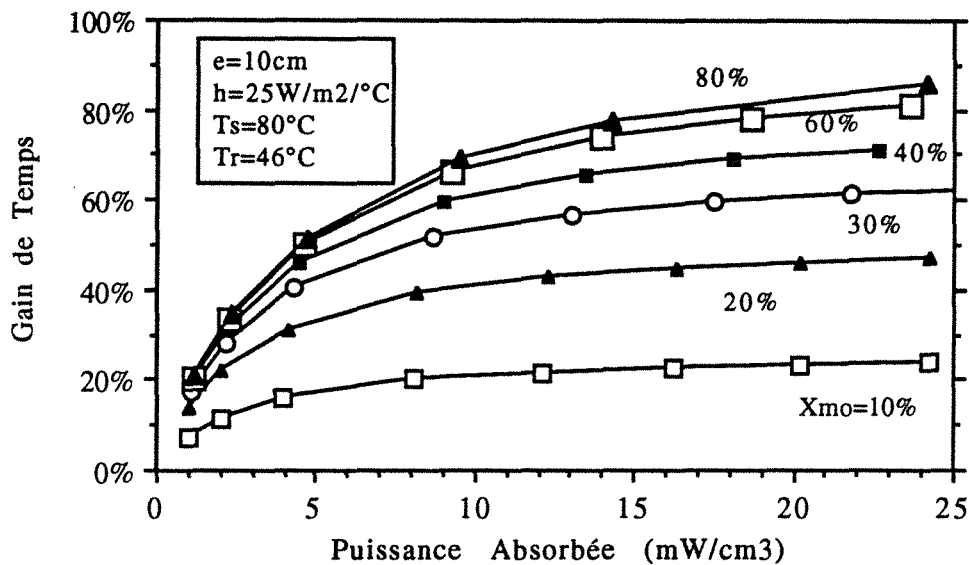


Figure D1-4 Evolution du Gain de Temps en fonction de la Puissance Micro-Onde Absorbée, pour une épaisseur de 10 cm.

Sur la figure D1-4, le gain de temps est représenté en fonction de la puissance micro-onde absorbée et pour différents X_{mo} . La limite précédemment évoquée est aussi visible par le palier atteint par certaines courbes. Ainsi, à partir d'un certain seuil de puissance absorbée, une augmentation même forte de cette dernière n'entraîne pas de gain de temps supplémentaire significatif. En outre, si pour une puissance moyenne on atteint un gain de temps de l'ordre de 40% en appliquant les micro-ondes vers 20% d'humidité, en les appliquant à partir de 40% le gain de temps n'excédera pas 70% alors que la part d'énergie micro-onde aura doublé (cf figure D1-1). Ceci confirme le fait qu'il y a un optimum à trouver sur la puissance et la durée de l'apport d'énergie électromagnétique.

D.1.3-2 à X_{mo} fixe

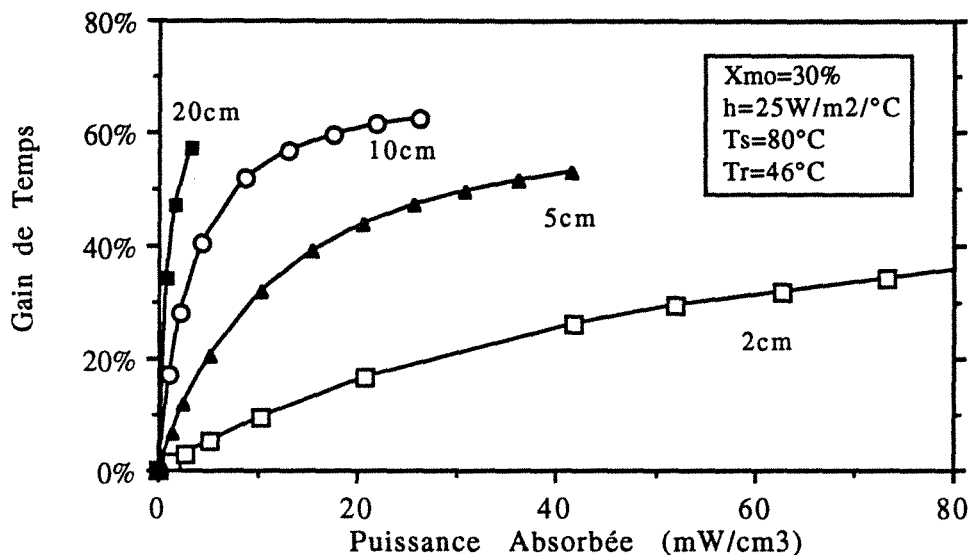


Figure D1-5 Evolution du Gain de Temps en fonction de la Puissance Micro-onde Absorbée, pour différentes épaisseurs avec un seuil d'application des micro-ondes de 30% de teneur en eau.

Intéressons nous maintenant à l'épaisseur. La figure D1-5 présente le gain de temps pour des épaisseurs de 2 à 20 cm en fonction de la puissance absorbée et indique clairement l'intérêt d'utiliser des micro-ondes pour des milieux épais. La puissance moyenne doit être bien plus élevée sur un milieu fin que sur un milieu épais pour entraîner un gain de temps identique. D'autre part, les puissances supportées par les milieux épais sont plus faibles, car la température s'élève dans la zone la plus sèche alors qu'existe à l'opposé une zone humide, et la limite de la température moyenne de 110°C peut être aisément atteinte. Pourtant, rapportée au volume, la même énergie conduit à des gains de temps similaires pour toutes les épaisseurs, comme on peut le voir sur la figure D1-6. Mais, n'oublions pas qu'à énergie égale la puissance peut croître et le temps d'application décroître, et réciproquement.

Pour les fortes énergies absorbées, les courbes voient leurs pentes s'accroître d'autant plus précocement que le milieu est fin. Nous avons constaté que l'accélération finale du processus pour l'épaisseur de 10 cm est liée au dépassement du point d'ébullition.

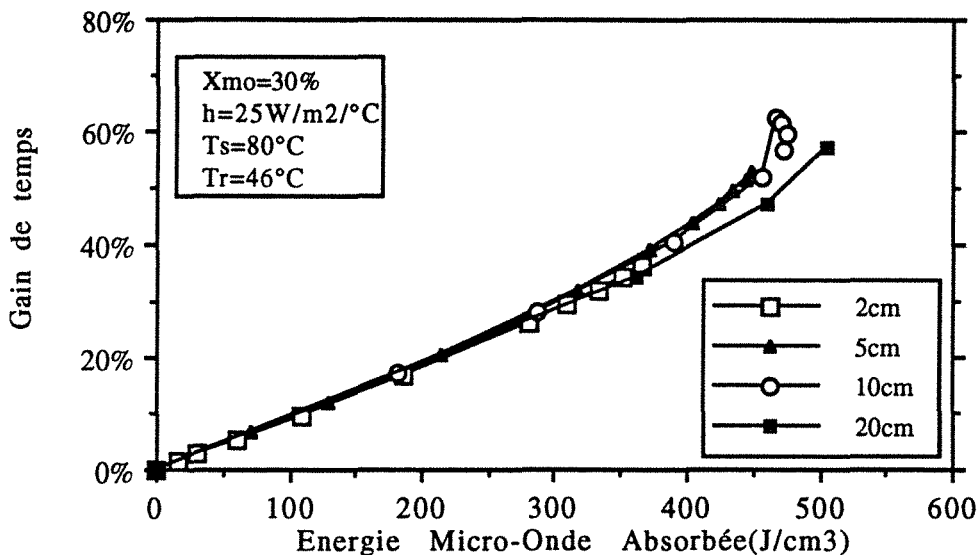


Figure D1-6 Evolution du Gain de Temps en fonction de l'Energie Micro-onde Absorbée, pour différentes épaisseurs avec un seuil d'application des micro-ondes de 30% de teneur en eau.

Pourquoi à énergie volumique égale a-t-on alors un gain de temps plus important pour le milieu fin? L'étude des courbes précédentes nous fournit une réponse, en effet la courbe pour une épaisseur de 20 cm s'écarte beaucoup plus des autres, et nous conduit à dire que ce résultat est l'effet de l'atténuation du signal qui devient sensible pour cette épaisseur. Une meilleure similitude entre les courbes existerait si le milieu recevait l'énergie électromagnétique sur ses deux faces.

D.1.3-3 à densité de puissance surfacique fixée

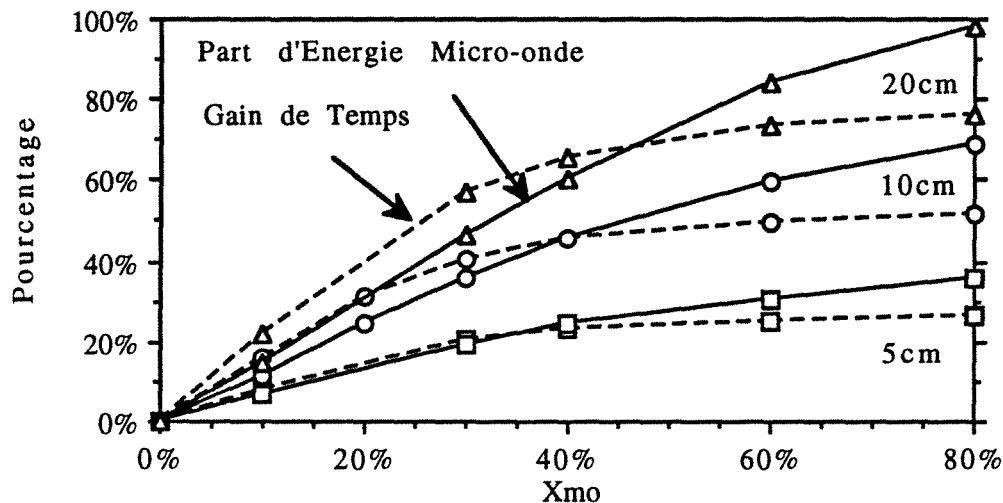


Figure D1-7 Evolution du gain de temps et de la part d'énergie micro-onde en fonction du seuil d'application des micro-ondes pour des épaisseurs de 5, 10, et 20 cm et une densité de puissance surfacique de 1000 W.m^{-2} .

La figure D1-7 montre, pour trois épaisseurs, le gain de temps, et la part d'énergie micro-onde absorbée dans le processus, en fonction de la durée d'application des micro-ondes repérée par X_{mo} . La densité de puissance surfacique est dans tous les cas de 1000 W.m^{-2} . Les points d'abscisse 80% correspondent à une application permanente du signal électromagnétique. On retrouve certaines

conclusions déjà mentionnées. L'épaisseur croissant, les points d'intersection entre le gain de temps et la part d'énergie micro-onde interviennent pour des seuils d'application des micro-ondes plus précoces dans le processus de séchage. L'intérêt de cette intersection est sa situation au commencement d'une partie de la courbe de gain de temps à plus faible pente. Au delà, on utilise une part croissante d'énergie micro-onde sans apporter de gain de temps significatif. D'autre part, sur ces courbes on discerne bien que plus l'épaisseur augmente, plus il existe un écart important et intéressant entre le gain de temps et la part d'énergie micro-onde. En résumé, pour une densité de puissance surfacique donnée, il existe un seuil d'application des micro-ondes limite, légèrement croissant avec l'épaisseur, qui marque la fin d'une utilisation efficace des micro-ondes.

D.I.4 Conclusion

En conclusion de cette première partie sur l'utilisation des micro-ondes en fin de séchage, il convient de retenir les principaux résultats:

- . les micro-ondes ne doivent pas venir se substituer à l'apport d'énergie par convection lorsque celui-ci est efficace, notamment lorsque la surface du milieu est alimentée en eau par capillarité. Il est aussi préférable de ne pas élever la température de la surface afin de ne pas réduire l'efficacité de la convection. Aux faibles puissances, il y a une humidité, seuil d'application des micro-ondes, à partir de laquelle l'augmentation de puissance n'entraîne pas de gain en temps.

- . Le dépassement du point d'ébullition entraîne une meilleure efficacité des micro-ondes, malheureusement cela n'est pas toujours compatible avec les dégradations supportables par le produit

- . L'usage des micro-ondes se révèle plus intéressant sur des milieux épais que sur des milieux fins

Dans cette étude, on pourra regretter que les bilans énergétiques ne prennent en considération que le produit, et n'intègre pas le séchoir tout entier. Pour effectuer cette démarche, il aurait fallu particulariser le séchoir, être en

mesure d'évaluer son rendement énergétique, intégrer des données économiques sur le coût de l'énergie...

