

50376 1995 73

### THESE

## présentée à

## L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

## pour obtenir le grade de

## **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

spécialité électronique

par

## **Pierre-Yves CRESSON**

## CONTRIBUTION A LA MODELISATION DES APPLICATEURS EN STRUCTURE PLAQUEE PAR LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL: APPLICATION A LA THERMOTHERAPIE CONTROLEE PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDE.

soutenue publiquement le 1<sup>er</sup> Février 1995 devant la Commission d'Examen:

Président	Y. CROSNIER	Professeur à l'U.S.T.L. (Lille I)
Directeur de thèse	J. PRIBETICH	Professeur à l'I.U.T. de Béthune
Rapporteurs	J.L. VATERKOWSKI	Professeur à l'E.N.S.M.M.
	S. TOUTAIN	Professeur à l'E.N.S.T.B.
	P. PRIBETICH	Professeur à l'Université de Bourgogne
Examinateurs	M. CHIVE	Professeur à l'U.S.T.L. (Lille I)
	P. DEGAUQUE	Professeur à l'U.S.T.L. (Lille I)
	V. RINGEISEN	Directeur Technique de la S <sup>té</sup> BRUKER
		à Wissembourg

	pages
INTRODUCTION GENERALE	1
DE L'HYPERTHERMIE A LA RADIOMETRIE MICRO-ONDE	
Origine de l'hyperthermie.	3
Techniques d'hyperthermie localisée.	3
La radiométrie micro-onde.	5
<u>CHAPITRE 1:</u> DESCRIPTION GENERALE DES APPLICATEURS PLANAIR	RES.
METHODES NUMERIQUES DE SIMULATION UTILISEES.	
INTRODUCTION.	7
I-1 APPLICATEURS PLANAIRES UTILISES	8
I-1-1 Applicateurs de type microruban.	9
I-1-2 Applicateurs de type fente.	10
I-1-2-1 Monoapplicateurs développés.	10
I-1-2-2 Multiapplicateurs développés.	11
I-1-3 Le système de refroidissement.	12
I-2 MODELISATIONS UTILISEES POUR ETUDIER LES APPLICATEUR	RS
PLANAIRES MICRO-ONDES.	13
I-2-1 Objectifs généraux des études entreprises.	13
I-2-1-1 Adaptation d'un applicateur planaire.	13
· I-2-1-2 Densité de puissance absorbée et profondeur	
de pénétration.	14
I-2-1-3 Taux d'absorption spécifique.	15
I-2-1 Structures étudiées.	15

SOMMAIRE

I-2-2 Modèle de type ligne de transmission appliqué aux applicateurs planaires.

16

		pages
	I-2-2-1 Modèle type ligne de transmission	
	d'un élément rayonnant dans l'air.	17
	I-2-2-2 Modèle type ligne de transmission	
	d'un applicateur fente.	17
	I-2-2-3 Modèle type ligne de transmission	
	d'un applicateur "patch".	19
I-2-3	l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle.	19
I-2-4	l'Approche dans le Domaine Spectral bidimensionnelle.	23
I-2-5	Perspectives d'utilisation de l'A.D.S.	15
I-3 LA MET	THODE DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE	3
TEMPO	REL.	27
I-3-1	Rappel sur les dérivées centrées.	28
I-3-2	Discrétisation et cellule de Yee.	28
I-3-3	Les maillages.	32
I-3-4	Optimisation du maillage cartésien.	34
I-3-5	Critères de stabilité.	35
I-3-6	Conditions aux interfaces.	36
I-3-7	Conditions d'absorption.	38
I-3-8	Application au calcul de la densité de puissance absorbée.	40
CONCLUSI	ON.	44
<u>CHAPITRE 2:</u> DE	TERMINATION DES EVOLUTIONS FREQUENTIELL	ES DE γ ET
DE	S <sub>11</sub> PAR LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES	DANS LE
DO	MAINE TEMPOREL.	

INTRODUCTION.	45
II-1 PRESENTATION DE LA METHODE APPELEE (F.D.) <sup>2</sup> T.D.	46
II-1-1 Rappel sur l'évolution fréquentielle de la permittivité complexe	
des milieux dissipatifs.	46

	pages
II-1-2 Formulation de la (F.D.) <sup>2</sup> T.D. par l'équation de Debye.	47
II-1-3 Formulation de la (F.D.) <sup>2</sup> T.D. par une équation différentielle.	50
II-1-4 Comparaison entre ces deux méthodes.	52
II-2 CARACTERISTIQUES FREQUENTIELLES OBTENUES	
PAR LA F.D.T.D. OU LA $(F.D.)^2$ T.D.	53
II-2-1 Etude de l'excitation gaussienne.	53
II-2-2 Principe de la détermination de la constante de propagation $\gamma$ .	55
II-2-3 Principe de la détermination du coefficient de réflexion $S_{11}$ .	58
II-3 APPLICATION DE LA F.D.T.D. ET DE LA (F.D.) <sup>2</sup> T.D. A L'ETUDE	DE LA
PROPAGATION UNIDIMENSIONNELLE D'UNE ONDE T.E.M.	59
II-3-1 Structure étudiée et représentations temporelles.	59
II-3-2 Détermination de $\gamma(\omega)$ .	61
II-3-3 Détermination de S11( $\omega$ ).	64
II-4 APPLICATION DE LA F.D.T.D. ET DE LA (F.D.) <sup>2</sup> T.D. A L'ETUDE	
TRIDIMENSIONNELLE DE LIGNES DE TRANSMISSION.	65
II-4-1 Structures étudiées et hypothèses de travail.	65
II-4-2 Domaine de calcul et paramètres utilisés.	66
II-4-3 Tests sur les conditions d'absorption utilisées.	68
II-4-4 Représentations tridimensionnelles temporelles.	70
II-4-5 Diagrammes de dispersion.	71
CONCLUSION.	73

## <u>CHAPITRE 3</u>: DETERMINATION DE L'EVOLUTION FREQUENTIELLE DU COEFFICIENT DE REFLEXION ET DE LA DENSITE DE PUISSANCE DEPOSEE DANS LE MILIEU DISSIPATIF.

INTRODUCTION.

74

	I	pages
III-1	CARACTERISATIONS EXPERIMENTALES DES APPLICATEURS	
	PLANAIRES.	75
	III-1-1 Mesure du coefficient de réflexion S <sub>11</sub> .	75
	III-1-2 Mesure de la puissance rayonnée dans un milieu dissipatif.	76
III-2	STRUCTURE ETUDIEE.	77
	III-2-1 Description générale.	77
	III-2-2 Exploitation de la méthode des différences finies dans le domaine	;
	temporel.	78
111.2		01
111-3	APPLICATEURS FENTES RAYONNANT DANS L'AIR.	81
III-4	APPLICATEURS RECTANGULAIRES POSES DIRECTEMENT SUR	LE
	MILIEU DISSIPATIF.	82
	III-4-1 Représentations temporelles du champ électrique	
	dans la structure.	83
	III-4-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	83
	III-4-3 Influence sur $S_{11}(\omega)$ de l'équation choisie pour représenter $\epsilon^*(\omega)$ .	84
	III-4-4 Calcul de la densité de puissance absorbée,	
	comparaison A.D.S F.D.T.D.	85
TTT <i>2</i>		
111-5	DISSIDATE DAD UNE SUDCOLICUE DELECTRIQUE	97
	DISSIPATIF PAR UNE SURCOUCHE DIELECTRIQUE.	80
	$III-5-1  Determination de S_{11}.$	80
	111-5-2 Influence sur $S_{11}(\omega)$ des dimensions de la ligne d'alimentation.	87
	III-5-3 Determination de la densite de puissance absorbee.	89
	III-5-3-1 Densites de courant sur la ligne microruban et champs	
	electriques dans la jente.	89
	111-5-5-2 Determination de la profondeur de penetration.	90
	111-5-3-3 Courbes isopuissances.	91
	111-5-3-4 Comparaison entre les résultats théoriques	
	et expérimentaux.	91

	pages
III-5-4 Optimisation du maillage par la méthode du pas variable.	93
III-5-4-1 Présentation du maillage utilisé.	93
III-5-4-2 Calcul de la densité de puissance absorbée.	95
III-5-5 Influence de l'épaisseur de la surcouche diélectrique.	95
III-5-5-1 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	96
III-5-5-2 Détermination de la densité de puissance absorbée à l	a
fréquence de chauffage.	97
III-5-5-3 Détermination de la densité de puissance absorbée à l	a
fréquence radiométrique.	98
III-6 EXTENSION DU MODELE AUX MILIEUX DISSIPATIFS	
HETEROGENES.	99
III-6-1 Structure étudiée.	99
III-6-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	100
III-6-3 Détermination de la densité de puissance absorbée	
par un milieu hétérogène.	102
III-7 EXTENSION DU MODELE AUX APPLICATEURS DE FORME	
QUELCONQUE.	104
III-7-1 Applicateur ayant une ligne microruban à transition progressive.	104
III-7-1-1 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	105
III-7-1-2 Détermination de la densité de puissance absorbée	
aux fréquences de chauffage et radiométrique.	106
III-7-2 Applicateur ayant une ligne microruban et une fente en forme de	
losange.	108
III-7-2-1 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	108
III-7-2-2 Détermination de la densité de puissance absorbée	
aux fréquences de chauffage et radiométrique.	109
III-8 APPLICATEUR ENDOCAVITAIRE.	110
III-8-1 Structure étudiée.	111
III-8-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .	112

III-8-2 Détermination de  $S_{11}(\omega)$ .

III-8-3 Détermination de la densité de puissance absorbée. 113

CONCLUSION.

114

pages

## <u>CHAPITRE 4</u>: RESOLUTION TRIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE LA CHALEUR ET CALCUL DE LA TEMPERATURE RADIOMETRIQUE.

#### INTRODUCTION

115

IV-1 TECHNIQUES DE MESURES DE TEMPERATURES.	116
IV-1-1 Banc de mesures utilisé pour les relevés de températures.	116
IV-1-2 Mesure de la température radiométrique.	117
IV-2 L'HYPERTHERMIE MICRO-ONDE CONTROLEE	
AUTOMATIQUEMENT PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDE.	119
IV-2-1 Description générale des systèmes d'hyperthermie utilisés.	120
IV-2-2 Configuration initiale du système d'hyperthermie micro-onde.	121
IV-2-3 Déroulement d'une séance d'hyperthermie contrôlée	
par radiométrie.	121
IV-2-4 Le logiciel de dosimétrie thermique.	122
IV-3 CALCUL THEORIQUE DE LA DISTRIBUTION THERMIQUE	
A PARTIR DE L'EQUATION DE LA CHALEUR.	124
IV-3-1 L'équation de la chaleur.	125
IV-3-2 Méthode numérique de résolution de l'équation de la chaleur.	126
IV-3-3 Conditions aux limites.	128
IV-3-4 Valeurs des paramètres $k_t$ , $v_s$ et H.	130
IV-3-4-1 Conductivité thermique.	130
IV-3-4-2 Vascularisation sanguine.	131
IV-3-4-3 Détermination du coefficient d'échange de chaleur ave	с
l'extérieur appelé H	132

I	pages
IV-4 RAPPELS GENERAUX SUR LA RADIOMETRIE MICRO-ONDE.	133
IV-4-1 Base physique de la radiométrie micro-onde.	133
IV-4-2 Calcul de la puissance d'origine thermique captée.	134
IV-4-3 Calcul de la température radiométrique.	135
IV-5 VALIDATION DU MODELE SUR MILIEUX HOMOGENES.	
COMPARAISONS THEORIE - EXPERIENCE.	136
IV-5-1 Puissance injectée et puissance dissipée.	136
IV-5-1 Cartes thermiques.	137
IV-5-1 Température radiométrique.	139
IV-6 APPLICATION AUX MILIEUX HETEROGENES.	139
CONCLUSION.	141
CONCLUSION GENERALE	142
ANNEXE 1: Caractéristiques diélectriques des milieux dissipatifs.	A1-1
ANNEXE 2: Approche dans le Domaine Spectral bidimensionnelle.	A2-1
BIBLIOGRAPHIE	B-1

INTRODUCTION GENERALE

# Introduction Générale

D epuis plusieurs années, les techniques micro-ondes sont employées dans les hôpitaux et les cliniques, pour diagnostiquer mais aussi pour soigner. En particulier, l'énergie micro-onde est souvent associée aux traitements anticancéreux classiques. Cette technique, alors appelée hyperthermie micro-onde est basée sur un phénomène physique simple: les matériaux à forte teneur en eau et donc les tissus biologiques, s'échauffent lorsqu'ils sont exposés à un rayonnement électromagnétique de forte puissance. Ainsi, l'hyperthermie micro-onde à visée thérapeutique consiste à augmenter de quelques degrés, pendant une durée déterminée, la température d'un volume parfaitement localisé et contenant la tumeur.

Le Groupe d'Hyperthermie de Lille (G.H.L.) formé de 3 composantes, le Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (U.M.R. C.N.R.S. 9929), l'unité 279 de l'I.N.S.E.R.M. et le centre anti-cancer Oscar Lambret de Lille, poursuit des études sur l'hyperthermie par ondes électromagnétiques. Les deux axes principaux de recherche sont l'hyperthermie micro-onde interstitielle et l'hyperthermie micro-onde par applicateurs externes en structure plaquée qui présentent de nombreux avantages par rapport aux guides d'ondes utilisés auparavant. Une des spécificités des systèmes d'hyperthermie micro-onde réalisés par la société BRUKER, après transfert technologique par le G.H.L., est le contrôle automatique par radiométrie micro-onde de la température interne des tissus traités.

L'objectif de notre travail consiste à développer un outil de simulation électromagnétique qui permette de caractériser entièrement les applicateurs planaires utilisés en hyperthermie micro-onde. Grâce à la méthode des différences finies dans le domaine temporel que nous avons utilisée, nous avons la possibilité de prendre en compte la forme exacte des applicateurs et des tissus traités. Les résultats théoriques suivants peuvent être obtenus: évolution fréquentielle du coefficient de réflexion, dépôts de puissance à la fréquence de chauffage choisie et à la fréquence radiométrique, cartes thermiques tridimensionnelles et température radiométrique correspondante. Les travaux présentés dans cette thèse sont donc la suite logique des études précédentes effectuées par le Laboratoire sur ce type d'applicateurs. Cette thèse se décompose en 4 chapitres.

Dans le premier chapitre, après avoir décrit brièvement les applicateurs planaires utilisés ainsi que les principaux résultats obtenus par une modélisation par l'Approche dans le Domaine Spectral pour l'étude de ces applicateurs, nous étayons notre choix d'une nouvelle méthode de simulation: la méthode des différences finies dans le domaine temporel (F.D.T.D.). Après un rappel des principes fondamentaux de cet outil de modélisation (maillage, critère de stabilité, conditions d'absorption), nous montrons un exemple simple d'application où la densité de puissance déposée dans des milieux dissipatifs est calculée.

Dans la seconde partie, nous rappelons les méthodes utilisées pour introduire la dépendance fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe des milieux dissipatifs dans la F.D.T.D. (alors appelée (F.D.)<sup>2</sup>T.D.). Ainsi la détermination des évolutions fréquentielles du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> ou de la constante de propagation  $\gamma$  est envisageable pour des structures comprenant des milieux biologiques. Le calcul du diagramme de dispersion de lignes de transmission est effectué. Les résultats sont comparés à ceux obtenus à partir de méthodes spectrales.

Dans le troisième chapitre, nous étudions plus particulièrement l'applicateur fente rectangulaire. L'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion est calculée et comparée à des résultats expérimentaux. Les diagrammes des densités de puissance déposée dans un milieu dissipatif homogène sont calculés et comparés à des relevés expérimentaux. Le modèle est ensuite appliqué aux milieux dissipatifs hétérogènes, puis différentes géométries d'applicateur planaire sont étudiées. Enfin, l'étude d'un applicateur endocavitaire destiné au traitement du cancer de la prostate est présentée.

Dans la dernière partie, nous utilisons les résultats obtenus sur les densités de puissance pour établir la répartition spatiale de la température et calculer la température radiométrique. Les cartes thermiques théoriques alors obtenues pour un milieu homogène seront comparées aux mesures expérimentales. Des résultats théoriques obtenus pour un milieu hétérogène tel que le corps humain sont présentés. Un calcul de la température radiométrique captée par l'applicateur biomédical est entrepris et vérifié expérimentalement. DE L'HYPERTHERMIE A LA RADIOMETRIE MICRO-ONDE

# De l'hyperthermie à la radiométrie micro-onde

#### ORIGINE DE L'HYPERTHERMIE.

L'utilisation de la chaleur à des fins thérapeutiques apparaît dès l'antiquité. En effet, des tiges de fer de petite taille rougies au feu servaient, à cette époque, à cautériser les plaies béantes.

Toutefois, la chaleur n'est utilisée comme traitement anti-tumoral que depuis la fin du 19<sup>ème</sup> siècle [1]. A cette époque, des médecins ont constaté que des hommes atteints de fortes fièvres dues à des maladies infectieuses voyaient leurs tumeurs régresser. Ces praticiens ont essayé de reproduire cet effet au moyen de toxines pyrétiques ou de bains en eau chaude [2]. Parfois ils ont inoculé eux-mêmes les virus infectieux aux malades. Ils tentaient ainsi de réaliser une hyperthermie totale [3], c'est à dire une élévation de la température de tout le corps afin que celle-ci se situa entre 40,5°C et 41°C, température correspondant au seuil létal des cellules à traiter. Cependant, ces méthodes furent vite abandonnées. Les résultats escomptés étaient rarement atteints, du fait d'une température centrale du corps trop faible pour obtenir une destruction efficace des cellules tumorales. D'autre part, ces techniques d'hyperthermie présentent de graves effets secondaires en particulier sur le comportement du système cardiovasculaire et thermorégulateur.

De plus, chauffer un corps entier pour ne traiter qu'un petit volume est paradoxal, d'autant plus que ce traitement n'est pas sans conséquence pour les tissus sains. Les recherches s'orientèrent alors vers une hyperthermie, que l'on peut qualifier de régionale et qui utilise une circulation d'eau chaude ou des courants hautes fréquences [4]. L'hyperthermie localisée était née.

#### TECHNIQUES D'HYPERTHERMIE LOCALISEE.

A partir des années soixante dix, l'hyperthermie connaît un nouvel essor [5,6,7,8]. En effet, celle-ci n'est plus utilisée seule, mais est souvent associée par les médecins à d'autres thérapies anticancéreuses (radiothérapie, chimiothérapie, curiethérapie...) afin d'en potentialiser les effets. Bien que l'hyperthermie totale ait encore quelques adeptes, la technique de chauffage

utilisée est essentiellement locale. Afin d'obtenir de bons résultats sur les tumeurs bénignes ou malignes, on élève la température à un niveau légèrement supérieur à 42°C, sans que ceci présente de risques majeurs puisque l'élévation de température est circonscrite au volume de la tumeur à traiter et aux tissus environnants. Pour produire la chaleur, on utilise deux procédés distincts: le chauffage par conduction réalisé entre autres à partir d'une circulation d'eau chaude et le chauffage induit par des ondes ultrasonores ou des ondes électromagnétiques, dont les fréquences peuvent alors varier des radiofréquences jusqu'aux micro-ondes.

Les techniques d'hyperthermie localisée qui utilisent, soit l'eau chaude, soit les ondes ultrasonores ou électromagnétiques (hyperthermie radiative) comme vecteur d'énergie, se décomposent en deux groupes: l'hyperthermie invasive ou endocavitaire, où l'applicateur est introduit dans des orifices naturels ou aménagés à l'intérieur du corps humain, à l'inverse de l'hyperthermie non-invasive utilisant un applicateur externe.

L'hyperthermie invasive interstitielle est destinée au traitement des petites tumeurs profondes, par implantation dans celles-ci ou dans leur proche voisinage, d'aiguilles résistives, de microtubes d'eau chaude ou encore d'électrodes capacitives. Si on utilise l'énergie micro-onde pour ce type d'hyperthermie radiative, on emploie alors des antennes filaires qui sont insérées dans des cathéters implantés au préalable dans les tissus lors du traitement par curiethérapie. Cette étude a fait l'objet de la thèse de M. J.-C. Camart [9]. M. F. Morganti [10] s'est attaché plus particulièrement à l'étude de l'hyperthermie interstitielle micro-onde par applicateurs endocavitaires urétral et utérin. Dans ces derniers cas, les cavités naturelles telles le rectum, le vagin, l'urètre sont utilisées pour un permettre un positionnement très proche, et donc optimum, de l'applicateur par rapport à la zone à traiter.

Pour traiter les tumeurs de large étendue, l'hyperthermie non-invasive ultrasonore est employée, ainsi que l'hyperthermie radiofréquence, induite ou capacitive. Dans ce dernier cas, la tumeur est placée entre 2 électrodes connectées à un générateur. Ce type d'hyperthermie a été étudié par Melle F. Duhamel lors de la thèse de l'Université [11].

L'hyperthermie radiative externe, radiofréquence ou micro-onde, nécessite la présence d'un générateur de puissance à la fréquence de chauffage souhaitée et d'un applicateur placé au contact du milieu à traiter. Cette technique d'hyperthermie est très utilisée pour le traitement de petites tumeurs situées sous la peau. Au départ, les éléments rayonnants étaient constitués

de guides d'ondes remplis de diélectrique. Ils sont maintenant remplacés par des antennes plaquées dont la réalisation est plus facile et de moindre coût. D'autre part, placées sur des substrats souples, elles ont la possibilité d'épouser la forme du corps humain. Après une étude de faisabilité de ces structures, commencée depuis une dizaine d'années [12], puis poursuivie entre autres par M. R. Lédée [13], deux types d'applicateurs ont été essentiellement développés: l'applicateur de type "patch" étudié dans la thèse de M. J. Béra [14] dont les travaux ont confirmé les premiers résultats, ainsi que l'applicateur de type fente qui a fait l'objet d'une étude approfondie par M. L. Dubois [15]. Notre travail s'inscrit dans la continuité de tous ces travaux entrepris sur les applicateurs planaires.

#### LA RADIOMETRIE MICRO-ONDE

Les systèmes radiatifs d'hyperthermie micro-onde permettent aux cliniciens qui les utilisent d'élever localement la température de la zone tumorale à traiter. Toutefois, l'élévation de température engendrée par l'énergie micro-onde déposée dans les tissus ne doit pas être trop importante, puisqu'une température supérieure à 46°C peut provoquer l'apparition de nécroses dans les tissus sains. De plus, une température trop faible, inférieure à 42°C, n'aurait aucune conséquence sur l'évolution de la tumeur, sa régression serait alors peu probable. Une méthode, aussi précise pour le médecin qu'indolore pour le patient, doit être envisagée afin de connaître la température à l'intérieur de la tumeur.

L'introduction sous-cutanée de thermocouples lors d'une séance d'hyperthermie micro-onde réalisée à l'aide d'un applicateur planaire externe, ferait perdre à cette technique de chauffage non-invasive son principal atout. En effet, durant la séance d'hyperthermie micro-onde, il est préférable d'éviter l'introduction dans le corps humain de corps métalliques tels que les thermocouples afin que la séance soit sans désagrément notable pour le patient. Si l'implantation sous-cutanée n'est pas conseillée, il est toutefois possible de mesurer les températures de surface à l'aide de thermocouples ou de fibres optiques.

Afin de contrôler l'évolution de la température au sein de la tumeur, le Groupe d'Hyperthermie de Lille propose d'utiliser une mesure de température non-invasive: la radiométrie micro-onde [16,17,18] qui consiste à mesurer le rayonnement électromagnétique d'origine thermique afin d'en déduire sa température interne.

Ce type de thermométrie, proposée par le G.H.L., est utilisée en site clinique par les systèmes d'hyperthermie radiative conçus par la société BRUKER. Un ordinateur de type PC gère l'ensemble du système utilisé lors de la séance d'hyperthermie. En particulier, il ajuste automatiquement le niveau de puissance du générateur micro-onde afin d'assurer l'asservissement de la température radiométrique mesurée par rapport à la température de consigne fixée par le clinicien. D'autre part, un logiciel de dosimétrie thermique fournit au clinicien la carte supposée des températures atteintes à l'intérieur du volume traité, grâce aux informations fournies par les thermocouples de surface et par la mesure de la température radiométrique.

Après ce bref survol historique de l'hyperthermie et de la radiométrie micro-ondes, nous allons maintenant présenter notre contribution à l'étude de l'applicateur. Il constitue une partie importante des systèmes d'hyperthermie puisqu'il doit assurer une double fonction: le chauffage des tissus à traiter et le contrôle non-invasif de la température.

CHAPITRE 1

DESCRIPTION GENERALE DES APPLICATEURS PLANAIRES. METHODES NUMERIQUES DE SIMULATION UTILISEES.

#### **INTRODUCTION**

Les industriels utilisent de plus en plus souvent les antennes plaquées dans leurs dispositifs micro-ondes d'émission ou de réception. La raison de cet engouement est simple: il est possible d'effectuer une intégration monolithique des éléments actifs (transistors) et passifs (antennes microrubans) qui composent les systèmes hyperfréquences. Ainsi dans des domaines aussi variés que les télécommunications, la télémétrie, la cinémomètrie, les structures classiques utilisant des guides d'ondes sont progressivement remplacées par des structures plaquées aux performances similaires ou supérieures, mais aux coûts de production nettement inférieurs. En hyperthermie micro-onde et thermothérapie micro-onde, la transformation est analogue et les applicateurs planaires y sont maintenant couramment employés.

Dans la première partie de ce chapitre, nous expliquons brièvement les diverses idées qui ont abouti à la conception d'applicateurs planaires de type microruban ou de type fente par différentes équipes, pour une utilisation en hyperthermie. Les réalisations menées par l'équipe du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (C.H.S.) de Lille présentent une particularité: le même applicateur est utilisé à la fois pour le chauffage hyperfréquence et pour la mesure de la température radiométrique.

Puis, nous rappelons les premières méthodes numériques employées par le C.H.S. pour simuler les applicateurs planaires. Un schéma équivalent de type circuit basé sur le modèle de la ligne de transmission est proposé. L'Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.) unidimensionnelle qui est l'élément principal de cette modélisation est utilisée. Mais, malgré l'extension de cette méthode numérique de simulation (A.D.S. bidimensionnelle), de nombreux problèmes subsistent. Par exemple, seules des structures stratifiées planes peuvent être simulées. Ces inconvénients nous ont amenés à envisager la modélisation des applicateurs planaires destinés à l'hyperthermie micro-onde et à la radiométrie micro-onde par d'autres méthodes.

Dans une dernière partie, nous présentons une nouvelle modélisation qui répond particulièrement bien à nos exigences: la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Nous décrivons alors les principes de base de cette méthode: maillage, critère de stabilité, conditions sur les frontières du domaine étudié, raccordement aux interfaces séparant des milieux de permittivités diélectriques différentes, traitement des surfaces métalliques.



Figure I-1: Applicateur de type guide d'ondes rectangulaire.

#### I-1 APPLICATEURS PLANAIRES UTILISES.

Dans un système d'hyperthermie micro-onde contrôlée automatiquement par radiométrie micro-onde, l'applicateur constitue l'élément clé puisqu'il doit accomplir deux fonctions importantes. D'une part, il doit assurer un transfert optimum de la puissance microonde du générateur vers le milieu à chauffer. D'autre part, il doit être un bon capteur microonde afin de mesurer précisément la température radiométrique de la zone traitée.

Les premiers applicateurs utilisaient des structures de type guide d'ondes de forme classique, rectangulaire ou circulaire [19,20,21] (figure I-1). Une deuxième catégorie est constituée des guides d'ondes à arêtes simples ou doubles ayant respectivement des sections transversales en forme de U et de H. Les fréquences d'utilisation de ces applicateurs peuvent être aussi bien dans le domaine des radiofréquences que des micro-ondes, ce choix étant fonction des dimensions du type de guide d'ondes utilisé. La réalisation d'applicateurs de ce type présentent deux diffiicultés majeures: d'une part, l'usinage des matériaux diélectriques de haute permittivité et à faibles pertes qui remplissent les guides d'ondes afin d'améliorer l'adaptation de l'applicateur au milieu chauffé et d'autre part, la réalisation d'une bonne transition entre l'applicateur et la ligne coaxiale qui relie celui-ci au générateur.

L'objectif des études menées par Bahl et Stuchly [22,23] ou Johnson, James et Hand [24] dès le début des années 80, était de remplacer les applicateurs de type guide d'ondes jusqu'alors utilisés, mais dont le poids, la taille, le coût de fabrication devenaient importants, notamment si la fréquence d'utilisation était inférieure à 200 MHz. Il fallait donc concevoir de nouveaux applicateurs légers, d'encombrement réduit, facilement réalisables industriellement et ayant des caractéristiques électromagnétiques au moins égales à celles des applicateurs de type guide d'ondes. Durant ces mêmes années, l'équipe du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs emmenée entre autres par M. Chivé et S. Toutain [25,26], poursuivait des recherches dans le même sens. L'idée qui consistait à réaliser des applicateurs à partir de substrats diélectriques s'imposa alors rapidement comme une solution élégante aux problèmes posés.

Les applicateurs planaires développés et destinés à l'hyperthermie micro-onde et à la radiométrie micro-onde peuvent être divisés en deux catégories: l'applicateur microruban et l'applicateur fente. Les applicateurs qui ne possèdent qu'une seule liaison avec le générateur de





puissance micro-onde sont appelés monoapplicateurs. A l'inverse, les applicateurs ayant plusieurs liaisons sont des multiapplicateurs.

#### I-1-1 Applicateurs de type microruban.

Les applicateurs microrubans sont aussi désignés par l'expression suivante d'origine anglaise: applicateurs "patch". Ils sont constitués d'un élément microruban rayonnant qui est dirigé vers le milieu dissipatif à chauffer. Le "patch" est gravé sur l'une des faces d'un substrat diélectrique, tandis que l'autre face du substrat, entièrement métallisée, constitue le plan de masse de la structure. La géométrie de l'élément microruban peut être très diverse: rectangulaire, circulaire, annulaire, en spirale ou toute combinaison entre ces formes simples (figure I-2). Les méthodes pour exciter les lignes microrubans rayonnantes sont tout aussi diverses: ligne coaxiale, ligne microruban avec ou sans couplage électromagnétique, ligne triplaque.

La taille des applicateurs destinés à l'hyperthermie micro-onde est fonction de la fréquence de chauffage utilisée. Nous rappelons qu'en France un certain nombre de fréquences pour le chauffage micro-onde à usage médical sont autorisées, parmi lesquelles 434 MHz, 915 MHz et 2450 MHz. Les premières théories utilisées pour obtenir les dimensions des applicateurs microrubans servaient à l'origine pour déterminer le calcul de résonateurs protégés d'une surcouche diélectrique de faible épaisseur et rayonnant dans l'air. Dans le cas d'un applicateur microruban couplé à un milieu dissipatif, la surcouche diélectrique est composée de ce milieu dissipatif. Son épaisseur est choisie suffisamment grande afin que les ondes s'y propageant soient suffisamment atténuées. Ainsi l'influence du milieu semi-infini composé d'air et placé derrière la surcouche diélectrique devient négligeable sur le calcul des dimensions géométriques de l'applicateur. De nombreuses comparaisons théorie-expérience vérifièrent a posteriori ces hypothèses dont la validité pouvait être, au premier abord, mise en doute.

Mais les études effectuées par le C.H.S. sur les monoapplicateurs de type microruban [14] utilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes, montrent que les performances obtenues pour ce type d'applicateurs planaires sont inférieures à celles du monoapplicateur de type fente [15], tant sur le plan de la répartition de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif, que sur le plan de l'adaptation de l'applicateur aux fréquences de chauffage et radiométrique. Actuellement, la solution retenue pour améliorer les caractéristiques de ces



Figure I-3: Schéma initial de l'applicateur fente.



*Figure I-4:* Schéma d'un applicateur planaire constitué de 5 fentes disposées en étoile et reliées en leur milieu.

applicateurs, est l'association côte à côte de plusieurs d'entre eux. Ce procédé permet d'obtenir une pénétration plus importante des ondes électromagnétiques à l'intérieur des tissus et donc une zone de chauffage thérapeutique (T > 42 °C) plus vaste que dans le cas du monoapplicateur utilisé seul.

#### I-1-2 Applicateurs de type fente.

Les applicateurs de type fente (encore appelés applicateurs à plan de masse partiel) que nous étudierons plus particulièrement dans les troisième et quatrième parties de la thèse, ont de nombreuses similitudes avec les applicateurs de type microruban. On ajoute simplement une ouverture dans le plan de masse (d'où le terme applicateur fente) dirigée vers le milieu à chauffer. Les formes des fentes peuvent être tout aussi diverses que celles des lignes rayonnantes constituant les applicateurs microrubans. De même, les méthodes d'alimentation utilisées sont identiques: ligne coaxiale, ligne coplanaire, ligne microruban. Cette dernière solution est la plus utilisée car la fente et la ligne microruban excitant l'ouverture sont gravées sur les deux faces opposées du substrat diélectrique. Une séparation physique existe alors entre ces deux éléments.

#### I-1-2-1 Monoapplicateurs développés.

Les premiers travaux de l'équipe du C.H.S. sont issus des études de Bahl et Stuchly [22] (figure I-3) sur le résonateur fente alimenté par une ligne microruban et posé au contact de milieux à fortes pertes tels que les tissus biologiques. Afin de pouvoir l'utiliser à la fréquence de chauffage désirée, les dimensions du résonateur sont calculées approximativement et ensuite ajustées à partir des résultats expérimentaux obtenus. Ultérieurement, différentes améliorations furent apportées à cette structure telles que la mise en place d'un plan réflecteur au-dessus de la ligne microruban, ou la création d'un court-circuit entre l'extrémité de la ligne microruban d'alimentation et le plan de masse [23]. Ces procédés permettent d'améliorer le coefficient de réflexion de l'applicateur à la fréquence de chauffage, mais aussi dans la bande de fréquences radiométriques. D'autres réalisations furent ensuite effectuées dans le même but. Nous pouvons notamment citer un applicateur comportant cinq résonateurs fentes couplés en étoile et excités par une seule ligne d'alimentation microruban [13,17] (figure I-4).



*Figure I-5:* Schéma de l'applicateur à ouverture circulaire et ligne d'alimentation microruban à transition progressive, équipé d'un refroidissement intégré à circulation d'eau.



*Figure I-6:* Schéma du multiapplicateur conçu: une fente circulaire est alimentée par 4 lignes microrubans à transition progressive formant une croix.

Ainsi, peu à peu l'applicateur fente n'est plus considéré comme un structure résonante, mais plutôt comme une charge adaptée sur une large bande de fréquences allant si possible de la fréquence de chauffage jusqu'à la bande de fréquences radiométriques centrée sur 3 GHz. Le principe qui consiste à pratiquer une ouverture dans le plan de masse est très intéressant. En effet, quand une onde électromagnétique se propage dans une ligne microruban, l'essentiel de l'énergie est concentré dans le substrat entre le ruban métallique et le plan de masse. Une ouverture créée dans ce dernier laisse échapper l'onde électromagnétique qui est finalement absorbée par le milieu dissipatif sur lequel est posée la fente. Une des solutions proposées par l'équipe du C.H.S. pour améliorer le coefficient de réflexion de l'applicateur fente sur une large bande de fréquences est la suivante: transformer la fente rectangulaire du résonateur en une fente circulaire et augmenter graduellement la largeur de la ligne microruban d'alimentation dés le début de la fente. L'impédance caractéristique de cette ligne microruban est initialement égale à 50  $\Omega$ . Ainsi, les variations de l'impédance d'entrée de l'applicateur fente sont faibles puisqu'il n'existe que peu de réflexions parasites dans le plan correspondant au début de l'ouverture dans le plan de masse [13,17]. Nous présentons (figure I-5) l'applicateur planaire de type fente ainsi conçu qui est placé dans un boîtier métallique. Un système de refroidissement, dont nous verrons l'importance dans le prochain paragraphe, est également intégré à la structure.

#### I-1-2-2 Multiapplicateurs développés.

Les multiapplicateurs apparus au milieu des années 80 sont constitués par l'association de plusieurs monoapplicateurs. Ils répondent au but recherché suivant: chauffer de larges et profondes zones tumorales. Le multiapplicateur plus particulièrement développé par le C.H.S. [13,15] reprend le principe de la fente circulaire dans le plan de masse. La fente est excitée par 4 lignes microrubans à transition progressive disposées en croix à 90° l'une de l'autre et réunies en leur extrémité au centre de la fente (figure I-6). La composition des champs dans l'ouverture produit une répartition plus uniforme de la densité de puissance déposée dans le milieu à traiter, ainsi qu'une zone de température thérapeutique (T > 42 °C) nettement plus vaste et plus profonde que dans le cas du monoapplicateur. Les 4 voies sont alimentées en phase à travers un diviseur de puissance. Toutefois, un déphasage sur une ou plusieurs voies est tout à fait envisageable.

#### I-1-3 Le système de refroidissement.

Lors d'une séance d'hyperthermie micro-onde contrôlée automatiquement par radiométrie micro-onde, la présence d'un système servant à refroidir la peau est indispensable. Pour obtenir un traitement efficace, les températures atteintes dans la tumeur doivent être supérieures à la température thérapeutique qui, rappelons le, est égale à 42 °C. Or si on utilise un applicateur planaire posé directement au contact de la peau, on peut constater l'apparition de brûlures cutanées alors que le seuil thérapeutique est à peine atteint dans les tumeurs situées sous la peau. Il faut donc recourir à un système qui permette de diminuer la température de la peau exposée au rayonnement électromagnétique, sans altérer le fonctionnement de l'applicateur planaire. On peut utiliser un dispositif de refroidissement interne à l'applicateur, par exemple un module Peltier ou une circulation d'eau ayant une température maintenue constante (figure I-5). Mais le système de refroidissement peut aussi être un dispositif externe. Il est alors constitué d'un bolus à circulation d'eau thermostatée qu'on place entre la peau et l'applicateur planaire utilisé.

La présence d'une circulation d'eau thermostatée refroidit la surface de la peau, mais présente aussi d'autres avantages. En effet, la zone de température thérapeutique (T > 42 °C) se déplace en profondeur suivant la température de l'eau. Si celle-ci est froide on peut, tout en augmentant la puissance du générateur micro-onde, traiter des tumeurs situées quelques centimètres sous la peau, sans aucun risque de brûlures pour les couches superficielles de l'épiderme. Si la température de l'eau est fixée à une valeur proche de 40 °C, on peut rendre plus uniforme la zone de température thérapeutique située juste sous l'applicateur et éviter ainsi les risques de sous-chauffage existant en certains endroits. L'utilisation d'un bolus offre deux attraits supplémentaires. Une adaptation optimale de l'applicateur à la fréquence de chauffage peut être conservée durant la séance d'hyperthermie micro-onde, malgré les petits mouvements que pourraient effectuer le patient. D'autre part, le bolus permet d'obtenir un bon contact entre l'applicateur et la peau dont la surface n'est pas régulière.