Ceci aurait considérablement alourdi la procédure sans rien apporté à la compréhension des phénomènes physiques qui gouvernent les transferts de chaleur et de masse au sein du milieu. D'autre part, les conclusions quantitatives sont très dépendantes du matériau retenu pour cette analyse, qui ne présente pas d'enjeu économique particulier.

Néanmoins, vers la fin du séchage, ce sont les pertes par les parois qui constituent l'essentiel des pertes de chaleur. Ces pertes restent faibles, mais ont lieu pendant une longue durée, et la réduire ne peut qu'être intéressant du point de vue énergétique. L'intérêt de l'usage des micro-ondes en fin de séchage se justifie par la réduction de la durée de la période finale de séchage, à condition d'éviter une surchauffe du milieu en surface sinon cela revient à utiliser une part de l'énergie micro-onde pour chauffer l'enceinte.

D.II. VERS L'OPTIMISATION DU SECHAGE COMBINE EN DEBUT DE PROCESSUS

D.II.1 Limitation du problème

Dans la partie B1, nous avons montré comment le modèle a été rendu apte à décrire de façon qualitative plutôt que quantitative le phénomène de ruissellement. Ici nous utilisons cette aptitude pour étudier l'intérêt du phénomène évoqué, même si les conclusions devront rester circonspectes du point de vue quantitatif. Mais, le béton cellulaire ne présentant pas d'intérêt particulier pour le séchage combiné convection micro-onde, les résultats seront à considérer comme une illustration des potentialités du code de calcul, et des pistes de recherche pour d'autres produits.

La situation physique est identique à celle de l'étude précédente. En comparaison les densités de puissances sont ici plus élevées. La seule limitation intervenue est d'éliminer les essais où la pression atteint une valeur supérieure à 3 fois la pression atmosphérique, ce qui est déjà considérable. Les conditions convectives sont données par un coefficient d'échange de $25\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$, une température sèche de 80°C , et un écart psychrométrique de 32°C . Initialement le milieu est à une humidité uniforme de 130%.

Afin de bien rendre compte du gain apporté par l'expulsion de liquide nous avons du choisir un critère qui détermine la fin de l'application des micro-ondes. A la lumière des premières simulations, une discontinuité brutale d'humidité se mouvant vers la surface est apparue, et la fin du ruissellement se produit lorsque ce front atteint la surface. Le critère choisi relève de cette observation puisqu'il détecte le passage du front en testant si l'humidité devient inférieure à 100% à une distance voisine de un millimètre de la surface.

D.II.2 Choix des Ratios de Comparaison

Pour cette partie nous avons conservé les ratios précédemment introduits: le gain de temps, la part d'énergie micro-onde comparée à l'énergie totale nécessaire pour sécher de façon purement convective. Nous utilisons aussi l'humidité moyenne correspondant à la fin du ruissellement puisqu'elle est liée à la quantité d'eau éliminée sous forme liquide, et par suite à un gain énergétique. Les variables sont l'énergie volumique moyenne absorbée, ou cette dernière rapportée au temps d'application des micro-ondes comme densité de puissance volumique.

D.II.3 Résultats et Commentaires

Des simulations ont été réalisées pour trois épaisseurs 5, 10 et 20cm. Les résultats étant qualitativement assez voisins, seuls les résultats concernant l'épaisseur de 10 cm seront présentés ici. Dans un but de comparaison des indications portant sur des points particuliers seront données pour les autres épaisseurs.

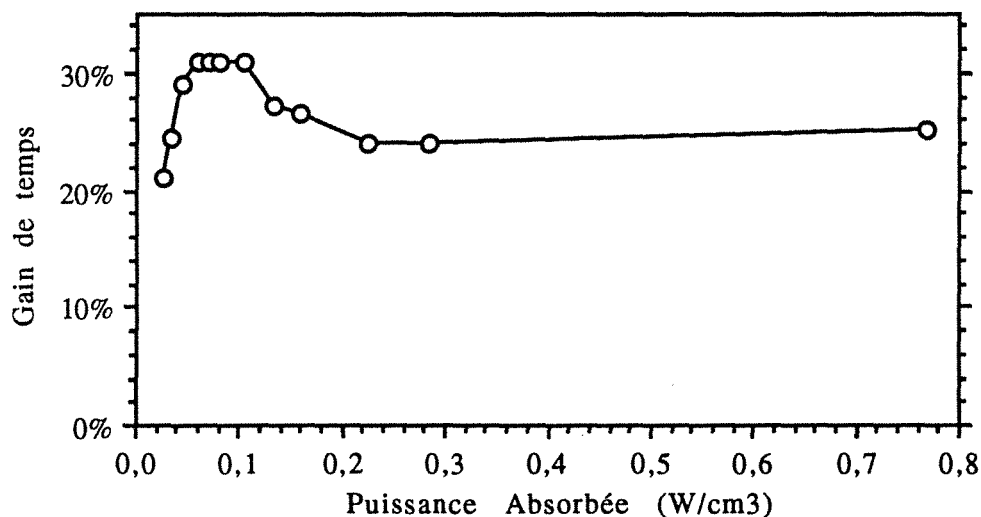


Figure D2-1 Evolution du Gain de temps en fonction de la puissance moyenne absorbée pour une épaisseur de 10 cm

La figure D2-1 présente le gain de temps en fonction de la densité de puissance volumique pour une épaisseur de 10 cm. Cette courbe présente deux aspects caractéristiques: d'une part, un palier situé vers les fortes puissances qui tend à montrer que le gain de temps est limité, et d'autre part une allure en cloche pour les puissances faibles où se situe le maximum. Ainsi, il est possible d'y distinguer trois zones correspondant à une montée des gains de temps, une diminution sensible suivie par une très faible augmentation dénommée palier.

Ce palier signifie que le gain de temps apporté par le ruissellement est limité. Si le gain de temps n'augmente plus avec la puissance cela traduit d'une part que la quantité d'eau éliminée par ruissellement n'augmente pas, résultat conforme aux expériences de la partie C2, et que, d'autre part les durées de ruissellement sont alors trop courtes pour diminuer sensiblement, et influencer sur le gain de temps. Pour appuyer notre propos, la figure D2-2 présente la teneur en eau correspondant à la fin du ruissellement en fonction de la puissance moyenne absorbée. Une forte augmentation de puissance influe peu sur la quantité d'eau éliminée par ruissellement. Mais, il apparaît que la courbe passe par un minimum avant de remonter, puis redescendre lentement. C'est ce minimum qui explique le maximum de gain de temps visible sur la figure D2-1. En outre, sur la figure D2-3, la décroissance asymptotique des durées de ruissellement est mise en évidence, et conforte notre propos.

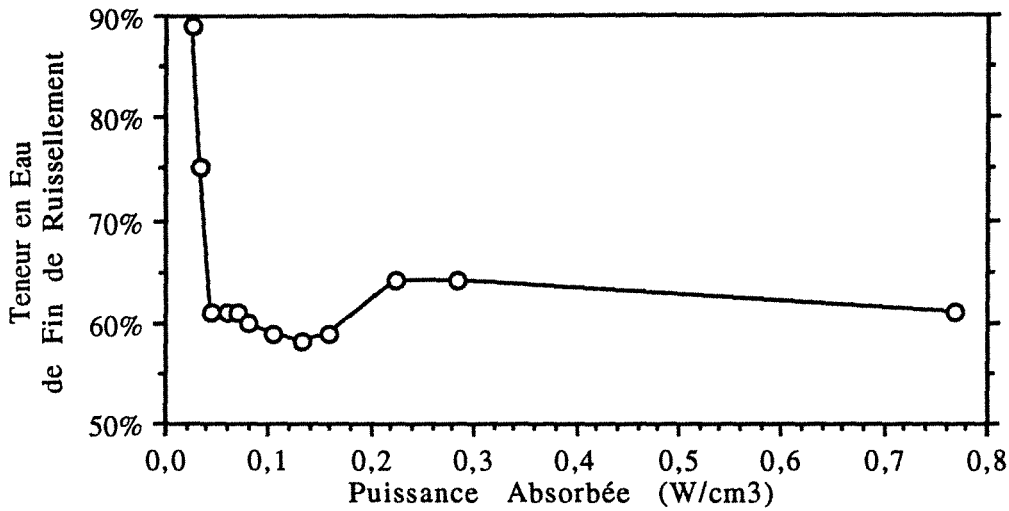


Figure D2-2 Evolution de la teneur en eau de fin de ruissellement en fonction de la puissance moyenne absorbée, pour une épaisseur de 10 cm

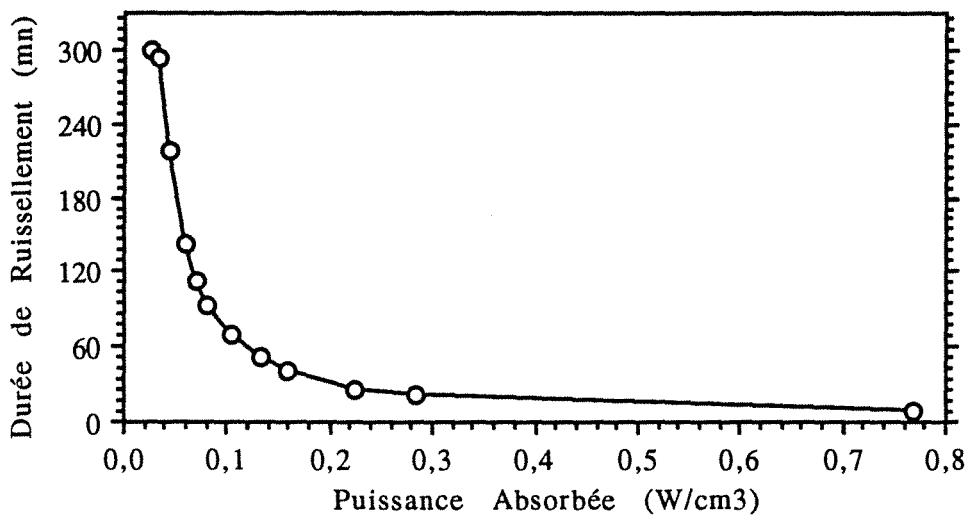


Figure D2-3 Evolution de la durée de ruissellement en fonction de la puissance moyenne absorbée, pour une épaisseur de 10 cm

La figure D2-4 a pour but de sensibiliser le lecteur sur le lien existant entre puissance incidente, puissance moyenne absorbée et énergie moyenne absorbée dans le cadre de cette étude. Il existe une relation linéaire entre les deux puissances. Mais pour de faibles puissances l'énergie consommée est très importante du fait d'un temps d'application très long (cf. Figure D2-3).

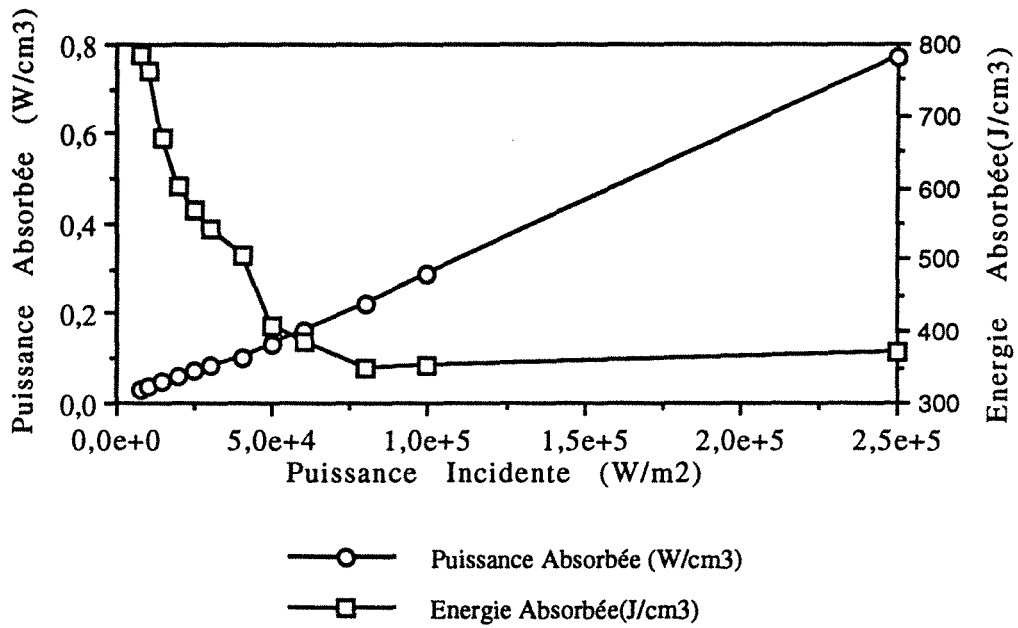


Figure D2-4 Puissance et energie moyennes absorbées et volumique en fonction de la densité de puissance surfacique pour une épaisseur de 10 cm.

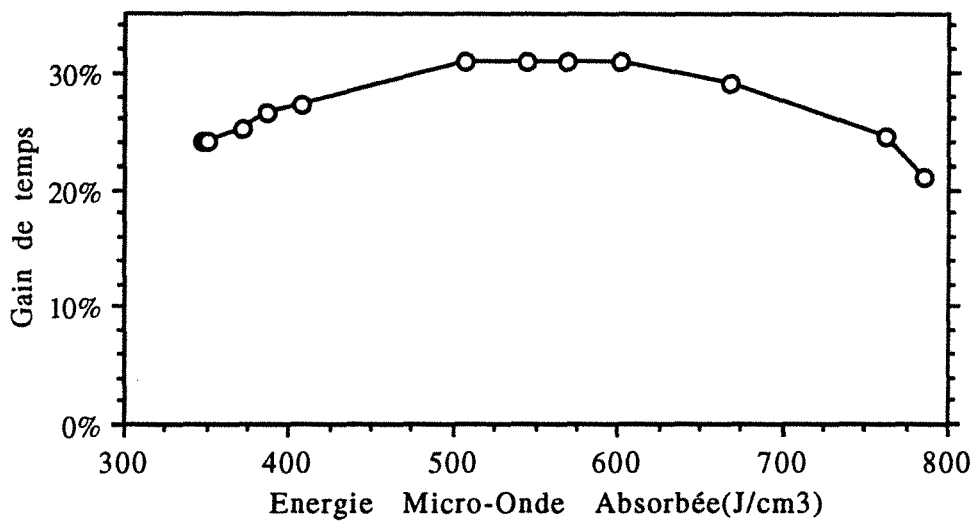


Figure D2-5: Evolution du gain de temps en fonction de l'Energie Micro-onde moyenne absorbée(Axe horizontal bas) et de la Part d'Energie Micro-onde correspondante (Axe horizontal haut) pour une épaisseur de 10 cm.

La figure D2-4 présente le gain de temps comme une fonction de l'énergie micro-onde moyenne. Elle est à rapprocher de la figure D2-1. Cette nouvelle courbe se présente sous la forme d'un arc, avec un plateau du gain de temps au centre. Ce plateau délimite une zone où le gain de temps est maximal. Pour gagner le maximum de temps deux solutions sont alors possibles: s'il est plus intéressant de privilégier une puissance forte dans l'installation, le point de fonctionnement situé du côté des énergies faibles est préférable. En revanche, si une consommation énergétique plus importante avec des puissances installées plus faibles est préférable, c'est à l'opposé du plateau que le point de fonctionnement est à rechercher.

Si dans un premier temps le gain de temps augmente avec la puissance, puis est limité pour les puissances fortes s'explique de façon naturelle, l'explication de la décroissance intermédiaire l'est moins. Pour y parvenir nous avons du nous intéresser aux profils d'humidité des deux cas la délimitant (Figures D2-6b et D2-7b). Il est apparu alors que jusqu'à une certaine puissance on assiste à une saturation en liquide durable des deux faces perméables de l'échantillon, et par suite à un effet très efficace de la surpression interne qui entraîne une humidité plus faible de fin de ruissellement. En revanche au delà de cette limite, la face qui reçoit le plus d'énergie voit sa perméabilité à la phase gazeuse devenir rapidement positive, et dès lors la surpression est très efficace sur le mouvement de la phase gazeuse.

Il reste maintenant à expliquer le comportement de la perméabilité à la phase gazeuse. Les profils de température (Figure D2-6bc) au voisinage de la surface fournissent une explication. Plus l'énergie reçue est forte, plus le gradient de température à la surface est important, de ce fait il limite l'épaisseur de la zone saturée pouvant exister, et qui diminuant ne peut plus assurer son office de bouchon liquide. Le rôle de l'échange convectif est très important, et pour ce cas précis, un fluide séchant à basse température et forte humidité semble indiqué.

Figure D2-6a

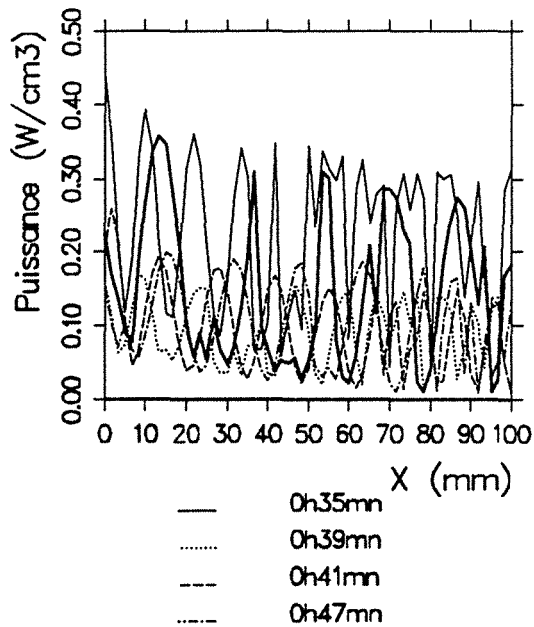


Figure D2-6b

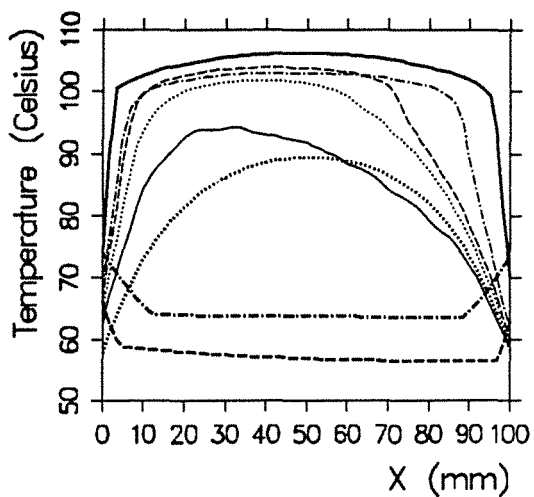
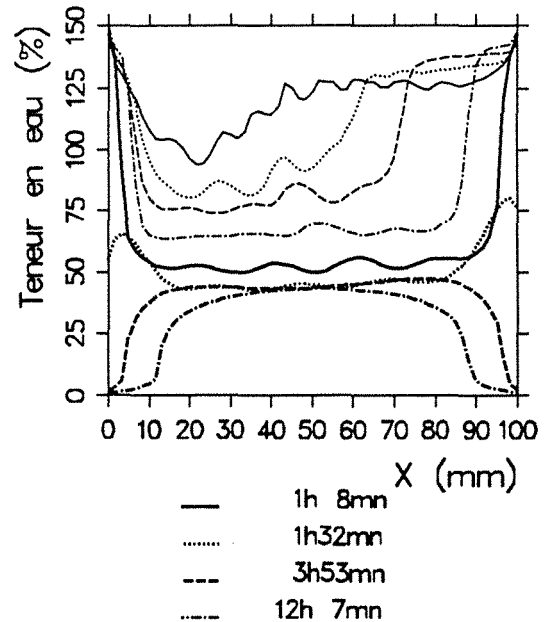


Figure D2-6c

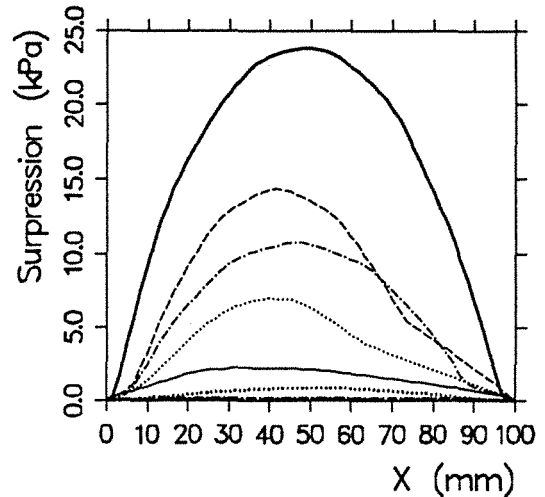


Figure D2-6d

Figure D2-6abcd Profils de puissance volumique, d'humidité, de température et de surpression pour le cas délimitant la décroissance du gain de temps sur la figure D2-1, soit $0,1 \text{ W.cm}^{-3}$

Figure D2-7a

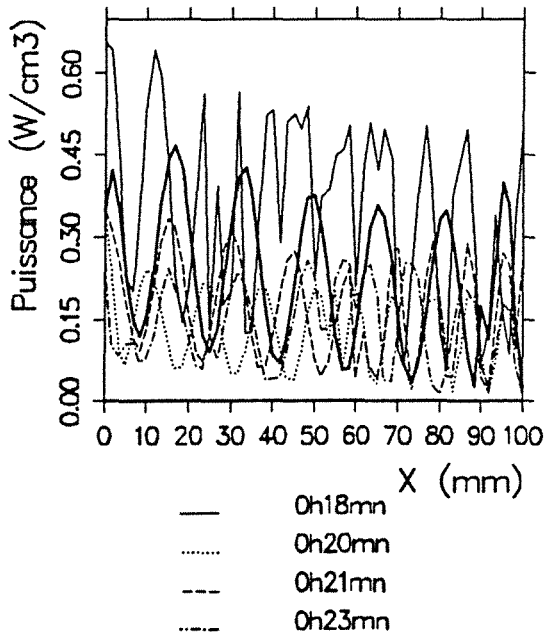


Figure D2-7b

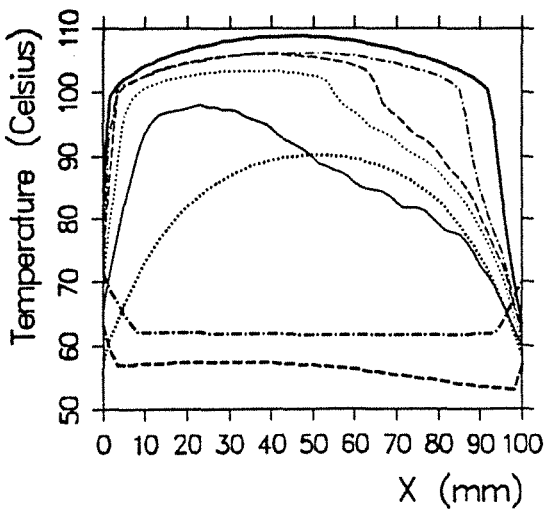
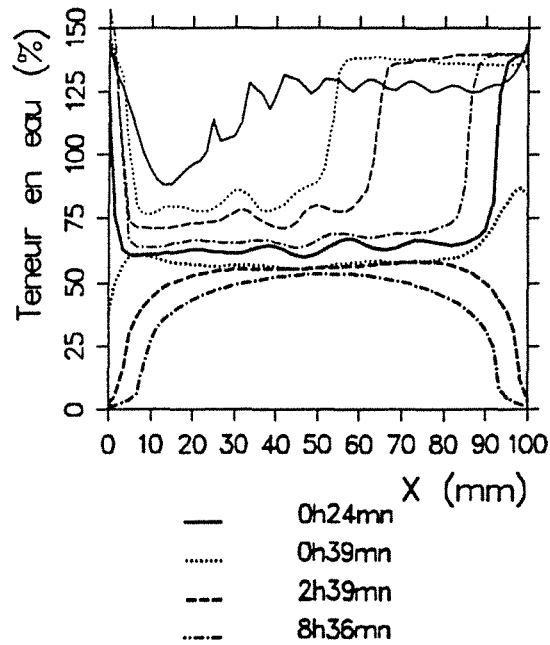


Figure D2-7c

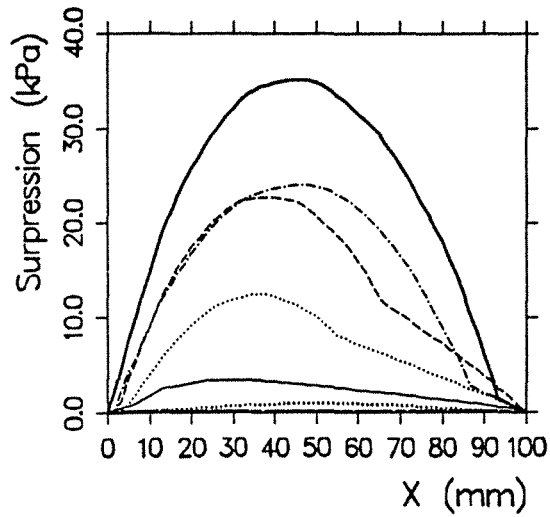


Figure D2-7d

Figure D2-7abcd Profils de puissance volumique, d'humidité, de température et de surpression pour le cas délimitant la décroissance du gain de temps sur la figure D2-1, soit $0,22 \text{ W.cm}^{-3}$

Pour aborder un aspect plus quantitatif sur les différentes figures l'on voit que le gain de temps pour une épaisseur de 10 cm peut être de 25 %, et peut même atteindre 30% par rapport au séchage convectif dans les mêmes conditions. En comparaison, les valeurs correspondantes pour une épaisseur de 5 centimètres sont respectivement de 25% et 33%, 55% et 75% pour 20 centimètres.