Toutefois une circulation d'eau thermostatée, comme tout système, ne présente pas que des avantages. Lors d'une séance d'hyperthermie, l'eau absorbe une partie de la puissance microonde fournie par le générateur. Il faut donc compenser cette perte par une augmentation de la puissance délivrée par le générateur afin d'atteindre dans les tissus chauffés, des températures identiques à celles obtenues lorsque le système de refroidissement est absent. D'autre part, il faut tenir compte de la présence de cette circulation d'eau thermostatée avant de reconstruire, à partir de la mesure de la température radiométrique, les profils thermiques dans la zone traitée.

## <u>I-2 MODELISATIONS UTILISEES POUR ETUDIER LES APPLICATEURS</u> <u>PLANAIRES MICRO-ONDES.</u>

Depuis une vingtaine d'années, les progrès dans le domaine informatique ont été considérables. Les capacités de stockage des informations se sont accrues, la vitesse des processeurs augmente régulièrement et l'ensemble du calculateur tient dans un boîtier de plus en plus petit. Les méthodes numériques de simulation des phénomènes de propagation et de rayonnement ont suivi cette évolution, en étant sans cesse améliorées. Elles sont maintenant couramment utilisées dans les logiciels de conception assistée par ordinateur qui permettent de simuler à la fois les éléments actifs et passifs des systèmes hyperfréquences.

Dans ce paragraphe, nous présentons les différentes méthodes numériques de simulation qui étaient utilisées au C.H.S. au commencement de ce travail, pour connaître les caractéristiques électromagnétiques des applicateurs planaires. En effet, l'hyperthermie micro-onde et la radiométrie micro-onde sont des applications pratiques des études théoriques des phénomènes de propagation et de rayonnement dans des structures comportant des milieux dissipatifs.

#### I-2-1 Objectifs généraux des études entreprises.

Avant de décrire les méthodes numériques de simulation employées pour déterminer les caractéristiques micro-ondes des applicateurs, il nous est paru utile de rappeler la définition de certaines expressions couramment employées dans les études sur les applicateurs planaires uilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes.

#### I-2-1-1 Adaptation d'un applicateur planaire.

La détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}$  sert à caractériser l'adaptation d'un applicateur planaire. La connaissance de ce premier paramètre permet d'envisager l'utilisation ultérieure de l'applicateur pour le chauffage micro-onde et la mesure de

température radiométrique. Nous rappelons que le coefficient de réflexion, qui est un terme complexe, désigne le rapport entre l'amplitude de l'onde réfléchie et celle de l'onde incidente en un port d'un circuit micro-onde. Plus le coefficient de réflexion est faible, meilleure est l'adaptation du port de ce circuit. Rappelons que  $|S_{11}|^2$  représente le coefficient de réflexion en puissance que l'on exprime généralement en dB. Nous jugeons l'applicateur satisfaisant si  $|S_{11}|^2$  est inférieur à -10 dB à la fréquence de chauffage et dans la bande de fréquences radiométriques.

#### I-2-1-2 Densité de puissance absorbée et profondeur de pénétration.

L'hyperthermie micro-onde consiste en une élévation de quelques degrés de la température, comprise alors entre 42°C et 46°C, dans une zone localisée. Cette augmentation provient de la transformation en chaleur, dans le milieu dissipatif, de l'énergie électromagnétique apportée par les micro-ondes. La densité de puissance absorbée par le milieu dissipatif ou inversement, la densité de puissance déposée par l'applicateur, est proportionnelle au module du champ électrique et à la conductivité électrique  $\sigma$  du milieu dissipatif considéré. Nous avons alors la relation suivante où  $P_a$  s'exprime en W.m<sup>-3</sup>:

$$P_{\mathbf{a}}(x,y,z) = \frac{1}{2}\sigma(x,y,z) \left| \vec{E}(x,y,z) \right|^{2} = \frac{1}{2}\sigma(x,y,z) \left( E_{\mathbf{x}}^{2}(x,y,z) + E_{\mathbf{y}}^{2}(x,y,z) + E_{\mathbf{z}}^{2}(x,y,z) \right)$$
(1)

Dans cette expression, les valeurs de  $\sigma$  sont fonctions des trois directions de l'espace puisque les structures étudiées sont généralement hétérogènes. De plus, la conductivité varie aussi en fonction de la fréquence. Plus celle-ci est basse, plus la valeur de  $\sigma$  est faible (cf annexe 1). Après la remarque précédente, on pourrait penser que pour une même puissance délivrée par le générateur, l'utilisation d'une fréquence de chauffage plus élevée permet d'obtenir une densité de puissance absorbée plus importante. Mais les choses ne sont pas si simples. Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu dissipatif, subit une atténuation de son amplitude. Si l'axe z est l'axe de propagation de l'onde, la densité de puissance absorbée par le milieu décroît suivant une loi exponentielle.

$$P_{\mathbf{a}}(x, y, z) = P_{\mathbf{a}}(x, y, 0) * \exp(-\alpha_{\mathbf{p}} z) \qquad \text{avec} \quad \alpha_{\mathbf{p}} = 2 \omega \sqrt{\mu_{\mathbf{0}}} \sqrt{\frac{-\varepsilon'_{\mathbf{r}}}{2}} + \sqrt{\frac{\varepsilon'_{\mathbf{r}}^2}{4} + \frac{\sigma^2}{4\omega^2}}$$

 $\alpha_p$  est le coefficient d'atténuation en puissance d'une onde plane dans un milieu dissipatif.



Figure I-7: Schéma de l'applicateur fente rectangulaire étudié.

La profondeur de pénétration  $\delta_p$ , qui est un paramètre caractérisant l'efficacité d'un applicateur micro-onde, est définie comme étant la distance pour laquelle la densité de puissance absorbée par le milieu est égal à 37 % de la densité de puissance maximale déposée à l'interface applicateur-milieu dissipatif.

$$\exp(-\alpha_p \,\delta_p) = 1/e = 0.37 \qquad \rightarrow \qquad \alpha_p \,\delta_p = 1$$

La profondeur de pénétration est inversement proportionnelle à l'atténuation de l'onde électromagnétique dans le milieu. Ainsi, l'hyperthermie à 434 MHz est employée pour soigner les tumeurs semi-profondes, situées quelques centimètres sous la peau. En effet, à cette fréquence, l'atténuation des ondes électromagnétiques dans les milieux biologiques qui est liée à la valeur de la conductivité  $\sigma$ , est moins importante que pour les autres fréquences de chauffages que nous utilisons (915 MHz ou 2450 MHz) [15]. Ces fréquences sont employées respectivement pour des tumeurs peu profondes et des tumeurs superficielles.

#### I-2-1-3 Taux d'absorption spécifique.

Le taux d'absorption spécifique, souvent abrégé dans les publications relatives à l'hyperthermie micro-onde par le terme T.A.S. ou en anglais "Specific Absorption Rate" (SAR), est simplement relié à la densité de puissance absorbée par la relation suivante où  $\rho$  correspond à la densité volumique (en Kg/m<sup>3</sup>) du milieu considéré:

$$T.A.S.(x,y,z) = P_{\mathbf{a}}(x,y,z) / \rho(x,y,z)$$
 en W/Kg

Généralement, nous normalisons les résultats obtenus (densité de puissance absorbée et taux d'absorption spécifique) par rapport à la valeur maximale de chacun d'eux déterminée dans le volume ou le plan étudié. Dans le cas d'un milieu homogène, les représentations graphiques sont alors identiques pour les deux paramètres.

#### I-2-1 Structures étudiées.

Les applicateurs planaires de type "patch" ou fente présentent une grande simplicité de réalisation technologique, même si les formes géométriques de la ligne microruban ou de la fente s'éloignent fortement de la forme classique du rectangle. A l'inverse, leur modélisation n'est pas aisée si leurs formes géométriques sont complexes comme celles, par exemple, de



Figure I-8: Schéma d'un applicateur microruban rectangulaire.

l'applicateur à ouverture circulaire dans le plan de masse et à ligne microruban d'alimentation à transition progressive.

Ainsi, la caractérisation des applicateurs "patch" ou des applicateurs fentes de géométrie complexe ne peut s'effectuer que par l'étude préalable de structures aux formes plus simples.

L'applicateur planaire de type fente considéré, dont l'étude théorique fut initiée par P. Pribetich [27], est représenté figure I-7. L'applicateur comporte une ligne microruban rectangulaire de longueur L et de largeur W, gravée sur une des faces du substrat diélectrique. Juste sous la ligne microruban se situe la fente qui est posée au contact du milieu dissipatif. La fente qui est aussi de forme rectangulaire, a une longueur L identique mais une largeur SI supérieure à celle de la ligne microruban.

Chronologiquement, les applicateurs planaires microrubans, bien que plus simple de conception, furent étudiés par le C.H.S. (et plus particulièrement par J Béra [14]) après la conception et la réalisation des applicateurs fentes. L'applicateur développé est aussi de forme rectangulaire (figure I-8). La ligne microruban dirigée vers le milieu à chauffer a une longueur L et une largeur W.

Pour les deux applicateurs étudiés, l'alimentation est assurée par une ligne microruban d'impédance caractéristique  $Zc = 50 \Omega$ , de largeur Wa, gravée sur la même face que la ligne microruban de longueur L et de largeur W. Ces deux lignes sont positionnées bout à bout. Mais dans le cas de l'applicateur microruban, la discontinuité ainsi créée entre les deux largeurs de ligne différentes perturbe considérablement le diagramme de la puissance déposée dans le milieu dissipatif. Il faut noter que la présence d'une surcouche diélectrique qui permet de protéger l'élément rayonnant peut-être prise en considération, sans trop alourdir la formulation des méthodes numériques utilisées.

# I-2-2 Modèle de type ligne de transmission appliqué aux applicateurs planaires.

La finalité de ce modèle est de pouvoir déterminer rapidement et de façon satisfaisante, l'évolution du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> à l'entrée de l'applicateur planaire étudié.



*Figure I-9:* Schéma équivalent de type ligne de transmission utilisé a) pour l'étude d'un élément rectangulaire rayonnant dans l'air b) pour l'étude de l'applicateur fente rectangulaire

#### I-2-2-1 Modèle type ligne de transmission d'un élément rayonnant dans l'air.

La présentation de ce modèle permet de rappeler les bases qui ont ensuite été adaptées aux applicateurs planaires de type fente et de type "patch" utilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes.

Ce premier modèle est issu des travaux antérieurs [28,29] sur les éléments microrubans rectangulaires, de longueur L et de largeur W, rayonnant dans l'air. Ceux-ci présentent des discontinuités qui sont localisées aux deux extrémités du rectangle et qui sont assimilées à des fentes rayonnant dans le demi espace supérieur au plan de masse. Les fentes sont supposées identiques si on néglige la perturbation apportée à l'une des deux extrémités par la ligne d'alimentation. Dans le schéma équivalent (figure I-9-a), les fentes sont remplacées par une admittance Y = G + j B. La conductance de rayonnement G se déduit du calcul des courants magnétiques de chaque fente et est représentative de la puissance rayonnée. La capacité C, telle que  $B = C\omega$ , traduit les effets de bord à chaque extrémité de l'élément rectangulaire microruban. Les admittances sont reliées entre elles par une ligne de longueur L et d'impédance caractéristique Zc. R Lédée [13] présente une synthèse bien explicite des différents travaux et des différentes formules à appliquer pour déterminer les valeurs de B et de C.

#### I-2-2-2 Modèle type ligne de transmission d'un applicateur fente.

L'extension du modèle de type ligne de transmission à l'étude des applicateurs fentes est présentée figure I-9-b. Il est composé d'un certain nombre d'éléments localisés (G1, G2, C) et de deux tronçons de ligne. Le premier est constitué d'une ligne de longueur l représentant la ligne microruban d'alimentation. Le second est formé de la ligne microruban à plan de masse partiel de longueur L.

Nous rappelons que l'objectif du modèle est la détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}$  au début de la ligne d'alimentation de l'applicateur. Cette évolution peut être déduite des valeurs de l'impédance d'entrée Ze puisque nous avons la relation:

$$|S_{11}(\omega)|_{dB} = 20 \log \left| \frac{Ze(\omega) - 50}{Ze(\omega) + 50} \right|$$



**Figure I-10:** Evolution fréquentielle théorique du coefficient de réflexion d'un applicateur fente (W=2 cm, Sl=3,5 cm, L=3,8 cm) gravé sur un substrat diélectrique ( $\epsilon_{r1}$ =4,9, d<sub>1</sub>=1,58 mm) et protégé par une surcouche de mylar ( $\epsilon_{r2}$ =2,2 et d<sub>2</sub>=0,1 mm). Le milieu dissipatif est de l'eau salée à 6g/l.
Par le modèle utilisé, nous avons accès à l'impédance d'entrée en appliquant successivement l'équation suivante qui permet de connaître l'impédance Zz en un point d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique Zc, terminée par une impédance Zt.  $\gamma = \alpha + j \beta$ représente la constante de propagation de l'onde dans la ligne et z la distance qui sépare le point considéré de l'impédance terminale Zt.

$$Zz = Zc \frac{Zt + Zc \ th(\gamma z)}{Zc + Zt \ th(\gamma z)}$$

Pour la ligne d'alimentation microruban la valeur de Zc1 est fixée à 50  $\Omega$ . Les formules d'analyse et de synthèse de Wheeler, Schneider et de Hammerstadt permettent de connaître rapidement la largeur Wa de la ligne, la permittivité diélectrique effective  $\varepsilon l_{reff}$  et donc la valeur de la constante de propagation  $\gamma l = j \beta l (\alpha l = 0)$ . Mais la détermination de ces mêmes paramètres n'est pas aussi aisée pour la ligne de transmission microruban à plan de masse partiel posée sur un milieu dissipatif. Nous devons alors employer une autre méthode de simulation qui nous permette de connaître les évolutions fréquentielles de Zc2,  $\gamma 2$  et  $\varepsilon 2_{reff}$  qui sont nécessaires, avant d'entreprendre le calcul de Ze( $\omega$ ). La méthode employée est l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle (A.D.S.) que nous présenterons ultérieurement.

G1 qui représente la conductance de rayonnement dans l'espace libre situé au-dessus de la ligne microruban et C la capacité de bout sont calculées à partir de formules identiques à celles donnant l'admittance Y du schéma équivalent d'un élément rectangulaire rayonnant dans l'air. De ce fait, la connaissance de la valeur de la permittivité diélectrique effective  $\varepsilon 2_{reff}$  est aussi nécessaire pour déterminer les éléments localisés G1 et C, puisque ce paramètre intervient directement dans les formules ou par l'intermédiaire de la longueur d'onde guidée. En première approximation la conductance G2 qui représente la pénétration des ondes électromagnétiques dans le milieu dissipatif est négligée.

Nous présentons figure I-10, un exemple de résultats obtenus pour un applicateur de type fente. De nombreuses comparaisons théorie-expérience furent effectuées et ont prouvé que le modèle de type ligne de transmission de l'applicateur fente rectangulaire était satisfaisant. Compte tenu des valeurs importantes de  $\epsilon_{2_{reff}}$ , la valeur de C est grande. Le coefficient de réflexion obtenu pour les deux admittances placées en chaque extrémité de la ligne microruban à plan de masse partiel est proche de 1. La longueur de résonance théorique de la structure qui



*Figure I-11:* Schéma équivalent de type ligne de transmission utilisé pour l'étude de l'applicateur microruban rectangulaire

est égale à une demi-longueur d'onde guidée, est alors facilement calculable par l'expression suivante:

$$L = \frac{c}{2f\sqrt{\epsilon^2 reff}}$$

avec c: vitesse de la lumière

f: fréquence de chauffage souhaitée

ε2<sub>reff</sub>: permittivité diélectrique effective déterminée par l'A.D.S.

unidimensionnelle à la fréquence f

# I-2-2-3 Modèle type ligne de transmission d'un applicateur "patch".

Le schéma issu du modèle de type ligne de transmission d'un applicateur "patch" est présenté figure I-11. Ce schéma est proche de l'applicateur fente et de nombreuses remarques valables pour l'applicateur fente peuvent être appliquées à l'applicateur "patch". La conductance G2 est prise en compte dans le calcul de G1.

Toutefois, il existe une différence fondamentale entre les 2 schémas. La ligne microruban d'alimentation et la ligne microruban rayonnante, respectivement de longueur l et L, sont toutes les deux dirigées vers le milieu dissipatif à chauffer. De ce fait, les évolutions fréquentielles de Zc1,  $\gamma$ 1 et  $\epsilon_{1_{reff}}$  sont aussi déterminées par l'A.D.S. unidimensionnelle, avant le calcul de Ze. Plus exactement, Wa est calculée afin d'obtenir une impédance caractéristique Zc1 ayant une partie réelle proche de 50  $\Omega$  et une partie imaginaire minimale.

Pour l'applicateur planaire de type "patch" ou de type fente, la détermination de l'impédance d'entrée Ze( $\omega$ ) de l'applicateur et donc du coefficient de réflexion S<sub>11</sub>( $\omega$ ), passe par le calcul préalable de l'évolution fréquentielle des impédances caractéristiques et des constantes de propagation de lignes de transmission en contact avec des milieux fortement dissipatifs. La détermination de ces paramètres est effectuée à l'aide de l'A.D.S. unidimensionnelle [27,30,31] que nous introduisons dans le prochain paragraphe.

# I-2-3 l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle.

L'étude par l'Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.) unidimensionnelle de la ligne microruban et de la ligne microruban à plan de masse partiel est une étape importante dans



*Figure I-12:* Structures utilisées pour l'étude par l'A.D.S. unidimensionnelle: a) de la ligne microruban.

b) de la ligne microruban à plan de masse partiel.

l'étude des applicateurs planaires. Par cette méthode numérique de simulation, nous avons accès aux valeurs de la constante de propagation  $\gamma$ , de la permittivité diélectrique effective  $\varepsilon_{reff}$ et de l'impédance caractéristique Zc, qui servent dans la méthode précédemment décrite. Ces paramètres sont calculés pour une fréquence donnée. Mais nous pouvons aussi déterminer la densité de puissance absorbée dans le milieu dissipatif à cette fréquence, puisque les différentes composantes du champ électrique sont exprimées de façon analytique.

Les plans de section droite des lignes de transmission étudiées par l'A.D.S. unidimensionnelle, sont présentés respectivement sur les figures I-12-a et I-12-b. La largeur de la ligne microruban W ou de la fente Sl, ainsi que les épaisseurs du substrat et de la surcouche diélectriques doivent être identiques à celles de l'applicateur, "patch" ou fente, étudié (figures I-7 et I-8).

Ces structures peuvent être qualifiées par le terme "guide d'ondes", étant donné l'invariance de leur géométrie suivant l'axe de propagation Oz. Les différents milieux supposés isotropes, homogènes et linéaires, sont disposés en couches parallèles. L'ensemble constitue une structure stratifiée plane. Chaque milieu indexé suivant la variable i a une permittivité diélectrique  $\varepsilon^*_{ri}$ , que nous supposons réelle, sauf dans le cas du milieu dissipatif (cf annexe 1).

La propriété d'invariance de la structure étudiée, permet de traduire la variation spatiale des champs électromagnétiques par les expressions suivantes, valables pour un régime harmonique de pulsation  $\omega$ :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y) \exp(-j \gamma z) \exp(j \omega t)$$
  
$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}_0(x, y) \exp(-j \gamma z) \exp(j \omega t)$$

avec  $\gamma = \beta + j\alpha$ : constante de propagation ( $\beta > 0, \alpha > 0$ )  $\beta$ : constante de phase (en Rad/m) et  $\alpha$ : atténuation (en Nep/m)

En l'absence de phénomènes de polarisation et de sources, la résolution des équations de Maxwell peut se ramener à celle d'une équation unique, appelée équation de propagation de Helmoltz qui se présente sous la forme générale suivante où  $\nabla^2$  symbolise le Laplacien et k représente le module du vecteur d'onde ( $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r$ ):

٠

$$\nabla^{2} \left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{matrix} \right\} + \mathbf{k}^{2} \left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{matrix} \right\} = 0$$

La non-homogénéité de la section droite des lignes étudiées implique que les modes qui s'y propagent sont de nature hybride. Toutes les composantes du champ électromagnétique doivent donc être calculées. Mais les composantes transversales s'exprimant en fonction des composantes longitudinales et de leurs dérivées par rapport à x et à y, il faut donc simplement calculer les composantes longitudinales  $E_z$  et  $H_z$  pour obtenir l'ensemble des composantes du champ électromagnétique. Ainsi, l'équation de Helmoltz qui s'applique pour chaque milieu i devient:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma^2 + \mathbf{k}^2\right) \begin{bmatrix} E_{\mathbf{z}\mathbf{i}} \\ H_{\mathbf{z}\mathbf{i}} \end{bmatrix} = 0$$

L'étude de la propagation dans des lignes microrubans ou microrubans à plan de masse partiel se ramène donc à un problème de détermination des valeurs propres de cette équation, que nous résolvons en utilisant les conditions aux limites, les conditions de symétrie et les conditions de continuité aux différentes interfaces.

L'Approche dans le Domaine Spectral consiste à transposer le traitement classique des guides d'ondes de l'espace géométrique (x, y, z), vers un autre espace  $(\alpha_m, y, z)$  obtenu par une transformée de Fourier à une dimension. La présence de murs électriques permet la décomposition des champs électromagnétiques en séries de Fourier, au lieu de l'intégrale classique. Les murs électriques, qui n'ont pas de réalité physique, n'influent pas sur les résultats. En effet, lorsqu'ils sont placés suffisamment loin de la ligne microruban ou de la fente, la configuration des champs électromagnétiques dans la structure n'est pas altérée. Si on appelle  $\tilde{E}_{zi}$  et  $\tilde{H}_{zi}$  les transformées de Fourier de  $E_{zi}$  et  $H_{zi}$ , le champ électromagnétique dans l'espace transformé est alors solution de l'équation

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - K_i^2\right) \left\{ \widetilde{E}_{zi} \\ \widetilde{H}_{zi} \right\} = 0 \quad \text{avec } K_i^2 = \alpha_m^2 + \gamma^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri}^*$$

 $\alpha_m$  représente la variable dans l'espace de Fourier et  $\gamma$  la constante de propagation de l'onde électromagnétique dans la structure.



**Figure I-13:** Distribution théorique pour une ligne microruban à plan de masse partiel de la densité de puissance normalisée, déposée dans un milieu dissipatif. (Utilisation de l'A.D.S. unidimensionnelle)

Afin de ne pas alourdir le contenu de cette thèse, nous ne développons pas les différentes étapes de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle qui aboutissent à la détermination de  $\gamma$ ,  $\varepsilon_{reff}$  et de Zc, pour une fréquence f donnée. De nombreuses thèses [11,14,15,27,31,32] expliquent de façon très détaillée cette méthode numérique de simulation, les différentes applications possibles et les problèmes de convergence numérique rencontrés. Par ailleurs, la méthodologie est identique à celle de l'A.D.S. bidimensionnelle, dont nous rappelons les différentes étapes dans l'annexe 2. En résumé, l'Approche dans le Domaine Spectral présente l'avantage de ramener le problème complexe de la détermination des valeurs propres de l'équation de propagation à la résolution d'un système d'équations algébriques de faible dimension.

Les résultats obtenus nous permettent de connaître le diagramme de dispersion et  $Zc(\omega)$  pour des lignes microrubans ou microrubans à plan de masse partiel. En particulier, nous pouvons déterminer la longueur d'onde à la fréquence de chauffage souhaitée afin d'en déduire la longueur L de la ligne microruban ou de la fente.

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{g}} \rightarrow L = \frac{\lambda_{g}}{2} = \frac{c}{2f\sqrt{\epsilon_{reff}}} = \frac{\pi}{\beta}$$

A un couple de valeurs  $(\omega, \gamma)$  correspond une configuration spécifique des champs électromagnétiques dans la structure. Ceux ci sont obtenus par transformées de Fourier inverses. La densité de puissance absorbée est alors calculée en appliquant l'équation (1). Ce calcul a été effectué, pour une ligne microruban à plan de masse partiel (W = 2 cm, Sl = 3,5 cm) rayonnant dans un milieu dissipatif constitué d'eau salée à 6 grammes par litre, à la fréquence de chauffage de 915 MHz. L'applicateur est gravé sur un substrat diélectrique ( $\varepsilon_{r1} = 4,9$  et d<sub>1</sub> = 1,58 mm). Il est protégé par une feuille de mylar ( $\varepsilon_{r2} = 2,2$  et d<sub>2</sub> = 0,1 mm). L'allure obtenue est donnée figure I-13, pour cinq droites parallèles à l'axe *Ox* et éloignées de la fente d'une distance Y = 0,5, 1, 1,5, 2,0 et 2,5 cm. Nous avons normalisé les résultats par rapport à la valeur maximale de la densité de puissance déterminée pour Y = 0,5 cm.





b) du résonateur microruban à plan de masse partiel.

# I-2-4 l'Approche dans le Domaine Spectral bidimensionnelle.

L'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle a fourni des résultats théoriques concernant les dimensions géométriques de l'applicateur planaire pour une fréquence d'utilisation donnée, qui dans l'ensemble, sont en bon accord avec les relevés expérimentaux. Toutefois, nous comprenons aisément que cette méthode montre quelques insuffisances quant à la description des champs électromagnétiques dans la structure. En effet, la densité de puissance déposée par un applicateur fente (figure I-13), est calculée à partir de l'A.D.S. unidimensionnelle dans un plan transverse à l'axe de propagation *Oz*. Or ce plan, ne peut être déterminé précisément dans le volume étudié. Est-il situé au début de la fente, au milieu, à la fin?

Les recherches se sont orientées vers une modélisation plus rigoureuse permettant de simuler une ligne microruban et une fente rectangulaires de dimensions finies. Cette méthode numérique de simulation doit offrir une meilleure description des phénomènes électromagnétiques dans la structure afin de déterminer plus précisément les densités de puissance déposées dans les milieux dissipatifs couplés aux applicateurs planaires micro-ondes. Ceci suppose en particulier la prise en compte dans le calcul des champs électromagnétiques, des effets dus aux discontinuités situées en début et en fin de ligne.

Les travaux de T. Itoh [33], proposant l'Approche dans le Domaine Spectral à deux dimensions pour simuler des éléments microrubans rayonnant dans l'air, ont semblé très séduisants pour résoudre le problème posé. En effet, cette méthode est généralisable aux structures multicouches et de plus, il est possible d'introduire des milieux à fortes pertes dans le modèle. Ces deux possibilités sont particulièrement utiles pour l'étude des applicateurs planaires.

Les structures étudiées sont présentées figures I-14-a et I-14-b. Il s'agit de résonateur rectangulaire microruban, avec une ouverture dans le plan de masse dans le cas de l'applicateur fente. Nous étudions ces résonateurs en régime libre. De ce fait, nous nous affranchissons de l'influence du dispositif d'excitation sur le comportement du résonateur. Une coupe de ces structures suivant un plan xOy situé au milieu de celles-ci, donnent les mêmes schémas que ceux présentés pour l'étude par l'A.D.S. unidimensionnelle de lignes de transmission

(figures I-12 a et b). Excepté l'absence de la ligne d'alimentation et la présence de murs électriques dont nous verrons l'utilité ultérieurement, les structures étudiées par l'A.D.S. bidimensionnelle sont proches des applicateurs réels (figures I-7 et I-8).

Le principe de base de l'A.D.S. bidimensionnelle est le changement, par une double transformée de Fourier de l'espace réel (x, y, z) en un espace  $(\alpha_m, y, \beta_n)$ , appelé domaine spectral. L'étude de l'applicateur planaire dans ce domaine spectral à deux dimensions permet de simplifier considérablement la résolution numérique du problème. Puisque les champs électromagnétiques sont calculés dans un premier temps dans le domaine transformé, ils s'écrivent dans l'espace réel à partir d'une transformée de Fourier inverse à deux dimensions. Par exemple, pour la composante  $E_z$  dans le milieu i nous avons l'expression suivante:

$$E_{\mathbf{z}\mathbf{i}}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \widetilde{E}_{\mathbf{z}\mathbf{i}}(\alpha_{\mathbf{m}}, y, \beta_{\mathbf{n}}) \exp(-j(\alpha_{\mathbf{m}}x + \beta_{\mathbf{n}}z)) \right) d\alpha_{\mathbf{m}} d\beta_{\mathbf{n}}$$

La finalité de l'A.D.S. bidimensionnelle est identique à celle de l'A.D.S. unidimensionnelle: résoudre dans le domaine spectral l'équation de Helmoltz qui s'écrit maintenant ( $\alpha_m$  et  $\beta_n$  sont les variables dans l'espace de Fourier):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_i^2\right) \left\{ \frac{\widetilde{E}_{zi}}{\widetilde{H}_{zi}} \right\} = 0 \quad \text{avec } \gamma_i^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri}^*$$

Mais les résultats obtenus sont différents. Dans le cadre de l'A.D.S. unidimensionnelle, la fréquence est un paramètre d'entrée, tout comme les largeurs (ruban et fente) et les caractéristiques physiques des différents milieux. Nous obtenons les évolutions fréquentielles de  $\gamma$  et de Z<sub>c</sub> de lignes de transmission. Nous déduisons, en particulier, la longueur de résonance théorique L de la ligne microruban et de la fente, à la fréquence de chauffage souhaitée. Dans le cadre de l'A.D.S. bidimensionnelle, le problème est inverse. Nous résolvons l'équation de Helmoltz afin de déterminer la pulsation de résonance complexe  $\omega_c$  du résonateur étudié, dont toutes les dimensions géométriques (longueurs et largeurs) sont connues.

Le problème essentiel de cette méthode numérique de simulation réside dans la convergence des intégrales doubles dues aux transformées de Fourier. La résolution de ces intégrales nécessite une étude très approfondie des chemins d'intégration dans le plan complexe, Chapitre 1



*Figure I-15:* Distribution théorique pour un résonateur de type fente de la densité de puissance normalisée (Utilisation de l'A.D.S. bidimensionnelle).

a) plan xOz situé à 0,5 cm de l'ouverture.

b) plan xOz situé à 1,5 cm de l'ouverture.

notamment dans le cas de structures sans pertes [34,35,36]. Ce problème est moins crucial dans la cas des applicateurs planaires puisque les structures étudiées comportent des milieux à fortes pertes. D'autre part, nous plaçons, comme pour le modèle à une dimension, des murs électriques autour de la ligne microruban et de la fente. Cette opération présente l'avantage de transformer les intégrales de Fourier en doubles sommations sur  $\alpha_m$  et  $\beta_n$  et ainsi, nous nous affranchissons du problème évoqué. S'ils sont placés suffisamment loin du ruban métallique et de la fente, les murs électriques n'ont aucune influence sur les résultats.

Dans l'annexe 2, nous présentons les principales étapes analytiques de cette méthode numérique de simulation, ainsi que les divers problèmes de convergence rencontrés.

Des études classiques ont été effectuées, afin de quantifier l'influence sur la valeur de  $\omega_c$ , de paramètres tels que les largeurs de la ligne microruban et de la fente ou l'épaisseur du substrat [14,15]. D'autres études ont été menées pour un résonateur rectangulaire de longueur L calculée à partir de l'A.D.S. unidimensionnelle à une fréquence f donnée, afin de vérifier que nous retrouvions par l'A.D.S. bidimensionnelle une valeur complexe pour la fréquence  $f_c$  dont la partie réelle correspond à f [37].

L'allure des densités de puissance obtenues par l'A.D.S. bidimensionnelle, pour un applicateur de type fente est donnée figure I-15. Ces deux représentations sont calculées dans des plans parallèles à la fente et distants de cette dernière de 0,5 cm et 1,5 cm. Nous avons normalisé les résultats par rapport à la valeur maximale située dans chaque plan. La fréquence de résonance est égale à 915 MHz (W = 2 cm, Sl = 3,5 cm, L = 3,8 cm). Le substrat et la surcouche protectrice ont respectivement les caractéristiques suivantes:  $\varepsilon_{r1} = 4,9 d_1 = 1,58$  mm et  $\varepsilon_{r2} = 2,2$   $d_2 = 0,1$  mm.

#### I-2-5 Perspectives d'utilisation de l'A.D.S.

Les fréquences de résonance des applicateurs planaires calculées par l'A.D.S. sont tout à fait cohérentes avec les résultats expérimentaux. Dans le modèle unidimensionnel, f est donnée, L est calculée et inversement pour le modèle à deux dimensions. Toutefois, les résultats sont tout de même plus satisfaisant pour ce dernier modèle, notamment dans le cas de structures larges. De plus, l'A.D.S. bidimensionnelle permet une description nettement meilleure des champs électromagnétiques dans la structure et par conséquent de la densité de puissance absorbée par les milieux à pertes.

Toutefois il faut savoir que l'A.D.S. unidimensionnelle est implantable sur un ordinateur de bureau de type PC. Les résultats sont obtenus en un temps raisonnable, inférieur à la minute, sauf si on utilise un nombre important de raies et de fonctions de base, ce qui n'est pas toujours nécessaire. L'A.D.S. bidimensionnelle perd cet avantage, car à l'heure actuelle, même pour un nombre de raies et de fonctions de base faible, l'ordinateur de bureau montre très vite ses limites. Le passage sur un ordinateur plus puissant, comme une station de travail, est fortement conseillé, voire indispensable.

Nous pouvons citer quelques inconvénients majeurs communs aux modélisations basées sur l'Approche dans le Domaine Spectral que nous utilisons. Ces problèmes limitent l'emploi de cette méthode numérique pour simuler les applicateurs planaires que nous étudions.

a) Dans ces modèles, l'excitation n'est pas intégrée dans la modélisation. Or les allures des densités de puissance expérimentales ne sont pas aussi symétriques que celles obtenues par l'A.D.S. bidimensionnelle. On constate une nette dissymétrie et notamment un maximum situé du côté de la ligne microruban d'alimentation. La présence de cette ligne intervient donc sur le diagramme en champ proche des applicateurs planaires.

b) Nous ne pouvons étudier que des lignes microrubans (et des fentes) rectangulaires. L'étude de l'applicateur àyant une ouverture circulaire et une ligne d'alimentation à transition progressive (figure I-5) n'est pas envisageable par l'A.D.S. bidimensionnelle proposée. Tout au plus, on pourrait calculer l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion de cette structure en l'assimilant à une succession de lignes microrubans élémentaires à plan de masse partiel de largeurs et de longueurs différentes. Il faudrait calculer pour chaque tronçon élémentaire l'évolution fréquentielle de  $\gamma$  et de Zc à partir de l'A.D.S. unidimensionnelle et ensuite appliquer successivement le modèle de type ligne de transmission à chaque ligne élémentaire. Néanmoins, la présence de la ligne d'alimentation et la forme exacte de la ligne microruban rayonnante (ou de la fente), peuvent être prises en compte dans les calculs grâce à une extension du formalisme de l'Approche dans le Domaine Spectral. Les fonctions de base sont alors définies par sous-domaines de petite taille. Cette méthode numérique de simulation permet d'analyser des circuits planaires aux formes arbitraires [38,39,40].

c) Les méthodes de calcul basées sur l'Approche dans le Domaine Spectral ne s'appliquent qu'aux structures constituées de couches planes. Nous rappelons que la finalité des applicateurs planaires utilisés en l'hyperthermie micro-onde, est le traitement de tumeurs peu profondes (1 à 2 centimètres). Il est donc impératif de pouvoir calculer la densité de puissance déposée dans des milieux de nature et de forme complexes tels que les tissus humains.

Nous avons décidé de ne pas nous engager dans une extension du formalisme de l'Approche dans le Domaine Spectral, car ce dernier problème subsiste toujours. Aussi, nous avons opté pour un changement radical de méthode numérique de simulation, en choisissant la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Cette méthode semble particulièrement bien répondre à notre objectif: déterminer le diagramme de la puissance absorbée par les milieux à pertes, avec prise en compte de la ligne d'alimentation, de la géométrie réelle des applicateurs planaires, ainsi que la forme exacte des tissus chauffés. Cette méthode présente aussi un atout supplémentaire: il est possible de calculer le coefficient de réflexion de tels applicateurs.

# **I-3 LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL.**

Bien que cette technique numérique de simulation ne soit pas récente, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, facilement implantable sur un ordinateur, mais grande consommatrice de temps CPU et de place mémoire, a connu un essor remarquable depuis une dizaine d'années, grâce essentiellement à l'augmentation constante de la puissance de calcul des ordinateurs.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel, appelée F.D.T.D. [41,42,43,44], qui correspond à l'abréviation de l'expression anglaise "Finite-Difference Time-Domain", est une méthode purement numérique, car elle repose sur la résolution directe des équations de Maxwell. L'utilisateur de cette méthode effectue simplement quelques analyses des divers problèmes éventuels, avant la mise au point du programme sur l'ordinateur. A l'inverse, l'A.D.S. est dite semi-analytique, car elle nécessite de la part de l'utilisateur, un traitement important des équations et des diverses phases de la méthode, avant l'écriture du programme.

L'analyse par la F.D.T.D. des phénomènes électromagnétiques, dans une structure quelconque, repose sur des principes de base que nous présentons rapidement.

• Les dérivées spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell sont calculées en utilisant des dérivées centrées.

• Le volume étudié, appelé domaine de calcul, est divisé en cellules (ou mailles) élémentaires. Les différentes composantes du champ électromagnétique sont positionnées sur cette maille afin d'obtenir des dérivées centrées. Le calcul successif des composantes du champ magnétique puis du champ électrique permet de centrer les dérivées temporelles.

• Le pas temporel est lié aux pas spatiaux par un critère de stabilité.

• Le domaine de calcul ne peut être infini: les frontières de ce volume doivent être, pour les ondes électromagnétiques, identiques à des parois sans réflexion, afin justement de simuler l'espace infini qui correspond à la réalité.

### I-3-1 Rappel sur les dérivées centrées.

Considérons le développement d'une fonction f en série de Taylor, autour du point x. Nous avons deux possibilités suivant la position de ce nouveau point par rapport à x.

$$f(x+h) = f(x) + h f'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) + \frac{h^3}{3!} f'''(x) + \frac{h^4}{4!} f'''(x) + \dots$$
(2)  
$$f(x-h) = f(x) - h f'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) - \frac{h^3}{3!} f'''(x) + \frac{h^4}{4!} f'''(x) - \dots$$
(3)

Si on effectue le calcul (2)-(3), on obtient:

$$f(x+h) - f(x-h) = 2h f'(x) + \frac{h^3}{3} f''(x) + \dots$$
  
d'où f'(x) =  $\frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} + \Theta(h^2)$  (4)

L'équation (4) donne une approximation en  $h^2$  de la dérivée de f centrée par rapport à x. Cette approximation est normalement suffisante pour assurer une bonne précision lors du calcul de la dérivée. Si on pose:  $h = \Delta/2$ , f'(x) =  $H_i$ , f(x+h) =  $E_{j+1}$ , f(x-h) =  $E_j$ , on aboutit, en tronquant l'équation (4) du terme en  $h^2$ , à l'expression suivante:

$$H_{\mathbf{i}} = \frac{E_{\mathbf{j}+\mathbf{1}} - E_{\mathbf{j}}}{\Delta} \qquad (5)$$

#### I-3-2 Discrétisation et cellule de Yee.

Dans un milieu isotrope, les équations de Maxwell s'écrivent:

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$
 (6)  $\operatorname{rot}(\vec{H}) = \varepsilon_0 \varepsilon'_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E}$  (7)

avec  $\varepsilon_0$ ,  $\mu_0$ : permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du vide

(respectivement en F/m et en H/m)

- $\mu_r$ : perméabilité magnétique relative du milieu ( $\mu_r = 1$ )
- ε'<sub>r</sub>: permittivité diélectrique relative du milieu
- $\sigma$ : conductivité électrique du milieu (en S/m).