L'économie apportée par cette technique est intéressante. Pour l'illustrer, nous avons reporté en fonction de la puissance (Figure D2-8) et de l'énergie (Figure D2-9) un ratio \mathfrak{R} défini comme suit [1]: la masse d'eau éliminée du produit durant la phase de ruissellement, rapportée à la masse d'eau qui serait évaporée avec la quantité d'énergie électromagnétique fournie. Ce ratio a l'avantage de permettre la synthèse de nombreuses conclusions précédentes et d'avoir une réalité plus concrète.

$$\mathfrak{R} = \frac{\text{Masse d'Eau éliminée durant la phase de Ruissellement}}{\left[\frac{\text{Energie Micro-onde Moyenne Absorbée}}{\text{Chaleur Latente de Vaporisation}} \right]} \quad [1]$$

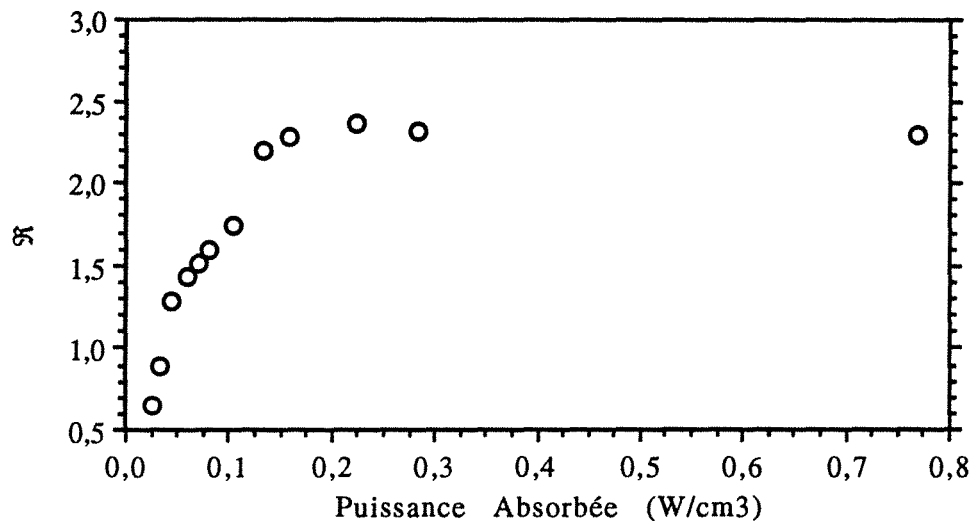


Figure D2-8: Quantité d'eau éliminée par rapport au pouvoir évaporatoire de l'énergie consommée en fonction de la puissance moyenne absorbée pour une épaisseur de 10 cm

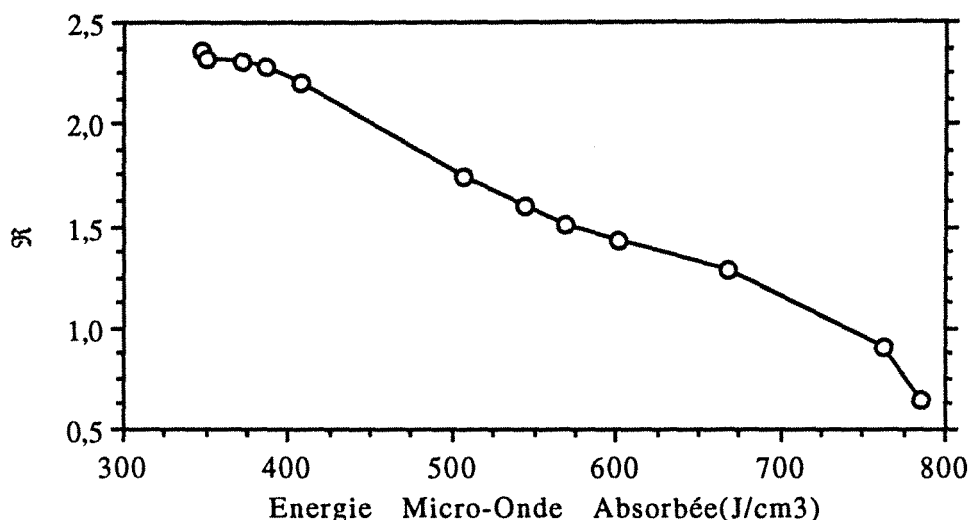


Figure D2-9: Quantité d'eau éliminée par rapport au pouvoir évaporatoire de l'énergie moyenne absorbée pour une épaisseur de 10 cm

Pour les fortes puissances, le ratio \mathcal{R} reste stable. Ceci regroupe les informations d'une quantité d'eau éliminée par ruissellement, et d'une énergie micro-onde absorbée ne variant pas sensiblement avec les puissances élevées. La conclusion pratique est d'éviter un surcoût de puissance installée inutile pour utiliser ce phénomène dans un processus.

A l'opposé pour les faibles puissances, l'utilisation de cette technique ne se justifie pas puisqu'elle n'apporte pas de gain énergétique par rapport à une fourniture d'énergie classique où le ratio avoisine l'unité.

La partie intermédiaire apparaît comme la zone la plus intéressante où l'on retrouve les points de fonctionnement ayant déjà fait l'objet d'un commentaire. Ajoutons que d'une manière générale, et d'un point de vue économique, il est souvent préférable de privilégier une faible puissance électrique installée dans les processus de séchage. En effet, le coût d'installation de puissances importantes est élevée, ainsi que le coût de la consommation électrique non étalée dans le temps. Néanmoins, dans un processus continu, il peut être intéressant d'utiliser une puissance importante mais brièvement.

D.II.4 Conclusion

Pour conclure sur cette partie concernant l'utilisation des micro-ondes au début du séchage, nous rappellerons que l'intérêt de cette technique n'est valable que pour les milieux fortement saturés, et des densités de puissance volumique importantes.

Les pressions rencontrées lors de ces simulations sont peu élevées, et ne dépassent pas 135 kPa pour les points les plus intéressants. Néanmoins gardons à l'esprit que le béton cellulaire est un milieu capillaire plutôt perméable, avec une matrice suffisamment solide pour résister aux efforts de pression intérieurs. Et il est certain que cette étude doit être reprise pour chaque matériau nécessitant de ce point de vue des précautions particulières.

Néanmoins, elle a permis d'éclairer les mécanismes de la phase de ruissellement, et de mettre en évidence une zone privilégiée de puissance où se placent les points de fonctionnement optimaux.

**CONCLUSION
GENERALE**

CONCLUSION

CONCLUSION

Ce manuscrit a été rédigé en tentant d'apporter les éléments nécessaires à la compréhension de deux disciplines, les transferts de chaleur et de masse en milieu poreux et l'électromagnétisme, car celles-ci sont réunies dans le cadre du séchage assisté par micro-ondes. Cette démarche est délibérée. Elle voudrait éviter un piège tentateur: il est difficile de travailler à l'intersection de deux disciplines, au départ si différentes, en essayant de garder une vue objective sur ce qui fait la complexité du problème, et en ne privilégiant pas la partie la mieux maîtrisée.

La première partie a consisté en une brève revue de la littérature dans le domaine du séchage combiné convection-micro-ondes. Puis dans la deuxième partie, nous avons introduit certains concepts de l'électromagnétisme qui nous ont semblé nécessaires à une bonne compréhension des phénomènes. A partir d'un exemple de thermique pure, la comparaison de différentes formulations du terme source volumique d'énergie nous a permis d'acquérir un savoir-faire, et quelques bases de raisonnement qui se sont avérées bien utiles par la suite. L'importance de la réflexion et de l'absorption de l'énergie a ainsi pu être appréciée relativement aux différents paramètres choisis. Dans le cas particulier du chauffage d'un produit humide, il est apparu que l'épaisseur et l'humidité du milieu sont les deux paramètres importants à prendre en compte pour évaluer le terme source de chaleur au sein du milieu. Ajoutons néanmoins que la formulation de l'onde plane retenue ne prétend pas donner une image exacte de la complexité réelle mais était nécessaire pour juger de l'aptitude du code à traiter des problèmes plus réalistes.

La deuxième partie s'achève en essayant de sensibiliser le lecteur à la difficulté de modéliser les transferts de chaleur et de masse dans les milieux poreux et à expliquer la phénoménologie incluse dans le modèle. L'observation expérimentale d'une période de ruissellement liquide, nous conduira à tenter d'étendre la capacité du modèle à décrire les phénomènes lorsque la phase gazeuse disparaît au cours du séchage. Elle met bien en évidence les limites du modèle, et est une invite à entreprendre un travail plus précis sur la liaison entre des approches microscopique et macroscopique de paramètres phénoménologiques, fondée sur la connaissance de la morphologie du milieu.

Dans une troisième partie, nous avons validé le modèle de transferts couplés de chaleur et de masse dans plusieurs situations où la source volumique

d'énergie est appréciée de façon globale. Ces expérimentations ont entraîné la réalisation d'échantillons spécifiques sur lesquels des mesures de pression et de températures ont été réalisées dans un environnement difficile. A notre connaissance, peu de travaux réunissent une confrontation aussi complète entre théorie et expérience dans le domaine du séchage combiné convection-micro-ondes. La mesure de la pression de la phase gazeuse, notamment, est assez originale, et de plus elle est parfaitement corroborée par les mesures de températures. La comparaison théorie-expérience se révèle tout à fait satisfaisante. La formulation retenue pour la source volumique d'énergie demeure empirique, mais la figure C2-15 met en évidence que l'humidité moyenne du milieu est le paramètre essentiel pour définir la puissance absorbée dans une situation donnée.

La dernière partie du mémoire, portant sur l'optimisation de l'utilisation des micro-ondes est intéressante sur au moins deux points. D'une part, elle utilise une modélisation validée expérimentalement et donne ainsi un exemple concret de l'intérêt de l'approche numérique. D'autre part, elle apporte des éclaircissements sur la physique du séchage combiné convection-micro-ondes en réponse à des préoccupations industrielles. Dans tous les cas étudiés, les micro-ondes entraînent une accélération du processus consécutive, et une économie d'énergie quand l'eau est éliminée sous forme liquide. Dans cette étude, il est apparu qu'il n'est généralement pas intéressant de remplacer l'apport d'énergie convectif lorsque celui-ci est efficace, et que les valeurs moyennes de densités de puissances et d'énergie sont de bons indicateurs de la source volumique d'énergie. On rejoint ainsi les conclusions de Le Pourhiet et Bories dans la référence [16].

Pour terminer, nous voudrions récapituler les points saillants de l'étude et en indiquer quelques prolongements.

D'abord le modèle numérique avec la prise en compte de l'action du gradient de pression totale en phase gazeuse aussi bien sur le transport en phase liquide que gazeuse est parfaitement apte à décrire les phénomènes de transfert de chaleur et de masse intervenant au cours du séchage combiné convection-micro-ondes.

La résolution effective du système d'équations aux dérivées partielles obtenu requiert un code numérique. De ce point de vue, il faut souligner la

performance de la méthode de discrétisation par volumes finis, y compris dans les cas particulièrement ardu, qui n'est pas étrangère à la robustesse des schémas utilisés et donc à la qualité des résultats obtenus.