Nous rappelons (cf annexe 1) que la permittivité diélectrique relative d'un milieu s'écrit sous forme complexe:  $\varepsilon^*_r = \varepsilon'_r - j \varepsilon''_r$  avec la relation  $\sigma = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''_r$  (en S/m).

Dans un système de coordonnées rectangulaires, les équations vectorielles (6) et (7) se transforment en un système de 6 équations scalaires.

$$-\mu_{0} \frac{\partial H_{\mathbf{x}}}{\partial t} = \frac{\partial E_{\mathbf{z}}}{\partial y} - \frac{\partial E_{\mathbf{y}}}{\partial z} \qquad (8a) \qquad \qquad \epsilon_{0} \epsilon_{\mathbf{r}}' \frac{\partial E_{\mathbf{x}}}{\partial t} = \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial y} - \frac{\partial H_{\mathbf{y}}}{\partial z} - \sigma E_{\mathbf{x}} \qquad (8d)$$

Etudions la propagation d'une onde plane suivant une seule direction (l'axe y) et dans un milieu sans pertes. Les dérivées par rapport à x et z étant nulles nous avons les équations suivantes:

Nous constatons que les composantes longitudinales  $E_y$  et  $H_y$  sont nulles. Ainsi l'onde qui se propage sur cet axe, est une onde T.E.M.. D'autre part, les équations sont groupées en deux systèmes indépendants. Le premier permet de calculer les composantes de champ  $E_z$  et  $H_x$ , et inversement pour le second système ( $E_x$  et  $H_z$ ). Choisissons le premier système et appliquons aux deux équations le principe des dérivées centrées (équation (4)).

L'axe de propagation doit être divisé en segments de petite taille de longueur  $\Delta y$ . L'utilisation des dérivées centrées dans le calcul des équations de Maxwell impose un entrelacement entre les composantes électriques E et magnétiques H. Les valeurs des composantes du champ électromagnétique sont calculées en des points particuliers de l'axe, qui sont indexés suivant la variable j. Chaque point où est calculé le champ  $E_j$  est distant de ses voisins  $E_{j-1}$  et  $E_{j+1}$  d'une maille  $\Delta y$ . Ceci est identique pour le point où est calculé le champ magnétique  $H_{j+1/2}$  qui est



*Figure I-16:* Représentation des dérivées centrées a) suivant l'axe de propagation *y* b) suivant l'axe du temps *t*.

distant de  $H_{j-1/2}$  et de  $H_{j+3/2}$  d'une longueur égale à  $\Delta y$ . Par contre, les points où sont calculées les composantes  $E_j$  et  $H_{j+1/2}$  sont distants de  $\Delta y/2$  (figure I-16-a)..

Suivant l'axe du temps, nous utilisons le même principe. Les composantes calculées sont maintenant indexées suivant la variable n. Les valeurs des composantes du champ électrique sont calculées à des instants multiples pairs du demi pas temporel:  $n = 2k^*\Delta t/2$  et les valeurs du champ magnétique à des instants multiples impairs du demi-pas temporel:  $n = (2k+1)^*\Delta t/2$  (figure I-16-b). On retrouve un décalage égal à un demi pas temporel entre les composantes  $H_x$  et les composantes  $E_z$ . On obtient ainsi des dérivées en fonction du temps également centrées.

On parvient finalement aux expressions suivantes:

. . .

$$-\mu_{0} \frac{H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}-\mathbf{l}/2}}{\Delta t} = \frac{E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}} - E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}-\mathbf{l}}^{\mathbf{n}}}{\Delta y} \quad \text{soit} \quad H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2} = H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}-\mathbf{l}/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{0}\Delta y} (E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}} - E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}-\mathbf{l}}^{\mathbf{n}}) \quad (9)$$

$$\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}' \frac{E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}} - E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}}}{\Delta t} = -\frac{H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}-\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2}}{\Delta y} \quad \text{soit} \quad E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}} = E_{\mathbf{z}\ \mathbf{j}}^{\mathbf{n}} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}'\Delta y} (H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}+\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{j}-\mathbf{l}/2}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}/2}) \quad (10)$$

La méthode des différences finies dans le domaine temporel ne conduit pas à des méthodes numériques de résolution aussi complexes que, par exemple, la méthode de Galerkin utilisée dans l'Approche dans le Domaine Spectral [27]. En effet, le système composé des deux équations (9) et (10), se résout très simplement en utilisant des méthodes itératives [45,46]. A l'instant n+1/2, toutes les valeurs de  $H_x$  sur l'axe y sont calculées, puis à l'instant n+1, toutes les valeurs de  $E_z$  et ainsi de suite.

Nous aurions pu faire des analyses similaires en choisissant d'étudier la propagation d'une onde suivant les directions x ou z et détailler ainsi les équations aux dérivées centrées pour chaque couple de solutions possibles. En effet, la discrétisation tridimensionnelle des équations de Maxwell, que nous allons maintenant aborder, peut être considérée comme l'association des différentes discrétisations possibles suivant les trois directions x, y et z.

Les positions spatiales des champs électriques et magnétiques, sont référencées suivant les indices i, j, k correspondant respectivement aux 3 directions de l'espace (x, y, z). Les emplacements des 6 composantes du champ électromagnétique sont parfaitement déterminés sur une cellule élémentaire, appelée maille de Yee de dimensions  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ . Afin de pouvoir



Figure I-17: La cellule de Yee.

٠

utiliser les différences centrées dans les équations de Maxwell, cette disposition, présentée figure I-17, est impérative. Les composantes du champ électrique sont situées au milieu de chaque arête délimitant la maille, alors que les composantes du champ magnétique sont placées au centre des faces de la cellule. Par exemple, le champ  $H_x$  est alors distant des champs  $E_y$  et  $E_z$ nécessaires à sa détermination d'une distance égale respectivement à  $\Delta z/2$  et  $\Delta y/2$ correspondant à un demi-pas spatial suivant les directions z et y.

En appliquant cette discrétisation suivant la cellule de Yee, on obtient, pour un milieu à pertes, les équations suivantes correspondant aux 6 composantes du champ électromagnétique. Afin de simplifier l'écriture de ces équations, nous avons volontairement omis de prendre en compte dans les indices i, j, k, les décalages égaux aux demi-pas spatiaux, mais qui existent toujours entre les différentes composantes du champ électromagnétique. Notons que le principe de la discrétisation temporelle est identique si on considère un espace à trois dimensions (x, y, z) ou un espace à une dimension (y).

$$H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1/2}} = H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-\mathbf{1/2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left( E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} - E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}-\mathbf{1}}^{\mathbf{n}} \right) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left( E_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} - E_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j}-\mathbf{1},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} \right)$$
(11a)

$$H_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1/2}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} = H_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}-\mathbf{1/2}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left( E_{\mathbf{z}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} - E_{\mathbf{z}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i}-\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}} \right) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left( E_{\mathbf{x}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} - E_{\mathbf{x}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}-\mathbf{1}} \right)$$
(11b)

$$H_{\mathbf{z} \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} = H_{\mathbf{z} \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left( E_{\mathbf{x} \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} - E_{\mathbf{x} \mathbf{i},\mathbf{j}-1,\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} \right) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left( E_{\mathbf{y} \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} - E_{\mathbf{y} \mathbf{i}-1,\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} \right)$$
(11c)

$$E_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}} = E_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{j}+\mathbf{1},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta z} \left(H_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta z} \left(H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta z} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta x} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta x} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}}^{\prime}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}^{\prime}}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}^{\prime}}\Delta y} \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \frac{\Delta t\sigma}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}^{\prime}}}E_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \right)$$

Du fait de la présence d'un milieu dissipatif, un problème apparaît dans le choix de l'instant à prendre en considération pour déterminer la valeur du champ électrique dans le terme  $\sigma E$ . En effet, ce terme n'est pas issu d'une dérivée temporelle centrée et donc une chronologie entre ce champ électrique et les autres composantes E et H de l'équation ne peut être effectuée précisément. Quel instant temporel faut-il considérer pour le calcul du champ électrique du terme  $\sigma E$ ? Pour certains auteurs [47], il faut prendre la valeur de E à l'instant n. C'est le cas des



*Figure I-18:* Maillage rectangulaire composé de plusieurs centaines de cellules de Yee.

équations précédentes. Pour d'autres [48,49], il est nécessaire de prendre en compte le fait que le champ E varie entre les instants n et n+1. Ils font alors une moyenne temporelle entre ces deux valeurs et remplacent dans leurs équations:

$$\sigma E^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \rightarrow \frac{1}{2}\sigma(E^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}+E^{\mathbf{n}+1}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}})$$

Cette formulation étant la plus employée, c'est celle-ci que nous utilisons dans les calculs. On obtient alors les nouvelles équations suivantes, celles des composantes du champ magnétique étant inchangées (équations (11 a, b, et c)):

$$E_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}} = \mathbf{A}E_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + \mathbf{B}\mathbf{y}\left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j}+\mathbf{1},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right) - \mathbf{B}\mathbf{z}\left(H_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2}\right)$$
(12a)

$$E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}} = \mathbf{A}E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + \mathbf{B}\mathbf{z} \left( H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} \right) - \mathbf{B}\mathbf{x} \left( H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{1}/2} \right)$$
(12b)

$$E_{z i,j,k}^{n+1} = \mathbf{A} E_{z i,j,k}^{n} + \mathbf{B} \mathbf{x} \left( H_{y i+1,j,k}^{n+1/2} - H_{y i,j,k}^{n+1/2} \right) - \mathbf{B} \mathbf{y} \left( H_{x i,j+1,k}^{n+1/2} - H_{x i,j,k}^{n+1/2} \right)$$
(12c)

avec 
$$\mathbf{A} = \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}'}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}'}}$$
  $\mathbf{B}_{\mathbf{X}} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}' \Delta x}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}'}}$   $\mathbf{B}_{\mathbf{Y}} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}' \Delta y}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}'}}$   $\mathbf{B}_{\mathbf{Z}} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}' \Delta y}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{r}}'}}$ 

## I-3-3 Les maillages.

Mailler une structure consiste à diviser judicieusement la structure étudiée en cellules élémentaires (figure I-18). La taille de ces cellules doit être adaptée aux dimensions des différents objets inclus dans le domaine de calcul.

Pour l'étude des applicateurs planaires destinés à l'hyperthermie micro-onde, les contraintes sur les valeurs des pas spatiaux  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ , et  $\Delta z$  sont essentiellement fixées par les largeurs ( $\Delta x$ ) et les longueurs ( $\Delta y$ ) de la ligne microruban d'alimentation ou de la fente, ainsi que par l'épaisseur du substrat diélectrique ( $\Delta z$ ). Il faut impérativement que ces dimensions correspondent à des multiples des pas spatiaux respectifs.

Les dimensions de la cellule de Yee étant fixées, il est possible d'attribuer à chaque cellule une valeur de permittivité diélectrique  $\varepsilon'_r$  et une conductivité électrique  $\sigma$  différentes. En effet, la méthode des différences finies dans le domaine temporel calcule en utilisant des dérivées



Figure I-19: Exemple de "staircasing" utilisé dans la F.D.T.D.

centrées les composantes du champ électromagnétique pour chaque cellule. Nous pouvons facilement envisager l'introduction, dans l'équation 12, d'une permittivité diélectrique et d'une conductivité électrique variant en fonction des indices i, j, k qui, rappelons le, représentent le positionnement dans l'espace de la cellule élémentaire. Par exemple, le terme Bx utilisé dans ces équations devient dans ce cas

$$\mathbf{B}\mathbf{x} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon'_{\mathbf{r},\mathbf{j},\mathbf{k}} \Delta x}}{1 + \frac{\sigma_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \Delta t}{2\varepsilon_0 \varepsilon'_{\mathbf{r},\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}}}$$

Mais l'affectation à chaque cellule d'une valeur de permittivité diélectrique et de conductivité électrique différentes n'est pas toujours simple. En effet, cette opération est aisée si la forme des objets constituant la structure étudiée, est appropriée au repère en coordonnées cartésiennes (couches planes, parallélépipèdes ...). Le maillage du domaine de calcul devient plus délicat si la forme d'un des objets n'est pas adaptée au repère [50], par exemple une sphère. Dans ce cas, une étude approfondie du contour de cet objet doit être effectuée. Il faut suivre le contour réel des objets grâce à une juxtaposition de surfaces élémentaires, identiques aux faces de la maille élémentaire. Ces surfaces, proches du contour réel, sont facilement situées dans le volume grâce aux indices i, j, et k. Sur la figure I-19, nous présentons dans un plan xOz, un exemple d'approximation d'un contour de forme quelconque par une fonction en escalier qui suit le maillage utilisé dans ce plan. Il est évident que plus les valeurs de  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  sont petites, meilleure est l'approximation. Nous avons appliqué ce principe [51,52] (appelé "staircasing") pour simuler les applicateurs endocavitaires, ou les applicateurs fentes à ligne microruban à transition progressive ou ayant une ouverture dans le plan de masse aux formes particulières.

Lorsque la forme des objets internes au domaine de calcul est inadaptée au repère cartésien, il est préférable de changer ce repère en un système de coordonnées non-orthogonales, afin de s'affranchir de l'approximation des contours réels [53,54,55]. Cette opération est particulièrement bien adaptée lorsqu'il existe dans la structure de grandes interfaces obliques. Toutefois, cette méthode est très complexe. Il faut notamment, souvent passer du repère orthogonal au repère non-orthogonal et inversement, en utilisant les composantes covariantes ou contravariantes du champ électromagnétique [56].



Figure I-20: Maillage tridimensionnel cylindrique.



Figure I-21: Entrelacement des maillages cartésien et cylindrique.

Si la structure est constituée de couches concentriques, comme c'est le cas des antennes filaires utilisées en hyperthermie micro-onde, il est préférable d'employer un repère cylindrique [10]. En effet, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, que nous détaillons essentiellement pour un repère cartésien, peut être transposée, par une démarche similaire, aux études de structures cylindriques (figure I-20). Les équations aux dérivées centrées utilisent alors les nouvelles variables de l'espace ( $\rho$ ,  $\theta$ , z). Il existe des possibilités pour utiliser les maillages cartésien et cylindrique, dans une même structure [57]. Toutefois, le volume où s'entrelacent les deux maillages mérite une attention toute particulière (figure I-21). En effet, les noeuds du maillage cylindrique ne coïncident pas forcément avec les noeuds du maillage cartésien. Il est donc nécessaire de calculer par interpolation, les composantes cylindriques du champ électromagnétique pour chaque point de ce maillage cartésien, afin de déduire ensuite les composantes rectangulaires en ces points.

# I-3-4 Optimisation du maillage cartésien.

Le temps de calcul pour déterminer la répartition de la densité de puissance déposée par un applicateur dans un milieu dissipatif est proportionnel, en première approximation, au nombre de cellules élémentaires constituant le maillage. Or dans ce volume, il existe des sousdomaines où le choix d'une cellule de Yee de petite taille est impératif pour simuler correctement les phénomènes électromagnétiques. Par contre, en d'autres endroits, on pourrait éventuellement prendre une cellule de Yee aux dimensions plus grandes. Nous présentons succinctement deux méthodes qui permettent de prendre en compte la transition d'une cellule élémentaire de petite taille vers une cellule de taille plus grande, dans un même domaine de calcul.

La première méthode est l'utilisation de pas spatiaux variables [58]. Les valeurs de  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  varient alors progressivement dans les trois directions de l'espace, d'un rapport q légèrement supérieur à 1. Pour bien comprendre le problème qui apparaît lorsqu'on utilise la méthode du pas variable, prenons un exemple simple illustré par la figure I-22: la propagation d'une onde électromagnétique suivant une direction y. Nous voyons que la dérivée centrée peut toujours être appliquée pour la détermination de la composante  $H_{j+1/2}$  qui est toujours à égale distance de  $E_j$  et  $E_{j+1}$ . On garde ainsi une erreur du deuxième ordre sur la détermination de cette composante. Mais la détermination de  $E_j$  pose quelque problèmes. En effet, si on revient au



Figure I-22: Maillage unidimensionnel à pas variable.

développement en série de Taylor d'une fonction f en deux points x + h et x - h' voisins du point d'abscisse x (équations (4) et (5)), on obtient alors pour la dérivée en ce point:

$$f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x-h')}{h+h'} + \Theta(h-h')$$

On ne peut donc plus parler de dérivée centrée pour le calcul de cette composante. De ce fait, l'erreur commise sur la détermination de la valeur de  $E_z$  est maintenant du premier ordre. Néanmoins, nous avons testé cette méthode d'optimisation pour réduire le temps de calcul lors de la détermination de la densité de puissance déposée. Nous avons comparé (chapitre 3) les résultats obtenus pour un maillage avec pas variables et sans pas variables, afin de quantifier l'effet des erreurs normalement plus importantes qui apparaissent lors de l'emploi de dérivées non centrées.

La seconde méthode, appelée "subgridding" [59,60,61], consiste à changer brusquement pour une zone donnée, les valeurs des pas spatiaux  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  ou  $\Delta z$ . Sur la figure I-23, nous présentons un exemple de maillage avec "subgridding" dans un plan xOz. Sur cet exemple, les pas  $\Delta x$  et  $\Delta z$ sont soudainement divisés par deux. Cette méthode est efficace, mais présente l'inconvénient suivant: il faut calculer, par interpolation, certaines composantes du champ électromagnétique qui sont situées, soit directement sur la frontière, soit dans des cellules voisines. Cette technique est souvent utilisée dans l'étude de discontinuités de lignes de transmission, car ces zones nécessitent un maillage fin.

### I-3-5 Critères de stabilité.

Afin que les erreurs numériques n'augmentent à chaque itération temporelle et ne viennent ainsi perturber la résolution numérique des équations, un critère a été énoncé par A. Taflove [62] afin d'assurer la stabilité des résultats. L'idée générale de ce critère peut être résumée de la façon suivante: il faut que la vitesse de l'onde électromagnétique qui se propage d'une cellule élémentaire à une autre durant un intervalle de temps égal à  $\Delta t$ , ne soit pas supérieure à la limite maximale des différentes vitesses possibles dans la structure.

Ce critère de stabilité s'écrit:

Chapitre 1



*Figure I-23:* Illustration du positionnement des différentes composantes du champ électromagnétique dans un maillage avec "subgridding".

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\text{max}}} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-1/2} \quad (\text{espace à 3D}) \quad (13)$$
$$\Delta t \leq \frac{\Delta y}{v_{\text{max}}} \quad (\text{espace à 1D})$$

où  $v_{max}$  correspond à la vitesse maximale de l'onde dans la structure étudiée (m/s)  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  sont les dimensions de la cellule de Yee suivant les 3 directions (m).  $\Delta t$  représente le pas temporel (s)

Ce critère impose donc une valeur maximale de  $\Delta t$ . Dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel, le respect de ce paramètre est impératif, sinon les valeurs des composantes électromagnétiques croissent très rapidement vers l'infini.

Il existe aussi une condition à respecter sur les valeurs de  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  [51,62]. Mais nous ne pouvons pas exactement parler de critère de stabilité spatial, car le non-respect de cette condition aboutit, quand même, à des solutions non-divergentes. Cette condition, qui peut être jugée empirique, entraîne simplement une meilleure représentation (et donc des meilleurs résultats) des phénomènes électromagnétiques qui se produisent dans la structure étudiée. Cette condition se traduit par la relation:

$$max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \le \frac{\lambda}{10}$$
(14)

La valeur maximale, déterminée parmi les dimensions  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  de la cellule, doit donc être inférieure au dixième de la longueur d'onde à la fréquence de travail. Pour un volume hétérogène, la valeur de  $\lambda$  est calculée pour le milieu ayant la plus grande permittivité diélectrique relative  $\varepsilon'_r$ .

#### I-3-6 Conditions aux interfaces.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel permet de prendre en compte facilement l'hétérogénéité des milieux composant le volume d'étude [51]. La présence de matériaux de permittivité diélectrique différente implique l'existence, dans la structure étudiée, de nombreuses interfaces séparant deux milieux de nature différente.



Figure I-24: Représentation des dérivées centrées sur une interface.

Sur les interfaces diélectriques, une légère modification doit être effectuée pour déterminer précisément les composantes tangentielles du champ électrique. Etudions le cas particulier, que nous pouvons néanmoins facilement généraliser, d'une interface ayant pour direction normale z et calculons la composante tangentielle  $E_x$  (figure I-24)

$$\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}1}^{\prime}\frac{\partial E_{\mathbf{x}1}}{\partial t} = \frac{\partial H_{\mathbf{z}1}}{\partial y} - \frac{\partial H_{\mathbf{y}1}}{\partial z} - \sigma_{1}E_{\mathbf{x}1}$$
$$\varepsilon_{0}\varepsilon_{\mathbf{r}2}^{\prime}\frac{\partial E_{\mathbf{x}2}}{\partial t} = \frac{\partial H_{\mathbf{z}2}}{\partial y} - \frac{\partial H_{\mathbf{y}2}}{\partial z} - \sigma_{2}E_{\mathbf{x}2}$$

A l'interface, nous devons appliquer les conditions de continuité des composantes tangentielles du champ électrique et des composantes normales du champ magnétique.

$$E_{\mathbf{x1}} = E_{\mathbf{x2}} = E_{\mathbf{x}} \rightarrow \frac{\partial E_{\mathbf{x1}}}{\partial t} = \frac{\partial E_{\mathbf{x2}}}{\partial t} = \frac{\partial E_{\mathbf{x}}}{\partial t}$$
$$H_{\mathbf{z1}} = H_{\mathbf{z2}} = H_{\mathbf{z}} \rightarrow \frac{\partial H_{\mathbf{z1}}}{\partial y} = \frac{\partial H_{\mathbf{z2}}}{\partial y} = \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial y}$$

En calculant la demi-somme on obtient

$$\varepsilon_{0} \frac{\varepsilon_{\mathbf{r1}}' + \varepsilon_{\mathbf{r2}}'}{2} \frac{\partial E_{\mathbf{x}}}{\partial t} = \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial y} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial H_{\mathbf{y1}}}{\partial z} + \frac{\partial H_{\mathbf{y2}}}{\partial z} \right) - \frac{\sigma_{1} + \sigma_{2}}{2} E_{\mathbf{x}}$$

Le problème vient de la détermination de la moyenne des dérivées normales de la composante tangentielle du champ magnétique  $H_y$ . Mais les tests numériques [63,64] ont montré que ce calcul n'était pas nécessaire. Il faut simplement omettre l'interface et considérer un milieu unique. Nous obtenons alors la relation

$$\varepsilon_0 \frac{\varepsilon'_{r1} + \varepsilon'_{r2}}{2} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} E_x$$

La transcription dans la F.D.T.D. de cette égalité donne une équation identique à l'équation (12-a). En effet, tout se passe comme si à l'interface se trouvait un milieu ayant des caractéristiques diélectriques définies par:

$$\varepsilon'_{r \text{ int}} = \frac{\varepsilon'_{r1} + \varepsilon'_{r2}}{2}$$
  $\sigma_{int} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$ 

Parfois deux milieux de permittivité diélectrique différente sont séparés par une interface comportant des parties métalliques. Dans toutes nos modélisations, nous avons considéré des


Figure I-25: Représentation des frontières du domaine de calcul.

rubans métalliques d'épaisseur nulle et de conductivité infinie. Ces hypothèses sont identiques à celles utilisées dans l'Approche dans le Domaine Spectral. Elle impliquent la nullité des composantes tangentielles du champ électrique et de la composante normale du champ magnétique. Si  $\vec{n}$  représente le vecteur normal à l'interface, nous avons les relations classiques

$$n \wedge \vec{E} = \vec{0}$$
 et  $n.\vec{H} = \vec{0}$ 

Pour traduire ces équations dans la F.D.T.D. il suffit d'effectuer avant la première itération temporelle (donc à t = 0 seconde), une initialisation de toutes les composantes du champ électromagnétique du domaine de calcul, en les forçant à la valeur nulle. Ensuite, il faut simplement ne jamais calculer pour chaque surface métallique les valeurs des champs électriques tangentiels et du champ magnétique normal.

#### I-3-7 Conditions d'absorption.

Dans les précédents paragraphes, nous avons rappelé les différents principes de base de la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Nous pouvons déjà entrevoir les avantages de cette méthode pour simuler des applicateurs planaires aux formes diverses couplés à des milieux dissipatifs hétérogènes. Mais il reste un problème majeur à résoudre afin d'utiliser correctement la F.D.T.D.: comment simuler dans un domaine fermé, la propagation d'ondes électromagnétiques dans un volume qui est normalement non borné (structure ouverte)? Car pour des raisons évidentes de place mémoire et de temps de calcul, nous sommes obligés de fixer une limite finie au nombre de cellules de Yee utilisées pour mailler la structure. Il faut donc placer sur les frontières du volume, des conditions artificielles qui absorbent les ondes incidentes tout en évitant l'apparition d'ondes réfléchies.

Très vite les premiers utilisateurs de la F.D.T.D. se rendent compte de l'importance des conditions d'absorption sur les frontières du maillage [41,62]. La condition aux limites alors utilisée est décrite par la relation suivante:

# $E_{\text{tang }N}^{n+1} = E_{\text{tang }N-1}^{n}$

Si nous supposons la propagation d'une onde électromagnétique suivant la direction y, la condition est appliquée au point j = N situé sur la frontière du domaine de calcul (figure I-25). Cette équation traduit le déplacement de la composante tangentielle du champ électrique, du point j = N-1 (situé une maille avant la frontière) au point j = N, durant un intervalle de temps

•

 $\Delta t$ . Cette condition d'absorption s'est très vite avérée insuffisante. Depuis, d'autres méthodes ont été proposées.

Une des solutions pour simuler un espace ouvert [65,66] consiste à appliquer sur les frontières du domaine de calcul, les équations donnant l'expression des différentes composantes du champ électromagnétique en zone lointaine. Mais l'utilisation de ce procédé n'est pas possible pour étudier les applicateurs planaires posés sur des milieux fortement dissipatifs. Car pour de telles structures, les approximations en champ lointain ne sont pas applicables puisque l'onde électromagnétique est atténuée. Loin de la source, les valeurs des composantes du champ électromagnétique sont en fait proches de zéro.

Une seconde méthode revient justement à utiliser cette propriété qu'ont les matériaux à pertes [43,67]. En effet, supposons que le champ électromagnétique parvienne sur une des frontières du domaine de calcul après avoir traversé un milieu fortement dissipatif. Son amplitude est si faible qu'une réflexion éventuelle sur cette paroi n'aurait aucune conséquence sur les phénomènes électromagnétiques se produisant dans la structure. Le problème de ce type de condition d'absorption est la réalisation d'une bonne adaptation entre le milieu du domaine d'étude (généralement de l'air) et le milieu à pertes, afin d'éviter toute réflexion préalable sur cette interface. Il faut notamment introduire une conductivité magnétique fictive dans le milieu à pertes.

En fait dans la littérature relative aux simulations utilisant la F.D.T.D., les conditions d'absorption les plus souvent employées sont celles proposées par G. Mur [68] et qui sont issues des travaux d'Engquist et Majda [69] sur les absorbants mathématiques. Cette méthode est basée sur le calcul des composantes tangentielles par la résolution de l'équation d'onde suivant la direction normale à la frontière considérée. Dans le cas d'une approximation du premier ordre, la condition absorbante s'écrit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} - \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right)\vec{E}_{\text{tang}} = \vec{0}$$
(16)

où *n* représente la direction normale à la frontière artificielle, v la vitesse de propagation de l'onde et  $E_{tang}$  le vecteur des composantes tangentielles du champ électrique. Cette relation est souvent appelée condition de Mur du 1<sup>er</sup> ordre. La discrétisation de l'équation (16) devient dans le cas de la structure présentée figure I-25:

...

$$E_{\mathbf{z}\ \mathbf{N}}^{\mathbf{n+1}} = E_{\mathbf{z}\ \mathbf{N}-1}^{\mathbf{n}} + \frac{\mathbf{v}\,\Delta t - \Delta y}{\mathbf{v}\,\Delta t + \Delta y} (E_{\mathbf{z}\ \mathbf{N}-1}^{\mathbf{n+1}} - E_{\mathbf{z}\ \mathbf{N}}^{\mathbf{n}}) \tag{17}$$

L'utilisation d'une condition d'absorption du premier ordre n'est possible que si les ondes arrivent en incidence normale sur la frontière considérée. Par contre, il est préférable de choisir une approximation d'ordre supérieur lorsqu'elles arrivent sous faible incidence. La condition aux limites du second ordre proposée par Mur, s'écrit dans le cas d'une frontière ayant comme direction normale y:

$$\left(\frac{1}{v}\frac{\partial^2}{\partial y\partial t} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\right)\vec{E}_{tang} = \vec{0}$$

Le problème des absorbants mathématiques est très vaste et mériterait certainement une étude plus approfondie. D'ailleurs ce sujet est toujours d'actualité, puisque nous constatons la parution régulière de publications traitant de nouvelles conditions d'absorption que certains qualifient désormais de "super-absorbants" [70,71,72,73].

En fait, il faut reconnaître que le choix des conditions d'absorption n'est pas un problème critique dans l'étude des applicateurs planaires utilisés en l'hyperthermie micro-onde. La présence de milieux à fortes pertes dans les structures nous permet de n'utiliser que la condition de Mur du 1<sup>er</sup> ordre (équation (16)). Toutefois, dans l'étude de lignes de transmission microrubans ou microrubans à plan de masse partiel rayonnant dans l'air ou dans des milieux dissipatifs (chapitre 3), nous avons testé la condition d'absorption proposée par J. Litva [74,75] qui permet d'obtenir une meilleure absorption des ondes incidentes sur les frontières du domaine de calcul. Cette condition s'écrit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{\mathbf{v_1}}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{\mathbf{v_2}}\frac{\partial}{\partial t}\right)\vec{E}_{\mathbf{tang}} = \vec{0}$$

où  $v_1$  et  $v_2$  sont deux vitesses de propagation possibles pour la structure considérée.

## I-3-8 Application au calcul de la densité de puissance absorbée.

Dans ce paragraphe, nous proposons d'appliquer sur un exemple très simple la méthode des différences finies dans le domaine temporel afin de déterminer la densité de puissance





b) déposée dans un milieu dissipatif hétérogène.

٠

déposée dans un milieu dissipatif. Le domaine de calcul est supposé unidimensionnel. Cette structure, déjà présentée à maintes reprises pour illustrer certains principes de la F.D.T.D., est divisée en deux parties. La première est constituée d'un milieu sans pertes (l'air) et la seconde d'un milieu dissipatif qui est homogène (figure I-26-a) ou formé de plusieurs milieux de permittivité diélectrique différente (figure I-26-b). Cette structure nous permet d'étudier la pénétration dans un milieu dissipatif, d'ondes électromagnétiques se propageant initialement dans l'air et notamment, de comparer les densités de puissance obtenues dans un milieu homogène.

Le calcul de la densité de puissance doit être effectué en régime harmonique. Il est donc nécessaire de fixer préalablement la fréquence de travail. Nous choisissons f = 915 MHz. A cette fréquence, les valeurs des permittivités diélectriques complexes des divers milieux rencontrés sont résumées dans le tableau suivant (cf annexe 1)

	air	peau	graisse	tumeur	muscle	OS
ε'r	1,0	46	11	55	48,8	7,3
σ (S/m)	0,0	1,01	0,078	1,52	1,08	0,091

Nous pouvons déterminer les pas temporel et spatial qui satisfont aux conditions traduites par les équations (13) et (14), respectivement pour  $\Delta t$  et  $\Delta y$ . Nous choisissons  $\Delta y = 0,25$  mm et  $\Delta t = 1$  ps. Nous vérifions que la période de l'onde sinusoïdale est divisée en un nombre suffisant de pas  $\Delta t$ . De même, si nous fixons arbitrairement la longueur de la structure à 60 centimètres, le nombre total de cellules élémentaires est égal à 2400.

L'interface séparant l'air et le milieu dissipatif est située en j = 1600. Dans le cas d'une structure hétérogène, le positionnement des différentes interfaces séparant des milieux à pertes est déterminé en fonction des épaisseurs considérées (figure I-26-b). Sur ces interfaces, nous appliquons les conditions de continuité du champ électrique tangentiel (équation (15)).

Afin de simuler l'espace infini, nous plaçons des condition de Mur du 1<sup>er</sup> ordre en j = 0 et j = N (équation (17)), mais pour lesquelles la vitesse est fonction du milieu accolé à la frontière artificielle considérée.



*Figure I-27:* Distribution théorique de la densité de puissance normalisée (Y = 0 à l'interface): a) déposée dans le milieu homogène (figure I-26-a).

b) déposée dans le milieu inhomogène (figure I-26-b).

Pour obtenir la propagation d'une onde électromagnétique sinusoïdale, il est obligatoire de placer en un endroit de la structure une excitation. Pour notre étude, nous considérons une source placée en j=1 qui excite le champ  $E_z$  situé en ce point afin d'obtenir un régime sinusoïdal permanent. En appliquant le principe de discrétisation de la F.D.T.D., nous obtenons en ce point, la relation suivante:

 $E_{\mathbf{z}}^{\mathbf{n}} = E_{\mathbf{0}} \sin(\omega n \Delta t)$ 

Cette excitation engendre implicitement une excitation identique sur la composant  $H_x$ , mais dont l'amplitude est divisée par la valeur de l'impédance de l'onde T.E.M. se propageant dans l'air ( $Z_0 = 377 \ \Omega$ ). Le choix de la valeur de  $E_0$  n'est pas important, puisque les équations utilisées sont linéaires. L'amplitude du champ électromagnétique en un point j est proportionnelle à  $E_0$  et peut donc facilement être déduite pour une autre valeur de l'amplitude du signal d'excitation. De plus, comme nous présentons l'allure de la densité de puissance absorbée, normalisée par rapport à sa valeur maximale, le choix de  $E_0$  n'a pas d'influence sur les résultats obtenus.

Le calcul de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif est obtenue en appliquant l'équation (1). Nous avons

$$\mathbf{P_j} = \frac{1}{2} \sigma_j (E_{\mathbf{z}\,\mathbf{j}}^2)$$

Pour rester analogue à la relation permettant de calculer la puissance dissipée dans une résistance R, alimentée par une tension  $v(t) = V_m sin(\omega t)$ , il faut calculer en chaque point du milieu dissipatif, l'amplitude maximale du champ électrique  $E_z$  qui varie sinusoïdalement en fonction du temps. Afin d'éviter les régimes transitoires numériques qui peuvent apparaître pour les premières itérations temporelles, il est conseillé d'attendre une à deux périodes, avant de déterminer les maxima en chaque point [47,51,76].

Sur la figure I-27, nous présentons les résultats obtenus, pour la densité de puissance absorbée en fonction de la profondeur Y du point considéré dans le milieu dissipatif homogène (Y = 0 cm à l'interface). Nous pouvons observer que dans le cas du milieu homogène composé exclusivement de muscle (figure I-26-a), le maximum de la densité de puissance absorbée se situe à l'interface air-milieu dissipatif. L'allure de la courbe est ensuite monotone et strictement décroissante. Nous pouvons en particulier déterminer la profondeur de pénétration d'une onde T.E.M. dans du muscle. Pour P/Pmax = 0,37, nous obtenons Y = 18 mm.

A l'inverse pour la structure hétérogène (figure I-26-b), bien que le maximum soit situé au même endroit, l'évolution de la densité de puissance absorbée dans le milieu dissipatif présente de brusques discontinuités lors des interfaces séparant des milieux de permittivité diélectrique différente. Ceci s'explique aisément en consultant les valeurs des différentes conductivités. Ces résultats sont identiques à ceux obtenus par L. Dubois [15] à partir d'autres méthodes.

### **CONCLUSION**

Dans ce premier chapitre, une description générale des différents applicateurs planaires utilisés en l'hyperthermie micro-onde est entreprise. Nous nous sommes plus particulièrement attardés sur les applicateurs de type "patch" ou de type fente développés par le Laboratoire. La conception de ces applicateurs s'est d'abord effectuée suivant des critères géométriques et des contraintes cliniques fixées par les praticiens. Le développement de systèmes de refroidissement permettant d'éviter les brûlures cutanées tout en traitant efficacement les tumeurs semi-profondes a été nécessaire.

Les premières méthodes utilisées pour simuler les applicateurs planaires sont ensuite retracées. Le principe de la détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}(\omega)$ d'un applicateur planaire est rappelé. De même, des diagrammes de rayonnement en champ proche calculés dans des milieux dissipatifs en utilisant de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle ou bidimensionnelle, sont présentés .

Après avoir abordé les problèmes rencontrés dans ces différentes méthodes numériques de simulation, notamment dans les cas des milieux dissipatifs hétérogènes ou des applicateurs planaires de géométrie complexe, nous étayons notre décision d'utiliser la méthode des différences finies dans le domaine temporel pour modéliser les applicateurs planaires utilisés en hyperthermie micro-onde. Après avoir rappelé les concepts généraux de la F.D.T.D., nous montrons, sur un exemple simple, qu'il est possible de déterminer la densité de puissance déposée dans une structure homogène ou hétérogène.

Mais la méthode des différences finies dans le domaine temporel présente un autre atout que nous étudierons dans le second chapitre: il est aussi possible de déterminer les évolutions fréquentielles de constantes de propagation ou de coefficients de réflexion de dispositifs microondes. Toutefois, dans le cas de structures comprenant des milieux dont la permittivité diélectrique évolue en fonction de la fréquence, des modifications sont indispensables. C'est ce point que nous développons d'abord dans le chapitre suivant. CHAPITRE 2

DETERMINATION DES EVOLUTIONS FREQUENTIELLES DE  $\gamma$  ET DE S<sub>11</sub> PAR LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL.

#### **INTRODUCTION**

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (F.D.T.D.) permet de visualiser les évolutions des composantes du champ électromagnétique à différents instants. Elle offre aussi la possibilité de connaître les évolutions fréquentielles de la constante de propagation  $\gamma$  ou du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> de structures micro-ondes. Toutefois, les caractéristiques diélectriques des milieux utilisés en hyperthermie évoluant fortement en fonction de la fréquence, il est impératif d'inclure dans la méthodologie classique de la F.D.T.D., les variations fréquentielles des paramètres physiques des milieux considérés, afin de déterminer précisément  $\gamma(\omega)$  ou S<sub>11</sub>( $\omega$ ). Cette nouvelle méthode est alors appelée (F.D.)<sup>2</sup>T.D., qui est l'abréviation de l'expression anglaise "Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain".