La confrontation théorie-expérience réalisée de façon soignée à l'aide d'un montage expérimental bien équipé et bien instrumenté, a été suffisamment satisfaisante pour autoriser l'emploi du code de calcul comme outil d'optimisation et fournir ainsi quelques recommandations utiles.

Les prolongements naturels de l'étude sont de deux ordres. D'abord, au delà du choix dans ce travail d'un matériau un peu académique, il serait tentant d'utiliser le savoir-faire acquis pour optimiser le séchage micro-ondes d'un produit industriel dans des conditions réelles de fonctionnement.

D'autre part, dès que les électromagnéticiens en auront terminé avec la mise au point d'un logiciel permettant la prévision efficace de la puissance électromagnétique dissipée au sein du milieu, le code de transferts couplés voire son extension à plusieurs dimensions pourrait devenir un outil vraiment prédictif, si par excès d'optimisme, l'on admet au moins l'espace d'un instant, connaître tous les paramètres phénoménologiques... Cet objectif, loin d'être inatteignable, est certainement réalisable à moyen terme. Nous espérons que le travail qui précède en jette les fondements.

- [1] C. Moyne, "*Transferts couplés chaleur-masse lors du séchage: prise en compte du mouvement de la phase gazeuse*", Thèse de Doctorat-ès-Sciences, INPL 1987.
- [2] P. Perré, "*Le séchage convectif de bois résineux, choix validation et utilisation d'un modèle*", Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII, U.F.R. de Physique, 1987.
- [3] P. Perré, A. Degiovanni, "*Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et haute température*", Int. J. Heat Mass Transfer., Vol 33, N°1, pp. 2463-2478, 1990.
- [4] C. Moyne, P. Perré, "*Processes related to drying: part I, Theoretical model*", Drying Technology, 9(5), pp. 1135-1152, 1991.
- [5] A. S. Mujumdar, "*Handbook of industrial drying*", Marcel Dekker Inc., New York, 1987.
- [6] A.S. Mujumdar, "*Advances in Drying*", Vol. I-II-III-IV, Hemisphere Publishing Corporation, distributed by Springer-Verlag, 1984.
- [7] R.B. Keey, "*Introduction to industrial drying operations*", Pergamon Press, 1978.
- [8] A.C. Metaxas, R.J. Meredith, "*Industrial Microwave Heating*", Peter Peregrinus Ltd, London, U.K., 1988.
- [9] J. Thuéry, "*Les micro-ondes et leurs effets sur la matière - Applications industrielles, agro-alimentaires et médicales*", 2^{ème} édition, Tec. et Doc. Lavoisier, 1989.
- [10] S. Whitaker "*Simultaneous Heat, Mass, and Momentum Transfer in Porous Media: A Theory of Drying*", Advances in Heat Transfer, Vol.13, pp. 119-203, Academic Press, New York, 1977.

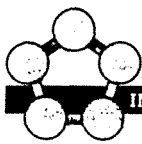
- [11] J.A. Stratton, *"Théorie de l'Electromagnétisme"*, Dunod Paris 1961.
- [12] F. Gardiol, *"Hyperfréquences"*, Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Vol.13, Dunod, 1987.
- [13] F. Gardiol, *"Electromagnétisme"*, Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Vol. 3 ,Dunod.
- [14] G. Roussy, J.M. Thiébaud, M. Charreyre-Neel, *"A chemical-physical model for describing microwave paper drying"*, J. of Microwave Power, Vol.19, n°4, pp.244-250, 1984.
- [15] A. Bennani, *"Modélisation du séchage micro-onde du papier"*, Thèse de Doctorat 3ième cycle, Nancy I, 1986.
- [16] A. Le Pourhiet, S. Bories, *"Analysis of the role of microwaves energy contribution in drying porous media"*, Hemisphere Publishing Corp., Drying'80, Vol.2, pp.186-194 , 1980.
- [17] A. Paresi , *"Etude de l'amélioration du rendement des techniques de séchage des matériaux épais par apport d'énergie électromagnétique conception d'applicateurs"*, Thèse de Docteur-ingénieur, Institut Polytechnique de Toulouse, 1978.
- [18] J.D.Hatcher, K.B.Higgins, D.W. Lyons, *"Analytical solutions to the drying of textile materials with microwave heating"*, Textile Research Journal, pp.223-229, march 1975.
- [19] D.W. Lyons, J.D. Hatcher, J.E. Sunderland, *"Drying of a porous medium with internal heat generation"*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 15, pp.897-905, 1972.
- [20] C.K. Wei, H.T. Davis, E.A. Davis, J. Gordon, *"Heat and mass transfer in water laden sandstone: microwave heating."* A.I.Ch.E.J., vol 31, pp. 842-848 1985.

- [21] P. Chen, P.S. Schmidt, "*An integral model for convective drying of hygroscopic and non hygroscopic materials*", IDS'88 Versailles 5-8 Sept 1988, Vol.1, op.287-293.
- [22] P. Chen, P.S. Schmidt, "*An integral model for convective drying of hygroscopic and non hygroscopic materials with dielectric heating*", *Drying Technology*, Vol.8, n°5, pp.907-930, 1990.
- [23] J.L. Grolmes, T.L. Bergman, "*Dielectrically-assisted drying of a non-hygroscopic porous material*", *Drying Technology*, 8(5), pp. 953-975, 1990.
- [24] F.Gori, G.Biffi Gentili, L.Martini, "*Microwave heating of porous media*", *J.Heat Transfer, Trans. of ASME*, Vol.109, pp.522-524, may 1987.
- [25] M. Ilic, I.W. Turner, "*Convective drying of a consolidated slab of wet porous material*", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.32, No 12, pp. 2351-2362, 1989.
- [26] P.G. Jolly, "*Temperature controlled combined microwave-convection drying*", *J. Microwave Power*, pp. 65-74, 1986.
- [27] I.W. Turner, M. Ilic, "*Convective drying of a consolidated slab of wet porous material including the sorption region*", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol.17, N°1, pp.39-48, January-February 1990.
- [28] Jolly P., Turner I., "*Non linear field solutions of one dimensional microwave heating*", *J. Microwave Power and Electromagnetic Energy*, Vol.25, N°1, pp. 3-15, 1990.
- [29] P. Jolly, I. Turner, "*A theory of microwave and convective drying*", *Seventh International Drying Symposium, IDS'90, Prague, Czechoslovakia, August 26-30, 1990.*
- [30] M. Ilic, I.W. Turner, "*Drying of a wet porous material*", *Appl. Math.Modelling*, Vol.10, February, pp 16-24, 1986.

- [31] I.W. Turner, P.G. Jolly, "*Combined microwave drying of a porous material*", *Drying Technology*, 9(5), pp.1209-1269, 1991.
- [32] I. Turner, P. Jolly, "*The effect of dielectric properties on microwave drying kinetics*", *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, Vol. 25, N°4, pp. 211-223, 1990.
- [33] W. Jansen, B. van der Wekken, "*Modelling of dielectrically assisted drying*", *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, Vol.26, N°4, pp.227-236, 1991.
- [34] W.J.L. Jansen, B.J.C. Van der Wekken, "*Computer modelling of dielectric drying processes*" Proc. International Conference Microwave and High Frequency, Nice, Vol.II. pp.212-224, 8-10 october 1991.
- [35] J.M. Hernandez, Puiggali J-R, "*Simulation du séchage du bois résineux sous divers procédés*", *Entropie* n°161, pp.55-64, 1991.
- [36] A. Stammer, "*Über das Trocknungsverhalten von Einzelkörpern bei der Mikrowellentrocknung*", *Fortschrittberichte, Reihe 3 - Verfahrenstechnik* Nr. 272, VDI-Verlag 1992.
- [37] R.Siegel, J.R. Howell, "*Thermal radiation heat transfer*", McGraw-Hill Kogakusha Ltd, 1972.
- [38] R.M. Perkin, "*Simplified modelling for the drying of a non hygroscopic capillary porous body using a combination of dielectric and convective heating*", *Drying Technology*, 8(5), pp. 931-951, 1990.
- [39] P. Chaussecourte, J.F. Lamaudière, B. Maestrali, K. Rekiouak, "*Evaluation of the electromagnetic field in a loaded microwave cavity*", Proc. International Conference Microwave and High Frequency, Nice, Vol.II. pp.141-144, 8-10 october 1991.
- [40] M.A. Roques, F. Zagrouba, P. Perré, N. Kechaou, "*A step wise modelisation for combined drying of deformable materials*", *Drying92*, Elsevier, Part.A, pp.573-584, 1992.

- [41] M.A. Roques, F. Zagrouba, *"The four phases of microwave and convective combined drying"*, Drying'92, Elsevier 1992, Part.A, pp.627-634.
- [42] W. Ptasznik, S. Zygmunt, T. Kudra, *"Simulation of RF assisted convective drying for seed quality broad bean"*, Drying Technology, 8(5), pp. 977-992, 1990.
- [43] F.A.L. Dullien, *"Porous Media - Fluid Transport and Pore Structure"*, 2^{ième} Edition, Academic Press Inc., San Diego Californie, 1992.
- [44] C.Moyne, J.C. Batsale, A. Degiovanni, *"Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique des milieux poreux humides - II. Théorie"*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.31, n°11, pp.2319-2330, 1988.
- [45] S. Azizi, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *"Reply to discussion of 'Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique des milieux poreux humides'"*, Letter to Editor, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, N°8, pp. 1778-1779, 1990.
- [46] C. Moyne, A. Degiovanni, *"Water vapour diffusion and thermal conductivity of wet porous media"*, Ninth International Heat Transfer Conference, Vol. 5, pp. 213-218, Hemisphere publishing Corporation, 1990.
- [47] S. Azizi, C. Moyne, A. Degiovanni, *"Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique des milieux poreux humides - I. Expérimentation"*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.31, n°11, pp. 2305-2317, 1988.
- [48] S.V. Patankar, *"Numerical heat transfer and fluid flow"*, Hemisphere Publishing Corporation, Mc Graw Hill Company, 1980.
- [49] Y. Lescanne, *"Caractérisation du papier en vue de la simulation du séchage par infrarouge électrique"*, Thèse de Doctorat INPL, 1992.
- [50] P.Perré, C.Moyne, *"Processes related to drying: partII, Use of the same model to solve transfers both in saturated and unsaturated media"*, Drying Technology, 9(5), pp. 1153-1179, 1991.

- [51] N.R. Morrow, *"Physics and thermodynamics of capillary"* Symposium on Flow Through Porous Media, the Carnegie Institution, Washington, D.C., June 9-11, 1969.
- [52] K.G. Ayappa, H.T. Davis, C. Crapiste, E.A. Davis, J. Gordon, *"Microwave heating: an evaluation of power formulations"*, Chemical Engineering Science, Vol.46, N°4, pp.1005-1016, 1991.
- [53] M. Moser, *"Le séchage convectif à haute température. Observation des mécanismes a deux échelles: la planche et la pile"*, Thèse de Doctorat INPL, 1992.
- [54] B.J. Pangle, K.G. Ayappa, H.T.Davis,J.Gordon, *"Microwave thawing of cylinders"*, AIChE Journal, December 1991, Vol.37, N°12, pp.1789-1800.