Après avoir rappelé l'évolution fréquentielle des paramètres diélectriques des milieux biologiques ou équivalents, nous présentons deux méthodes qui permettent de transformer la F.D.T.D. en  $(F.D.)^2T.D.$ . La première méthode est proposée par R. Luebbers, qui modifie les équations de la F.D.T.D afin d'y inclure l'évolution fréquentielle de la permittivité complexe  $\varepsilon^*$  des milieux à pertes, par l'introduction de l'équation de relaxation de Debye. Plus tard, O. P. Gandhi a appliqué une méthode plus générale basée sur la résolution d'une équation différentielle, technique que nous étudions dans une seconde étape. Après avoir expliqué les principes de la détermination de  $\gamma$  ou de S<sub>11</sub> valables pour la F.D.T.D. et la  $(F.D.)^2T.D.$ , nous présentons dans un premier temps, les résultats obtenus pour une onde T.E.M. ayant une propagation unidimensionnelle. La constante de propagation  $\gamma$  dans un milieu à pertes et le coefficient de réflexion sur une interface air-milieu dissipatif sont déterminés par la  $(F.D.)^2T.D.$ 

Enfin, nous étudions différents types de lignes de transmission afin de déterminer le diagramme de dispersion. Nous utilisons la  $(F.D)^2$ .T.D. pour des structures en contact avec des milieux à fortes pertes et la F.D.T.D. pour des lignes rayonnant dans l'air. Dans un premier temps, nous présentons des répartitions spatiales du champ électrique en différents instants et nous vérifions la notion de mode quasi-T.E.M. pour ce type de structures. Dans un second temps, les résultats obtenus pour le calcul de  $\gamma(\omega)$  sont comparés à ceux obtenus à partir de méthodes spectrales, telle que l'Approche dans le Domaine Spectral.

## **II-1 PRESENTATION DE LA METHODE APPELEE (F.D.)<sup>2</sup>T.D.**

Grâce à la méthode des différences finies dans le domaine temporel, nous pouvons déduire le diagramme de dispersion de lignes de transmission ou le coefficient de réflexion de systèmes rayonnants. Mais nous devons supposer que les variations fréquentielles de la permittivité diélectrique des matériaux constituant la structure étudiée sont négligeables. Dans le cadre de nos études sur les applicateurs planaires utilisés en hyperthermie micro-onde, cette hypothèse n'est plus valable puisque les valeurs des permittivités des milieux (biologiques ou équivalents) évoluent considérablement avec de la fréquence.

Avant de rappeler les méthodes utilisées pour déterminer S11( $\omega$ ) ou  $\gamma(\omega)$  à partir de la F.D.T.D. ou de la (F.D.)<sup>2</sup>T.D., nous montrons dans cette première partie, qu'il est possible d'apporter des modifications à la F.D.T.D. afin d'y introduire la dépendance fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe des milieux et aboutir ainsi aux équations de la (F.D.)<sup>2</sup>T.D..

# II-1-1 Rappel sur l'évolution fréquentielle de la permittivité complexe des milieux dissipatifs.

Les milieux à fortes pertes que nous rencontrons dans l'étude théorique ou expérimentale des applicateurs planaires destinés à l'hyperthermie micro-onde sont de deux sortes: les milieux biologiques (appelés aussi tissus vivants) et les milieux équivalents. Ces derniers sont utilisés pour valider par des mesures expérimentales les résultats théoriques obtenus pour ce type de milieux.

De nombreuses mesures expérimentales ont été effectuées et publiées (cf annexe 1) pour déterminer l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe de milieux biologiques. Les mesures étant effectuées pour des points discrets dans une bande de fréquences donnée, les auteurs ont souvent déterminé de manière empirique ou à partir de l'équation de relaxation de Debye [77], une fonction analytique continue ayant la pulsation angulaire  $\omega$  comme paramètre d'entrée, afin de décrire cette évolution fréquentielle. Nous rappelons que la permittivité diélectrique complexe d'un milieu s'écrit sous la forme  $\varepsilon^* = \varepsilon_0$  ( $\varepsilon'_r - j \varepsilon''_r$ ) où  $\varepsilon'_r$  est la permittivité relative du milieu et  $\varepsilon''_r$  le facteur de pertes du milieu.  $\varepsilon_0$  est la valeur de la permittivité diélectrique du vide (1/(36 $\pi 10^9$ ) F/m).

Nous avons appliqué ce principe afin de mettre en équation l'évolution fréquentielle  $\varepsilon^*(\omega)$  des milieux équivalents que nous avons mesurée. Notre choix s'est porté sur une fonction basée sur l'équation de relaxation de Debye dans le domaine fréquentiel:

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{0}} \right] (1) \qquad \text{ou} \qquad \varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s1} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{01}} + \frac{\varepsilon_{s2} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{02}} \right] (2)$$

où  $\varepsilon_{\infty}$  représente la permittivité relative à "l'infini" du milieu  $\varepsilon_{s}$  représente la permittivité relative "statique" du milieu  $t_{0}$  représente le temps de relaxation du milieu.

L'équation (2), composée de la somme de deux termes du premier ordre, présente l'avantage par rapport à l'équation (1) de suivre sur une plus large bande de fréquences les évolutions expérimentales de  $\varepsilon^*(\omega)$ . Les figures A1-4 et A1-5 de l'annexe 1 montrent les différences obtenues à partir de ces 2 équations pour un milieu équivalent constitué d'eau salée à 6 grammes par litre. De même, les valeurs de  $\varepsilon_{\infty}$ ,  $\varepsilon_{s1}$ ,  $\varepsilon_{s2}$ ,  $t_{01}$  et  $t_{02}$  sont rappelées pour certains milieux dans le deuxième tableau de cette même annexe.

Le but de la  $(F.D.)^2T.D.$  consiste à introduire les fonctions continues, obtenues à partir des deux équations représentatives de l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe pour une bande de fréquences donnée, dans les équations de la F.D.T.D.. Deux méthodes, correspondant respectivement aux équations (1) et (2), sont possibles.

## II-1-2 Formulation de la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. par l'équation de Debye.

En appliquant la méthode des différences finies dans le domaine temporel aux équations de Maxwell, rappelées ci-dessous, on trouve alors pour les composantes longitudinales (l'axe y étant l'axe de propagation) les relations suivantes:

$$D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1} - D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = \frac{\Delta t}{\Delta z} (H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+1}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2}) - \frac{\Delta t}{\Delta x} (H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+1,\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2})$$
(4)

Afin de prendre en compte l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe, il faut maintenant introduire l'équation (1) qui est l'équation de relaxation de Debye dans le domaine fréquentiel, dans les équations (3) et (4). Cette méthode a fait l'objet de nombreux travaux de R. Luebbers [78,79,80], dont nous rappelons les grandes lignes.

On obtient une nouvelle équation obtenue par transformée de Fourier inverse de l'équation (1) (cf annexe 1) où la fonction  $\chi$  et la variable  $\varepsilon_{\infty}$  sont aussi indexées suivant les 3 axes puisque ces paramètres peuvent dépendre de la position spatiale de la cellule, en particulier si le milieu est hétérogène:

$$D_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} E_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} + \varepsilon_0 \int_0^{\mathbf{n}\Delta t} \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}(\tau) E_{\mathbf{y}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}(n\Delta t - \tau) \,\mathrm{d}\tau \quad (5)$$

En faisant l'approximation que les amplitudes du champ électromagnétique restent constantes sur un intervalle de temps très court qui correspond au pas temporel  $\Delta t$ , on trouve alors:

$$D_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} = \varepsilon_{0}\varepsilon_{\infty \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} E_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} + \varepsilon_{0} \sum_{\mathbf{m}=0}^{\mathbf{n}-\mathbf{1}} E_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}-\mathbf{m}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \int_{\mathbf{m}\Delta t}^{(\mathbf{m}+1)\Delta t} \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}(\tau) d\tau \quad (6)$$

Afin de déterminer le terme discret  $D_y^{n+1}$  -  $D_y^n$  de l'équation (4), on utilise alors l'équation (6), pour obtenir finalement:

$$D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}} - D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = \varepsilon_{0}\varepsilon_{\infty\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} (E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}} - E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}}) + \varepsilon_{0} E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+\mathbf{l}} \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{0} + \varepsilon_{0} \sum_{\mathbf{m}=0}^{\mathbf{n}-\mathbf{n}} E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}}$$
(7)  
avec 
$$\Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}} = \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}} - \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}+\mathbf{l}}$$
(8)

 $\chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}} = \int_{\mathbf{m}\Delta t}^{(\mathbf{m}+1)\Delta t} \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}(\tau) \,\mathrm{d}\tau$ 

et

Le problème qui apparaît dans l'équation (7) réside dans la détermination de la somme discrète. En effet, pour parvenir à calculer cette somme à l'instant  $t = n\Delta t$ , il est nécessaire de connaître et donc de stocker en mémoire dans l'ordinateur toutes les composantes du champ  $E_y$  dans l'espace depuis l'initialisation du processus jusqu'à l'instant *n* et d'exécuter ensuite une somme en ayant au préalable multiplié les valeurs du champ électrique par les valeurs de  $\Delta \chi^m$  correspondantes. Ceci aurait pour conséquences l'obligation de disposer d'un ordinateur aux capacités de mémoire énormes, ainsi qu'une augmentation importante du temps de calcul.

L'originalité de la méthode proposée par R. Luebbers [78] est de transformer cette somme discrète due au terme de convolution de l'équation de Debye, en une somme récursive ne dépendant que des valeurs calculées à l'instant  $t = (n-1)\Delta t$ . En utilisant l'équation (4) de l'annexe 1, qui est rappelée ci-dessous,

$$\chi(t) = \left(\frac{\varepsilon_{\rm s} - \varepsilon_{\infty}}{t_0}\right) \exp\left(\frac{-t}{t_0}\right) U(t) \quad \text{où } U(t) \text{ est la fonction \'echelon}$$

il est possible d'évaluer le terme  $\chi^0$  ainsi que l'équation (8). On obtient alors:

$$\chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{0} = \left(\varepsilon_{\mathbf{S}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} - \varepsilon_{\infty\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{0}}\right)\right)$$
$$\Delta\chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}} = \left(\varepsilon_{\mathbf{S}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} - \varepsilon_{\infty\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}\right) \exp\left(\frac{-m\,\Delta t}{t_{0}}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{0}}\right)\right)^{2} \quad (9)$$

De l'équation (9), on peut déduire 2 relations importantes:

$$\Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{0} = \left( \varepsilon_{\mathbf{S}\,\mathbf{i},\,\mathbf{j},\,\mathbf{k}} - \varepsilon_{\infty\,\mathbf{i},\,\mathbf{j},\,\mathbf{k}} \right) \left( 1 - \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{0}}\right) \right)^{2}$$
$$\Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}+1} = \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{0}}\right) \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}} \qquad (10)$$

Posons

$$\Psi_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\mathbf{n}-1} E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-\mathbf{m}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{m}}$$

 $\psi_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = E_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}} \mathbf{i}_{\mathbf{j},\mathbf{j},\mathbf{k}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{0}} + E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{2}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{2}} \cdots E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{2}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{1}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1}$ 

En utilisant l'équation (10) dans l'équation précédente on obtient:

$$\Psi_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = E_{\mathbf{y}}^{\mathbf{n}}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{0}} + \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{0}}\right) (E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{0}} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{1}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{j}\,\mathbf{n},\mathbf{k}^{\mathbf{n}-2} + E_{\mathbf{j}\,\mathbf{n},\mathbf{k}^{\mathbf{n}-2$$

Nous constatons que, grâce à cette technique, l'augmentation de la place mémoire nécessaire ainsi que celle du temps de calcul, reste convenable. En effet, alors que le calcul du champ Hreste inchangé, le champ électrique E ne se calcule plus à partir d'une seule équation, mais grâce à deux équations combinées de la manière suivante:

$$\Psi_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} = E_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} \Delta \chi_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{0}} + \exp\left(\frac{-\Delta t}{t_{\mathbf{0}}}\right) \Psi_{\mathbf{y}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-\mathbf{1}}$$
(11)

$$E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1} = V1. E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + V2. \left(H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+1}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2}\right) + V3. \left(H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+1,\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2}\right) + V4. \psi_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}}$$
(12)

avec 
$$Vl = \frac{\varepsilon_{\infty i, j, k}}{\varepsilon_{\infty i, j, k} + \chi_{i, j, k}^{0}} \qquad V2 = \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}(\varepsilon_{\infty i, j, k} + \chi_{i, j, k}^{0})\Delta z}$$
$$V3 = \frac{-\Delta t}{\varepsilon_{0}(\varepsilon_{\infty i, j, k} + \chi_{i, j, k}^{0})\Delta x} \qquad V4 = \frac{1}{\varepsilon_{\infty i, j, k} + \chi_{i, j, k}^{0}}$$

Ainsi R. Luebbers propose une méthode simple qui permet de prendre en compte l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe  $\varepsilon^*$ , cette évolution s'écrivant à l'aide de l'équation de relaxation de Debye dans le domaine fréquentiel.

## II-1-3 Formulation de la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. par une équation différentielle.

Comme nous le montrons dans l'annexe 1, l'évolution fréquentielle de la permittivité complexe des tissus humains ou des milieux équivalents ne peut être caractérisée de façon satisfaisante sur une bande de fréquences allant de 100 MHz à 10 GHz, par l'équation de relaxation de Debye. Si l'on désire connaître l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion des applicateurs ou le diagramme de dispersion de lignes de transmission sur cette bande de fréquences, il est préférable d'écrire  $\varepsilon^*(\omega)$  sous la forme définie par l'équation (2) citée précédemment et que nous rappelons ici:

$$\varepsilon^{\star}(\omega) = \varepsilon_{0} \frac{\varepsilon_{s} - \omega^{2} t_{01} t_{02} \varepsilon_{\infty} + j \omega (\varepsilon_{s1} t_{02} + \varepsilon_{s2} t_{01})}{1 - \omega^{2} t_{01} t_{02} + j \omega (t_{01} + t_{02})} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{s} = \varepsilon_{s1} + \varepsilon_{s2} - \varepsilon_{\infty} \quad (13)$$

Afin de prendre en compte l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe des milieux dissipatifs, il est nécessaire d'introduire l'équation (13) dans la F.D.T.D.. O. P. Gandhi [81] a appliqué aux milieux biologiques une approche basée sur la résolution d'une équation différentielle, méthode également proposée aussi par A.Taflove [82] et dont nous rappelons brièvement les grands principes.

Soit 
$$D(\omega) = \varepsilon^*(\omega) E(\omega)$$
  
 $(1 - \omega^2 t_{01} t_{02} + j\omega (t_{01} + t_{02})) D(\omega) = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \omega^2 t_{01} t_{02} \varepsilon_{\infty} + j\omega (\varepsilon_{s1} t_{02} + \varepsilon_{s2} t_{01})) E(\omega)$  (14)

Pour une fréquence angulaire  $\omega$  du spectre considéré, l'amplitude des champs E et D varie sinusoïdalement:

$$D(t) = D_0 \exp(j\omega t)$$
 et  $E(t) = E_0 \exp(j\omega t)$ 

Les dérivées temporelles du premier ordre et du second ordre sont donc équivalentes à une multiplication respectivement par j $\omega$  et - $\omega^2$ . L'équation (14) peut alors se transformer en une équation différentielle suivant *t*, d'où l'expression suivante:

$$t_{01}t_{02}\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} + (t_{01} + t_{02})\frac{\partial D}{\partial t} + D = \varepsilon_0 \left[\varepsilon_s E + (\varepsilon_{s1}t_{02} + \varepsilon_{s2}t_{01})\frac{\partial E}{\partial t} + \varepsilon_\infty t_{01}t_{02}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right] (15)$$

En appliquant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à l'équation (15), on obtient finalement:

$$\alpha_{0}(E_{y i,j,k}^{n+1} + E_{y i,j,k}^{n}) + \frac{\alpha_{1}}{\Delta t}(E_{y i,j,k}^{n+1} - E_{y i,j,k}^{n}) + \frac{\alpha_{2}}{\Delta t^{2}}(E_{y i,j,k}^{n+1} - 2E_{y i,j,k}^{n} - 2E_{y i,j,k}^{n} + E_{y i,j,k}^{n-1})$$

$$= \beta_{0}(D_{y i,j,k}^{n+1} + D_{y i,j,k}^{n}) + \frac{\beta_{1}}{\Delta t}(D_{y i,j,k}^{n+1} - D_{y i,j,k}^{n}) + \frac{\beta_{2}}{\Delta t^{2}}(D_{y i,j,k}^{n+1} - 2D_{y i,j,k}^{n} + D_{y i,j,k}^{n-1})$$

avec 
$$\alpha_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{2}$$
  $\alpha_1 = \varepsilon_0 (\varepsilon_{s1} t_{02} + \varepsilon_{s2} t_{01})$   $\alpha_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty t_{01} t_{02}$   
 $\beta_0 = \frac{1}{2}$   $\beta_1 = t_{01} + t_{02}$   $\beta_2 = t_{01} t_{02}$ 

Afin de ne pas alourdir l'équation, nous avons volontairement supprimé les indices i, j, k, aux variables  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_0$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  alors que celles-ci peuvent varier en fonction de leur positionnement spatial, en particulier si la structure étudiée comporte plusieurs milieux.

Comme pour la première démarche proposée par Luebbers et permettant d'introduire la dépendance fréquentielle de la permittivité diélectrique dans la F.D.T.D., les équations donnant accès aux valeurs du champ H sont inchangées. De même, les équations permettant de déterminer, pour la seconde méthode, le champ électrique E sont au nombre de deux. Soit pour la composante longitudinale les expressions suivantes:

$$D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1} = D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+1}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{x}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left( H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i}+1,\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} - H_{\mathbf{z}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1/2} \right)$$
(16)  
$$E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1} = VI.E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + V2.E_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1} + V3.D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}+1} + V4.D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}} + V5.D_{\mathbf{y}\ \mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{\mathbf{n}-1}$$
(17)

avec 
$$VI = \left(\frac{2\alpha_2}{\Delta t^2} + \frac{\alpha_1}{\Delta t} - \alpha_0\right) / \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\Delta t} + \frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right)$$
$$V2 = \left(-\frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right) / \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\Delta t} + \frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right) \qquad V3 = \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{\Delta t} + \frac{\beta_2}{\Delta t^2}\right) / \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\Delta t} + \frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right)$$
$$V4 = \left(\beta_0 - \frac{\beta_1}{\Delta t} - \frac{2\beta_2}{\Delta t^2}\right) / \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\Delta t} + \frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right) \qquad V5 = \left(\frac{\beta_2}{\Delta t^2}\right) / \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\Delta t} + \frac{\alpha_2}{\Delta t^2}\right)$$

## II-1-4 Comparaison entre ces deux méthodes.

Nous venons de décrire deux méthodes permettant de prendre en compte l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe des milieux dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Pour ces deux méthodes, nous n'avons donné que les équations relatives à la composante longitudinale du champ électrique, les autres composantes du champ électrique étant facilement calculables par un cheminement similaire à celui précédemment montré.

La méthode proposée par R. Luebbers est moins consommatrice de place mémoire dans l'ordinateur. En effet, par rapport à la F.D.T.D. classique, il faut rajouter 3 tableaux qui sont  $\psi_x$ ,  $\psi_y$ ,  $\psi_z$ . A l'inverse pour la méthode proposée par O. P. Gandhi et A.Taflove, il faut rajouter 9 tableaux pour  $D_x$ ,  $D_y$ ,  $D_z$  aux trois instants *n*-1, *n*, *n*+1 et 3 tableaux pour stocker les valeurs des champs  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  à l'instant *n*-1 qui servent au calcul des champs respectifs à .

,

l'instant n+1. Il faut de plus trois tableaux servant à préserver les valeurs des composantes du champ électrique à l'instant n avant leur calcul à l'instant n+1, afin qu'elles puissent être utilisées à l'instant n+2.

De même, si nous comparons le nombre d'opérations nécessaires pour les équations (11) et (12) liées à la méthode de Luebbers, par rapport à celles formulées par Gandhi (équations (16) et (17)), nous nous apercevons que la première méthode sera elle aussi moins consommatrice en temps de calcul.

L'inconvénient de la méthode de R. Luebbers réside dans le fait que les résultats obtenus tant pour le coefficient de réflexion que pour la constante de propagation ne seront valables que sur une "petite" bande de fréquences, puisque l'évolution fréquentielle de  $\varepsilon^*$  utilisée dans ce cas n'est valable que sur cette faible bande. Plusieurs calculs sont donc nécessaires pour obtenir des résultats sur une bande de fréquences large, puisqu'on pourrait éventuellement juxtaposer les résultats obtenus pour chaque "petite" bande de fréquences. Ainsi donc, afin d'obtenir une détermination large bande, il est préférable d'utiliser la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. proposée par O. P. Gandhi, qui permet de déterminer les résultats en un seul calcul, car l'évolution de  $\varepsilon^*(\omega)$  introduite dans les équations initiales de la F.D.T.D. est valable sur une bande de fréquences plus large.

# <u>II-2 CARACTERISTIQUES FREQUENTIELLES OBTENUES</u> PAR LA F.D.T.D. OU LA (F.D.)<sup>2</sup>T.D.

La F.D.T.D. et la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. permettent de connaître les évolutions fréquentielles de la constante de propagation de lignes de transmission ou du coefficient de réflexion d'une structure. Dans cette partie, nous rappelons les principes de détermination de ces 2 paramètres. Ces calculs devant s'effectuer sur une large bande de fréquences, l'excitation utilisée ne peut être un simple signal sinusoïdal de fréquence donnée.

## **II-2-1** Etude de l'excitation gaussienne.

Dans la F.D.T.D., les valeurs des permittivités diélectriques complexes de chaque milieu sont supposées constantes en fonction de la fréquence. Elles ne sont donc valables que

pour une seule pulsation  $\omega$ . Si les variations fréquentielles de  $\varepsilon^*$  sont négligeables, nous utilisons la F.D.T.D. pour déterminer le diagramme de dispersion de lignes de transmission ou le coefficient de réflexion d'un système hyperfréquence. La  $(F.D.)^2T.D.$ , dont les finalités sont identiques à celles de la F.D.T.D., permet la prise en compte, dans les simulations, des variations fréquentielles importantes de  $\varepsilon^*(\omega)$  pour les milieux à fortes pertes tels que les milieux biologiques.

Si l'excitation choisie est sinusoïdale, nous pouvons calculer, en utilisant la F.D.T.D., la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif à la pulsation  $\omega$  considérée (cf paragraphe I-3-8). La connaissance de cette densité de puissance nous permet de déterminer ultérieurement la répartition des températures. Mais, l'emploi d'une excitation sinusoïdale de pulsation  $\omega$  ne permet pas de déterminer en un seul calcul, l'évolution fréquentielle de la constante de propagation de lignes de transmission ou du coefficient de réflexion d'un dispositif micro-onde, sur une large bande de fréquences.

Il faut donc choisir une excitation temporelle dont le spectre couvre la bande de fréquences désirée. De ce fait, afin de déterminer le comportement fréquentiel de paramètres à partir de la méthode des différences finies dans le domaine temporel, l'excitation est cette fois-ci, une impulsion gaussienne. Son utilisation comme moyen d'excitation permet de déterminer des évolutions fréquentielles puisqu'elle a la propriété de posséder un spectre fréquentiel continu d'allure gaussienne. Ainsi une détermination de  $\gamma$  ou S<sub>11</sub> pour chaque pulsation  $\omega$  désirée, pourra être obtenue avec précision. On a donc:

$$g(t) = \exp(-(t-t_0)^2) / T^2) \xrightarrow{\text{T.F.}} G(f) = \exp(-\pi^2 T^2 f^2) \exp(-j2\pi f t_0)$$

Dans cette expression, T représente le paramètre qui permet d'ajuster la largeur de l'impulsion. Nous rappelons que si T est grand, le spectre obtenu est large mais l'impulsion gaussienne est étroite.  $t_0$  définit le décalage temporel correspondant au maximum de l'impulsion. Cette valeur de  $t_0$  n'a pas d'influence sur l'évolution fréquentielle du module du spectre, mais seulement sur celle de la phase. L'impulsion gaussienne ainsi excitée est placée en  $y = y_0$ . Elle se propage dans la structure étudiée à une vitesse moyenne v suivant l'axe longitudinal y. Nous avons alors la relation suivante:



Figure II-1: Représentation du critère de stabilité défini par Zhang pour une impulsion gaussienne se propageant suivant l'axe y.

$$g(t, y) = \exp\left(-\left(t - t_0 - (y - y_0) / v\right)^2\right) / T^2\right)$$
(18)

Afin d'éviter que l'impulsion ne soit trop étroite longitudinalement, X. Zhang [83,84] propose une méthode pour déterminer de façon correcte T afin d'éviter l'instabilité qui pourrait apparaître si l'impulsion se propageant le long de l'axe y ne couvre pas un nombre suffisant de pas spatiaux  $\Delta y$ . En effet, selon lui la distance suivant y entre 2 points symétriques par rapport au maximum de l'impulsion et ayant leur amplitude égale à 5% de la valeur maximale doit être au minimum égal à 20 pas  $\Delta y$  (figure II-1). L'intervalle de fréquences pour lequel on désire connaître  $\gamma$  ou S<sub>11</sub> étant préalablement défini, la détermination de T est alors possible. Cette valeur a pour conséquence d'imposer une limite maximale pour  $\Delta y$ , condition qui permettra de respecter le critère précédemment énoncé. Nous posons donc la relation suivante, où v est la vitesse minimale dans la structure:

$$|\mathbf{G}(\mathbf{f}_{\max})| \approx 0.1$$
  $\mathbf{T} = \frac{1}{2 \mathbf{f}_{\max}}$   $\Delta y \le \frac{\mathbf{T} \mathbf{v} \sqrt{3}}{10}$  (19)

Quant à  $t_0$ , il est conseillé de prendre  $t_0 = 3T$ . Ce choix est imposé par le fait que l'amplitude de l'impulsion gaussienne doit être suffisamment proche de zéro à l'instant t = 0 s et ensuite croître progressivement.

Nous désirons, par exemple, déterminer la constante de propagation d'une onde T.E.M. se propageant suivant y, dans de l'eau salée à 6 grammes par litre et ceci pour une bande de fréquences allant de 100 MHz à 4,1 GHz. A la fréquence minimale  $\varepsilon'_r$  vaut 80. On trouve alors T = 122 ps et pour  $\Delta y$  une valeur maximale égale à 0,71 mm, puisque dans ce cas la vitesse minimale v est égale à 3  $10^8/\sqrt{80}$  m/s. On choisira donc T = 122 ps,  $\Delta y = 0,5$  mm et  $t_0 = 370$  ps. Sur la figure II-2 est présentée l'évolution temporelle de cette impulsion gaussienne ainsi que son spectre fréquentiel (module et argument). Nous pouvons vérifier qu'à la fréquence maximale (4,1 GHz), le module du spectre est proche de la valeur désirée (soit 0,1).

## II-2-2 Principe de la détermination de la constante de propagation $\gamma$ .

La méthode des différences finies dans le domaine temporel associée à l'utilisation d'une excitation temporelle gaussienne est une méthode qui offre la possibilité de connaître les diagrammes de dispersion de lignes de transmission, c'est à dire l'évolution de la constante de

٠



Figure II-2: Représentations temporelle et fréquentielle de l'impulsion gaussienne  $(T=122 \text{ ps, et } t_0=370 \text{ ps}).$ 

propagation  $\gamma$  en fonction de la fréquence et ceci à partir de signaux temporels judicieusement choisis dans la structure étudiée [85,86].

Posons  $E_1(t, y_1)$  l'évolution temporelle du champ électrique en un point  $y_1$  situé sur l'axe de propagation y et  $E_2(t, y_2)$  l'évolution temporelle du champ électrique en  $y_2$ , un autre point situé sur ce même axe, à une distance L du premier point  $y_1$  (L =  $y_2$ - $y_1$ ). On obtient alors l'expression suivante:

$$E_{2}(t, y_{2}) = E_{1}(t, y_{1})e^{-\gamma L}$$
(20)

avec  $\gamma = \alpha + j \beta$ : constante de propagation

et  $\alpha$ : atténuation (en Nep/m)  $\beta$ : constante de phase (en Rad/m)

Pour obtenir des résultats dans le domaine fréquentiel, il est nécessaire de faire appel à la transformée de Fourier (T.F.) qui nous permet de passer de la représentation temporelle à la représentation fréquentielle.

$$E_1(t, y_1) \xrightarrow{\text{T.F.}} E_1(\omega, y_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(t, y_1) e^{-j\omega t} dt$$

Les signaux  $E_1(t, y_1)$  et  $E_2(t, y_2)$  sont des signaux qui ont des valeurs nulles avant l'initialisation du processus (soit avant t = 0 s). D'autre part, pour un temps suffisamment long appelé  $\tau$ , les signaux ont traversé toute la structure. Ils ont parfois été réfléchis par des discontinuités et finalement sont redevenus nuls à cause des absorbants mathématiques placés sur les limites du volume étudié afin de simuler l'espace infini. Ainsi, la détermination de  $E_1(t, y_1)$  ou de  $E_2(t, y_2)$ de  $-\infty$  à  $+\infty$  se réduit, pour le calcul de l'intégrale, à la connaissance de ces fonctions temporelles dans l'intervalle allant de 0 à  $\tau$ , soit:

$$E_1(t, y_1) \xrightarrow{\text{T.F.}} E_1(\omega, y_1) = \int_0^\tau E_1(t, y_1) e^{-j\omega t} dt$$

Nous rappelons que dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les signaux  $E_1$  et  $E_2$  sont des signaux temporels définis pour des valeurs discrètes du temps, régulièrement espacées de  $\Delta t$ . Ces signaux étant continus et bornés sur cet intervalle, ils sont donc intégrables. De ce fait, toutes les méthodes de calcul numérique d'intégrales sont envisageables: méthodes des trapèzes, de Simpson, de Romberg...[45,46]. Dans notre cas, les résultats sont toujours obtenus avec la méthode de Simpson. Des essais ont été effectués avec des méthodes plus précises et n'ont entraîné que des modifications négligeables sur les

résultats. Le calcul de ces intégrales est d'autant plus précis que  $\Delta t$  est petit. Le seul problème essentiel à résoudre se situe en fait dans le choix du paramètre  $\tau = N_{max} \Delta t$ .

Les transformées de Fourier étant calculées, il suffit maintenant de calculer pour chaque pulsation  $\omega$  la valeur correspondante de  $\gamma$  par la relation fréquentielle suivante qui est issue de l'équation (20):

$$e^{-\gamma(\omega)L} = \frac{E_2(\omega, y_2)}{E_1(\omega, y_1)}$$
(21)

En théorie la détermination de  $\gamma$  devrait être indépendante du choix de la position de  $y_1$  ou de  $y_2$  et donc de la distance les séparant. En fait le choix de ces emplacements n'est pas arbitraire. Il n'existe pas de théorie dictant des conditions précises quant à la détermination de ces points. Les seules conditions sont celles que nous pouvons logiquement supposer: une distance convenable entre les 2 points (supérieure à  $10 \Delta y$ ) et un éloignement suffisamment important des plans sur lesquels les conditions d'absorption sont appliquées ou les excitations placées. En effet, des phénomènes parasites pourraient venir perturber la propagation de l'excitation gaussienne.

L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans le fait que la transformée de Fourier est très sensible au "bruit" numérique qui apparaît sur les signaux temporels en particulier si les conditions d'absorption sont imparfaites. Ceci a pour conséquence l'apparition de fluctuations parasites sur les courbes fréquentielles, fluctuations qu'il est difficile de réduire. Une des possibilités est de prendre pour la même structure étudiée plusieurs points afin de déterminer plusieurs constantes de propagation (en théorie identiques) et de les moyenner ensuite [87].

$$e^{-\gamma_{1}(\boldsymbol{\omega})\mathbf{L}_{1}} = \frac{E_{2}(\boldsymbol{\omega}, y_{2})}{E_{1}(\boldsymbol{\omega}, y_{1})}; \quad e^{-\gamma_{2}(\boldsymbol{\omega})\mathbf{L}_{2}} = \frac{E_{4}(\boldsymbol{\omega}, y_{4})}{E_{3}(\boldsymbol{\omega}, y_{3})}; \quad e^{-\gamma_{3}(\boldsymbol{\omega})\mathbf{L}_{3}} = \frac{E_{6}(\boldsymbol{\omega}, y_{6})}{E_{5}(\boldsymbol{\omega}, y_{5})}$$
$$\gamma(\boldsymbol{\omega}) = (\gamma_{1}(\boldsymbol{\omega}) + \gamma_{2}(\boldsymbol{\omega}) + \gamma_{3}(\boldsymbol{\omega})) / 3$$

Il est important de rappeler que la détermination de  $\gamma$  ne peut être valable que si la structure ne propage qu'un seul mode. En effet avec la méthode des différences finies dans le domaine temporel, il n'est pas possible de faire la distinction entre les différents modes pouvant se propager dans la structure et ayant chacun leur propre constante de propagation.

## II-2-3 Principe de la détermination du coefficient de réflexion S<sub>11</sub>.

La (F.D.)<sup>2</sup>T.D. offre la possibilité de déterminer les paramètres de répartition de la matrice "scattering". Cette méthode, par sa grand flexibilité d'utilisation, permet d'étudier un grand nombre de circuits aux formes quelconques.

Pour déterminer les paramètres de transfert (S<sub>12</sub> ou S<sub>21</sub>) d'un circuit, la méthode est presque similaire à celle utilisée pour la détermination de la constante de propagation de lignes de transmission. Soient  $E_1(t, y_1)$  l'évolution temporelle du champ électrique en un point  $y_1$  situé au niveau du port 1 et  $E_2(t, y_2)$  l'évolution temporelle du champ électrique en  $y_2$ , un point situé au niveau du port 2. Pour déterminer S<sub>12</sub>( $\omega$ ), il suffit simplement de calculer l'expression suivante, où  $E_1(\omega, y_1)$  et  $E_2(\omega, y_2)$  sont les transformées de Fourier des signaux  $E_1(t, y_1)$  et  $E_2(t, y_2)$ respectivement [88,89]:

$$S_{12}(\omega) = \frac{E_1(\omega, y_1)}{E_2(\omega, y_2)}$$

Pour déterminer le coefficient de réflexion  $S_{11}$  (ou  $S_{ii}$ ), la méthodologie à appliquer est un peu différente. En effet, pour un point  $y_1$  situé devant la discontinuité à caractériser, il est nécessaire de pouvoir dissocier l'onde incidente  $E_{inc}(t, y_1)$  et l'onde réfléchie  $E_{ref}(t, y_1)$  afin de pouvoir calculer  $S_{11}(\omega)$  défini par l'expression suivante:

$$S_{11}(\omega) = \frac{E_{\text{ref}}(\omega, y_1)}{E_{\text{inc}}(\omega, y_1)}$$
(22)

Le problème qui apparaît se situe dans le fait que les simulations ne peuvent fournir qu'un signal total qui est la somme du signal incident et réfléchi, sans aucune distinction possible. De ce fait il faut donc pouvoir calculer l'un de ces deux signaux séparément, par exemple le signal incident, afin de déterminer par soustraction, le signal réfléchi.

Pour déterminer le signal incident il est nécessaire de faire un calcul préliminaire. La structure étudiée est, dans ce cas, une structure idéale de longueur infinie ne présentant aucun obstacle, aucune discontinuité pouvant créer des réflexions parasites. Bien évidemment la structure n'est pas de longueur infinie mais est terminée par une condition absorbante supposée parfaite. On obtient alors le signal incident  $E_{inc}(t, y_1)$ . Un deuxième calcul est ensuite effectué pour la



Figure II-3: Structure utilisée dans la modélisation unidimensionnelle.

structure complète, afin de connaître le signal total  $E_{tot}(t, y_1)$ . A partir de ces deux calculs, on peut déterminer  $E_{ref}(t, y_1)$  par la formule [90]:

$$E_{\text{ref}}(t, y_1) = E_{\text{tot}}(t, y_1) - E_{\text{inc}}(t, y_1)$$

Après avoir appliqué la transformée de Fourier aux signaux incident et réfléchi, nous pouvons alors déterminer  $S_{11}(\omega)$  par l'équation (22).

Des remarques similaires à celles énoncées pour la détermination de la constante de propagation  $\gamma$  peuvent être utilisées pour le calcul du coefficient de réflexion ou du coefficient de transmission: méthode de calcul numérique de l'intégrale, existence de fluctuations parasites sur les évolutions fréquentielles des paramètres désirés à cause de "bruit numérique" sur les signaux temporels. De plus, il est toujours nécessaire de n'étudier que des structures ne propageant qu'un seul mode. De ce fait, les paramètres de la matrice S doivent être déterminés en des points suffisamment éloignés des discontinuités afin que les modes évanescents, qui pourraient apparaître lors de la réflexion de l'onde sur l'obstacle, soient suffisamment atténués à cette distance et ne viennent donc pas perturber la détermination des paramètres de la matrice.

# II-3 APPLICATION DE LA F.D.T.D. ET DE LA (F.D.)<sup>2</sup>T.D. A L'ETUDE DE LA PROPAGATION UNIDIMENSIONNELLE D'UNE ONDE T.E.M.

Avant de passer aux applications tridimensionnelles, il nous a semblé intéressant de tester sur des exemples simples, les méthodes résumées dans les deux premières parties de ce chapitre. La méthode des différences finies dans le domaine temporel, avec ou sans prise en compte de la dépendance fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe des milieux dissipatifs, est appliquée à l'étude de la propagation unidimensionnelle d'une onde T.E.M.. En effet, dans ce cas, les résultats obtenus par la F.D.T.D. ou la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. peuvent être aisément comparés avec ceux obtenus à partir de formules analytiques.

## II-3-1 Structure étudiée et représentations temporelles.

La structure étudiée (figure II-3) est unidimensionnelle et dirigée selon l'axe Oy. Sa longueur est fixée arbitrairement à 60 cm ce qui correspond à N pas spatiaux  $\Delta y$  dont la

.

longueur reste à déterminer. La structure est divisée en 2 parties égales, la première étant constituée d'air et la deuxième d'un milieu dissipatif homogène, qui pour notre application, est de l'eau salée à 6 grammes par litre. Cette structure nous permet de déterminer aussi bien la constante de propagation  $\gamma$  dans le milieu dissipatif que le coefficient de réflexion S<sub>11</sub> sur l'interface air-milieu dissipatif. La méthodologie, ainsi que les équations pour calculer les composantes du champ magnétique  $H_x$  et du champ électrique  $E_z$ , sont exposées dans la troisième partie du premier chapitre et ne sont donc pas rappelées ici. Toutefois, l'équation donnant la valeur de la composante du champ électrique, est évidemment modifiée, afin d'y inclure la dépendance fréquentielle de la permittivité complexe du milieu dissipatif.

Afin de pouvoir comparer la F.D.T.D. et les méthodes proposées par R. Luebbers et O. P. Gandhi concernant la (F.D.)<sup>2</sup>T.D., nous choisissons comme intervalle d'étude, la bande de fréquences allant de 100 MHz à 10 GHz, car nous pouvons alors envisager plusieurs relations possibles pour la mise en équation des valeurs expérimentales de la permittivité diélectrique complexe de l'eau salée. Dans le cadre de la simulation par la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. nous pouvons comparer les résultats obtenus pour différentes évolutions fréquentielles de e\*. Dans un premier temps, nous utilisons la méthode proposée par Gandhi qui nous permet de donner une approximation correcte de l'évolution expérimentale de  $\varepsilon^*$  sur tout l'intervalle de fréquences considéré (équation (23)). Puis dans un second temps, nous nous servons des travaux de R. Luebbers, que nous associons soit à l'équation (24), soit l'équation (25). Ces deux équations l'évolution relevée représentent respectivement une bonne approximation de expérimentalement de  $\varepsilon^*$  en basses et hautes fréquences (cf annexe 1).

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 12 + \frac{4000 - 12}{1 + j\omega 3,183 10^{-8}} + \frac{79 - 12}{1 + j\omega 1,1368 10^{-11}} \right]$$
(23)  
$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 79 + \frac{4000 - 79}{1 + j\omega 3,183 10^{-8}} \right]$$
(24)  
$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 4 + \frac{80 - 4}{1 + j\omega 1,1368 10^{-11}} \right]$$
(25)

Pour la F.D.T.D.,  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  sont supposés constants sur l'intervalle de fréquences considéré. Les valeurs choisies sont celles mesurées à 5 GHz. Cette étude n'est qu'un cas purement académique, car très loin de la réalité.



*Figure II-4:* Visualisation en différents instants de la propagation unidimensionnelle de l'impulsion gaussienne dans une structure composée d'air et du milieu dissipatif.
La gamme de fréquences étant choisie, les paramètres de l'excitation gaussienne utilisée sont calculés à partir de l'équation (19). Nous obtenons T = 50 ps et  $t_0 = 150$  ps, ce qui nous donne la possibilité de choisir un pas spatial  $\Delta y$  égal à 0,125 mm (d'où N = 4800). La valeur de la vitesse déterminée à la fréquence inférieure de l'intervalle d'étude (100 MHz) est minimale puisque pour cette valeur, la permittivité relative  $\varepsilon_r$  est maximale. Quant au critère de stabilité temporel, il est respecté puisque nous prenons  $\Delta t = 0,25$  ps.

Afin de simuler l'espace infini, deux conditions absorbantes pour  $E_z$  (conditions de Mur du 1<sup>er</sup> ordre) doivent être placées en j = 0 et j = N. Ces 2 conditions présentent des particularités différentes. En effet, pour j = N nous sommes situés dans le milieu à pertes où la partie réelle de la permittivité diélectrique complexe est supposée évoluer en fonction de la fréquence. De ce fait, la vitesse de propagation ( $c/\sqrt{\epsilon_r}$ ), qui est un paramètre de la condition d'absorption, n'est pas constante sur tout l'intervalle de fréquences étudié. Nous avons donc dû effectuer un compromis et nous avons choisi de calculer la vitesse pour la fréquence centrale de l'intervalle d'étude (5 GHz). De plus, nous avons pris une grande dimension pour l'épaisseur du milieu dissipatif afin que l'impulsion gaussienne soit très fortement amortie lorsqu'elle arrive à la fin de la structure afin d'éviter des réflexions parasites qui pourraient éventuellement apparaître puisque la condition d'absorption n'est pas valable sur toute la bande de fréquences étudiée. Pour j = 0, le problème est différent puisque dans ce cas, la vitesse est connue (v =  $3.10^8$  m/s).

Sur la figure II-4 est présentée la propagation de l'impulsion gaussienne dans la structure étudiée, en différents instants. Nous pouvons voir que l'impulsion après s'être propagée dans l'air arrive sur l'interface air-milieu dissipatif. A ce moment-là, elle se sépare en deux parties. Une première partie qui est faible, est transmise au milieu dissipatif, tandis qu'une seconde partie, nettement plus importante est réfléchie par l'interface, avec inversion de signe par rapport à l'onde incidente. Cette onde réfléchie est finalement absorbée par la condition aux limites placée en début d'axe. Quant au signal transmis au milieu dissipatif, son amplitude diminue progressivement, puisqu'il se propage dans un milieu à pertes.

## II-3-2 Détermination de $\gamma(\omega)$ .

A partir de la structure présentée précédemment, nous déterminons en utilisant la F.D.T.D. (milieu à permittivité constante) ou la  $(F.D.)^2$ T.D. (milieu à permittivité variant en



Figure II-5: Comparaison entre les évolutions fréquentielles déterminées à partir des simulations pour la constante de propagation  $\gamma = \alpha + j \beta$  d'une onde T.E.M. dans un milieu dissipatif.

- (1) Modèle de Gandhi,  $\varepsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (23).
- (2) Modèle de Luebbers,  $\epsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (24).
- (3) Modèle de Luebbers,  $\epsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (25).
- (4)  $\epsilon'_r$  et  $\sigma$  constants (utilisation dans ce cas de la F.D.T.D.).

fonction de la fréquence), l'évolution fréquentielle de la constante de propagation ( $\gamma = \alpha + j\beta$ ) du signal se propageant dans le milieu dissipatif. Par l'étude d'une structure et d'une propagation aussi simples, nous avons la possibilité de valider facilement ces deux types de simulation, car les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux calculés à partir de formules théoriques utilisant comme paramètres d'entrée les caractéristiques diélectriques mesurées pour le milieu dissipatif considéré. La détermination de  $\gamma(\omega)$  par la F.D.T.D. est aussi envisageable dans l'air, mais une comparaison avec la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. n'est pas possible, puisque dans la bande de fréquences étudiée, nous avons  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  constants et égaux respectivement à 1 et à 0.

Dans un premier temps nous nous intéressons aux résultats obtenus à partir des formules théoriques utilisant les évolutions expérimentales de  $\varepsilon_r'$  et  $\varepsilon_r''$  ( $\sigma = 2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_r''$ ). Pour un milieu ayant les caractéristiques physiques suivantes:  $\mu_0$  constant,  $\varepsilon_r'$  et  $\sigma$  variant en fonction de la pulsation angulaire  $\omega$ , nous avons l'expression suivante:

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) = \sqrt{j\omega \mu_0(\sigma(\omega) + j\omega\epsilon'_r(\omega))}$$

La résolution de cette équation conduit aux formules analytiques suivantes:

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\mu_0} \sqrt{\frac{-\varepsilon'_{\mathbf{r}}(\omega)}{2}} + \sqrt{\frac{\varepsilon'_{\mathbf{r}}^2(\omega)}{4}} + \frac{\sigma^2(\omega)}{4\omega^2}$$
$$\beta(\omega) = \omega \sqrt{\mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon'_{\mathbf{r}}(\omega)}{2}} + \sqrt{\frac{\varepsilon'_{\mathbf{r}}^2(\omega)}{4}} + \frac{\sigma^2(\omega)}{4\omega^2}$$

Ces résultats constituent les courbes de référence pour  $\alpha$  et  $\beta$ . Voyons maintenant ce que donnent les simulations numériques.

Nous étudions donc les cas correspondant aux quatre formulations fréquentielles différentes de la permittivité diélectrique complexe de l'eau salée. Les solutions obtenues par les simulations sont tracées en lignes continues, tandis que la courbe de référence est tracée en ligne de points (figure II-5). Dans le premier cas, nous avons calculé  $\alpha(\omega)$  et  $\beta(\omega)$  en faisant varier  $\varepsilon^*(\omega)$  suivant l'équation (23) (travaux de Gandhi). Ce premier cas est assurément le plus exact puisque l'évolution fréquentielle analytique de  $\varepsilon^*$  suit, dans la bande de fréquences étudiée,

l'évolution expérimentale. Nous voyons immédiatement que les résultats, tant pour le terme d'atténuation  $\alpha$  que pour la constante de phase  $\beta$ , sont similaires à ceux obtenus à partir des formules théoriques utilisant les valeurs expérimentales. Ensuite, nous déterminons  $\alpha(\omega)$  et  $\beta(\omega)$  pour des variations de  $\varepsilon^*(\omega)$  définies par les équations (24) et (25), réalisant ainsi respectivement les deuxième et troisième cas (travaux de Luebbers). Nous constatons que les résultats correspondant au deuxième cas ne sont valables qu'en basses fréquences, aussi bien pour l'atténuation que pour la constante de phase, tandis que ceux du troisième cas sont en bon accord sur les deux paramètres essentiellement en hautes fréquences. On retrouve les remarques énoncées, dans l'annexe 1, sur les évolutions fréquentielles de  $\varepsilon^*$ . Enfin, le dernier cas, où  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  sont supposés constants, nous montre en particulier grâce à l'évolution fréquentielle de  $\alpha$ , l'importance de la prise en compte de la variation de la permittivité diélectrique complexe, pour déterminer la constante de propagation à l'intérieur de structures comportant des milieux biologiques.

Sur les résultats obtenus par les simulations, nous pouvons faire quelques remarques. Tout d'abord, un nombre d'itérations temporelles supérieur à 20000 est nécessaire pour éviter toute oscillation parasite sur les évolutions de  $\alpha(\omega)$  et de  $\beta(\omega)$ . Ensuite, s'il existe une limite inférieure pour la distance L séparant les 2 points  $y_1$  et  $y_2$  qui servent à la détermination de  $\gamma$  ( $L \ge 10 \ \Delta y$ ), il faut aussi se garder de prendre une distance trop grande, par exemple supérieure à 200  $\Delta y$ , afin d'éviter des erreurs importantes qui apparaissent alors dans le calcul de l'atténuation  $\alpha$ . Enfin si les deux points, correctement espacés ( $L = 50 \ \Delta y$ ) sont placés à une distance de l'interface supérieure à 10 centimètres, l'impulsion gaussienne se trouve noyée dans du bruit numérique et les déterminations de  $\alpha(\omega)$  et de  $\beta(\omega)$ , obtenues par transformées de Fourier, ne sont plus possibles. Il est préférable de prendre une distance à l'interface égale à quelques centimètres.

La  $(F.D.)^2T.D.$  montre ainsi, par cet exemple très simple, toutes les potentialités que nous pouvons espérer de cette méthode, quant à la détermination de l'évolution fréquentielle de la constante de propagation  $\gamma$  de structures de transmission tridimensionnelles (ligne microruban, ligne microruban à plan de masse partiel...) en contact avec des milieux à fortes pertes.



*Figure II-6:* Comparaison entre les évolutions fréquentielles déterminées à partir des simulations pour le coefficient de réflexion S<sub>11</sub> d'une onde T.E.M. sur une interface air-milieu dissipatif.

- (1) Modèle de Gandhi,  $\epsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (23).
- (2) Modèle de Luebbers,  $\epsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (24).
- (3) Modèle de Luebbers,  $\varepsilon^*(\omega)$  varie suivant l'équation (25).
- (4)  $\epsilon'_r$  et  $\sigma$  constants (utilisation dans ce cas de la F.D.T.D.).

#### II-3-3 Détermination de S11(ω).

Nous étudions maintenant avec la même structure, la possibilité de déterminer par la F.D.T.D. ou la (F.D.)<sup>2</sup>T.D., le coefficient de réflexion d'une onde T.E.M. sur une interface air-milieu dissipatif en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe II-2-3.

Dans cette étude, nous pouvons aussi comparer les résultats obtenus par les simulations à ceux calculés à partir d'une formule théorique ayant comme paramètres d'entrée l'évolution expérimentale de  $\varepsilon^*(\omega)$ . Les résultats alors obtenus servent de courbe de référence. Pour une onde arrivant en incidence normale sur une interface séparant 2 milieux de permittivité diélectrique différente, nous avons la relation suivante:

$$\left|S_{11}(\omega)\right| = \frac{\left|\frac{\sqrt{\varepsilon_0} - \sqrt{\varepsilon^*(\omega)}}{\sqrt{\varepsilon_0} + \sqrt{\varepsilon^*(\omega)}}\right|}{\sqrt{\varepsilon_0} + \sqrt{\varepsilon^*(\omega)}}$$

Comme pour la détermination de  $\gamma(\omega)$ , nous avons effectué quatre études différentes qui correspondent aux quatre formulations fréquentielles différentes pour la permittivité diélectrique de l'eau salée à 6 grammes par litre. Les trois premières permettent d'appliquer la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. et la dernière la F.D.T.D. La figure II-6 montre les résultats obtenus par les simulations (lignes continues) et par la formule de référence rappelée précédemment (ligne de points). Les résultats obtenus par la simulation sont calculés après 20000 itérations temporelles. Nous avons vérifié qu'ils étaient invariants en fonction de la distance séparant notre point de référence et l'interface diélectrique à caractériser. Nous retrouvons de nombreuses similitudes entre les courbes et les évolutions de  $\alpha(\omega)$  et de  $\beta(\omega)$  tracées précédemment. Par exemple, les deuxième et troisième cas donnent de bons résultats l'évolution expérimentale mesurée pour la permittivité diélectrique de l'eau salée est aussi la plus exacte, puisqu'elle est la plus proche de la courbe utilisée comme référence. La dernière étude montre que la F.D.T.D. ne peut être utilisée pour déterminer correctement le coefficient de réflexion de structures comportant des milieux à fortes pertes.

Ultérieurement, nous utilisons la F.D.T.D. pour déterminer le coefficient de réflexion d'antennes rayonnant dans l'air et la  $(F.D.)^2T.D.$  pour déterminer l'évolution fréquentielle de S<sub>11</sub>



Figure II-7: Lignes de transmission étudiées:

- a) ligne microruban
- b) ligne microruban à plan de masse partiel.

d'applicateurs planaires utilisés en hyperthermie micro-onde, ceci étant un des principaux objectifs de ce travail.

# II-4 APPLICATION DE LA F.D.T.D. ET DE LA (F.D.)<sup>2</sup>T.D. A L'ETUDE TRIDIMENSIONNELLE DE LIGNES DE TRANSMISSION.

Les diagrammes de dispersion de lignes microrubans rayonnant dans l'air, ont été déterminés en appliquant différentes méthodes, dont la F.D.T.D. [83]. Les résultats obtenus pour chaque modélisation, étant toujours très proches, nous ne verrons que de façon succincte les résultats obtenus par la méthode des différences finies dans le domaine temporel pour ce type de structures.

Nous nous sommes essentiellement intéressés à la détermination de  $\gamma(\omega)$  pour des lignes de transmission, telles que la ligne microruban et la ligne microruban à plan de masse partiel, posées sur des milieux à fortes pertes. Il nous a paru intéressant de faire ces études car nous pouvons comparer les résultats obtenus avec un autre outil de simulation à notre disposition et que nous avons présenté dans le premier chapitre: l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle.

# II-4-1 Structures étudiées et hypothèses de travail.

Nous avons dans un premier temps étudié la ligne microruban classique rayonnant dans l'air en la simulant par la F.D.T.D.. Deux structures différentes ont été étudiées: la première est gravée sur un substrat de permittivité  $\varepsilon'_r = 4,9$  et d'épaisseur d<sub>1</sub> = 1,58 mm et la seconde sur un substrat ayant les caractéristiques  $\varepsilon'_{r1} = 10,2$  et d<sub>1</sub> = 1,27 mm. La largeur de la ligne microruban appelée W est respectivement égale à 3 mm et à 1,5 mm.

Dans le cadre des modélisations par la  $(F.D.)^2T.D.$ , nous avons étudié deux types de ligne de transmission: la ligne microruban et la ligne microruban à plan de masse partiel (figure II-7), deux structures déjà présentées dans le premier chapitre. La ligne microruban étudiée est déposée sur un substrat diélectrique ( $\epsilon'_{r1} = 4,9$  et d<sub>1</sub> = 1,58 mm). La largeur du ruban métallique W est fixée à 3 mm. La ligne peut être directement en contact avec le milieu dissipatif mais il est préférable de l'isoler de ce dernier par une surcouche diélectrique dont les

caractéristiques sont identiques à celles du substrat utilisé. La ligne microruban à plan de masse partiel est gravée sur un substrat de permittivité  $\varepsilon'_{r1} = 10,2$  et d'épaisseur d<sub>1</sub> = 1,27 mm. La largeur du ruban W est égale à 1,5 mm et la largeur de la fente SI est fixée à 3 mm. Comme pour la ligne microruban, une surcouche diélectrique peut être insérée entre la fente et le milieu dissipatif. Nous n'avons considéré qu'un seul milieu dissipatif: l'eau salée à 6 grammes par litre dont l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe  $\varepsilon^*$  est rappelée par l'équation (23) de ce chapitre.

Dans les simulations, nous avons supposé que le substrat était sans pertes et que le ruban métallique avait une conductivité infinie ( $E_{tang} = 0$ ) et une épaisseur nulle.

#### II-4-2 Domaine de calcul et paramètres utilisés.

Afin de réduire les temps de calcul, nous avons utilisé la symétrie qui existe pour ces deux types de lignes de transmission. En effet, pour la ligne microruban comme pour la ligne microruban à plan de masse partiel, nous n'étudions que la propagation des modes, appelés modes ruban, qui sont de type pair. Les mêmes conditions de symétrie sont utilisées pour l'étude de ces lignes par l'Approche dans le Domaine Spectral. Pour les composantes longitudinales du champ E et H, nous avons donc les relations suivantes:

$$E_{\mathbf{v}}(x, y, z) = E_{\mathbf{v}}(-x, y, z)$$
 et  $H_{\mathbf{v}}(x, y, z) = -H_{\mathbf{v}}(-x, y, z)$ 

Il existe donc un plan de symétrie yOz passant par le milieu du ruban métallique ou le milieu de la fente. La nature de ce plan de symétrie est un court-circuit magnétique. Ainsi seulement une demi-structure peut être analysée ce qui réduit considérablement le temps de calcul, de même que la place mémoire occupée par le programme qui est alors divisée par deux.

La discrétisation spatiale que nous utilisons suit les principes suivants: l'épaisseur du substrat ou de la surcouche est divisée en 10 pas spatiaux  $\Delta z$  ( $\Delta z = 0,158$  mm ou  $\Delta z = 0,127$  mm). Les épaisseurs des couches d'air ou du milieu dissipatif sont fixées à 20  $\Delta z$  pour chaque cas. La demi-largeur du ruban métallique est aussi divisée en 10 pas. On a donc 2 possibilités  $\Delta x = 0,15$  mm ou  $\Delta x = 0,075$  mm. La valeur de  $\Delta y$  est déterminé par la relation (19) qui impose de connaître l'intervalle de fréquences considéré. Nous avons repris comme dans le cas de la propagation unidimensionnelle une bande de fréquences allant jusqu'à 10 GHz. On a donc T = 50 ps,  $t_0 = 150$  ps et  $\Delta y$  égal à 0,125 mm.

Toutefois, l'excitation n'est pas complètement définie par ces seuls paramètres. En effet, choisir un type d'excitation nous impose de définir initialement une répartition longitudinale et transverse des champs électriques et magnétiques. Il n'existe pas dans la littérature scientifique, se rapportant à la F.D.T.D. ou à la (F.D.)<sup>2</sup>T.D., de règles précises concernant ce problème. De nombreux auteurs [42,64,84,91] proposent des méthodes toutes aussi satisfaisantes les unes que les autres. Certains disent même que ce choix n'est pas prépondérant pour la détermination du diagramme de dispersion [87]. En effet, après un intervalle de temps important, l'influence de la répartition initiale devient négligeable sur la distribution des champs électromagnétiques se propageant dans la ligne de transmission. Pour nos simulations, nous avons appliqué la solution qui consiste à considérer que dans les lignes de transmission que nous étudions, ne se propagent que des modes quasi-T.E.M.. Ainsi la composante du champ électrique prépondérante est forcément transverse à la direction de propagation y et normale à la ligne microruban puisqu'elle est due à la différence de potentiel existant entre la ligne microruban et le plan de masse. La seule possibilité est la composante  $E_z$ , dont nous supposons la répartition uniforme dans un plan transverse xOz situé entre la ligne microruban et le plan de masse. La distribution de  $E_z$  est donc traduite longitudinalement par l'équation (18), que nous rappelons:

$$E_{\mathbf{z}}(t, y) = E_{\mathbf{0}} \exp\left(-\left(t - t_{\mathbf{0}} - (y - y_{\mathbf{0}}) / \mathbf{v}\right)^{2}\right) / \mathbf{T}^{2}\right)$$

Le choix de cette répartition initiale du champ  $E_z$  impose une distribution spatiale identique pour la composant  $H_x$  afin d'obtenir une propagation suivant la direction de l'axe Oy. La valeur de l'amplitude de  $H_x$  se déduit de celle de  $E_z$  puisque le rapport entre les deux amplitudes est égal à l'impédance d'onde.

Sur le tableau suivant, nous résumons les différentes valeurs utilisées pour chaque structure analysée. Nous avons choisi de conserver la même valeur de  $\Delta t$  pour chaque cas, en respectant toujours le critère de stabilité. N1, N2, N3 représentent le nombre de pas spatiaux suivant les trois axes, respectivement x, y, z. N1\*N2\*N3 donne le nombre total de cellules élémentaires constituant le maillage.



*Figure II-8:* Domaine de calcul utilisé. Représentation de la numérotation des différentes faces.

	$\Delta x \text{ (mm)}$	$\Delta y (\mathrm{mm})$	$\Delta z (mm)$	$\Delta t$ (ps)	N1	N2	N3	N1*N2*N3
ruban air W=3 mm $\varepsilon_r$ =4.9	0,15	0,125	0,158	0,15	30	450	40	540000
ruban air W=1.5 mm $\varepsilon_r$ =10.2	0,075	0,125	0,127	0,15	30	450	40	540000
ruban eau salée ε <sub>r</sub> =4.9	0,15	0.125	0,158	0,15	30	350	40	420000
ruban eau salée surcouche	0,15	0,125	0,158	0,15	40	550	40	560000
fente eau salée $\varepsilon_r = 10.2$	0,075	0,125	0,127	0,15	50	350	50	875000
fente eau salée surcouche	0,075	0,125	0,127	0,15	60	300	50	900000

Le parallélépipède rectangle servant ainsi de domaine de calcul pour déterminer les diagrammes de dispersion de la ligne microruban ou de la ligne microruban à plan de masse partiel est constitué de six faces (figure II-8). La face (1) est constituée, dans les deux cas, par le court-circuit magnétique servant de plan de symétrie. Pour la ligne microruban, la face (2) est un court-circuit électrique puisqu'elle correspond au plan de masse de la structure. Mais dans le cas de la ligne microruban à plan de masse partiel, la face (2) doit simuler un espace infini, nous y plaçons donc une condition d'absorption de Mur du premier ordre. Sur les faces (3), (4) et (5) la condition d'absorption de Mur du premier ordre est aussi appliquée pour les deux types de lignes de transmission étudiées. La face (6) mérite dans les deux cas une attention particulière. En effet l'onde se propageant dans le sens de l'axe y, cette face doit absorber la plus grande partie de l'énergie de l'impulsion gaussienne se propageant dans la structure. Une étude plus approfondie des conditions d'absorption à placer sur cette face est indispensable.

# II-4-3 Tests sur les conditions d'absorption utilisées.

Pour les lignes de transmission que nous étudions, l'excitation choisie impose une propagation dans le sens de l'axe Oy. Pour éviter toute réflexion parasite en bout de structure, il faudrait que l'impulsion gaussienne ne parvienne jamais sur cette face durant l'intervalle de temps où le phénomène de propagation est simulé. La face (6), visualisée figure II-8, doit donc être placée très loin de la face (1), mais le temps de calcul et la place mémoire alors utilisés par le programme deviennent prohibitifs. La solution est donc de placer une condition limite absorbante très efficace afin de réduire le temps de calcul et la place mémoire. Les possibilités qu'offrent la F.D.T.D. ou la  $(F.D.)^2T.D.$  quant à la détermination précise des diagrammes de dispersion en un temps réduit sont étroitement liées au choix de cette condition d'absorption. En effet, si celle-ci est de mauvaise qualité, il faudra beaucoup d'itérations temporelles pour





- (1): condition absorbante de Mur du 1<sup>er</sup> ordre ( $\varepsilon_{reff} = 3,85$ )
- (2): condition absorbante de Mur du 2<sup>eme</sup> ordre ( $\varepsilon_{reff}$  =3,85)
- (3): condition absorbante proposée par Litva ( $\varepsilon_{reff1} = 3,73$  et  $\varepsilon_{reff2} = 3,97$ )

déterminer  $\alpha(\omega)$  et  $\beta(\omega)$  et converger vers des courbes ne présentant pas d'oscillations numériques.

Nous avons testé trois conditions d'absorption différentes: les conditions d'absorption de Mur du premier (équation (26)) et du deuxième ordre (équation (27)) et la condition d'absorption proposée par Litva, rappelée par l'équation (28). L'axe y étant l'axe de propagation nous avons les relations suivantes:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right) E_{\text{tang}} = 0 \qquad (26)$$

$$\left(\frac{1}{v}\frac{\partial^{2}}{\partial y\partial t} - \frac{1}{v^{2}}\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}}\right)\right) E_{\text{tang}} = 0 \qquad (27)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{v_{1}}\frac{\partial}{\partial t}\right) \left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{v_{2}}\frac{\partial}{\partial t}\right) E_{\text{tang}} = 0 \qquad (28)$$

Les conditions d'absorption nécessitent la connaissance de la vitesse de propagation de l'onde dans la structure. Cette vitesse est calculée en utilisant la valeur de la permittivité effective  $\varepsilon_{reff}$ calculée au moyen de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle ( $v = c/\sqrt{\varepsilon_{reff}}$ ). Mais les valeurs des permittivités diélectriques effectives évoluent légèrement en fonction de la fréquence. Par exemple pour la ligne microruban rayonnant dans l'air (W = 3 mm,  $\varepsilon'_{rl}$  = 4,9 et d<sub>1</sub> = 1,58 mm), nous avons les valeurs suivantes:

fréquence (GHz)	0,5	2,5	5,0	7,5	10,0
E <sub>reff</sub>	3,69	3,75	3,85	3,96	4,06

En théorie, pour la condition d'absorption de Mur du 1<sup>er</sup> ordre, seule la composante sinusoïdale dont la vitesse de propagation dans la structure est égale à v, n'est pas réfléchie par la paroi du domaine de calcul où est placée cette condition aux limites. Mais en fait, les conditions d'absorption de Mur sont moins restrictives et tolèrent une petite variation de la vitesse autour de la valeur v. Elles sont donc valables sur une certaine bande de fréquences. Toutefois nous pouvons envisager une meilleure simulation de l'espace infini sur la face (6) du domaine de calcul grâce à l'utilisation de la condition d'absorption proposée par Litva, qui absorbent les ondes électromagnétiques dont la vitesse peut varier sur une plus grande échelle, celle-ci étant déterminée par les valeurs de  $v_1$  et de  $v_2$ .



Figure II-10: Représentation pour deux instants différents de l'amplitude de la composante du champ électrique  $E_z$  dans un plan xOy situé une maille sous le ruban métallique.

- a) ligne microruban rayonnant dans l'air
- b) ligne ligne microruban en contact de l'eau salée à 6 g/l

La figure II-9 nous montre l'évolution temporelle du champ  $E_z$  lorsque cette structure est terminée par la condition d'absorption de Mur du premier ordre ( $\varepsilon_{reff} = 3,85$ ). Nous voyons très nettement le phénomène de réflexion due à une absorption imparfaite de l'onde incidente. Sur cette même figure, nous avons dilaté les échelles afin de pouvoir visualiser uniquement l'évolution du champ réfléchi pour les différentes conditions d'absorption testées. La condition d'absorption proposée par Litva ( $\varepsilon_{reff1} = 3,73$  et  $\varepsilon_{reff2} = 3,97$ ) donne les meilleurs résultats puisque l'amplitude du champ réfléchi est minimale.

La condition d'absorption proposée par Litva donne des résultats remarquables. Son utilisation nous permet, tout en réduisant le temps de calcul, de diminuer sensiblement les oscillations numériques qui apparaissent parfois sur les évolutions de  $\alpha(\omega)$  et de  $\beta(\omega)$  lorsqu'on place la condition d'absorption de Mur du premier ordre sur la face (6) de la structure étudiée.

Mais, il faut savoir que si le choix de cette condition d'absorption est prépondérant dans le cas de lignes de transmission rayonnant dans l'air, ce choix est moins important pour l'étude de ces mêmes structures en contact avec des milieux dissipatifs. Etant donné que l'onde électromagnétique se propage dans la ligne de transmission avec une atténuation  $\alpha$ , une réflexion en fin de structure est d'amplitude moins grande, que dans le cas de structures rayonnant dans l'air. L'influence de l'onde réfléchie est donc moins importante sur les résultats obtenus.

# II-4-4 Représentations temporelles tridimensionnelles.

En deux instants différents, nous présentons (figure II-10-a) l'allure du champ électrique  $E_z$  dans un plan xOy situé dans le substrat diélectrique, une maille en dessous la ligne microruban rayonnant dans l'air.

La courbe II-10-b montre les mêmes évolutions mais pour la ligne microruban au contact d'eau salée à 6 grammes par litre. Pour cette structure, le phénomène d'atténuation est nettement visible puisque l'amplitude du champ électrique a diminué. D'autre part un phénomène de dispersion peut apparaître: l'impulsion gaussienne s'élargit. Ce phénomène, s'il devient trop important, crée un véritable problème. Car, plus l'impulsion est large, plus le spectre fréquentiel





- a) pour le champ électrique soit :  $E_y/\sqrt{(E_x^2 + E_z^2)}$ - b) pour le champ magnétique soit :  $H_y/\sqrt{(H_x^2 + H_z^2)}$ 

utile est limité aux basses fréquences et la détermination de la constante de propagation pour les hautes fréquences de l'intervalle d'étude initialement prévu devient difficile.

#### II-4-5 Diagrammes de dispersion.

Les diagrammes de dispersion obtenus pour les lignes de transmission étudiées à partir de la méthode des différences finies dans le domaine temporel sont systématiquement comparés avec les résultats obtenus à partir de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle, dont nous rappelons les grandes lignes dans le premier chapitre. Tous les diagrammes de dispersion sont déterminés en utilisant la condition d'absorption proposée par Litva et un nombre d'itérations temporelles égal à 5000. Ce nombre est choisi afin d'obtenir des évolutions fréquentielles convergentes sans oscillations parasites. Il représente un bon compromis entre temps de calcul et précision des résultats obtenus.

Toutefois, il nous est apparu intéressant de vérifier dans un premier temps si l'hypothèse que nous faisions en supposant la propagation dans ces structures d'un mode quasi-T.E.M. était valable pour les différentes lignes de transmission que nous étudions. Si cette hypothèse est justifiée pour les lignes microruban rayonnant dans l'air et pour des fréquences inférieures à 10 GHz, la notion de propagation quasi-T.E.M. doit être aussi vérifiée pour les lignes de transmission en contact avec des milieux à pertes. Nous étudions 2 cas représentatifs. Le premier est constitué de la ligne microruban rayonnant dans l'air (W = 3 mm,  $\varepsilon'_r = 4,9$  et d<sub>1</sub> = 1,58 mm). Les résultats obtenus sont comparés à ceux déterminés à partir d'une deuxième structure où nous remplaçons l'air par de l'eau salée à 6 grammes par litre (milieu dont la permittivité diélectrique complexe présente une évolution fréquentielle définie par l'équation (23)).

Afin d'éviter l'influence de la configuration des champs électromagnétiques fixée initialement par le type d'excitation choisie, nous avons stocké en un point situé dans le substrat et loin de la source d'excitation les évolutions temporelles des amplitudes du champ électrique  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  et du champ magnétique  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$ . Nous effectuons ensuite une transformée de Fourier pour chacune de ces six composantes, afin de déterminer les évolutions fréquentielles des rapports entre les composantes longitudinales et transversales. Nous avons tracé (figure II-11) pour les deux structures, les deux quotients suivants:





- (1) ligne microruban (W = 3 mm,  $\epsilon'_{rl}$  = 4,9 et d<sub>1</sub> = 1,58 mm)
- (2) ligne microruban (W = 1,5 mm,  $\epsilon'_{r1}$  = 10,2 et d<sub>1</sub> = 1,27 mm)



*Figure II-13:* Evolutions fréquentielles de l'atténuation et de la constante de phase pour la ligne microruban (W = 3 mm,  $\varepsilon'_{r1}$  = 4,9 et d<sub>1</sub> = 1,58 mm).

- (1) posée directement au contact de l'eau salée.

- (2) protégée par une surcouche diélectrique.





 $(W = 1,5 \text{ mm}, \text{Sl} = 3 \text{ mm}, \epsilon'_{rl} = 10,2 \text{ et } d_1 = 1,27 \text{ mm}).$ 

- (1) posée directement au contact de l'eau salée.
- (2) protégée par une surcouche diélectrique.

$$\frac{E_{\mathbf{y}}(\boldsymbol{\omega})}{\sqrt{E_{\mathbf{x}}^{2}(\boldsymbol{\omega}) + E_{\mathbf{z}}^{2}(\boldsymbol{\omega})}} \quad \text{et} \quad \frac{H_{\mathbf{y}}(\boldsymbol{\omega})}{\sqrt{H_{\mathbf{x}}^{2}(\boldsymbol{\omega}) + H_{\mathbf{z}}^{2}(\boldsymbol{\omega})}}$$

Nous voyons que dans les deux cas, ces rapports ne dépassent jamais 3,5  $10^{-3}$ . L'amplitude des composantes  $E_z$  (ou  $H_x$ ) reste très importante par rapport aux amplitudes  $E_x$  et  $E_y$ , (respectivement  $H_y$  et  $H_z$ ). Quant aux rapports des amplitudes entre  $E_y$  et  $E_x$  et entre  $H_y$  et  $H_z$ , ceux-ci varient pour la gamme de fréquences considérée entre 0,3 et 0,6. Les notions de mode quasi-T.E.M. sont donc respectées pour les deux structures simulées.

Sur la figure II-12, nous présentons les évolutions fréquentielles de  $\beta(\omega)$  obtenues pour les lignes microruban rayonnant dans l'air (W = 3 mm,  $\varepsilon'_{r1} = 4,9$ ,  $d_1 = 1,58$  mm et W = 1,5 mm,  $\varepsilon'_{r1} = 10,2$  et  $d_1 = 1,27$  mm). Les résultats obtenus par l'A.D.S. et la F.D.T.D. sont sensiblement identiques. Dans nos simulations, les substrats diélectriques sont sans pertes. Le terme  $\alpha$  (normalement nul) présente peu de signification, bien que nous trouvons par les 2 méthodes des valeurs comprises entre  $10^{-4}$  et  $10^{-6}$ .

Lors de l'étude de la ligne microruban ou de la ligne microruban à plan de masse partiel en contact avec des milieux dissipatifs ou isolés de ces derniers par une surcouche diélectrique, le calcul de  $\alpha(\omega)$  est indispensable. Sur la figure II-13, nous présentons une comparaison entre les résultats obtenus par l'A.D.S. et la  $(F.D.)^2T.D.$ . Nous constatons un bon accord entre les deux méthodes pour l'évolution fréquentielle de  $\beta(\omega)$ . Par contre l'évolution de  $\alpha(\omega)$  diffère en particulier dans le cas de la ligne microruban sans surcouche protectrice (courbe (1)). Seule l'expérimentation nous permettrait d'opter pour une méthode plutôt qu'une autre. Pour la ligne microruban à plan de masse partiel, les résultats obtenus par les deux méthodes (figure III-14) sont plus cohérents même dans le cas de la ligne sans surcouche diélectrique.

Toutefois l'inconvénient majeur de la  $(F.D.)^2T.D.$  reste le temps de calcul beaucoup plus important que pour l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle. Pour un nombre de points égal à 200 sur l'intervalle de fréquences considéré, le temps de calcul par la  $(F.D.)^2T.D.$  est approximativement égal à quatre fois celui par l'A.D.S.

### **CONCLUSION**

Dans ce chapitre nous avons présenté les principes de détermination des caractéristiques fréquentielles de structures micro-ondes telles que diagrammes de dispersion de lignes de transmission ou coefficients de réflexion  $S_{11}(\omega)$ , en employant la F.D.T.D.. Mais l'utilisation de cette méthode numérique de simulation nous amène à effectuer l'approximation suivante: les variations des valeurs de permittivité diélectrique des milieux constituant le domaine d'étude sont négligeables en fonction de la fréquence.

Or, les milieux biologiques que nous en pratique, ont une permittivité diélectrique complexe  $\varepsilon^*$  qui varie fortement en fonction de la fréquence. Nous détaillons les principes de la  $(F.D.)^2T.D.$  qui prend en compte cette dépendance fréquentielle. Dans un premier temps, nous avons testé deux méthodes sur un exemple simple: la propagation unidimensionnelle d'une onde T.E.M.

Nous avons ensuite utilisé la F.D.T.D. pour l'étude tridimensionnelle de ligne de transmission microruban rayonnant dans l'air et la  $(F.D.)^2T.D.$  pour l'étude de lignes microruban et microruban à plan de masse partiel en contact avec des milieux à fortes pertes. Les résultats obtenus sont comparés à ceux calculés à partir de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle et de très bonnes concordances ont été observées entre les deux méthodes.

Il faut noter que les modélisations basées sur la  $(F.D.)^2T.D.$  peuvent aussi être utilisées pour l'étude de lignes de transmission rayonnant dans l'air. En effet, les substrats présentent généralement une permittivité diélectrique  $\varepsilon'_r$  et des pertes qui varient en fonction de la fréquence (évolutions que nous n'avons pas prises en considération dans nos simulations). Ainsi la  $(F.D.)^2T.D.$  peut servir pour l'étude de lignes de transmission gravées sur des substrats à pertes tels que les substrats semi-conducteurs.

Dans la suite de ce travail, nous avons essentiellement utilisé la  $(F.D.)^2T.D.$  afin de déterminer précisément l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> d'un applicateur planaire utilisé en hyperthermie micro-onde.

**CHAPITRE 3** 

DETERMINATION DE L'EVOLUTION FREQUENTIELLE DU COEFFICIENT DE REFLEXION ET DE LA DENSITE DE PUISSANCE DEPOSEE DANS LE MILIEU DISSIPATIF.

#### **INTRODUCTION**

Dans le premier chapitre grâce à un exemple simple (la propagation d'une onde T.E.M. dans un milieu à pertes), nous avons montré qu'il est possible en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel, de déterminer la densité de puissance déposée dans des milieux dissipatifs. L'élévation de la température dans les tissus biologiques que nous calculons dans la phase finale de la simulation des applicateurs planaires est directement liée à la densité de puissance absorbée par ces milieux. Une détermination de la distribution de cette densité aussi exacte que possible est donc nécessaire pour obtenir une distribution spatiale théorique de la température dans les milieux chauffés la plus proche de celle rencontée en pratique.