**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
LORRAINE**

o o o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

**Monsieur ANDRIEU Julien, Professeur, Université C.Bernard Lyon 1,
Monsieur ROQUES Michel, Professeur, ESI-GTI Pau.**

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur CONSTANT Thièry

à soutenir devant l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse
intitulée :

**"Le séchage combiné convection-micro-ondes : Modélisation - Validation -
Optimisation"**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : **"MECANIQUE & ENERGETIQUE"**

Fait à Vandoeuvre le, 30 Novembre 1992

Le Président de l'I.N.P.L.,

M. LUCIUS



ANNEXES

ANNEXE I

Grandeurs caractérisant le Béton Cellulaire et Paramètres utilisés dans le code de simulation

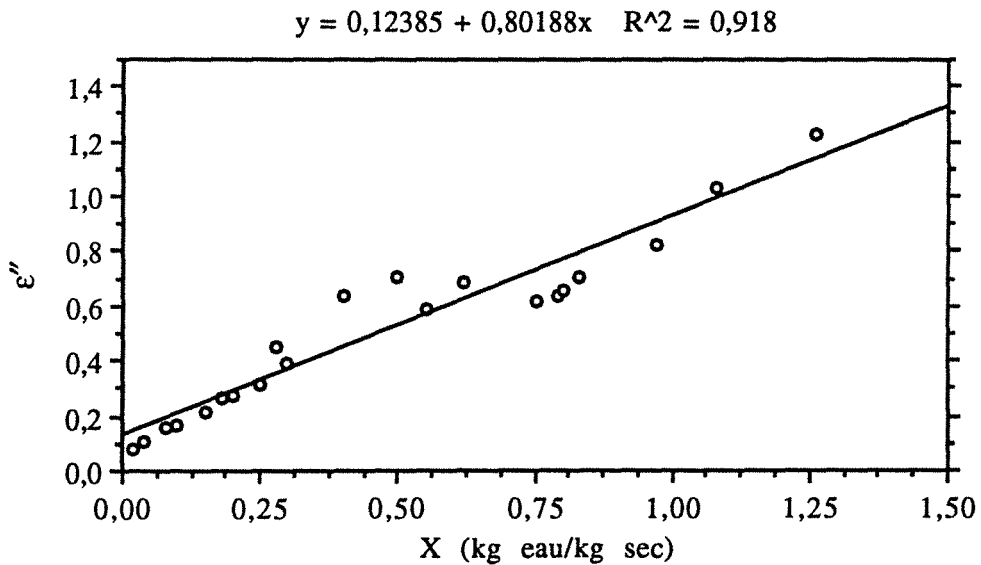
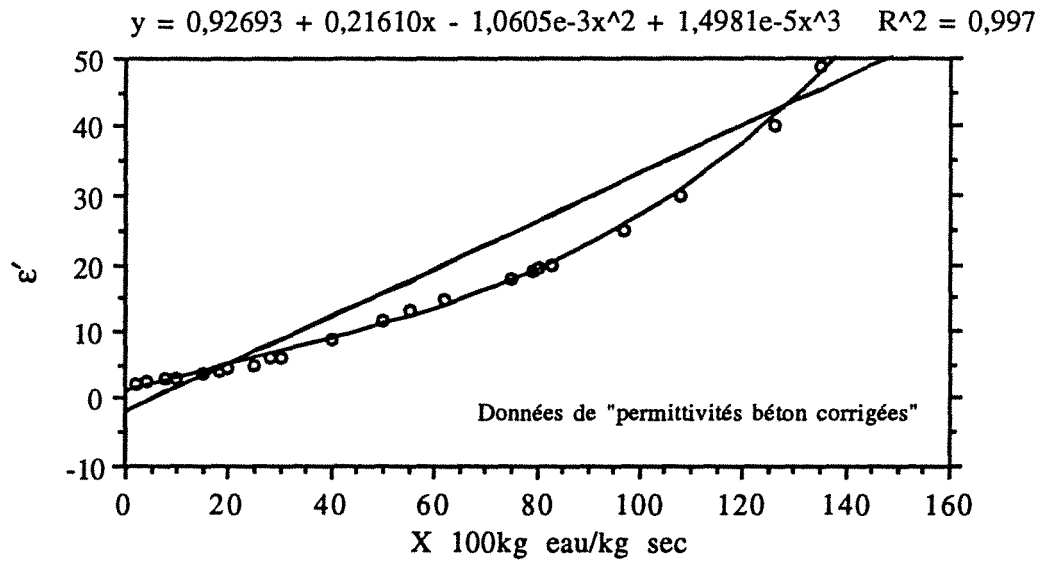
Teneur en eau:	$X = f(\text{kg d'eau;kg de matière sèche})$	
Porosité	$\Pi = 0,80$	
Masse volumique de la matrice solide	$\rho_0 = 540$	kg.m^{-3} .
Perméabilité intrinsèque	$K = 10^{-13}$	m^2 .
Teneur en eau irréductible	$X_{\text{irr}} = 0,30$	
Teneur hygroscopique	$X_{\text{hyg}} = 0,07$	
Chaleur spécifique:	$C_p = 840 + 4185 X$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$
Pression de vapeur saturante:	$p_{vs} = \exp\left[23,49 - \frac{3997,86}{(T + 233)^2}\right]$ avec T en degré Celsius	Pa
Pression de vapeur	$\frac{p_v}{p_{vs}} = 1$ pour $X \geq X_{\text{hyg}}$	
	$\frac{p_v}{p_{vs}} = \frac{X}{X_{\text{hyg}}} \times \left[2 - \frac{X}{X_{\text{hyg}}}\right]$ pour $X < X_{\text{hyg}}$	

Perméabilités relatives:	$k_{rl} = X^{*3}$ $k_{rg} = 1 + (2X^* - 3) X^{*2}$ <p>avec $X^* = \frac{X - X_{irr}}{[X_{sat} - 0,05] - X_{irr}}$ si $X^* < 1$</p> <p>et $X^* = 1$ sinon</p>	
Coefficient de migration liquide isotherme:	$\log_{10}(a_{ml} \cdot \rho_0) = \sum_{i=0}^5 a_i X^i$ <p>avec</p> $a_0 = -10,50 \quad a_1 = 30,54 \quad a_2 = -70,75$ $a_3 = 83,97 \quad a_4 = -49,92 \quad a_5 = 11,88$	
Diffusion binaire de l'air et de la vapeur	$D_v = 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{P_{atm}}{p} \left[\frac{T}{273} + 1 \right]^{1,88}$ <p>avec T en degré Celsius</p>	$m^2 \cdot s^{-1}$
Diffusion gazeuse	$D_{eff} = 0,2 \times k_{rg} \times D_v$	$m^2 \cdot s^{-1}$
Conductivité thermique à basse température:	$\lambda = 0,142 + 0,46 X$	$W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$
Facteur de correction Voir Ref[47]	$F = 0,2 + (\epsilon_{gmax} - 0,2)(2X^* - X^{*2})$ si $x < X_{irr}$ $F = \epsilon_{gmax} k_{rg}$ si $X > X_{irr}$ <p>ϵ_{gmax} est la porosité à la phase gazeuse à la teneur en eau irréductible</p>	

ANNEXE II

Mesures de permittivités du béton cellulaire

Ces mesures furent réalisées par la Société Hyperfield Engineering et financées par Electricité de France



ANNEXE III

Récapitulatif des figures de la partie C: Comparaison Théorie-Expérience

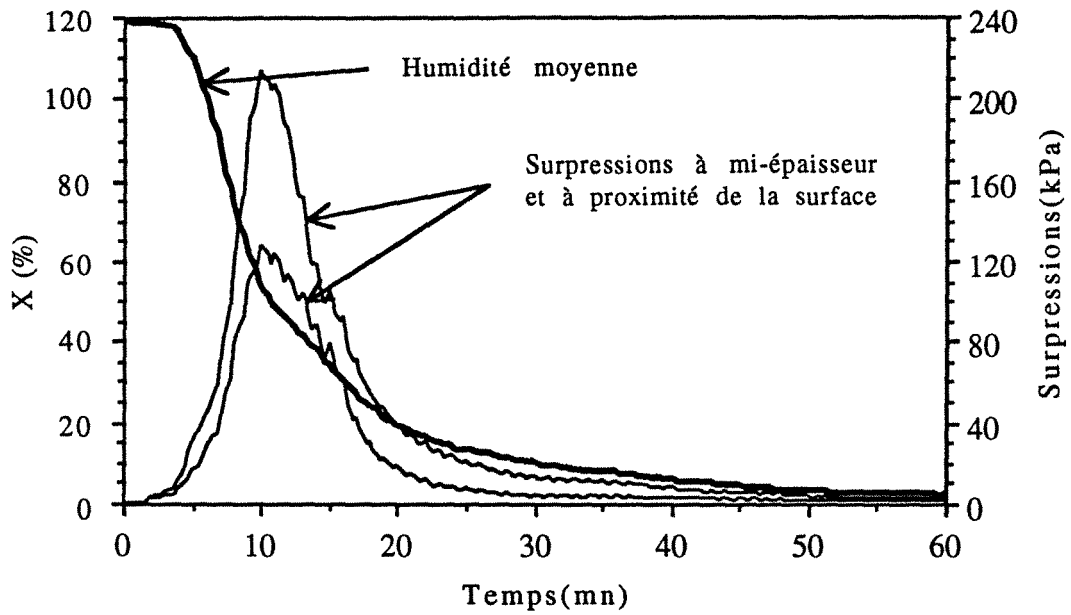


Figure C1-3 Evolution temporelle de l'humidité moyenne et des surpressions internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

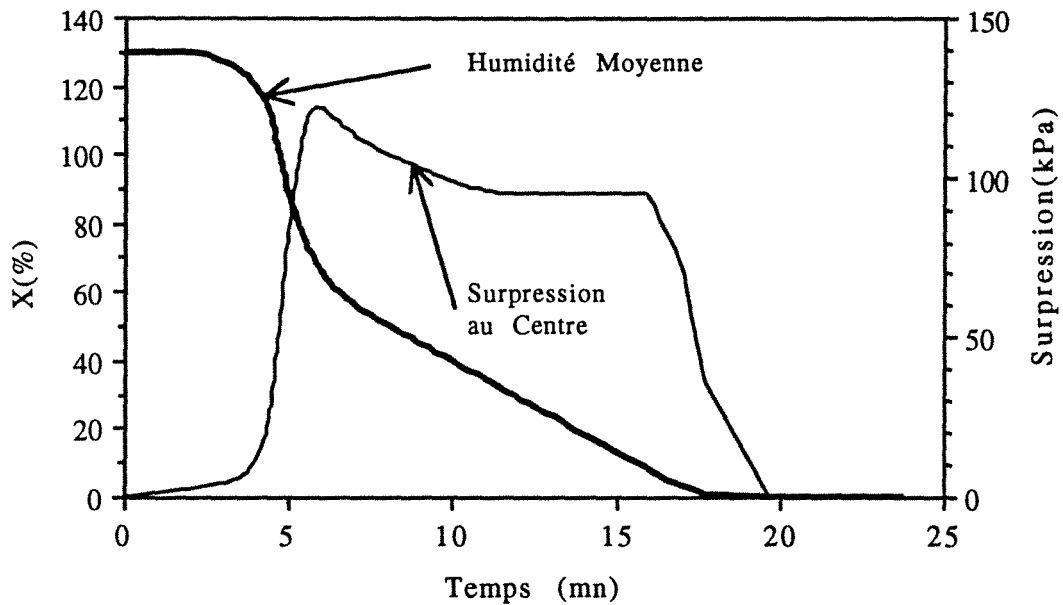


Figure C1-5 Evolution temporelle de la perte d'humidité et de la surpression théoriques pour une puissance globale constante dans le temps.

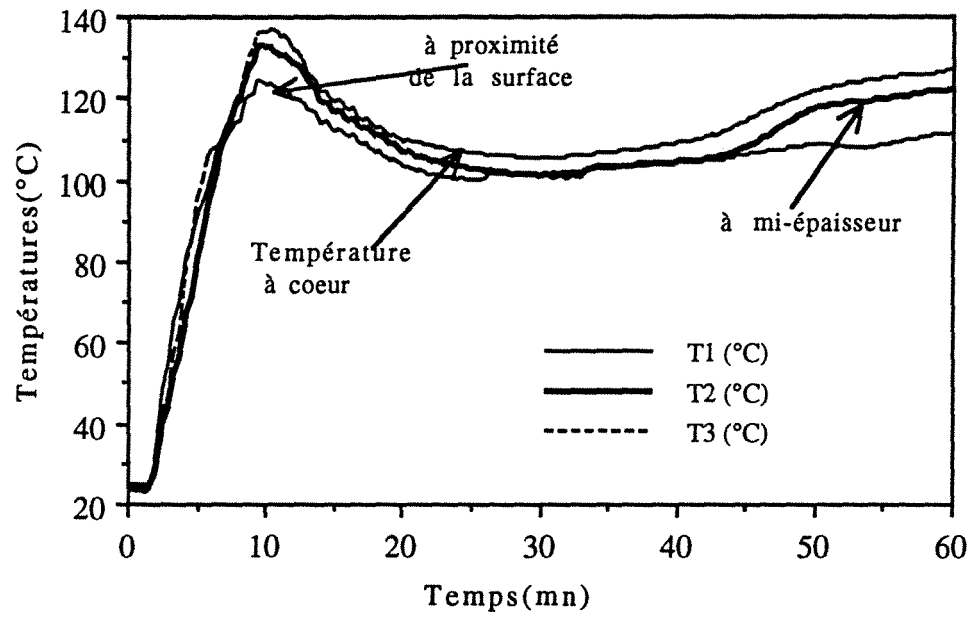


Figure C1-4 Evolution temporelle des températures internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