Dans le second chapitre, nous avons décrit comment introduire dans la F.D.T.D. les variations fréquentielles de la permittivité diélectrique complexe qui est importante dans le cas des milieux biologiques ou équivalents rencontrés dans les études sur l'hyperthermie micro-onde. Une détermination correcte de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion est maintenant envisageable pour les applicateurs planaires.

Dans ce chapitre, nous appliquons les divers principes de la méthode des différences finies dans le domaine temporel à la simulation tridimensionnelle des àpplicateurs planaires utilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes. Compte tenu de ses caractéristiques hyperfréquences et thermiques moins bonnes, l'applicateur de type "patch" est délaissé au profit de l'applicateur de type fente. Nous nous sommes donc consacrés à l'étude théorique de la distribution de la densité de puissance absorbée en chaque point du milieu dissipatif et à la détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion pour l'applicateur fente. Nous nous efforçons de comparer aussi souvent que possible les résultats théoriques aux relevés expérimentaux.

Dans une première étape, nous étudions l'applicateur planaire rectangulaire directement en contact avec les milieux dissipatifs ou isolé de ces derniers par une surcouche diélectrique. Puis, nous étudions l'applicateur rectangulaire dont la fente est dirigée vers un milieu hétérogène. Enfin, les calculs pour des applicateurs planaires de forme plus complexe illustrent la fin de ce chapitre.

# III-1 CARACTERISATIONS EXPERIMENTALES DES APPLICATEURS PLANAIRES.

Ce paragraphe est relatif aux méthodes expérimentales qui permettent de mesurer les caractéristiques micro-ondes des applicateurs planaires. Avant l'apparition de techniques numériques de simulation satisfaisantes, ces méthodes de mesures étaient les seuls moyens pour déterminer les caractéristiques des applicateurs planaires utilisés en hyperthermie micro-onde et radiométrie micro-onde.

# III-1-1 Mesure du coefficient de réflexion S<sub>11</sub>.

L'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}$  est le premier paramètre à évaluer pour caractériser un applicateur planaire. En effet, si le résultat montre une bonne adaptation de l'applicateur planaire aux fréquences de chauffage et radiométrique, les mesures du diagramme de puissance déposée dans un milieu dissipatif, peuvent alors être effectuées.

La mesure du coefficient de réflexion est facilement obtenue à l'aide d'un analyseur de réseau automatisé (HP 8510), après avoir calibré au préalable un de deux port. Ces mesures du coefficient de réflexion des applicateurs planaires sont effectuées dans le plan d'entrée d'une fiche SMA. Cette fiche soudée sur la ligne microruban d'alimentation de l'applicateur testé, permet de relier celui-ci à l'extrémité du câble coaxial branché sur la sortie du générateur de puissance micro-onde. Les mesures donnent donc accès au module et à la phase du coefficient de réflexion dans le plan d'entrée de l'applicateur. Par conséquent, il est aussi possible de connaître les parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée de l'applicateur. Cependant, les valeurs obtenues pour la phase sont à considérer avec précaution. En effet, il existe sur ces mesures un "offset" qui croit linéairement en fonction de la fréquence. Ceci provient du fait que le kit de calibration utilisé n'est pas exactement approprié aux fiches SMA utilisées.

En pratique, nous ne nous intéressons généralement qu'au module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  exprimé en décibels. Nous considérons que les applicateurs planaires présentent une bonne adaptation à la fréquence de chauffage si  $S_{11}$  est inférieur à -10 dB, ce qui équivaut à dire que 90% de la puissance du générateur arrivant à l'entrée de la fiche SMA est transmise à l'applicateur. Pour que les applicateurs puissent aussi servir de capteur radiométrique, on



Figure III-1 : Exemple d'évolution expérimentale de  $S_{11}(\omega)$  obtenue à partir de l'analyseur de réseau.

•

impose un coefficient de réflexion inférieur, en moyenne, à -10 dB dans la bande de fréquences radiométriques située autour de la fréquence centrale du radiomètre égale à 3 GHz.

Les relevés expérimentaux ont été effectués sur la cuisse ou le bras d'une personne, mais aussi sur des milieux diélectriques équivalents (cf annexe 1). Une surcouche diélectrique ou un bolus peuvent être placés entre l'applicateur et le milieu dissipatif. Sur la figure III-1, nous présentons un exemple d'évolution fréquentielle de  $S_{11}$  reproduite sur une table traçante commandée par l'analyseur. Nous constatons que l'applicateur planaire étudié est adapté à la fréquence de chauffage 915 MHz ainsi que dans la bande de fréquences radiométriques.

#### III-1-2 Mesure de la puissance rayonnée dans un milieu dissipatif.

La détermination des diagrammes de puissance déposée par les applicateurs planaires conçus présente deux finalités distinctes. Si l'applicateur est relié à un générateur micro-onde délivrant un signal ayant une fréquence identique à celle souhaitée pour le chauffage des tissus (434 MHz, 915 MHz ou 2450 MHz), nous pouvons déterminer l'étendue du diagramme de la puissance absorbée dans le milieu dissipatif. Si l'applicateur est alimenté par un signal de fréquence égale à 3 GHz (fréquence centrale du radiomètre), nous pouvons alors connaître le volume qui contribue au signal radiométrique capté par l'applicateur. En effet, le diagramme en émission de rayonnement en puissance pour cette fréquence correspond au diagramme en réception de la puissance électromagnétique d'origine thermique, qui est collectée par l'applicateur planaire fonctionnant comme capteur radiométrique.

Le chéma synoptique du banc de mesure utilisé pour relever la distribution de puissance dans un milieu dissipatif est reproduit figure III-2. Les mesures sont effectuées dans une cuve en matière plastique. Dans le fond, nous avons découpé une ouverture rectangulaire qui est ensuite recouverte par une feuille de mylar de plus faible épaisseur. La cuve est remplie par un milieu diélectrique liquide équivalent: l'eau salée à 6 grammes par litre. L'applicateur planaire à caractériser est posé contre cette feuille de mylar, l'élément rayonnant dirigé vers l'intérieur de la cuve. Les dimensions de la cuve choisie (cube d'environ 30 cm de chaque coté) sont grandes par rapport à la profondeur de pénétration dans ce milieu des ondes électromagnétiques aux fréquences de travail considérées. De même, l'épaisseur du milieu dissipatif situé au dessus de l'applicateur est importante. Ces deux conditions permettent d'éviter les réflexions parasites des ondes électromagnétiques sur les parois de la cuve ou sur l'interface air-eau salée.



*Figure III-2:* Schéma synoptique du banc de mesures utilisé pour relever les diagrammes de rayonnement en puissance.

L'acquisition de l'information concernant la puissance déposée dans le milieu est effectuée à partir d'un monopôle. Celui-ci est obtenu en dénudant totalement le conducteur central à l'une des deux extrémités d'un câble coaxial semi-rigide de type UT 85. Le monopôle peut évoluer dans la cuve remplie du milieu liquide suivant les trois directions de l'espace (x, y, z). A l'autre extrémité du câble, nous connectons un détecteur micro-onde large bande, composé d'une diode Schottky fonctionnant dans sa zone quadratique. Le détecteur fournit une tension proportionnelle à la puissance captée par le monopôle. La tension détectée est mesurée par un voltmètre numérique. Un atténuateur (-20 dB) permet d'éviter le dépassement de la puissance maximale admissible à l'entrée du détecteur. Afin de pouvoir comparer les courbes expérimentale et théorique, il est nécessaire de normaliser les résultats expérimentaux (tension) et les résultats théoriques (puissance déposée) par rapport à la valeur maximale correspondante.

Différentes mesures sont possibles. Nous pouvons déterminer l'évolution de la tension détectée lorsque le monopôle s'éloigne de l'applicateur vers l'intérieur de la cuve, suivant une direction identique à celle de l'axe z. La valeur de la profondeur de pénétration est alors directement accessible. Mais les mesures peuvent être effectuées dans des plans transverses (xOz), longitudinaux (yOz) ou parallèles (xOy) à l'élément rayonnant de l'applicateur.

#### **III-2 STRUCTURE ETUDIEE.**

#### III-2-1 Description générale.

Nous avons entrepris dans un premier temps la modélisation d'une structure de géométrie simple: l'applicateur rectangulaire de type fente, déjà présenté dans le premier chapitre. Une ligne microruban de largeur W et de longueur L alimentée par une ligne microruban de largeur Wa ( $Zc = 50 \Omega$ ) est déposée sur un substrat de permittivité  $\varepsilon_{rl}$  et d'épaisseur d<sub>1</sub>. Le plan de masse comporte une ouverture rectangulaire de largeur SI supérieure à W et de longueur L identique. La fente ainsi créée est dirigée vers le milieu dissipatif à chauffer (figure III-3).



Figure III-3: Applicateur fente rectangulaire.

# III-2-2 Exploitation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

Dans ce paragraphe, nous présentons les différents paramètres que nous utilisons pour modéliser, par la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les applicateurs planaires afin de déterminer la densité de puissance absorbée ou le coefficient de réflexion  $S_{11}$ .

Le choix du repère ne pose aucun problème puisque la structure étudiée peut facilement être maillée dans un repère cartésien. Lors de la simulation des applicateurs endocavitaires ou des applicateurs ayant une ligne microruban ou une fente de forme non rectangulaire, nous conservons ce repère. Nous suivons simplement au plus près les contours réels en suivant le maillage défini ("staircasing").

La valeur du pas spatial  $\Delta x$  est choisie en fonction de la plus petite largeur d'un des éléments se trouvant dans le domaine de calcul. Cette dimension correspond à la largeur de la ligne microruban d'alimentation, notée Wa. Celle-ci est déterminée afin d'obtenir une impédance caractéristique  $Zc = 50 \Omega$  pour cette ligne. En appliquant les formules de Wheeler, Schneider et Hammerstadt, nous trouvons pour les deux substrats utilisés lors des simulations, les valeurs respectives de Wa suivantes:

	ε <sub>r1</sub>	$d_1(mm)$	Wa (mm)
Ероху	4,9	1,58	2,8
Epsilam 10	10,2	1,27	1,2
	Tab	leau 1	

Généralement, nous prenons entre 4 et 8 pas  $\Delta x$  pour définir la largeur Wa. Mais le choix de  $\Delta x$  nous impose alors de réduire ou d'augmenter très légèrement les valeurs de W et de Sl afin de pouvoir les représenter par un nombre entier de pas  $\Delta x$ .

Le pas spatial suivant la direction y est facilement déterminé à partir de la longueur L de la fente. Nous fixons  $\Delta y$  à un demi ou à un quart de millimètre.

La valeur du pas spatial  $\Delta z$  est fixée par l'épaisseur d<sub>1</sub> du substrat que nous divisons par un nombre de pas évoluant entre 5 et 10. Mais ce choix nous oblige parfois à ajuster l'épaisseur de la surcouche diélectrique de permittivité diélectrique  $\varepsilon_{r2}$  et d'épaisseur d<sub>2</sub> souvent insérée entre le milieu dissipatif et la fente.

D'une manière générale lors de la détermination du coefficient de réflexion, il est possible de prendre un maillage plus fin que dans le cas du calcul de la densité de puissance absorbée. Ceci est rendu possible car, pour déterminer S<sub>11</sub>, l'épaisseur du milieu dissipatif peut être réduite sans que cela n'altère les résultats. A l'inverse, lors du calcul de la densité de puissance, il est important de prendre une épaisseur plus importante pour le milieu dissipatif, afin de calculer ultérieurement les cartes thermiques. Le domaine de calcul étant devenu plus grand, nous sommes obligés d'augmenter les valeurs des pas spatiaux afin d'obtenir un nombre de cellules qui soit inférieur à la limite maximale fixée par la place mémoire disponible dans l'ordinateur. Pour ces raisons, nous préférons donner des ordres de grandeur pour les valeurs des pas spatiaux, plutôt que des valeurs fixes. En fait, le maillage est adapté à la structure étudiée et à la finalité de la simulation (calcul de la densité de puissance ou détermination de S<sub>11</sub>( $\omega$ )).

Le choix du pas temporel est fixé par la valeur maximale définie par le critère de stabilité [62] rappelé ci-dessous.

$$\Delta t \leq \frac{1}{\mathbf{v_{max}}} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-1/2}$$

Les valeurs de  $\Delta t$  varient entre 0,25 ps et 0,5 ps suivant la structure étudiée. Notons qu'une valeur de  $\Delta t$  très inférieure à la limite maximale n'est pas synonyme de meilleurs résultats. Le temps de calcul devient simplement plus important puisqu'il faut augmenter le nombre d'itérations temporelles pour atteindre un régime sinusoïdal stable lors du calcul de la densité de puissance absorbée (1 à 2 périodes du signal après l'initialisation du processus) ou une courbe de S<sub>11</sub>( $\omega$ ) convergente.

Le domaine de calcul a la forme d'un parallélépipède. Afin de simuler l'espace infini, nous appliquons des conditions de Mur du 1<sup>er</sup> ordre sur les six faces. Malgré l'utilisation de conditions d'absorption, le nombre de cellules élémentaires constituant la structure reste important. Toutefois, il est possible de diviser ce nombre par deux en utilisant les conditions de symétrie qui existent lorsque le mode excité se propageant dans la ligne microruban puis dans la ligne à plan de masse partiel, est de type pair. Ces conditions, déjà utilisées pour l'étude de



Figure III-4: Schémas en coupe de l'applicateur fente rectangulaire.

lignes de transmission par l'Approche dans le Domaine Spectral ou par la méthode des différences finies dans le domaine temporel [83], supposent l'existence d'un court-circuit magnétique au milieu de la structure. Ainsi, seulement une demi-structure peut être simulée.

Nous ne revenons pas sur les différents problèmes qui apparaissent lors de la définition exacte de l'excitation utilisée car ceux-ci, déjà évoqués dans le paragraphe II-4-1 relatif à la détermination de diagrammes de dispersion de lignes de transmission par la méthode des différences finies dans le domaine temporel, sont identiques pour les simulations des applicateurs planaires par cette méthode. Rappelons simplement que l'excitation choisie impose la propagation d'un mode quasi-T.E.M. dans la ligne microruban d'alimentation. De plus, entre la ligne microruban et le plan de masse, la répartition initiale des composantes du champ électromagnétique qui sont excitées ( $E_z$  et  $H_x$ ), est supposée uniforme.

Dans le cadre de la détermination de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif, l'étude de la structure s'effectue en régime harmonique (utilisation de la F.D.T.D.):  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  sont alors constants pour chaque milieu et calculés pour la fréquence de chauffage souhaitée.

Pour la détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> de l'applicateur planaire, nous avons considéré un intervalle de fréquences identique pour chaque structure allant de 100 MHz à 4,0 GHz. Cet intervalle inclut les trois fréquences de chauffage possibles (434, 915 et 2450 MHz) ainsi que la bande de fréquences radiométriques centrée autour de 3 GHz. Les différents paramètres de l'impulsion gaussienne sont fixés en respectant les conditions résumées dans le paragraphe II-2-1. Toutefois, nous avons pris des paramètres inférieurs aux limites puisque nous avons T = 90 ps et  $t_0 = 270$  ps. Rappelons que l'utilisation de la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. est nécessaire afin de déterminer une évolution fréquentielle correcte de S<sub>11</sub> car cette méthode permet simuler de façon satisfaisante la variation fréquentielle de la permittivité complexe des milieux dissipatifs rencontrés dans la structure. La détermination des champs incident et réfléchi s'effectue en un point du substrat correspondant à un noeud du maillage situé entre la ligne microruban d'alimentation et le plan de masse. Sur la figure III-4, nous plaçons un plan (xOz), appelé plan de référence, dans lequel se situe ce point. Ce plan est distant de la discontinuité entre les deux largeurs de lignes microrubans d'une longueur appelée La. Cette distance est inférieure à la longueur de ligne d'alimentation (Lat) réellement simulée. Cette différence s'explique par le fait qu'il est nécessaire de laisser une certaine distance pour permettre à l'impulsion gaussienne de s'initialiser correctement. Cette distance doit être

supérieure à la largeur de l'impulsion gaussienne lorsqu'elle se propage sous la ligne microruban d'alimentation. D'autre part, la détermination de  $S_{11}(\omega)$  dans un plan proche des limites du domaine de calcul où sont placées des conditions d'absorption n'est pas conseillée. Lors de la réalisation pratique des applicateurs planaires, La est identique à la longueur de la ligne microruban d'alimentation qui assure la jonction entre la ligne microruban à plan de masse partiel et la fiche SMA qui relie l'applicateur planaire et la sortie de puissance du générateur micro-onde.

L'origine O du repère choisi pour nous situer dans l'espace, est placée dans le plan de référence au milieu de la ligne microruban d'alimentation.

# **III-3 APPLICATEURS FENTES RAYONNANT DANS L'AIR.**

La méthode des différences finies dans le domaine temporel est souvent utilisée pour déterminer l'évolution fréquentielle de l'impédance d'entrée (et donc de  $S_{11}(\omega)$ ) d'antennes en structure plaquée. Si dans nos structures nous remplaçons le milieu dissipatif par de l'air, les applicateurs planaires initialement prévus pour être utilisés en hyperthermie micro-onde se comportent comme des antennes rayonnantes.

Ces premières études nous ont paru intéressantes pour deux raisons. La première est la possibilité de vérifier le principe général permettant de déterminer  $S_{11}(\omega)$  par la méthode des différences finies dans le domaine temporel, que nous appliquons aux structures plaquées. La seconde raison est la suivante: l'utilisation de la F.D.T.D. pour déterminer l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion de telles structures est possible, ce qui simplifie dans un premier temps l'écriture du programme. Mais cela ne signifie nullement que l'analyse des phénomènes électromagnétiques se produisant dans la structure soit plus facile.

Certains points détaillés pour l'étude des applicateurs planaires en contact avec des milieux dissipatifs sont facilement transposables pour les antennes rayonnant dans l'air. L'étude de telles structures n'étant pas la finalité de la thèse, nous présentons rapidement deux comparaisons entre les résultats théoriques et expérimentaux pour des antennes rayonnant dans l'air et dont les dimensions géométriques sont résumées dans le tableau suivant:


*Figure III-5 :* Evolutions théorique et expérimentale du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour deux applicateurs rayonnant dans l'air. a) Antenne 1 b) Antenne 2

	ε <sub>r1</sub>	$d_1(mm)$	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
Antenne 1	4,9	1,58	4,9	1,58	20	35	39	2,8	30
Antenne 2	10,2	1,27	-	-	14	28	78	1,2	30

Tal	oleau	2
-----	-------	---

Les évolutions fréquentielles obtenues pour le module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  sont présentées figure III-5. Une bonne concordance est observée entre le calcul théorique et les résultats expérimentaux. Cette première étude donnant les résultats escomptés, nous appliquons maintenant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à l'étude de structures comportant des milieux dissipatifs (tissus biologiques ou milieux équivalents).

# III-4 APPLICATEURS RECTANGULAIRES POSES DIRECTEMENT SUR LE MILIEU DISSIPATIF.

Dans cette partie, nous présentons les résultats pour un applicateur fente dont les dimensions géométriques sont résumées dans le tableau ci-dessous. La fente n'est pas recouverte par une surcouche diélectrique protectrice.

ε <sub>rl</sub>	$d_1$ (mm)	$\epsilon_{r2}$	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	-	-	20	35	50	2,8	30

Ta	bl	leau	3
Ta	bl	leau	3

Le milieu dissipatif est constitué d'eau salée à six grammes par litre. Lors du calcul par la  $(F.D.)^2T.D.$  de l'évolution fréquentielle de S<sub>11</sub>, nous utilisons la méthode exposée dans les travaux de Gandhi [81]. L'évolution de  $\varepsilon^*(\omega)$  pour ce milieu dissipatif est traduite par l'équation suivante:

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 12 + \frac{4000 - 12}{1 + j \,\omega \, 3,183 \, 10^{-8}} + \frac{79 - 12}{1 + j \,\omega \, 1,1368 \, 10^{-11}} \right]$$
(1)



*Figure III-6-a* : Visualisation de la propagation de l'impulsion gaussienne dans un plan *xOy* placé au milieu du substrat diélectrique.



**Figure III-6-b**: Visualisation de la propagation de l'impulsion gaussienne dans un plan xOy placé au milieu du substrat diélectrique (suite de la **Figure III-6-a**).



Figure III-7 : Représentation des signaux temporels utilisés dans le calcul de S<sub>11</sub>(ω). a) signal incident b) signal réfléchi

### III-4-1 Représentations temporelles du champ électrique dans la structure.

Avant de calculer l'évolution fréquentielle de S<sub>11</sub>, il nous est paru utile de visualiser les évolutions temporelles des signaux nécessaires à cette étude.

Nous visualisons (figure III-6) l'évolution de l'amplitude de la composante du champ électrique  $E_z$  en différents instants espacés entre eux d'une valeur égale à 250 ps. Les courbes sont tracées dans un plan xOy situé au milieu du substrat diélectrique. L'impulsion gaussienne se propage le long de la ligne microruban d'alimentation, avant d'arriver sur la discontinuité provoquée par les largeurs différentes des deux lignes microrubans. Une partie de l'impulsion est réfléchie, avec un changement de signe au départ de la réflexion. Ce signal réfléchi est absorbé par la condition aux limites placée au début de la ligne d'alimentation. L'autre partie de l'impulsion continue sa propagation, avec une atténuation, dans la ligne microruban à plan de masse partiel. Le signal transmis, devenu très faible, est réfléchi par la discontinuité survenant en fin de la fente. Il se dirige alors vers le début de celle-ci, où il peut être à nouveau réfléchi ou transmis à la ligne microruban d'alimentation avant d'être finalement absorbé.

Nous retrouvons ces phénomènes sur les évolutions temporelles du champ électrique incident et réfléchi présentées sur la figure III-7. Ces deux signaux obtenus pour un point du plan de référence, placé au milieu du substrat, sont utilisés dans le calcul de  $S_{11}(\omega)$ . Nous rappelons que le signal incident est déterminé en enlevant la ligne microruban à plan de masse partiel et en la remplaçant par une ligne microruban identique à la ligne d'alimentation que nous prolongeons alors jusqu'à la limite du domaine de calcul.

### III-4-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .

La détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion s'effectue en utilisant la (F.D.)<sup>2</sup>T.D. et en calculant le rapport des transformées de Fourier du signal réfléchi sur le signal incident (cf paragraphe II-2-3).

Sur la figure III-8-a nous présentons la courbe théorique obtenue ainsi que les résultats expérimentaux concernant le module de  $S_{11}$ . Nous constatons un bon accord entre les



Figure III-8 : Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire étudié (le milieu dissipatif est de l'eau salée à 6 g/l). a) comparaison théorie - expérience

b) influence du nombre d'itérations temporelles

fréquences correspondant à l'adaptation théorique et expérimentale (f # 540 MHz) ainsi que des niveaux concordant sur l'ensemble de la bande de fréquences considérée.

A titre indicatif nous avons ajouté la figure III-8-b afin de montrer l'influence du nombre maximal d'itérations temporelles choisi. Nous avons tracé deux courbes théoriques calculées pour  $N_{max}$ = 3000 et  $N_{max}$ = 6000. La courbe théorique finale déjà représentée sur la figure III-8-a correspond à  $N_{max}$ = 12000. Ces résultats étaient prévisibles si nous regardons l'allure du signal réfléchi présentée figure III-7. Si nous prenons un nombre insuffisant d'itérations temporelles, nous ne considérons que le phénomène de réflexion provoqué par la discontinuité entre les deux largeurs de lignes microrubans.

# III-4-3 Influence sur S<sub>11</sub>( $\omega$ ) de l'équation choisie pour représenter $\varepsilon^*(\omega)$ .

Nous avons vu dans le paragraphe II-3-3 que le choix de l'évolution fréquentielle  $\varepsilon^*$ introduite dans les équations de la méthode des différences finies dans le domaine temporel a une certaine influence. Les travaux de Gandhi [92] permettent une meilleure représentation des évolutions expérimentales des caractéristiques diélectriques des milieux à pertes. C'est pour cette raison que nous avons utilisé dans un premier temps la méthode proposée par Gandhi pour simuler l'eau salée à 6 grammes par litre.

Nous étudions maintenant les résultats obtenus lorsque nous appliquons la méthode proposée par Luebbers [78], afin de déterminer l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion d'un applicateur planaire directement en contact avec l'eau salée. Nous rappelons que nous avons alors deux équations pour caractériser l'évolution de  $\varepsilon^*(\omega)$  pour l'eau salée à 6 g/l. La première est une approximation correcte de la courbe expérimentale en basses fréquences, à l'inverse de la seconde qui est plutôt valable en hautes fréquences (cf annexe 1).

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 79 + \frac{4000 - 79}{1 + j \omega 3,183 \, 10^{-8}} \right]$$
 Modèle B.F.  
 $\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 4 + \frac{80 - 4}{1 + j \omega 1,1368 \, 10^{-11}} \right]$  Modèle H.F.

Nous constatons que le premier modèle (basses fréquences) donne une fréquence d'adaptation inférieure à la valeur déterminée en utilisant la méthode proposée par Gandhi. De plus, les



Figure III-9 : Comparaison entre les évolutions fréquentielles obtenues en utilisant différentes équations pour traduire l'évolution expérimentale de ε\*(ω).
a) (F.D.)<sup>2</sup>T.D. issue des travaux de Luebbers (modèle B.F.)

b) (F.D.)<sup>2</sup>T.D. issue des travaux de Luebbers (modèle H.F.)

niveaux obtenus pour  $S_{11}$  deviennent différents pour les fréquences élevées (figure III-9-a). Le second modèle (hautes fréquences) donne une fréquence d'adaptation correcte mais des niveaux supérieurs à 0 dB en basses fréquences (figure III-9-b). Ceci ne peut correspondre à la réalité physique puisque nous n'étudions qu'un circuit passif pour lequel la valeur de  $S_{11}$  exprimée en décibel doit toujours être négative.

Dans la suite de ce chapitre, nous n'utilisons que la méthode proposée par Gandhi malgré une augmentation voisine de 25 % sur le temps de calcul (par rapport à la méthode issue des travaux de Luebbers).

#### III-4-4 Calcul de la densité de puissance absorbée, comparaison A.D.S.-F.D.T.D.

Nous utilisons maintenant la F.D.T.D. pour déterminer la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif. La fréquence de chauffage utilisée est identique à la fréquence d'adaptation théorique (f = 540 MHz). Les valeurs de la permittivité diélectrique relative  $\varepsilon'_r$  et de la conductivité  $\sigma$  du milieu dissipatif sont déterminées à cette fréquence en utilisant l'équation (1) de ce troisième chapitre.

Sur les figures III-10 a et b, nous présentons l'évolution théorique de la densité puissance normalisée dans deux plans *xOy* situés à une distance de la fente égale respectivement à 0,5 et 1,5 cm. Nous pouvons facilement comparer les allures obtenues par l'A.D.S. bidimensionnelle pour le résonateur de type fente aux dimensions identiques, à celles déterminées pour l'applicateur planaire simulé par la F.D.T.D.. La valeur de la fréquence de résonance obtenue par l'A.D.S. bidimensionnelle est égale à 560 MHz. Les fréquences étant très voisines pour les deux études, nous pouvons effectivement comparer les courbes. La normalisation est effectuée par rapport à la valeur maximale de la densité déterminée en chaque plan.

Nous constatons de grandes différences entre les allures obtenues par ces deux méthodes. En particulier, la distribution de la densité de puissance absorbée obtenue par la F.D.T.D., est moins uniforme. Nous constatons notamment la présence d'un maximum du côté de la ligne microruban d'alimentation. Tout se passe comme si la puissance véhiculée par l'onde électromagnétique dans la ligne microruban d'alimentation est "aspirée" par le milieu dissipatif, dès le début de la ligne microruban à plan de masse partiel. L'influence de ce phénomène sur les répartitions de la densité de puissance disparaît si on s'éloigne de la fente.



*Figure III-10-a* : Distribution théorique de la densité de puissance absorbée normalisée obtenue par l'A.D.S. et la F.D.T.D. (plan xOy situé à 0,5 cm de la fente).



*Figure III-10-b* : Distribution théorique de la densité de puissance absorbée normalisée obtenue par l'A.D.S. et la F.D.T.D. (plan xOy situé à 1,5 cm de la fente).



Figure III-11 : Distribution théorique de la densité de puissance normalisée
a) déposée dans un plan transverse xOz (situé à y = 5,5 cm)
b) déposée dans un plan longitudinal yOz (situé à x = 0 cm)
(Calcul par la F.D.T.D.).

Nous présentons figure III-11 l'évolution de la densité de puissance absorbée, calculée par la F.D.T.D., dans un plan transversal xOz situé au milieu de la fente (y = 5,5 cm) et dans un plan longitudinal yOz placé au milieu de la structure (x = 0 cm). L'interface substrat diélectriquemilieu dissipatif correspond à z = 0 cm. Nous constatons pour le plan longitudinal le même phénomène "d'aspiration" déjà évoqué. Les allures obtenues dans le plan transversal, pour la densité de puissance normalisée sont gaussiennes. Elles sont sensiblement identiques aux évolutions calculées en utilisant l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle (cf paragraphe I-2-4).

# <u>III-5 APPLICATEURS RECTANGULAIRES ISOLES DU MILIEU</u> <u>DISSIPATIF PAR UNE SURCOUCHE DIELECTRIQUE.</u>

Nous gardons le même applicateur planaire mais nous protégeons l'ouverture rayonnante par une surcouche qui, dans un premier temps, est réalisée à l'aide d'une feuille de mylar de faible épaisseur. Nous avons la structure dont les grandeurs sont définies par:

			2()	··· u (iiiii)	
4,9 1,58 2,4	0,3 20	35	50	2,8	30

Tableau 4	
-----------	--

Le milieu dissipatif est toujours de l'eau salée à 6 grammes par litre.

## III-5-1 Détermination de S<sub>11</sub>.

Sur la figure III-12-a est présentée une comparaison théorie-expérience concernant l'évolution fréquentielle du module du coefficient de réflexion exprimé en dB. Nous voyons une bonne concordance entre les deux courbes (fréquence d'adaptation égale à 750 MHz). Le fait marquant de cette étude est surtout le décalage du pic d'adaptation par rapport à l'étude de la même structure sans surcouche protectrice. Bien que la surcouche soit de faible épaisseur, son influence est importante sur la détermination de  $S_{11}$  puisque la fréquence d'adaptation, initialement de l'ordre de 540 MHz augmente de plus de 200 MHz.



Figure III-12 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion pour l'applicateur planaire recouvert d'une feuille de mylar.
a) module de S<sub>11</sub>.
b) phase de S<sub>11</sub>.



*Figure III-13*: Définition des différents plans utilisés pour la détermination de  $S_{11}(\omega)$ .





b) parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée  $Z_e = R_e + j X_e$ .

(Prise en compte de la présence de la fiche SMA dans le calcul théorique).

Nous étudions ensuite l'évolution de la phase du coefficient de réflexion que nous présentons figure III-12-b. Nous observons maintenant un décalage important entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. Ces différences ne sont pas entièrement dues aux erreurs de calibration de l'analyseur de réseau qui sont inférieures à 5° sur la bande de fréquences considérée. En fait, la raison est la suivante: il existe un tronçon de ligne entre le plan de référence utilisé dans nos simulations ((F.D.)<sup>2</sup>T.D.) et le plan d'entrée de la fiche SMA qui est le plan de référence de l'analyseur (figure III-13). Il faut donc ajouter dans les simulations un tronçon de ligne sans perte d'impédance caractéristique  $Zc = 50 \Omega$  et de longueur L<sub>SMA</sub> égale à 5 mm. La fiche SMA est remplie de téflon dont la permittivité diélectrique vaut 2,2. Nous avons la relation suivante:

$$S_{11SMA}(\omega) = S_{11REF}(\omega) \times exp(-2j\beta L_{SMA})$$
 avec  $\beta = \omega \sqrt{2,2} / c$ 

avec  $S_{11 SMA}$ : coefficient calculé dans le plan d'entrée de la fiche SMA avec  $S_{11 REF}$ : coefficient calculé dans le plan de référence par la  $(F.D.)^2T.D$ .

Nous voyons (figure III-14-a) que la prise en compte effective de la présence de la fiche SMA dans les calculs permet d'obtenir des courbes théorique et expérimentale très proches. Sur la figure III-14-b, nous présentons les évolutions théorique et expérimentale de l'impédance d'entrée complexe de l'applicateur planaire ( $Z_e = R_e + j X_e$ ). La bonne concordance était prévisible puisque les valeurs de l'impédance d'entrée sont déduites des valeurs du module et de la phase du coefficient de réflexion.

## III-5-2 Influence sur $S_{11}(\omega)$ des dimensions de la ligne d'alimentation.

Dans une première étape, la largeur de la ligne d'alimentation (Wa) est fixée à 2,8 mm afin d'obtenir une impédance caractéristique égale à 50  $\Omega$  pour cette ligne microruban. Logiquement, une variation de la longueur de la ligne d'alimentation (La) n'a aucune influence sur l'évolution fréquentielle du module de S<sub>11</sub> mais uniquement sur l'évolution fréquentielle de la phase de ce dernier. Nous vérifions donc que la méthode des différences finies dans le domaine temporel traduit de façon satisfaisante cette variation de longueur.



Figure III-15 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire alimenté par une ligne de longueur La = 20 mm.
a) module de S<sub>11</sub>.
b) phase de S<sub>11</sub>.
(Pour l'applicateur de référence La = 30 mm, courbe ----- ).



Figure III-16 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire alimenté par une ligne de longueur La = 40 mm.
a) module de S<sub>11</sub>.
b) phase de S<sub>11</sub>.
(Pour l'applicateur de référence La = 30 mm, courbe ----- ).



*Figure III-17*: Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire alimenté par une ligne de largeur Wa = 10 mm.

Nous avons considéré deux applicateurs fentes aux dimensions géométriques identiques (cf tableau 4) mais dont la ligne microruban d'alimentation a une longueur fixée d'abord à 20 mm, puis à 40 mm. La longueur totale (Lat) de la ligne d'alimentation utilisée dans la simulation pour permettre une initialisation correcte de l'impulsion gaussienne est ajustée en conséquence.

Nous observons (figure III-15-a et figure III-16-a) peu de variation sur la valeur de la fréquence d'adaptation par rapport à celle de la fente rectangulaire alimentée par une ligne microruban de longueur égale à 30 mm. La courbe théorique obtenue pour La = 30 mm est rappelée sur les figures (traits discontinus). Par contre, les évolutions fréquentielles de l'argument de  $S_{11}$  (figure III-15-b et figure III-16-b) calculées pour les deux applicateurs sont différentes de celle obtenue pour l'applicateur planaire servant de référence (courbe tracée en pointillé). Nous avons tenu compte de la présence de la fiche SMA dans les calculs afin de pouvoir comparer les courbes théoriques avec les relevés expérimentaux.

Dans une seconde étude, nous fixons la longueur de la ligne microruban d'alimentation à 30 mm. Mais, nous augmentons considérablement la largeur de la ligne microruban puisque nous choisissons Wa égale à 10 mm. Les autres dimensions de l'applicateur planaire étudié sont définies dans le tableau 4. L'impédance caractéristique de la ligne microruban d'alimentation n'est donc plus égale à 50  $\Omega$ . La fréquence d'adaptation devrait être modifiée.

Nous constatons (figure III-17) que la courbe calculée ((F.D.)<sup>2</sup>T.D.) et celle issue des mesures présentent des fréquences d'adaptation proches de 500 MHz. Celles-ci sont donc effectivement différentes de la fréquence d'adaptation de l'applicateur de mêmes dimensions mais ayant une ligne microruban d'alimentation d'impédance caractéristique égale à 50  $\Omega$ .

Les comparaisons théoriques et expérimentales effectuées pour chaque étude, montrent que la méthode des différences finies dans le domaine temporel permet la prise en compte de façon très satisfaisante, des caractéristiques géométriques de la ligne microruban d'alimentation, lors de la détermination de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion d'un applicateur planaire.



**Figure III-18 :** Allure des densités de courant sur la ligne microruban. a)  $J_x$  b)  $J_y$ 

٠

### III-5-3 Détermination de la densité de puissance absorbée.

Revenons à l'applicateur dont les dimensions géométriques sont résumées dans le tableau 4 et déterminons, en utilisant la F.D.T.D., la densité de puissance déposée par cet applicateur planaire dans un milieu dissipatif homogène constitué d'eau salée à six gramme par litre.

Avec la méthode des différences finies dans le domaine temporel, il est possible d'imposer un régime sinusoïdal permanent de fréquence donnée qui ne corresponde pas à la fréquence d'adaptation optimale ( $S_{11}(\omega)$  minimale). La fréquence de chauffage que nous nous fixons est égale à 915 MHz. Ce choix est possible puisque nous respectons le cahier des charges que nous avons défini: la valeur de  $S_{11}$  est inférieure à -10 dB à f = 915 MHz (figure III-12-a). Les paramètres  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  du milieu dissipatif (eau salée) sont déterminés pour cette fréquence en utilisant l'équation (1) de ce chapitre.

L'Approche dans le Domaine Spectral Bidimensionelle n'offre pas cette possibilité, puisque le résonateur fente aux dimensions géométriques déduites de celle de l'applicateur planaire étudié à une fréquence de résonance égale à 750 MHz. Il est impossible de calculer la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif pour une autre valeur de fréquence.

#### III-5-3-1 Densités de courant sur la ligne microruban et champs électriques dans la fente.

Avant de déterminer la distribution de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif, nous avons effectué une étude préliminaire. Lors de la détermination du coefficient de réflexion d'un applicateur planaire posé au contact d'un milieu dissipatif, nous avons représenté l'allure de la composante du champ électrique  $E_z$  dans le substrat en différents instants. Ceci avait pour but de visualiser la propagation de l'impulsion gaussienne dans la structure. Dans le cas d'une excitation sinusoïdale permanente, une démarche similaire ne peut être appliquée car les courbes obtenues seraient moins significatives. Par contre, il nous est apparu intéressant d'effectuer une représentation à un instant donné des composantes du champ électrique  $E_x$  et  $E_y$  dans la fente, ainsi que des densités de courants  $J_x$  et  $J_y$  sur la ligne microruban. En d'autres instants, les allures de ces quatre variables restent voisines puisque les variations temporelles des composantes du champ électromagnétique sont sinusoïdales.



**Figure III-19 :** Allure des champs électriques dans la fente. a)  $E_x$  b)  $E_y$ 

Sur la figure III-18, nous présentons les densités de courants  $J_x$  et  $J_y$  sur la ligne microruban. Les champs électriques  $E_x$  et  $E_y$  dans la fente sont tracés sur la figure III-19. Afin de pouvoir comparer ces allures avec celles des fonctions de base définies dans l'Approche dans le Domaine Spectral, nous avons normalisé ces courbes par rapport à la valeur maximale et nous les traçons en fonction des dimensions normalisées (ligne microruban: x/W et y/L; fente: x/Slet y/L). Rappelons que la direction y dans notre modèle basé sur la F.D.T.D. correspond à la direction z dans l'A.D.S. bidimensionnelle (cf remarques préalables de l'annexe 2). De ce fait,  $J_y$ (respectivement  $E_y$ ) dans la F.D.T.D. est équivalent à  $J_z$  (respectivement  $E_z$ ) dans l'A.D.S.. Les allures des premières fonctions de base sont données dans l'annexe 2 (figure A2-3 pour  $J_x$  et  $J_y$ et figure A2-4 pour  $E_x$  et  $E_y$ ).

Nous pouvons constater des similitudes entre les différentes courbes: les symétries par rapport à la variable x sont respectées pour chaque cas. Dans le cadre de la simulation par la F.D.T.D., nous n'avons pas imposé la présence d'un court-circuit magnétique au milieu de la structure qui aurait eu pour conséquence de forcer la symétrie par rapport à x. D'autre part, pour chaque densité de courant ou champ électrique, les effets de bord sont identiques. Par contre, il existe une nette dissymétrie par rapport à la variable y pour les résultats obtenus par la F.D.T.D.. Ces différences pouvaient être prévues: d'une part, la ligne microruban d'alimentation est prise en compte dans la F.D.T.D. et son influence est visible, notamment sur la densité de courant  $J_{y}$ . Cette ligne d'alimentation est absente dans le modèle basé sur l'A.D.S.. D'autre part, les densités de courant sur la ligne microruban ou les champs électriques dans la fente sont toujours beaucoup plus importants du côté de la ligne d'alimentation (y/L = -1) qu'à la fin de la ligne microruban ou de la fente (y/L = 1). L'onde électromagnétique qui se propage suivant y dans la ligne microruban à plan de masse partiel est fortement atténuée à cause du milieu dissipatif. De ce fait, les composantes du champ sont donc beaucoup plus faibles en fin de ligne. Une étude identique effectuée pour les applicateurs rayonnant dans l'air montre que ce phénomène est moins important dans ce cas. Seule subsiste la dissymétrie liée à la présence de la ligne microruban d'alimentation.

#### III-5-3-2 Détermination de la profondeur de pénétration.

La détermination de la profondeur de pénétration s'effectue en calculant en un point de coordonnées x et y constants, l'évolution de la densité de puissance absorbée suivant la



**Figure III-20 :** Evolution théorique de la densité de puissance normalisée en fonction de la profondeur z dans le milieu dissipatif (eau salée à 6 g/l).



**Figure III-21**: Evolution théorique des courbes isopuissances dans un plan transverse xOz situé à 1,25 cm du début de la fente (eau salée à 6 g/l).



*Figure III-22-a* : Comparaison entre les distributions théorique et expérimentale de la densité de puissance normalisée déposée dans un plan *xOy* situé à 0,5 cm de l'interface mylar - milieu dissipatif.



**Figure III-22-b**: Comparaison entre les distributions théorique et expérimentale de la densité de puissance normalisée déposée dans un plan xOy situé à 1,5 cm de l'interface mylar - milieu dissipatif.

A ....



*Figure III-23* : Comparaison entre les distributions théorique et expérimentale de la densité de puissance normalisée

a) déposée dans un plan transverse xOz (situé à y = 5,5 cm).

b) déposée dans un plan longitudinal yOz (situé à x = 0 cm).

troisième coordonnée de l'espace (z). Nous choisissons un point situé au milieu de la largeur de la fente (x = 0 cm) et à 1,25 cm du début de celle-ci (soit y = 4,25 cm). Pour la variable z, nous considérons que l'interface mylar-eau salée correspond à z = 0,0 cm.

Sur la figure III-20 est présentée l'évolution théorique de la densité de puissance absorbée en fonction de la profondeur z. Nous normalisons la courbe par rapport à la valeur calculée une maille après l'interface ( $z = \Delta z$ ). Nous pouvons en déduire la valeur de la profondeur de pénétration qui est égale à 11,5 mm.

#### III-5-3-3 Courbes isopuissances.

Les courbes isopuissances permettent de juger de la zone d'efficacité de l'applicateur planaire simulé. Cette zone correspond au volume limité par la courbe isopuissance à 50%. La densité de puissance est normalisée par rapport à la valeur maximale se trouvant dans le plan étudié. Les paramètres des isopuissances tracées sont donc exprimés en pourcentage par rapport à cette valeur maximale. Nous représentons les isopuissances calculées dans un plan xOz situé à 1,25 cm du début de la fente (figure III-21). Nous voyons que la zone d'efficacité de l'applicateur planaire s'étend suivant x sur une distance légèrement supérieure à la largeur de la ligne microruban (W = 2,0 cm) de part et d'autre du milieu de celle-ci et sur une profondeur optimale de 9 mm située en x = 0 cm.

#### III-5-3-4 Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Lors des mesures expérimentales, nous n'avons pas directement accès à la valeur de la densité de puissance absorbée mais nous mesurons une tension continue qui lui est proportionnelle. La normalisation par rapport à la densité de puissance maximale (courbe théorique) ou par rapport à la tension maximale détectée (courbe expérimentale) permet la comparaison entre les deux évolutions.

Nous étudions les différences entre la distribution théorique de la densité de puissance absorbée normalisée et l'évolution expérimentale de la tension détectée normalisée pour deux plans xOy parallèles à la fente et distants respectivement de 0,5 et 1,5 cm de cette dernière (figures III-22-a et III-22-b). Nous présentons, figure III-23, les allures expérimentale et théorique dans un plan transversal (xOy) situé au milieu de la fente (y = 5,5 cm) et dans un plan





Pax



Figure III-24 : Décomposition de la densité de puissance absorbée totale Pat en trois densités de puissance absorbée élémentaire Pax, Pay et Paz.

longitudinal yOz (x = 0 cm). L'interface mylar-milieu dissipatif correspond à z = 0 cm. Une étude rapide des courbes théoriques montre que le phénomène "d'aspiration" de l'énergie électromagnétique évoqué dans le cas des applicateurs planaires posés directement sur le milieu dissipatif est très atténué du fait de la présence de la surcouche diélectrique constituée d'une feuille de mylar, qui isole la fente du milieu à pertes.

Nous observons une décroissance très rapide de l'évolution longitudinale expérimentale (suivant y) par rapport à l'évolution théorique. Pour z = 0,5 cm le maximum expérimental est décalé de près de 1 cm par rapport au maximum théorique. Si z est supérieur à 0,5 cm, les maxima théoriques et expérimentaux deviennent proches. L'allure expérimentale obtenue pour z = 0,5 cm semble très perturbée par la présence du monopôle. Cette perturbation disparaît si nous nous éloignons de la fente.

En fait, le monopôle est coudé dés sa sortie du câble coaxial semi-rigide. Il est alors dirigé suivant la direction y. La dissymétrie suivant la direction y qui en résulte, explique les différences que nous obtenons pour les évolutions longitudinales expérimentales mais que nous ne retrouvons pas sur les évolutions transversales.

Toutefois, il nous est possible de montrer que l'utilisation d'un monopôle dirigé suivant y reste un moyen de mesure correct. La densité de puissance absorbée est fonction des trois composantes du champ électrique qui ont le même poids puisque nous avons:

$$P_{\mathbf{a} \mathbf{t}} = \frac{1}{2} \sigma \left( E_{\mathbf{x}}^{2} + E_{\mathbf{y}}^{2} + E_{\mathbf{z}}^{2} \right) = \frac{1}{2} \sigma E_{\mathbf{t}}^{2}$$

Décomposons la puissance absorbée en une somme de trois puissances absorbées élémentaires.

$$P_{\mathbf{a} \mathbf{t}} = \frac{1}{2} \sigma E_{\mathbf{x}}^{2} + \frac{1}{2} \sigma E_{\mathbf{y}}^{2} + \frac{1}{2} \sigma E_{\mathbf{z}}^{2} = P_{\mathbf{a} \mathbf{x}} + P_{\mathbf{a} \mathbf{y}} + P_{\mathbf{a} \mathbf{z}}$$

Sur la figure III-24, nous présentons les proportions théoriques de chaque puissance absorbée élémentaire  $P_{ax}$ ,  $P_{ay}$ ,  $P_{az}$  dans la puissance absorbée totale  $P_{at}$  dont nous rappelons aussi l'évolution afin de permettre une comparaison aisée (plan z = 0.5 cm).

Nous voyons très nettement que le terme  $P_{ay}$  représente plus de 90% de la puissance absorbée totale. En première approximation, nous pouvons donc écrire que la puissance absorbée dans le milieu dissipatif est essentiellement due à la composante  $E_y$ .



Figure III-25 : Exemple de maillage par pas variable.

$$P_{\mathbf{a} \mathbf{t}} \approx \frac{1}{2} \sigma E_{\mathbf{y}}^2$$

Or, le monopôle dirigé suivant la direction y capte essentiellement la composante du champ électrique dirigée suivant cette direction  $(E_y)$ . Il est donc logique de respecter cette orientation pour le monopôle puisque la tension détectée doit être représentative de la puissance déposée dans le milieu dissipatif.

Malgré les difficultés rencontrées dans les mesures en champ proche, les études expérimentales précédentes confirment la possibilité d'utiliser la méthode des différences finies dans le domaine temporel pour déterminer la densité de puissance déposée dans un milieu dissipatif par applicateur planaire.

# Ill-5-4 Optimisation du maillage par la méthode du pas variable.

Dans notre domaine de calcul, certaines parties nécessitent un maillage fin, par exemple la discontinuité entre la ligne d'alimentation et la ligne microruban à plan de masse partiel. Dans le milieu dissipatif, loin de la fente, un maillage aussi fin n'est pas indispensable. Dans le cas du pas uniforme, les dimensions  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  sont identiques dans toute la structure. Afin d'obtenir une simulation correcte des phénomènes électromagnétiques dans toutes les zones du domaine de calcul, le maillage fin est imposé à l'ensemble du volume. Il en résulte un nombre important de cellules élémentaires.

# III-5-4-1 Présentation du maillage utilisé.

La méthode du pas variable consiste à augmenter ou à réduire progressivement les pas spatiaux  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  (cf paragraphe I-3-4). Par exemple, nous pouvons écrire  $\Delta_{y j} = q \Delta_{y j-1}$ . Afin d'éviter des variations trop brusques, nous fixons les valeurs minimale et maximale du facteur q respectivement à 0,9 et 1,1.

Sur la figure III-25, nous présentons un maillage à pas variable dans un plan xOy. Nous traçons la fente (traits continus) ainsi que la ligne d'alimentation et la ligne microruban (lignes de points). Nous voyons immédiatement les zones où le maillage est fin, telles que la ligne d'alimentation ou les extrémités de la ligne microruban à plan de masse partiel. Les zones pour
lesquelles les dimensions des pas  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont plus grandes, sont principalement situées loin de la fente.

Afin de préciser les différences entre le maillage uniforme et le maillage par pas variable, prenons un exemple: l'applicateur planaire dont les dimensions sont rappelées dans le tableau 4. Le volume de calcul est un parallélépipède dont les dimensions suivant les trois directions x, yet z sont respectivement 7 cm, 15 cm et 4,424 cm. Dans un premier temps, nous supposons un maillage uniforme:  $\Delta x = 0.7$  mm,  $\Delta y = 0.5$  mm et  $\Delta z = 0.316$  mm. Dans un second temps, nous appliquons la méthode du pas variable suivant les trois directions, en supposant que les pas spatiaux du maillage uniforme correspondent aux valeurs minimales des pas utilisés respectivement dans les trois directions x, y et z. Le résultat obtenu a déjà été présenté pour le plan xOy (figure III-25). Suivant l'axe z, nous gardons un maillage uniforme dans le substrat et la surcouche diélectriques, mais ensuite  $\Delta z$  augmente progressivement si nous nous éloignons de la fente (milieu dissipatif) ou de la ligne microruban (air). Il faut rappeler que dans le cas du maillage par pas variable, le maximum de chaque pas spatial  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  doit être inférieur au dixième de la longueur d'onde minimale du signal sinusoïdal se propageant dans la structure (cf paragraphe I-3-5). La longueur d'onde minimale, déterminée dans l'eau salée, est égale à 37,2 mm (f = 915 MHz et  $\varepsilon'_r = 77,7$ ). Les pas spatiaux ne doivent donc jamais être supérieurs à 3,72 mm.

Sur le tableau suivant, nous présentons une comparaison du nombre de cellules élémentaires utilisées pour les deux maillages étudiés.

	nombre de pas $\Delta x$	nombre de pas $\Delta y$	nombre de pas $\Delta z$
maillage uniforme	100	300	140
maillage par pas variable	81	108	83

Tableau 5

Le nombre total de cellules élémentaires est égal à  $4,2\,10^6$  pour le maillage uniforme et à  $0,726\,10^6$  pour celui par pas variable. Le gain sur le nombre total de cellules élémentaires est supérieur à 80%. La diminution de ce nombre implique un abaissement du temps de calcul de l'ordre de 60%. Mais ceci n'est intéressant que si les distributions de la densité de puissance absorbée, calculées dans le milieu dissipatif sont identiques pour les deux maillages.



**Figure III-26-a**: Comparaison entre les évolutions théoriques de la densité de puissance normalisée déposée dans un plan xOy situé à 0,5 cm de l'interface mylar - milieu dissipatif, en utilisant le maillage uniforme et le maillage à pas variable.



**Figure III-26-b**: Comparaison entre les évolutions théoriques de la densité de puissance normalisée déposée dans un plan situé à 1,5 cm de l'interface mylar - milieu dissipatif, en utilisant le maillage uniforme et le maillage à pas variable.



*Figure III-27 :* Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire protégé par une feuille de mylar de faible épaisseur. Le milieu dissipatif est du gel polyacrylamide (T = 23 °C).

### III-5-4-2 Calcul de la densité de puissance absorbée.

Sur les figures III-26 a et b, nous comparons les densités de puissance calculées en utilisant le maillage uniforme et le maillage par pas variable. Les résultats sont présentés pour deux plans xOy distants respectivement de la fente de 0,5 et 1,5 cm. Nous pouvons constater des différences entre les allures obtenues dans le plan situé à 0,5 cm de l'ouverture. Ces écarts deviennent plus faibles pour z = 1,5 cm. En fait, plus nous nous approchons de la fente, plus les allures des densités de puissance deviennent dissemblables.

Afin de diminuer les écarts entre les densités de puissance obtenues à partir des deux maillages, il faut diminuer les variations entre des pas spatiaux voisins. Il faut donc que le facteur de proportionnalité q soit plus proche de 1 et non pas varier entre 0,9 et 1,1. Il est évident que le maillage par pas variable est alors plus proche du maillage à pas uniforme. De ce fait, les diminutions en taille mémoire et temps de calcul ne sont plus aussi importantes que les estimations données précédemment.

Confronté à ce problème, nous n'avons que peu utilisé la méthode d'optimisation par pas variable pour déterminer la densité de puissance déposée par un applicateur planaire utilisé en hyperthermie micro-onde. L'application n'a pas été envisagée pour le calcul du coefficient de réflexion d'un applicateur étant donné que la zone proche de l'ouverture rayonnante est prépondérante sur la détermination de l'évolution fréquentielle de  $S_{11}$ . Or, la méthode du maillage par pas variable semble ne pas simuler de façon satisfaisante tous les phénomènes électromagnétiques se produisant dans cette zone. Toutefois, la méthode du maillage par pas variable reste une solution élégante pour déterminer rapidement, mais en première approximation et loin de la fente, la distribution de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif.

## III-5-5 Influence de l'épaisseur de la surcouche diélectrique.

La surcouche diélectrique est maintenant de permittivité diélectrique et d'épaisseur identiques à celles du substrat diélectrique. L'applicateur planaire est donc caractérisé par les dimensions suivantes:



*Figure III-28* : Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et  $d_2 = 1,58$  mm) a) comparaison théorie-expérience b) influence de la température du milieu (T = 23 °C et T = 40 °C).

ε <sub>rl</sub>	$d_1(mm)$	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	4,9	1,58	20	35	50	2,8	30
				Tabl	eau 6		<u>_</u>	

Nous avons décidé de considérer un autre milieu à pertes: le gel polyacrylamide. L'équation qui traduit l'évolution fréquentielle expérimentale de la permittivité diélectrique complexe de ce milieu (T = 23°C) est rappelée ci-dessous (cf annexe 2):

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\star}(\boldsymbol{\omega}) = \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{0}} \left[ 23 + \frac{4000 - 23}{1 + j \,\boldsymbol{\omega} \, 2,652 \, 10^{-8}} + \frac{63 - 23}{1 + j \,\boldsymbol{\omega} \, 2,273 \, 10^{-11}} \right]$$
(2)

## III-5-5-1 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .

Etant donné que nous avons changé de milieu dissipatif, nous présentons, afin de permettre la comparaison ultérieure, l'évolution théorique et expérimentale du coefficient de réflexion lorsque la fente est protégée par une feuille de mylar ( $\varepsilon_{r2} = 2,4$  et d<sub>2</sub> = 0,3 mm). Nous constatons à nouveau un bon accord entre la théorie et l'expérience puisque nous avons des fréquences d'adaptation voisines proches de 850 MHz (figure III-27).

L'insertion de la surcouche diélectrique a pour conséquence d'augmenter la fréquence d'adaptation qui est maintenant peu différente de 950 MHz (figure III-28-a). La valeur de la permittivité diélectrique effective de la ligne microruban à plan de masse partiel a diminuée puisque le milieu ayant une permittivité diélectrique élevée (gel polyacrylamide) s'est éloigné de la fente.

A titre indicatif, nous présentons (figure III-28-b) l'influence de la température sur le coefficient de réflexion  $S_{11}$ . En effet, le gel polyacrylamide sert à effectuer nos relevés expérimentaux de températures et il est intéressant de connaître comment la fréquence d'adaptation risque de varier au cours de la séance de chauffage. Afin d'introduire dans la  $(F.D.)^2T.D.$  l'évolution de  $\varepsilon^*(\omega)$  pour le gel polyacrylamide dont nous supposons la température uniforme et égale à 40 °C, nous utilisons l'équation suivante:



**Figure III-29**: Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans du gel polyacrylamide pour l'applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et d<sub>2</sub> = 1,58 mm). f = 915 MHz. Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 17 + \frac{3000 - 17}{1 + j \omega 2,652 \, 10^{-8}} + \frac{60 - 17}{1 + j \omega 1,384 \, 10^{-11}} \right]$$

Les courbes théoriques montrent que la variation de la température de ce milieu n'apporte que de faibles modifications sur l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion. La variation de la fréquence d'adaptation est de l'ordre de 50 MHz et ceci n'a pas de fâcheuse conséquence sur l'utilisation de l'applicateur planaire pour l'hyperthermie micro-onde ou en tant que capteur radiométrique.

### III-5-5-2 Détermination de la densité de puissance absorbée à la fréquence de chauffage.

Les allures de la densité de puissance déposée dans du gel polyacrylamide pour l'applicateur planaire protégé d'une surcouche de mylar sont similaires à celles obtenues pour le même applicateur rayonnant dans de l'eau salée à 6 grammes par litre. Ces évolutions présentées sur les figures III-22 a et b ne sont pas rappelées dans ce paragraphe.

Nous présentons, figures III-29, les allures théoriques de la densité de puissance déposée par l'applicateur planaire protégé d'une surcouche diélectrique de caractéristiques identiques à celles du substrat. Les allures sont déterminées dans deux plans xOy parallèles à la fente et distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique-gel polyacrylamide de 0,5 et 1,5 cm. Nous pouvons constater que dans le plan situé à 0,5 cm, le maximum de la puissance absorbée est situé au milieu de la fente suivant y. Nous rappelons que dans le même plan, le maximum théorique, pour le même applicateur protégé par une feuille de mylar de faible épaisseur est situé 5 mm après le début de la fente: la surcouche diélectrique par le milieu à pertes et uniformiser ainsi la distribution de la densité de puissance sous la fente. Mais, la dissymétrie liée à la présence de la ligne microruban d'alimentation subsiste toujours suivant la direction y.

Pour le plan situé à 1,5 cm de l'interface, l'allure de distribution de la densité de puissance est identique à celle obtenue dans le même plan, pour l'applicateur planaire aux dimensions identiques, mais protégé par une feuille de mylar.



**Figure III-30**: Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans du gel polyacrylamide pour l'applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et  $d_2 = 1,58$  mm). f = 3 GHz. Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.



**Figure III-31**: Distribution théorique de la densité de puissance normalisée, a) déposée dans un plan transverse xOz (situé à y = 5,5 cm) b) déposée dans un plan longitudinal yOz (situé à x = 0 cm) pour l'applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$ et  $d_2 = 1,58$  mm). f = 3 GHz. (milieu dissipatif: gel polyacrylamide)

#### III-5-5-3 Détermination de la densité de puissance absorbée à la fréquence radiométrique.

Lors des relevés expérimentaux de températures que nous effectuons dans un bloc de gel polyacrylamide, nous mesurons aussi la température radiométrique. Afin de pouvoir comparer les températures radiométriques théorique et expérimentale, il est nécessaire de déterminer la distrubution de la densité de puissance déposée à la fréquence centrale du radiomètre (3 GHz). La mesure de la température radiométrique est envisageable pour l'applicateur planaire protégé d'une surcouche diélectrique, puisque le coefficient de réflexion est voisin de -10 dB dans la bande de fréquence du radiomètre centrée sur 3 GHz.

Sur la figure III-30, nous présentons l'évolution des densités de puissance déterminées dans deux plans xOy situés respectivement à 0,5 et 1,5 cm de l'interface surcouche diélectrique-gel polyacrylamide. Afin d'être plus précis, nous traçons également ces évolutions dans un plan transversal xOz situé au milieu de la fente et dans un plan longitudinal yOz placé en x = 0 (figures III-31 a et b). De ces différentes évolutions, nous pouvons en déduire que la puissance déposée est essentiellement située au début de la fente malgré la présence de la surcouche diélectrique. Dans le plan z = 0,5 cm, nous observons deux maxima situés à 3 mm du début de la fente et en x = 0,5 cm (par symétrie en x = -0,5 cm). Pour z = 1,5 cm, nous n'avons plus qu'un seul maximum situé en x = 0 cm puisque pour z = 0,5 cm, nous ne voyons qu'un seul maximum situé en x = 0 cm puisque pour z = 0,5 cm, nous ne voyons qu'un seul maximum situé à 1 cm du début de la fente. Pour ces raisons, la représentation des évolutions de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif est donnée dans plusieurs plans.

Lorsque l'applicateur planaire est utilisé en tant que capteur de bruit thermique, le signal radiométrique est capté d'une façon correcte, du fait de la bonne adaptation de l'applicateur planaire dans la bande de fréquences du radiomètre centrée sur 3 GHz. De plus, des études thermiques (que nous présentons dans le quatrième chapitre) montrent que le volume contribuant le plus au signal radiométrique représente approximativement la zone la plus chauffée à 915 MHz (1 à 2 cm après le début de la fente et à 1 cm de profondeur).

## **III-6 EXTENSION DU MODELE AUX MILIEUX DISSIPATIFS HETEROGENES.**

Lors des études précédentes, nous avons considéré que le milieu dissipatif était homogène et posé contre la fente ou situé juste après la surcouche diélectrique protectrice. Nous appliquons maintenant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à l'étude d'un applicateur planaire utilisé en hyperthermie micro-onde et posé sur un milieu hétérogène constitué de différents tissus biologiques rencontrés dans le corps humain: peau, graisse, muscle, tumeur et os.

## III-6-1 Structure étudiée.

Nous reprenons l'applicateur planaire étudié dans les précédents paragraphes de ce chapitre. Les dimensions de l'applicateur planaire sont rappelées dans le tableau 7.

ε <sub>rl</sub>	$d_1$ (mm)	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	-	-	20	35	50	2,8	30

Т	ableau	7

Nous n'avons pas recouvert l'applicateur d'une surcouche diélectrique. Mais, nous plaçons entre le milieu dissipatif à chauffer (une partie du corps humain) un bolus d'eau thermostatée. Ce bolus que nous utilisons expérimentalement et donc que nous devons simuler, est constitué d'une poche en caoutchouc d'épaisseur égale à 5 mm et dans laquelle l'eau du système de refroidissement circule, l'arrivée et la sortie de l'eau se faisant par deux orifices distincts. Dans la simulation, nous divisons le bolus en trois couches: la première, en contact avec la fente, représente une paroi du bolus en caoutchouc (d'<sub>2</sub> = 0,6 mm). La seconde partie représente l'épaisseur d'eau thermostatée (d''<sub>2</sub> = 3,8 mm). La dernière est formée de l'autre paroi du bolus en caoutchouc est supposée constante dans la bande de fréquences considérée ( $\epsilon'_r = 2,5$  et  $\sigma = 0,01$  S/m). Par contre, l'évolution de la permittivité complexe de l'eau du robinet est traduite par la relation suivante.

$$\varepsilon^{\star}(\omega) = \varepsilon_0 \left[ 12 + \frac{400 - 12}{1 + j \,\omega \,3,183 \,10^{-8}} + \frac{80 - 12}{1 + j \,\omega \,1,0976 \,10^{-11}} \right]$$



Figure III-32: Positionnement des différents milieux considérés dans la structure hétérogène.

Le bolus d'eau thermostatée joue le même rôle que la surcouche diélectrique en isolant l'applicateur planaire du milieu dissipatif à chauffer. Ce dernier est composé d'une première couche plane représentant la peau, puis d'une seconde représentant la graisse. Les épaisseurs respectives de ces milieux à pertes sont respectivement 1 et 2,2 mm. Après la graisse, nous supposons que le milieu dissipatif est constitué de muscle.

Pour l'instant, nous n'avons considéré que des milieux dissipatifs formés en couches planes qui viennent s'empiler les unes à la suite des autres. Nous ajoutons maintenant deux parallélépipèdes représentant respectivement la tumeur et l'os. Rappelons que la forme exacte des tumeurs et des os se trouvant à l'intérieur du corps humain peut être obtenue à partir d'une radiographie de la zone traîtée. Il est ensuite possible d'introduire ces formes réelles dans le calcul en utilisant la méthode du "staircasing". Mais l'avantage de notre exemple qui constitue une première approche d'un volume hétérogène, réside dans le fait que l'influence de la présence de la tumeur ou de l'os sont plus facilement visibles, notamment sur les courbes isopuissances que nous présentons ultérieurement.

Dans notre exemple, la tumeur a les dimensions suivantes selon les trois directions x, y et z: 11 mm, 20 mm et 5 mm. Ce volume est positionné dans le milieu dissipatif constitué du muscle à une distance de l'interface graisse-muscle égale à 2 mm. Suivant y, la tumeur est placée 15 mm après le début de l'ouverture. Suivant x, le milieu de la tumeur est aligné avec le milieu de la fente. A l'inverse, l'os est supposé traverser tout le domaine de calcul suivant l'axe y, les dimensions dans les deux autres directions x et z sont égales respectivement à 22 et 10 mm. La distance selon z séparant la tumeur et l'os est égale à 5 mm. Sur la figure III-32, nous présentons une coupe transversale (plan xOz) et longitudinale (plan yOz) de la structure étudiée.

## III-6-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .

Pour déterminer l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire protégé par le bolus d'eau et rayonnant dans les milieux biologiques assimilés à un milieu hétérogène, nous avons admis l'approximation suivante qui est vérifiée ultérieurement: les évolutions fréquentielles de la permittivité diélectrique complexe des différents milieux

.



*Figure III-33* : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire protégé par un bolus d'eau thermostatée.

- a) le milieu dissipatif homogène est constitué de muscle.
- b) le milieu dissipatif homogène est constitué d'eau salée à 6 g/l.

rencontrés sont traduites par une seule expression rappelée par la formule suivante (et qui correspond à celle du muscle).

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\star}(\boldsymbol{\omega}) = \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{0}} \left[ 19 + \frac{10019 - 19}{1 + j \,\boldsymbol{\omega} \, 1,1304 \, 10^{-7}} + \frac{61 - 19}{1 + j \,\boldsymbol{\omega} \, 1,1937 \, 10^{-11}} \right]$$

Il est toujours possible de tenir compte de la permittivité diélectrique de chaque milieu. Mais il convient alors de traduire l'évolution fréquentielle de ce paramètre sous la forme d'une formule semblable à la précédente, mais dans laquelle les différents termes caractérisent le milieu considéré.

Sur la figure III-33-a, nous présentons une comparaison entre la théorie (simulation par la (F.D.)<sup>2</sup>T.D.) et les relevés expérimentaux. L'expérimentation a été effectuée sur la cuisse d'un être humain. Nous constatons un décalage entre les fréquences d'adaptation théorique et expérimentale. Une première explication est possible. Les relevés sont effectués sur la cuisse d'une personne qui est un milieu hétérogène pour lequel nous ne connaissons pas précisément les dimensions des différents milieux. L'approximation que nous faisons alors en supposant le milieu homogène ne semble donc pas valable. Mais surtout, le contour de la cuisse n'est pas une surface plane, mais se rapproche d'une surface circulaire. Il est alors très difficile, lors de la mesure de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion, de maintenir un bolus d'eau thermostatée d'épaisseur constante sur toute la surface de l'applicateur (et égale à 5 mm dans la simulation).

Sur la figure III-33-b, nous présentons une nouvelle comparaison théorie-expérience où nous avons remplacé le milieu dissipatif hétérogène par un milieu à pertes homogène (eau salée à 6 grammes par litre). Nous constatons un meilleur accord entre les fréquences d'adaptation.

Mais nous pouvons surtout observer que les fréquences d'adaptation pour l'applicateur rayonnant dans le muscle, puis dans l'eau salée sont sensiblement identiques. L'écart entre ces valeurs est inférieur à 75 MHz. En fait, c'est le bolus d'eau thermostatée qui fixe la fréquence d'adaptation de l'applicateur planaire. Ceci est logique puisque le bolus d'eau est placé directement contre la fente et son influence sur l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion est donc prépondérante. Le milieu dissipatif situé derrière le bolus n'a que peu d'influence sur la valeur de la fréquence d'adaptation. Ainsi, notre approximation qui consistait



Figure III-34 : Distribution théorique de la densité de puissance normalisée
a) déposée dans un plan xOy situé au milieu de la tumeur
b) déposée dans un plan xOy situé au milieu de l'os pour l'applicateur planaire protégé par un bolus d'eau thermostatée et rayonnant dans la structure hétérogène (f = 915 MHz).

à remplacer la peau, la graisse, la tumeur et l'os par du muscle semble tout à fait correcte, d'autant plus que la tumeur et l'os sont situés loin de l'interface bolus-milieu dissipatif et de plus, sont entourés de muscle.

Nous retrouvons ici un des avantages du bolus d'eau thermostatée utilisé en hyperthermie micro-onde. L'applicateur planaire isolé du milieu dissipatif à chauffer par un bolus, reste toujours correctement adapté pour une fréquence de chauffage donnée et ceci quelque soit la forme de la tumeur ou des autres milieux exposés au rayonnement électromagnétique micro-onde. Grâce à l'utilisation de ce bolus, les petits mouvements du patient lors de la séance d'hyperthermie ont peu de conséquence sur le niveau de l'adaptation de l'applicateur planaire à la fréquence de chauffage.

# III-6-3 Détermination de la densité de puissance absorbée par un milieu hétérogène.

Nous déterminons maintenant la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif hétérogène. Le choix d'une fréquence de chauffage égale à 915 MHz est possible puisqu'à cette fréquence le coefficient de réflexion de l'applicateur planaire est inférieur à - 20 dB. La densité de puissance absorbée est calculé en utilisant la F.D.T.D.. Les valeurs des permittivités diélectriques et des conductivités sont rappelées dans le tableau 8.

Γ	peau	graisse	tumeur	muscle	OS
ε'r	46	11	55	48,8	7,3
σ (S/m)	1,01	0,078	1,52	1,08	0,091

Fabl	eau	8
------	-----	---

Sur la figure III-34, nous présentons les distributions théoriques de la densité de puissance puissance normalisée, calculées dans deux plans xOy passant respectivement par le milieu de la tumeur et le milieu de l'os. La place de ces deux milieux dans le volume constitué principalement de muscle est facilement visible sur les deux évolutions présentées. Dans la tumeur, la densité de puissance absorbée est plus importante que dans le muscle du fait d'une conductivité  $\sigma$  plus élevée. Rappelons que la densité de puissance absorbée est directement



*Figure III-35* : Evolution théorique des courbes isopuissances dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente.

- a) pour la structure complète.
- b) pour la structure dans laquelle la tumeur a été enlevée.



*Figure III-36* : Evolution théorique des courbes isopuissances dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente.

- a) la tumeur et l'os ont été enlevés.
- b) pour un milieu homogène composé exclusivement de muscle.

٠

proportionnelle à la valeur de la conductivité du milieu dissipatif considéré. A l'inverse, l'os, de faible conductivité absorbe très peu de puissance.

Nous pouvons constater que les allures sont dans les deux cas symétriques par rapport au milieu de la fente suivant y. En effet le maximum de la puissance déposée est situé au milieu de la fente et non plus au commencement de cette dernière. Ce phénomène déjà visible pour l'applicateur planaire recouvert par une surcouche de permittivité diélectrique (figure III-29) est encore plus apparent pour cette structure. Nous observons un décalage systématique des différentes courbes compte tenu de l'épaisseur relativement importante (5 mm) du bolus. Ainsi la nouvelle courbe correspondant à z = 5 mm se situe au niveau du plan z = 10 mm pour les structures homogènes étudiées précédemment.

L'utilisation d'un bolus d'eau thermostatée permet d'obtenir une distribution de la densité de puissance symétrique centrée par rapport au milieu de la fente. Ceci aura pour conséquence en ce qui concerne la répartition spatiale de la température, l'obtention d'une zone chaude plus homogène centrée par rapport au milieu de l'applicateur. Par contre, dans le cas d'un applicateur posé directement au contact du milieu dissipatif, la zone chaude est de taille réduite, peu profonde et située dès le début de la fente.

Sur la figure III-35-a, nous présentons les courbes isopuissances obtenues dans un plan transverse situé au milieu de la fente lorsque la structure hétérogène est complète. Nous constatons à nouveau que la puissance absorbée dans les milieux à faible conductivité tels que l'os et la graisse est faible. Par contre, la tumeur absorbe beaucoup d'énergie électromagnétique, ce qui suppose que les températures y seront plus élevées que dans les tissus sains. Or ceci constitue un des buts auxquels nous désirons parvenir lors d'une séance d'hyperthermie: obtenir un traitement efficace de la tumeur sans altérer les tissus sains. Mais, nous pouvons aussi constater que la densité de puissance absorbée par la peau est importante. Il existe donc un risque important de brûlures cutanées. Ce problème est évité grâce à la circulation d'eau thermostatée du système de refroidissement qui diminue la température de surface.

Sur les figures III-35-b et III-36 a et b, nous avons successivement enlevé la tumeur, puis la tumeur et l'os et finalement considéré un milieu dissipatif homogène composé exclusivement de muscle. Ces différentes figures permettent de bien visualiser les déformations provoquées par





÷

chaque milieu que subissent les courbes isopuissances. Ce phénomène est particulièrement bien visible grâce à la présence ou à l'absence de l'os.

# III-7 EXTENSION DU MODELE AUX APPLICATEURS DE FORME QUELCONQUE.

Nous venons d'étudier la possibilité de simuler par la méthode des différences finies dans le domaine temporel des milieux dissipatifs hétérogènes. L'applicateur planaire étudié était de forme classique, la ligne microruban et la fente rectangulaires.

Etudions maintenant une autre possibilité offerte par cette méthode. Nous considérons un applicateur protégé par une feuille de mylar ou une surcouche diélectrique, rayonnant dans un milieu homogène, mais nous changeons la géométrie de l'applicateur.

## III-7-1 Applicateur ayant une ligne microruban à transition progressive.

L'applicateur planaire rectangulaire étudié jusqu'à maintenant, présente une brusque variation entre la largeur de la ligne d'alimentation (Wa) et la largeur de la ligne microruban (W). Afin d'obtenir une discontinuité moins importante entre ces largeurs de lignes microrubans, nous augmentons progressivement la largeur Wa pour tendre vers la largeur W de la ligne microruban. Cette transition s'effectue sur une distance égale à la moitié de la longueur L de la fente (figure III-37). Cette grandeur L est maintenant égale à 38 mm. La forme de la fente est inchangée. Elle reste rectangulaire. Les différentes dimensions de l'applicateur planaire sont rappelées dans le tableau suivant.

ε <sub>rl</sub>	$d_1(mm)$	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)		
4,9	1,58	2,4	0,3	variable	35	38	2,8	30		

Tabl	eau	9
------	-----	---

La largeur W est variable car elle évolue entre la valeur minimale 2,8 mm qui est la largeur de la ligne d'alimentation ( $Zc = 50 \Omega$ ) et la valeur finale W = 20 mm. L'applicateur est protégé par une feuille de mylar. Le milieu dissipatif est constitué d'eau salée à 6 grammes par litre.



Figure III-38 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur à ligne microruban à transition progressive.
(ε<sub>r2</sub> = 4,9 et d<sub>2</sub> = 1,58 mm; gel polyacrylamide à T = 23 °C).
a) applicateur planaire protégé par une feuille de mylar (eau salée à 6 g/l).
b) applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique (Courbe ----- applicateur rectangulaire: W = 2 cm, Sl = 3,5 cm, L = 3,8 cm)

L'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique complexe de ce milieu est rappelée par l'équation (1) de ce chapitre.

#### <u>III-7-1-1</u> Détermination de $S_{11}(\omega)$ .

En l'absence de transition progressive entre les deux largeurs de lignes microrubans, l'évolution fréquentielle théorique ou expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur planaire rectangulaire de longueur L = 38 mm est semblable à celle du même applicateur rectangulaire de longueur L égale à 50 mm (représentée figure III-12-a). Mais, du fait de la longueur plus petite du nouvel applicateur rectangulaire, la fréquence d'adaptation augmente et se situe maintenant autour de 915 MHz (et non plus à 750 MHz). La courbe théorique obtenue pour l'applicateur planaire rectangulaire (L = 38 mm) est rappelée sur la figure III-38-a (traits discontinus).