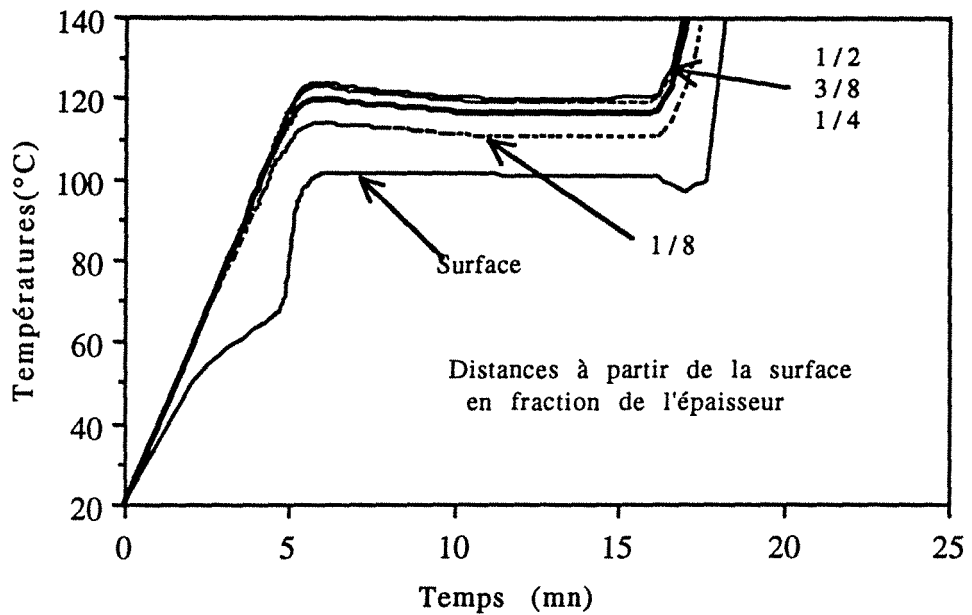


Figure C1-6 Evolution temporelle des températures théoriques pour une puissance globale constante dans le temps.

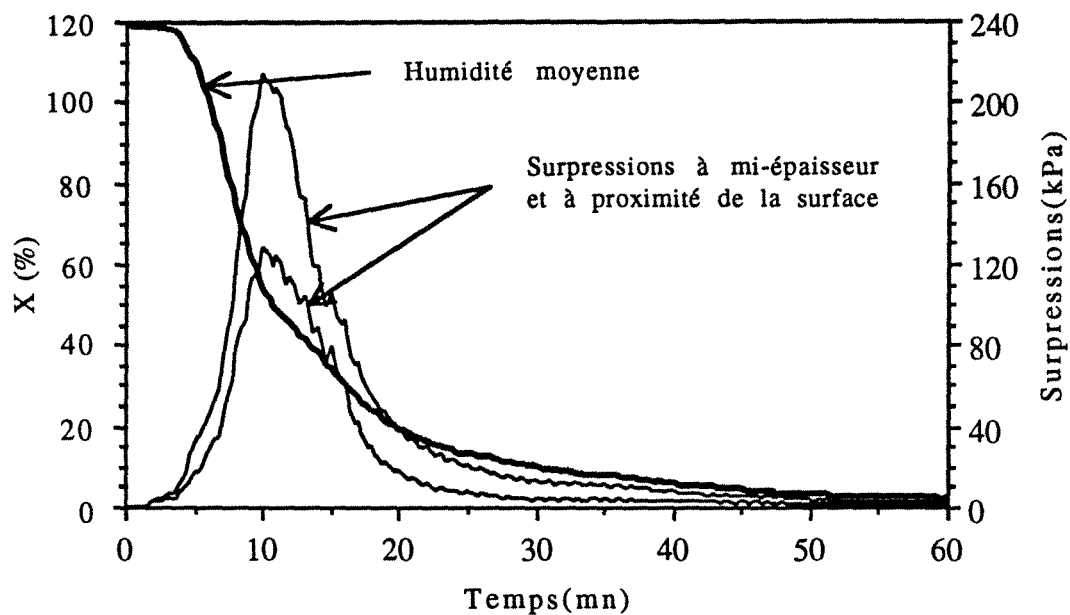


Figure C1-3 Evolution temporelle de l'humidité moyenne et des surpressions internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

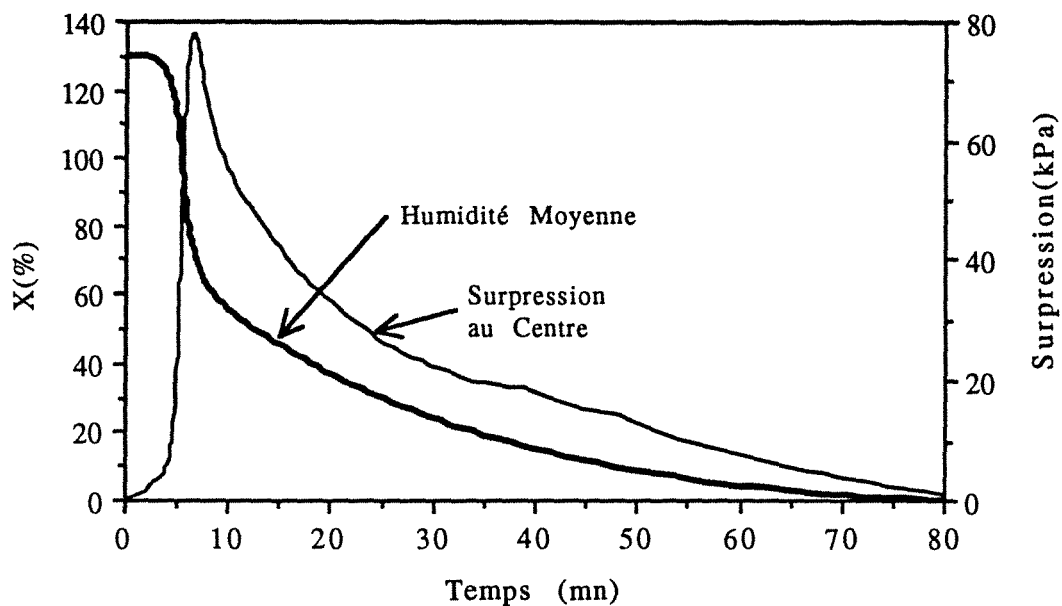


Figure C1-7 Evolution temporelle de la perte d'humidité et de la surpression théoriques pour une puissance calculée à champ constant.

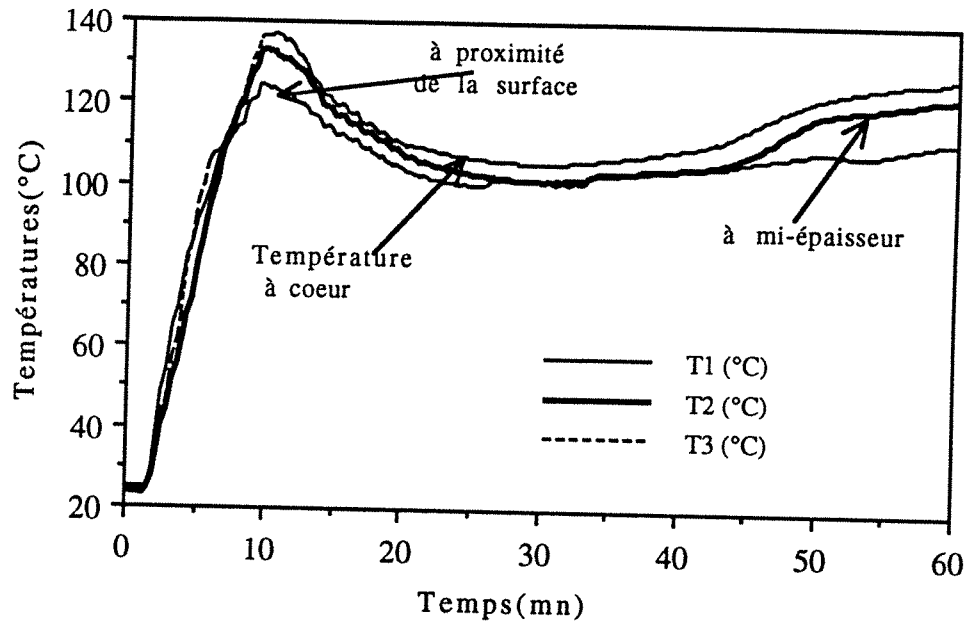


Figure C1-4 Evolution temporelle des températures internes au cours d'une expérience en cavité multimode.

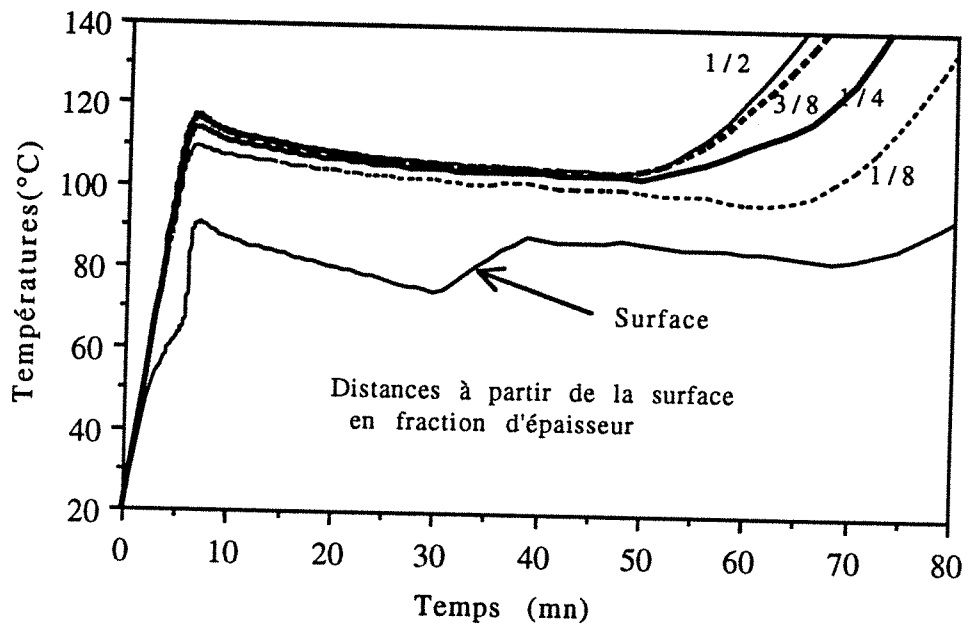


Figure C1-8 Evolution temporelle des températures théoriques pour une puissance calculée à champ constant

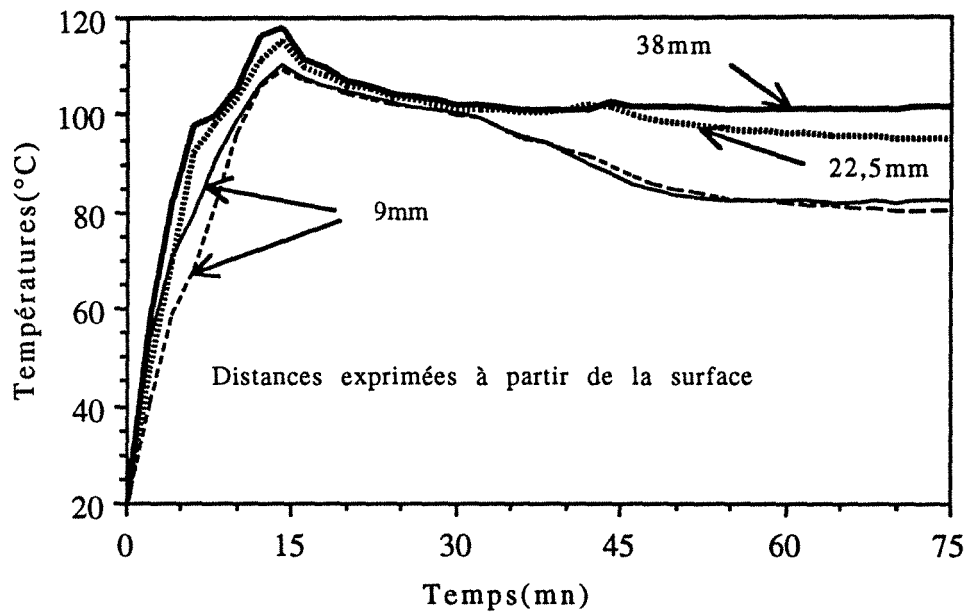


Figure C2-5 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 90W en cavité monomode.

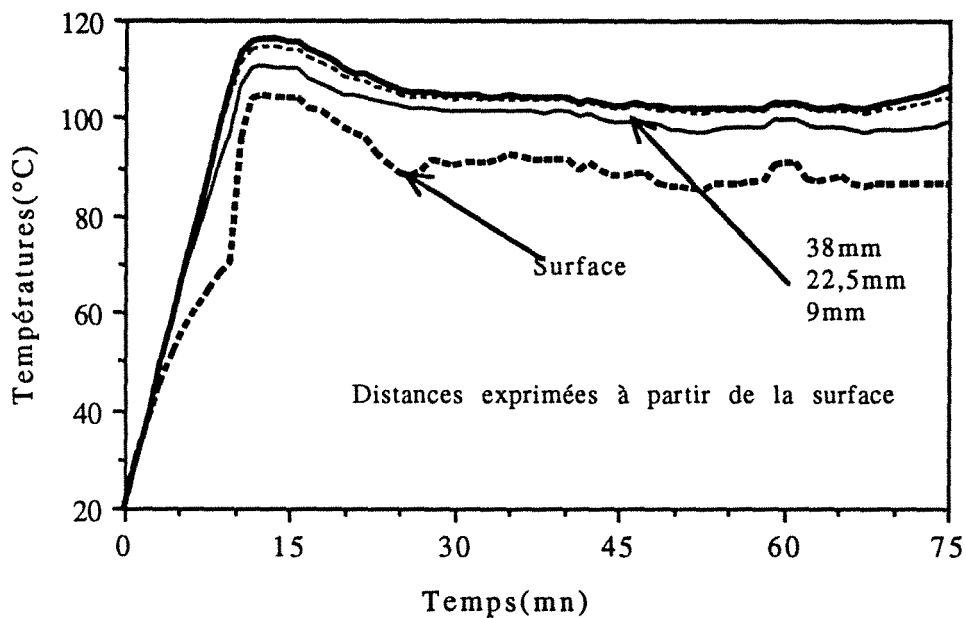


Figure C2-18 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 90 W en cavité monomode.

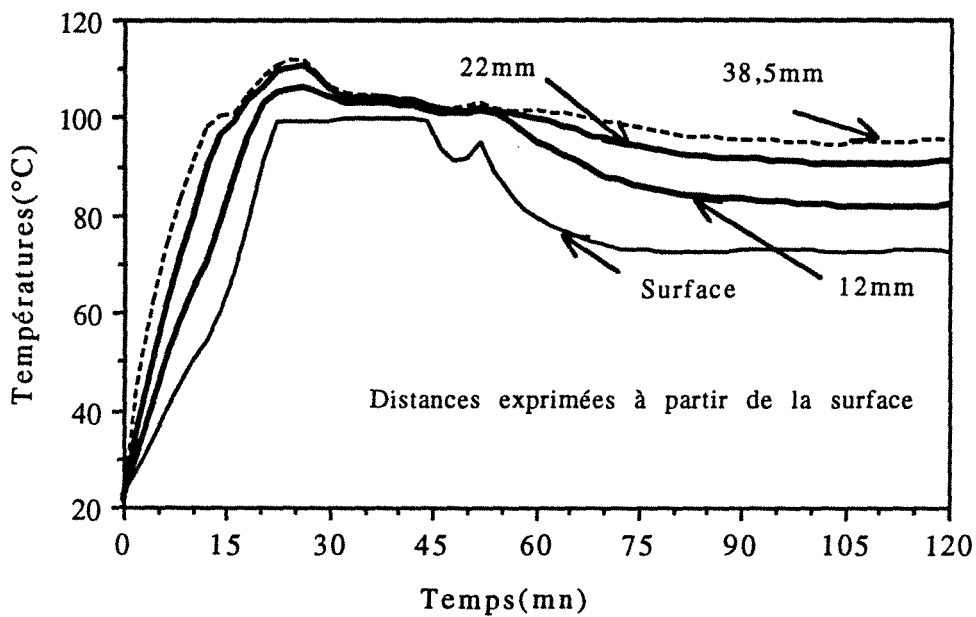


Figure C2-10 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

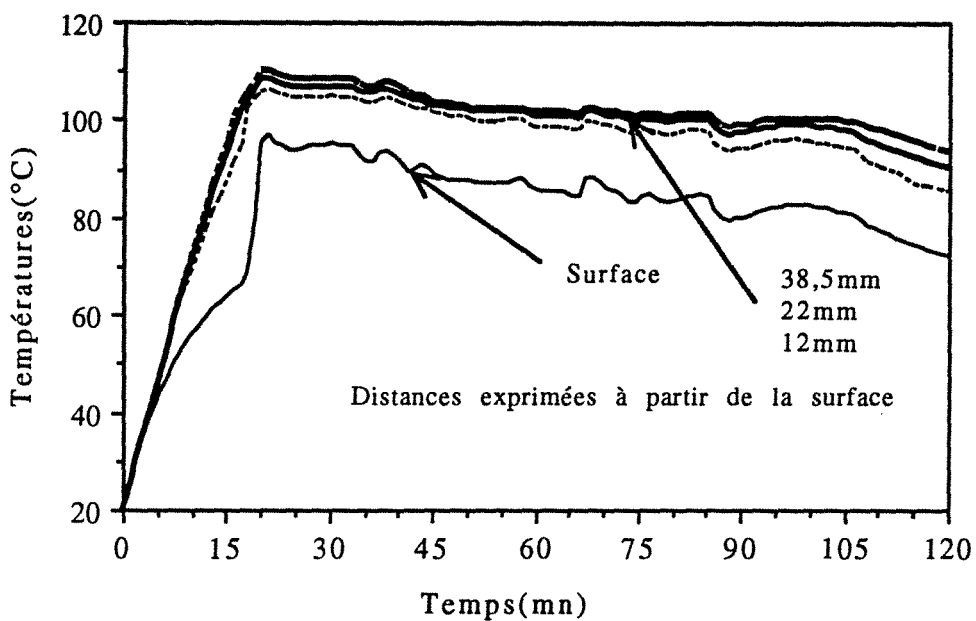


Figure C2-21 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 65 W en cavité monomode.

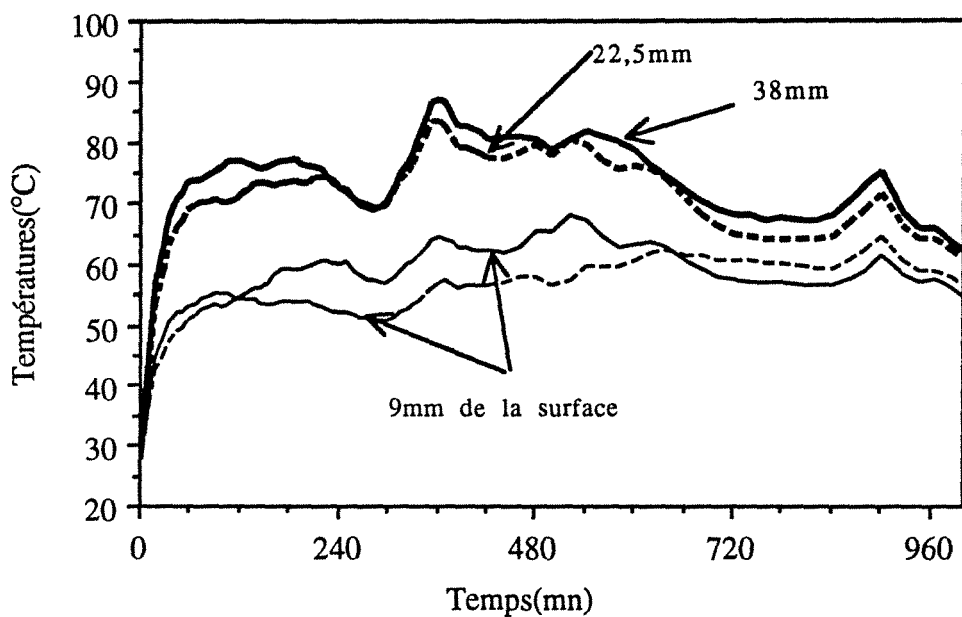


Figure C2-13 Evolution temporelle des températures pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

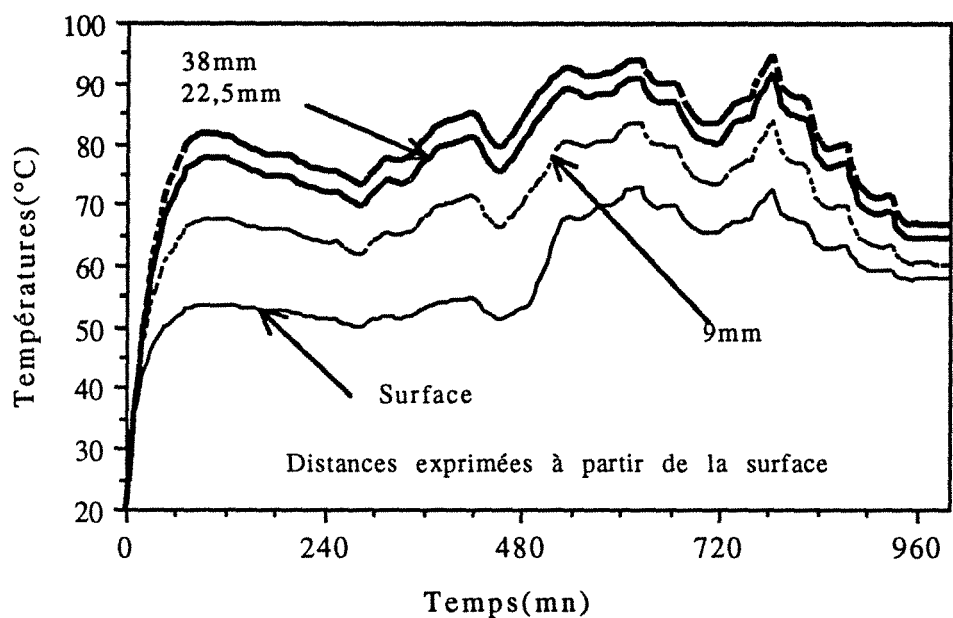


Figure C2-24 Evolution temporelle et théorique des températures pour l'expérience à 10 W en cavité monomode.

Mots-clés : Modélisation, Séchage, Chauffage diélectrique, Chauffage volumique, Micro-ondes, Milieu poreux, Propriétés diélectriques,

Résumé : Ce travail est consacré à l'étude du séchage combiné convection-micro-ondes, le matériau choisi pour l'étude étant un béton cellulaire. Il comporte une partie théorique et une partie expérimentale. D'un point de vue théorique, deux points sont plus particulièrement discutés: la formulation du terme source volumique d'énergie et la modélisation des transferts de chaleur et de masse avec prise en compte du gradient de pression totale de la phase gazeuse. D'un point de vue expérimental, des mesures de perte de masse, de la quantité d'eau évacuée sous forme liquide, des températures et pressions internes ont été réalisées et sont comparées aux résultats théoriques.

En parallèle, une étude a été menée sur le phénomène d'expulsion du liquide observable en début de séchage assisté par micro-ondes. Une expérience de drainage a été mise au point. Le modèle testé dans les mêmes conditions donne de bons résultats qualitatifs.

En final, le logiciel est utilisé comme un outil d'optimisation, pour quantifier les gains de temps et d'énergie apportés par l'utilisation des micro-ondes en début et en fin de séchage.

Abstract : This work is devoted to combined microwave and convection drying. The chosen material is a cellular concrete. This study is divided into theoretical and experimental parts. Theoretically, two points are particularly discussed: the formulation of the volumic heat source and the modelling of heat and mass transfer. The role of the total pressure of the gaseous phase is taken into account. From an experimental point of view, loss of mass, mass of water drained off, internal temperatures and pressures are measured, and compared with simulation results. The agreement is quite satisfactory.

In the same way, a study is devoted to the liquid movement period which can be observed at the beginning of a microwave drying. The model is tested with a draining experiment. It gives quite good qualitative results.

Finally, the program is used as an optimization tool to quantify time and energy savings brought by microwave heating at the beginning and at the end of a drying process.