Sur cette même figure, nous présentons une comparaison entre la théorie ((F.D.)<sup>2</sup>T.D.) et l'expérience pour l'évolution de  $S_{11}(\omega)$  de l'applicateur planaire à transition progressive. Nous observons immédiatement que la nouvelle structure ne présente plus un pic d'adaptation comme dans le cas des applicateurs rectangulaires. Si f est inférieur à 1,2 GHz, le coefficient de réflexion décroît avec la fréquence. Ensuite il évolue autour d'une valeur moyenne égale à -20 dB. Les évolutions des résultats théoriques et expérimentaux sont concordantes. Cet applicateur peut être utilisé à la fréquence de chauffage puisque le coefficient de réflexion à 915 MHz est proche de -15 dB. Le cahier des charges fixé est donc respecté ( $S_{11} < -10$  dB). Mais surtout l'avantage de cet applicateur est une meilleure adaptation (S11 plus faible) que l'applicateur planaire de forme rectangulaire (traits discontinus), dans la bande de fréquences du radiomètre centrée sur 3 GHz. Grâce à la transition progressive entre les deux largeurs de lignes microrubans, les réflexions des ondes électromagnétiques sont moins importantes que dans le cas d'une transition abrupte. L'applicateur étudié ressemble maintenant à une charge adaptée, certes de médiocre qualité, mais pour une bande de fréquences allant de 1 GHz à 3 GHz. Cette idée de considérer l'applicateur planaire à transition progressive comme une charge adaptée était déjà évoquée par R. Lédée [13].

Une seule comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux ne peut suffire. A titre indicatif, nous présentons (figure III-38-b) l'évolution fréquentielle de  $S_{11}$  pour le même applicateur à transition progressive. Mais il est maintenant protégé par une surcouche de



**Figure III-39**: Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans de l'eau salée pour l'applicateur à ligne microruban à transition progressive (f = 915 MHz). Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface feuille de mylar - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.

permittivité diélectrique et d'épaisseur identiques à celles du substrat ( $\varepsilon_{r2}$ = 4,9 et d<sub>2</sub>= 1,58 mm). De plus, l'eau salée à 6 grammes par litre est remplacée par du gel polyacrylamide. L'évolution fréquentielle théorique de l'applicateur planaire rectangulaire de longueur L = 38 mm utilisé dans les mêmes conditions est tracée sur la figure III-38-b en traits discontinus. Pour l'applicateur planaire à transition progressive, nous constatons des évolutions fréquentielles similaires à celles présentées sur la figure III-38-a. A nouveau, un accord correct entre la théorie et l'expérience est observé. Toutefois le coefficient de réflexion à 915 MHz devient très proche de la limite maximale fixée (-10 dB). L'emploi de cet applicateur planaire à transition progressive, à la fréquence de chauffage et dans des conditions d'utilisation citées précédemment (présence d'une surcouche diélectrique et milieu dissipatif composé de gel polyacrylamide) peut risquer de poser quelques problèmes.

# III-7-1-2 Détermination de la densité de puissance absorbée aux fréquences de chauffage et radiométrique.

Nous calculons maintenant la densité de puissance déposée par cet applicateur à ligne microruban à transition progressive en utilisant la F.D.T.D..

La première étude que nous effectuons concerne l'applicateur protégé par une feuille de mylar et rayonnant dans l'eau salée à 6 grammes par litre. L'applicateur est excité par un signal sinusoïdal dont la fréquence est égale à 915 MHz. Nous présentons sur la figure III-39 les allures de la densité puissance normalisée dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface feuille de mylar-milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm. Nous ne constatons pas de changement notable entre les allures calculées pour cet applicateur et celles déterminées précédemment pour des applicateurs rectangulaires. La seule différence significative que l'on peut signaler est une décroissance plus rapide de la distribution de la densité de puissance dans le plan z = 0,5 cm quand on s'éloigne du début de la fente.

Bien que ces représentations soient intéressantes, le fait de normaliser la densité de puissance par rapport à la valeur maximale déterminée dans chaque plan peut cacher des disparités importantes entre les diagrammes en champ proche de l'applicateur planaire rectangulaire et celui à transition progressive. Sur la figure III-40, les distributions de la densité de puissance déterminées dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente et dans un plan longitudinal yOz (x = 0 cm) sont tracées pour les deux applicateurs afin de permettre une comparaison plus



Figure III-40 : Distribution théorique de la densité de puissance normalisée
a) déposée dans un plan transverse xOz (situé à y = 4,9 cm)
b) déposée dans un plan longitudinal yOz (situé à x = 0 cm)
pour l'applicateur à ligne microruban à transition progressive (f = 915 MHz, milieu dissipatif: eau salée à 6 g/l).



**Figure III-41 :** Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans du gel polyacrylamide pour l'applicateur à ligne microruban à transition progressive (f = 3 GHz). Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.

aisée. Dans le plan transversal, les allures pour l'applicateur rectangulaire (W constante) et l'applicateur à transition progressive (W variable) sont identiques. Par contre dans le plan longitudinal, l'applicateur planaire rectangulaire permet d'obtenir une répartition de la densité de puissance dans le milieu dissipatif beaucoup plus homogène sous la fente. Pour l'applicateur à ligne microruban à transition progressive, on constate une dissymétrie plus importante par rapport à la direction y. La puissance déposée par cet applicateur planaire est située plus près du début de la fente. Nous risquons donc d'avoir une répartition des températures moins homogène dans la zone traitée. Une des solutions, dejà étudiée précédemment, est l'insertion d'un bolus d'eau thermostatée entre l'applicateur planaire et le milieu dissipatif.

Le coefficient de réflexion à la fréquence radiométrique de 3 GHz est meilleur pour l'applicateur à ligne microruban à transition progressive que pour l'applicateur rectangulaire de même longueur. La figure III-41 illustre la distribution de la densité de puissance obtenue à cette fréquence dans deux plans xOy distants de 0,5 et 1,5 cm de l'interface surcouche diélectrique-milieu dissipatif. L'applicateur planaire est protégé d'une surcouche diélectrique et rayonne dans du gel polyacrylamide. Les allures de la densité de puissance déposée par l'applicateur rectangulaire (L = 38 mm) utilisé dans les même conditions présentent la même particularité que celles obtenues pour l'applicateur fente de longueur L = 50 mm (figures III-31 et III-32). Nous avons alors dans le plan situé à 0,5 cm de l'interface deux maxima proches du début de la fente et répartis symétriquement de part et d'autre du milieu de la fente placé en x = 0 cm. Pour la densité de puisssance calculée dans le même plan en utilisant l'applicateur planaire à transition progressive, nous n'avons plus qu'un seul maximum centré en x = 0. Suivant l'axe y, la puissance déposée est toujours située près du début de l'ouverture pratiquée dans le plan de masse, à faible profondeur dans le milieu dissipatif. En fait ce phénomène est difficile à éviter à cette fréquence. L'énergie électromagnétique se propage dans la ligne microruban d'alimentation puis dans la ligne microruban à plan de masse partiel où elle est très vite atténuée du fait de pertes élevées à cette fréquence pour le milieu dissipatif. La puissance déposée dans le milieu dissipatif reste ainsi confinée au voisinage de la transition progressive.

L'applicateur planaire à transition progressive présente une bonne adaptation à la fréquence de chauffage souhaitée (f = 915 MHz) et une excellente adaptation dans la bande de fréquences radiométriques centrée sur 3 GHz. A cette fréquence, les allures des densités de puissance sont meilleures puisque les maxima sont situés au milieu de l'applicateur (x = 0 cm). L'emplacement de la zone chaude étant aussi situé en x = 0, la mesure de la température radiométrique sera

-



*Figure III-42:* Vue de l'applicateur fente en forme de losange.

plus proche des valeurs maximales de température. Mais pour ce nouvel applicateur protégé par une feuille de mylar, les densités de puissance absorbée à la fréquence de chauffage sont moins intéressants, car moins uniformes. Tentons maintenant de remédier à ce défaut.

# III-7-2 Applicateur ayant une ligne microruban et une fente en forme de losange.

Nous reprenons le principe de l'applicateur planaire ayant une ligne microruban à transition progressive. La dimension W évolue entre la largeur de la ligne d'alimentation Wa (2,8 mm) et une valeur finale W = 0 mm, après avoir augmenté progressivement jusqu'à W = 10 mm, dimension qui est atteinte au milieu de la fente (figure III-42). La fente située juste sous la ligne microruban est un losange qui correspond à un carré de 45 mm de coté auquel nous avons imposé une rotation de 45°.

La ligne microruban et la fente ayant des formes similaires, l'applicateur sera souvent appelé dans la suite de ce travail applicateur "losange". Les dimensions de ce nouvel applicateur planaire sont résumées dans le tableau 10.

ε <sub>rl</sub>	$d_1(mm)$	E <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	2,4	0,3	variable	variable	64	2,8	30
				777 1 1	1.0			

I auteau IV	Τa	ıbl	eau	1	0
-------------	----	-----	-----	---	---

Les largeurs de la ligne microruban W et de la fente sont supposées variables. Le contour de chaque élément est suivi au plus près grâce à la technique du "staircasing". La distance L correspond à la longueur de la diagonale de la fente. Cette distance est aussi égale à la valeur maximale de la largeur de la fente Sl.

## III-7-2-1 Détermination de S<sub>11</sub>(ω).

Sur les figures III -43 a et b, nous présentons une comparaison entre l'évolution fréquentielle théorique (calculée par la (F.D.)<sup>2</sup>T.D.) et expérimentale. Les deux figures correspondent respectivement à l'applicateur "losange" protégé d'une feuille de mylar rayonnant dans de l'eau salée et à l'applicateur "losange" recouvert d'une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et



*Figure III-43 :* Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur "losange".

a) applicateur planaire protégé par une feuille de mylar (eau salée à 6 g/l). b) applicateur planaire protégé par une surcouche diélectrique ( $\epsilon_{r2} = 4.9$  et d<sub>2</sub> = 1,58 mm; gel polyacrylamide à T = 23 °C).



Figure III-44 : Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans de l'eau salée pour l'applicateur "losange" (f = 915 MHz).Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface feuille de mylar - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.




$d_2 = 1,58$  mm) en contact avec du gel polyacrylamide. Nous constatons immédiatement que les allures de S<sub>11</sub>( $\omega$ ) sont similaires à celles obtenues pour l'applicateur à transition progressive. Ainsi l'influence de la géométrie de l'ouverture pratiquée dans le plan de masse a peu d'influence sur l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion des applicateurs planaires étudiés. Il en résulte donc que S<sub>11</sub>( $\omega$ ) est fortement liée à la qualité de la transition entre la largeur de la ligne d'alimentation (Wa) et la largeur de la ligne microruban (W). Si cette transition crée peu de réflexions parasites, l'applicateur planaire est alors adapté sur une large bande de fréquences incluant la fréquence de chauffage (f = 915 MHz) et la bande de fréquences radiométriques centrée sur 3 GHz.

## III-7-2-2 Détermination de la densité de puissance absorbée aux fréquences de chauffage et radiométrique.

La densité de puissance déposée par l'applicateur "losange" protégé par une feuille de mylar et rayonnant dans de l'eau salée à 6 grammes par litre est calculée dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface feuille de mylar-milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm (figure III-44). L'excitation de l'applicateur planaire est un signal sinusoïdal de fréquence 915 MHz. Nous pouvons observer que les allures obtenues dans les deux plans sont beaucoup plus symétriques suivant la direction y pour l'applicateur "losange" que celles obtenues pour l'applicateur planaire à transition progressive. Ce phénomène est confirmé par la figure III-45 où nous représentons la densité de puissance normalisée dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente (y = 6,2 cm) et dans un plan longitudinal yOz (x = 0 cm). Nous voyons par exemple que le maximum de puissance pour z = 0.5 cm est situé à 2 cm du début de la fente. Les décroissances de la densité de puissance absorbée par rapport à ce maximum ne sont pas exactement symétriques suivant la direction y mais tendent à devenir identiques grâce à la forme particulière de l'ouverture pratiquée dans la plan de masse. Pour des distances z supérieures à 0,5 cm, les évolutions longitudinales des allures de la densité de puissance absorbée sont similaires à celles obtenues pour un applicateur rectangulaire protégé par une feuille de mylar de faible épaisseur. Les évolutions transversales de la distribution de la densité de puissance absorbée sont toujours d'allure gaussienne.

La figure III-46 représente les densités de puissance absorbée obtenues à 3 GHz dans deux plans xOy distants de 0,5 et 1,5 cm de l'interface surcouche diélectrique-milieu dissipatif. L'applicateur "losange" est protégé d'une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et d<sub>2</sub> = 1,58 mm) et



Figure III-46 : Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans du gel polyacrylamide pour l'applicateur "losange" (f = 3 GHz). Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm.

rayonne dans du gel polyacrylamide. Les allures déterminées dans ces deux plans sont similaires à celles déterminées en utilisant l'applicateur planaire à transition progressive. Les maxima de la densité de puissance absorbée sont toujours situés dès le commencement de la fente pratiquée dans le plan de masse. Mais, étant donné que la fente en forme de losange est étroite au début, les allures de la densité de puissance absorbée à la fréquence de 3 GHz est simplement plus étroite suivant x.

L'applicateur "losange" possède les qualités de l'applicateur planaire à transition progressive. Mais en plus cet applicateur présente l'atout suivant: la distribution de la densité de puissance absorbée à la fréquence de chauffage 915 MHz est meilleure car plus symétrique, même si l'applicateur planaire n'est recouvert que par une simple feuille de mylar. Ceci était le but que nous nous étions fixés à la fin de l'étude de l'applicateur planaire à transition progressive.

## **III-8 APPLICATEUR ENDOCAVITAIRE.**

Les applicateurs planaires de type fente étudiés précédemment appartiennent aux techniques de chauffage externe. Ils sont placés à l'extérieur du corps humain et permettent le traitement de tumeurs semi-profondes situées quelques centimètres sous la peau. Mais certaines tumeurs ne peuvent être chauffées par des applicateurs planaires externes car elles sont placées dans des zones plus profondes ou inaccessibles (cancer de la prostate, de l'œsophage ...). Il convient alors, à partir du principe des antennes plaquées, de concevoir de nouveaux applicateurs pouvant être insérés dans les cavités naturelles du corps humain, afin que le dépôt de la densité de puissance s'effectue directement dans la zone souhaitée. Les applicateurs endocavitaires ainsi créés doivent être adaptés à l'organe à traiter. Ainsi dans le cas du cancer de la prostate, il sera de forme cylindrique et d'un diamètre inférieur à 2 centimètres.

Les premières études de faisabilité ont été entreprises pour des applicateurs de type "patch" conçus à partir de ruban métallique autocollant placés sur la face extérieure d'un cylindre diélectrique [14,37]. Le plan de masse était réalisé grâce à un cylindre creux en laiton placé contre la face intérieure. Dans le cadre de ce travail, nous avons choisi l'applicateur de type fente à la place de l'applicateur de type "patch". D'autre part, la forme cylindrique de l'élément rayonnant est abandonnée. En effet, la réalisation technologique utilisée précédemment était



Figure III-47: Schémas en coupe de l'applicateur endocavitaire.

trop simple et les performances non reproductibles. Ceci est notamment dû au problème de fixation de la fiche reliant la ligne microruban d'alimentation au générateur micro-onde, sur le cylindre en laiton. Nous étudions donc un simple applicateur planaire rectangulaire de type fente que nous plaçons dans un manchon diélectrique de diamètre extérieur inférieur à 20 millimètres.

#### III-8-1 Structure étudiée.

L'applicateur endocavitaire est réalisé à partir d'un support en laiton cylindrique de diamètre 18 mm. Afin d'y loger un applicateur planaire de type fente, il est nécessaire d'usiner ce cylindre à l'aide de fraises de différents diamètres. La première phase d'usinage, réalisée longitudinalement par rapport à l'axe de ce cylindre, permet d'obtenir un évidement carré de largeur de 8 mm et sur une profondeur de 12 mm. La second phase utilise un fraise d'un diamètre supérieur. L'usinage est effectué maintenant sur une profondeur de 9 mm. La largeur de ce nouvel évidement réalisé est de 13 mm. De ce fait on obtient un méplat, situé approximativement au niveau du centre du cylindre, sur lequel vient se poser l'applicateur planaire de forme classique. Une ligne microruban de largeur Wa alimente une autre ligne microruban rectangulaire de longueur L et de largeur W. Sous cette ligne, nous pratiquons une ouverture dans le plan de masse de forme rectangulaire (longueur L, largeur SI). L'ensemble ainsi réalisé est inséré dans un manchon diélectrique fermé à une de ses extrémités dont les diamètres intérieur et extérieur sont respectivement 18 mm et 19 mm.

Comme nous pouvons le constater sur la figure III-47, une circulation d'eau thermostatée peut être maintenue sur les deux faces de l'applicateur planaire et notamment sur la fente dirigée vers le milieu dissipatif à traiter. L'applicateur endocavitaire possède ainsi son propre système de refroidissement indispensable pour une utilisation en hyperthermie micro-onde. Mais la ligne d'alimentation de type microruban est, elle aussi, recouverte d'eau. Non seulement son impédance caractéristique n'est plus égale à 50  $\Omega$ , mais de plus une grande partie de la puissance micro-onde est dissipée par la ligne microruban d'alimentation rayonnant dans l'eau. Il a donc fallu alimenter la ligne microruban à plan de masse partiel par une structure de type triplaque complètement étanche et d'impédance caractéristique égale à 50  $\Omega$ . Cette structure est réalisée à partir de deux substrats de permittivité diélectrique et d'épaisseur identique ( $\varepsilon_r = 4,9$  et d = 1,58 mm) que nous positionnons ensuite l'un contre l'autre. Une fiche SMA à embase plate permet de relier la ligne d'alimentation au générateur micro-onde.



*Figure III-48 :* Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale du coefficient de réflexion de l'applicateur endocavitaire.

٠

L'eau thermostatée circule aussi des deux cotés de la ligne microruban à plan de masse partiel . Du coté de la fente, la circulation d'eau joue le même rôle qu'un bolus d'eau thermostatée. La distribution de la densité de puissance absorbée est plus uniforme dans la zone traitée (et donc meilleure pour une utilisation de l'applicateur endocavitaire en hyperthermie micro-onde). L'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> de l'applicateur endocavitaire est peu sensible aux formes exactes des différents milieux dissipatifs constituant la zone à chauffer. Du coté de la ligne microruban, la circulation d'eau a une autre utilité. En effet, la fréquence de chauffage souhaitée pour cet applicateur endocavitaire est maintenant de 434 MHz. Pour obtenir l'adaptation à cette nouvelle fréquence de chauffage, dans le cas d'un applicateur fente dont la ligne microruban rayonne dans l'air, la longueur L est plus grande de quelques centimètres par rapport à celle d'un applicateur adapté à 915 MHz. L'eau placée du coté de la ligne microruban aura pour but d'augmenter la permittivité diélectrique effective de la ligne microruban à plan de masse partiel et donc de diminuer, pour une même longueur de fente, la fréquence d'adaptation. Ainsi pour obtenir l'adaptation à 434 MHz, la longueur L reste voisine de 5 cm, dimension tout à fait satisfaisante pour l'applicateur planaire de type fente placé sur le support en laiton de longueur totale 170 mm. Les principales dimensions de l'applicateur endocavitaire sont résumées dans le tableau 11.

ε <sub>rl</sub>	$d_1(mm)$	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	2,2	1	5	10	49	1,2	60

- WOLGWW	Tab	leau	11
----------	-----	------	----

 $\varepsilon_{r2}$  et d<sub>2</sub> représentent respectivement la permittivité diélectrique et l'épaisseur de la paroi du manchon diélectrique qui recouvre le cylindre en laiton et l'applicateur fente. Dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel, l'applicateur planaire de type fente est facilement défini dans le repère cartésien. Par contre les contours du cylindre en laiton et du manchon diélectrique sont remplacés par une fonction en escalier ("staircasing") qui suit le maillage cartésien.

## III-8-2 Détermination de $S_{11}(\omega)$ .

Le milieu dissipatif est homogène et constitué d'eau salée à 6 grammes par litre. Sur la figure III-48, nous présentons un comparaison entre les résultats théoriques ( $(F.D.)^2T.D.$ ) et





**Figure III-49 :** Distribution théorique de la densité de puissance normalisée déposée dans de l'eau salée pour l'applicateur endocavitaire (f = 434 MHz). Calculs effectués dans deux plans xOy distants respectivement de l'interface surcouche diélectrique - milieu dissipatif de 0,5 et 1,5 cm

les relevés expérimentaux. Nous constatons un bon accord entre les deux courbes sauf pour les fréquences proches de 3 GHz. Mais compte tenu des niveaux pour  $S_{11}$  supérieurs à -10 dB dans les deux cas, l'utilisation de l'applicateur endocavitaire en tant que capteur radiométrique semble compromise.

Par contre, nous constatons que l'applicateur endocavitaire peut effectivement être utilisé à la fréquence de chauffage 434 MHz puisque le coefficient de réflexion est inférieur à -10 dB à cette fréquence. Les allures de  $S_{11}(\omega)$  ne correspondent ni à celles d'un applicateur planaire rectangulaire de type fente (un seul pic d'adaptation), ni à celles d'un applicateur planaire à transition progressive de type fente (adaptation large bande). En fait, nous observons plusieurs fréquences d'adaptation possibles pour la courbe théorique. Les niveaux de  $S_{11}$  pour la courbe expérimentale étant généralement supérieurs par rapport aux résultats théoriques, seulement deux fréquences de chauffage sont possibles dont celle qui nous intéresse (434 MHz).

## III-8-3 Détermination de la densité de puissance absorbée.

La figure III-49 représente la distribution de la densité de puissance déposée dans de l'eau salée pour f = 434 MHz. Les évolutions calculées dans deux plans xOy distants de 0,5 et 1,5 cm de l'interface manchon diélectrique-milieu dissipatif (déterminé pour x = 0 cm) ont la forme attendue. Ils sont symétriques par rapport à y et le maximum de puissance se situe au milieu de la fente. La circulation d'eau thermostatée située juste devant la fente remplit donc bien un rôle similaire à celui du bolus.

L'applicateur endocavitaire ainsi conçu est conforme au cahier des charges pour une utilisation en hyperthermie micro-onde, mais ne pourra pas être utilisée en radiométrie micro-onde pour le contrôle automatique de la température, puisque dans la bande de fréquences du radiomètre le coefficient de réflexion de l'applicateur est supérieur à -10 dB. En effet, ceci n'est qu'une première étape de l'étude d'un applicateur endocavitaire et certains principes, tel que la ligne microruban à transition progressive, peuvent être appliqués afin d'obtenir l'évolution fréquentielle de S<sub>11</sub> souhaitée.

### CONCLUSION

Dans ce troisième chapitre, nous avons présenté l'étude théorique des applicateurs planaires de type fente utilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes par la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Nous nous sommes également efforcés de comparer les résultats théoriques obtenus aux relevés expérimentaux. Notre modèle nous permet d'accéder à plusieurs caractéristiques de l'applicateur planaire, à savoir l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}$  et la distribution de la densité de puissance absorbée à la fréquence de chauffage (915 MHz ou 434 MHz pour l'applicateur endocavitaire) ainsi qu'à 3 GHz, fréquence utilisée pour la mesure de la température radiométrique.

Dans un premier temps, ces caractéristiques sont déterminées pour des applicateurs planaires rectangulaires posés directement au contact des milieux dissipatifs. Une comparaison entre les densités de puissance absorbée obtenues par l'A.D.S. et la F.D.T.D. nous permet de montrer que nous avons atteint l'un des objectifs fixés, c'est-à-dire la prise en compte de la présence de la ligne d'alimentation dans les calculs. Nous étudions ensuite l'influence de l'épaisseur de la surcouche diélectrique placée entre le milieu dissipatif et l'applicateur planaire. Une comparaison entre les répartitions de la densité de puissance théorique et expérimentale est effectuée.

Dans un second temps, nous appliquons notre modèle à des structures planaires de forme quelconque, ainsi qu'à des milieux dissipatifs hétérogènes. Une transition progressive entre la largeur de la ligne d'alimentation et celle de la ligne microruban permet d'obtenir une adaptation large bande de l'applicateur. Par contre, une géométrie particulière de la fente permet de jouer sur la répartition de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif. A partir de ces deux considérations qui permettent de modifier l'allure de l'évolution fréquentielle de S<sub>11</sub> et la répartition spatiale de la densité de puissance déposée, nous avons maintenant la possibilité de déterminer les caractéristiques micro-ondes des applicateurs planaires de forme quelconque rayonnant dans un milieu hétérogène.

Nous abordons maintenant la phase finale de notre étude qui consiste à déterminer théoriquement d'une part, la répartition spatiale des températures induites par le chauffage micro-onde et d'autre part, la température radiométrique.

# **CHAPITRE 4**

RESOLUTION TRIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE LA CHALEUR ET CALCUL DE LA TEMPERATURE RADIOMETRIQUE.

#### **INTRODUCTION**

L'énergie fournie aux tissus par les applicateurs en structure plaquée se transforme en chaleur, entraînant une élévation de la température que le clinicien doit connaître précisément pour juger de l'efficacité thérapeutique du traitement. Dans le troisième chapitre, nous avons déterminé la distribution de la densité de puissance à la fréquence de chauffage dans différents milieux et pour différents applicateurs. Mais, comme nous l'avons précisé au début de ce travail, les applicateurs conçus sont utilisés pour le chauffage micro-onde, mais aussi en tant que capteur radiométrique. Nous avons donc aussi déterminé le volume couplé à l'applicateur à la fréquence centrale du radiomètre (3 GHz).

Dans une première partie, nous décrivons la méthode mise en oeuvre pour mesurer les températures à l'intérieur de milieux diélectriques équivalents aux milieux biologiques tel le gel polyacrylamide. La connaissance de la température radiométrique expérimentale nécessite la mesure de la puissance d'origine thermique émise spontanément par la matière. Cette mesure est effectuée au moyen d'un appareil d'une grande sensibilité: le radiomètre dont nous présentons brièvement la dernière évolution proposée par le Groupe d'Hyperthermie de Lille (le radiomètre à double référence interne de température). Les principes généraux d'une séance d'hyperthermie micro-onde localisée avec contrôle automatique par radiométrie micro-onde sont ensuite rappelés.

Dans la deuxième partie, nous présentons la résolution tridimensionnelle de l'équation de la chaleur afin de pouvoir déterminer théoriquement les évolutions de températures existant dans les milieux soumis au chauffage micro-onde. Les différents paramètres thermiques nécessaires pour résoudre cette équation de la chaleur ainsi que la méthode de résolution numérique choisie sont rapidement décrits. Après avoir rappelé les bases physiques de la radiométrie micro-onde, nous présentons l'approche théorique utilisée pour calculer la température radiométrique.

Enfin dans la dernière partie, nous appliquons les méthodes de calcul à diverses structures et notamment, en présence de milieux hétérogènes avec ou sans bolus d'eau thermostatée inséré entre l'applicateur planaire et le milieu à traiter. Des comparaisons entre la théorie et les résultats expérimentaux (cartes thermiques et température radiométrique) sont effectuées pour un milieu homogène équivalent.



Figure IV-1: Schéma synoptique du banc de mesures utilisé pour relever les températures.

## **IV-1 TECHNIQUES DE MESURES DE TEMPERATURES.**

Dans le chapitre précédent, la caractérisation expérimentale des applicateurs planaires a consisté en la mesure de leurs performances micro-ondes, c'est à dire l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion et la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif. Mais pour être complet dans nos relevés expérimentaux, il est nécessaire de procéder maintenant à des mesures expérimentales, d'une part des températures ponctuelles à l'intérieur du milieu dissipatif et, d'autre part, de la température radiométrique représentative globalement de la température existant dans un volume donné.

#### IV-1-1 Banc de mesures utilisé pour les relevés de températures.

Afin de prouver la validité des résultats théoriques obtenus, des relevés de températures ponctuelles dans un milieu homogène équivalent composé de gel polyacrylamide sont effectués à l'aide d'un banc de mesures automatisé mis au point à l'unité I.N.S.E.R.M. U 279 (figure IV-1) [93].

Le milieu fantôme utilisé lors de l'expérimentation est coulé dans une enceinte en plexiglas de dimensions suffisantes afin d'éviter les réflexions parasites sur les parois. Des cathéters de très faible diamètre sont tendus à travers l'enceinte afin de permettre le déplacement de thermocouples à l'intérieur du milieu fantôme, une fois celui-ci solidifié. Une feuille de mylar recouvre l'ensemble car le fantôme se dessèche ou se détériore très vite sous l'action de bactéries, lorsqu'il est en contact avec l'air. L'applicateur planaire est posé contre cette feuille. Il est possible d'insérer entre l'applicateur planaire et cette feuille de mylar une surcouche diélectrique ou un bolus d'eau thermostatée.

Un réseau de huit thermocouples métalliques et rigides, espacés de 1 cm suivant un plan vertical, se déplace à l'intérieur des cathéters placés dans le fantôme, grâce à un bras métallique relié à un moteur pas à pas commandé par un micro-ordinateur de type PC. Lorsque les thermocouples se déplacent dans les cathéters, les acquisitions de températures sont effectuées à intervalles réguliers et sur une distance maximale, ces deux paramètres étant choisis par l'utilisateur. La mesure est effectuée dans un intervalle de temps relativement bref (environ 30 s) afin d'éviter des phénomènes thermiques parasites et notamment un refroidissement de la

zone chauffée. En effet durant le déplacement du peigne de thermocouples, le générateur de puissance micro-onde est arrêté car la présence d'un champ électromagnétique important rend impossible la mesure des températures par les thermocouples, l'électronique de mesure étant perturbée. Une fois les mesures terminées, le réseau de thermocouples revient à sa position initiale située loin de l'applicateur testé afin de ne pas bouleverser le dépôt de puissance existant dans le bloc de gel polyacrylamide.

Le micro-ordinateur pilote le moteur pas à pas, mais gère aussi l'acquisition des données et leur stockage. Les mesures sont effectuées durant toute la séance de chauffage à intervalles de temps régulièrement espacés d'une dizaine de minutes. Le plateau thermique est atteint lorsque les mesures de températures n'évoluent plus en fonction du temps. Généralement pour nos mesures, la phase plateau est atteinte après une demi-heure de chauffage. Lors de la simulation numérique des phénomènes thermiques se produisant dans le milieu dissipatif, la phase plateau correspond à une étude en régime stationnaire de l'équation de la chaleur. L'étude des évolutions des températures en fonction du temps (régime temporel) peut aussi être envisagée [9,11].

## IV-1-2 Mesure de la température radiométrique.

La radiométrie est basée sur la mesure d'une puissance de bruit d'origine thermique. A cette dernière est ensuite associée une température appelée température radiométrique [94]. Dans le cadre de la radiométrie micro-onde sur des milieux biologiques, les puissances émises dans la gamme de fréquences des micro-ondes, par les tissus vivants chauffés, sont mesurées, afin de connaître leur température radiométrique [95,96,97,98]. Cette information est ensuite utilisée pour le contrôle des températures à l'intérieur de la zone chauffée lors de la séance d'hyperthermie micro-onde sur patients.

La mesure de la puissance d'origine thermique qui est effectuée par un radiomètre, est rendue possible par l'utilisation d'une antenne réceptrice. Dans notre cas, celle-ci est l'applicateur planaire. Si l'antenne est parfaitement adaptée au milieu constitué d'un corps noir en équilibre thermodynamique avec l'extérieur et porté à une température uniforme T, la puissance alors recueillie par l'antenne s'exprime par la loi de Nyquist.



Figure IV-2: Schéma synoptique d'un radiomètre à double référence interne de températures.

$$P = \mathbf{k} T \Delta f$$

avec k : constante de Boltzmann (1,38  $10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>)

T: température (K)

 $\Delta f$ : bande passante passante commune au capteur et au radiomètre associé (Hz).

L'équation précédente n'est valable que si le récepteur et le capteur qui lui est associé sont idéaux. Mais en réalité, les mesures sont effectuées par l'intermédiaire d'un applicateur-capteur planaire qui n'est pas parfait et d'un radiomètre constitué entre autres de nombreux systèmes électroniques. Chacune des deux parties de cette chaîne de mesure contribue à apporter des erreurs sur la puissance de bruit captée et donc sur l'information de température délivrée par le radiomètre. Depuis les essais effectués par Dicke [94], de nombreuses améliorations ont été constamment apportées sur les radiomètres, notamment par le Groupe d'Hyperthermie de Lille [99], afin de tendre vers une mesure la plus exacte possible.

Le principe général pour corriger les erreurs est basé sur une calibration préalable plus ou moins complexe du radiomètre. Dans un premier temps, un radiomètre à simple référence utilisant une méthode du zéro a été conçu [18,100]. Mais ce type de radiomètre nécessite avant toute mesure, un étalonnage réalisé à l'aide de bains d'eau thermostatée dont les températures servant de référence sont mesurées par des thermomètres au mercure. Cette calibration nécessite une vingtaine de minutes. Afin de réduire ce temps et éviter l'emploi de bains d'eau thermostatée, un radiomètre à deux références internes de température a été développé [101,102]. Le shéma synoptique de cette dernière génération de radiomètre mise au point par le G.H.L. est présenté sur la figure IV-2. La calibration est effectuée automatiquement par le calculateur dès que les deux références de températures ont atteint leur valeurs respectives TR1 et TR2 (environ 10 mn). Toutefois des évolutions sont encore apportées à ce radiomètre par M. J. P. Sozanski de l'unité I.N.S.E.R.M., afin de quantifier (ou de réduire) les imprécisions de la mesure liées notamment aux puissances de bruit parasite et aux pertes en transmission des divers éléments constituant la chaîne de mesure.

Les mesures expérimentales de la température radiométrique d'une zone chauffée sont effectuées sur du gel polyacrylamide durant les séances de chauffage qui nous servent à relever les températures à l'intérieur du milieu chauffé. Nous pouvons ainsi lier ultérieurement les mesures ponctuelles de températures et la mesure de la température radiométrique.

Mais, le mode de fonctionnement de l'applicateur planaire implique que chauffage et mesure radiométrique ne peuvent être accomplis simultanément. En effet, pour une bande passante du radiomètre égale à 1 GHz, une variation de la puissance de bruit thermique émise par le milieu dissipatif de l'ordre de 10<sup>-15</sup> W, entraîne une variation de la mesure de la température radiométrique de 0,1 °C. Or la puissance de chauffage délivrée par un système d'hyperthermie micro-onde est de l'ordre d'une dizaine de watts (ou plus). Il faut donc que la mesure de la température radiométrique se fasse quand le générateur de puissance micro-onde est coupé, afin d'éviter toute interaction de la puissance micro-onde est éteint, le déplacement du réseau de thermocouples est effectué afin de mesurer les températures à l'intérieur du milieu dissipatif.

Cette méthode alternée chauffage-mesure [103] est aussi utilisée lors des séances d'hyperthermie effectuées en site clinique dont nous décrivons maintenant le déroulement.

## IV-2 L'HYPERTHERMIE MICRO-ONDE CONTROLEE AUTOMATIQUEMENT PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDE.

L'hyperthermie localisée correspond à une élévation de quelques degrés centigrades de la température d'un petit volume du corps humain (comprenant la tumeur à traiter) au dessus de la valeur physiologique normale 37 °C. La température finale de la zone chauffée varie entre 42 °C et 46 °C. Afin que la séance d'hyperthermie micro-onde effectuée en site clinique soit efficace, il faut que le médecin puisse connaître la température à l'intérieur de la tumeur afin d'en déduire le temps d'exposition au rayonnement électromagnétique. La mesure de la température doit donc être fiable. Afin d'éviter d'aggraver le traumatisme psychologique des patients qui ont des tumeurs bénignes ou malignes ou risquer d'augmenter le volume de ces dernières en y introduisant des corps étrangers, il est préférable d'opter pour des mesures de températures que nous qualifions de "douces" pour le patient. La thermométrie par radiométrie micro-onde permet d'éviter l'implantation dans les tissus, de capteurs supplémentaires tels que

les thermocouples. Cette technique de mesure non-invasive remplit donc parfaitement l'objectif fixé [16,17,19,104,105,106].

La radiométrie micro-onde représente un élément important des systèmes d'hyperthermie micro-onde puisque la gestion de la séance est essentiellement liée aux informations fournies par le radiomètre. Ce contrôle automatique est implanté sur des systèmes d'hyperthermie micro-onde informatisés, développés par le Groupe d'Hyperthermie de Lille en collaboration avec la société BRUKER: le système HYLCAR II (HYperthermie Localisée Contrôlée Automatiquement par Radiométrie) [15], le système HIMCAR (Hyperthermie Interstitielle Micro-onde Contrôlée Automatiquement par Radiométrie) [9], le système SHYCADE (Système d'HYperthermie CApacitive à Deux Electrodes) [11] et le système PROSTCARE destiné au traitement de l'adénome de la prostate [10]. Ces systèmes d'hyperthermie micro-onde ayant chacun une spécificité liée à leur utilisation, nous ne présentons que des généralités communes à tous.

## IV-2-1 Description générale des systèmes d'hyperthermie utilisés.

Les systèmes d'hyperthermie micro-onde localisée associent un ou plusieurs générateurs de puissance à la fréquence de chauffage (13,56 MHz, 434 MHz, 915 MHz ou 2450 MHz). De plus, ils possèdent un ou plusieurs radiomètres opérant dans une bande de fréquences allant de 1 GHz à 10 GHz. Des thermocouples peuvent éventuellement être ajoutés afin de donner une information sur les températures de surface. Un bloc réfrigérant, généralement installé dans les appareils, permet de réaliser une circulation d'eau thermostatée dont la température est régulée en fonction des relevés de température expérimentaux.

Le pilotage des systèmes d'hyperthermie micro-onde est totalement informatisé. Un microordinateur de type PC gère l'ensemble du système afin d'obtenir la température thérapeutique souhaitée par le praticien. Mais le logiciel implanté dans l'ordinateur assure également l'enregistrement des fichiers correspondant à chaque séance d'hyperthermie réalisée. Des dossiers médicaux peuvent ainsi être constitués pour chaque patient: état civil, antécédents médicaux, déroulement des séances d'hyperthermie précédentes... Le clinicien effectue ces opérations au début de chaque séance d'hyperthermie, ainsi que le paramétrage du système nécessaire au bon déroulement de la séance.



*Figure IV-3:* Evolution temporelle de la température radiométrique mesurée durant une séance d'hyperthermie micro-onde.

#### IV-2-2 Configuration initiale du système d'hyperthermie micro-onde.

Dans un premier temps, le clinicien choisit la durée de la séance d'hyperthermie. Généralement, celle-ci est d'environ 1 heure. Ensuite, puique l'asservissement de la puissance de chauffage délivrée par le générateur micro-onde utilise la mesure de la température radiométrique, il est nécessaire d'introduire une température radiométrique de consigne. Celleci est fonction de divers paramètres complexes. Les différentes expérimentations effectuées montrent que la température d'asservissement doit être comprise entre 42 °C et 44 °C. Cette température correspond à la température radiométrique désirée par le clinicien durant la phase plateau de la séance d'hyperthermie. Cette phase plateau est atteinte en moins d'une dizaine de minutes après le début de la séance (figure IV-3). La montée en température est réalisée avec une vitesse moyenne comprise entre 0,8 °C et 1,2 °C par minute. Il est possible de choisir au début de la séance une puissance micro-onde faible. Celle-ci augmente alors progressivement durant la phase de montée en fonction des indications données par le radiomètre ou fixées par le clinicien: vitesse de montée en température, température radiométrique de consigne.

Pour la séance d'hyperthermie proprement dite, l'ordinateur mémorise tous ces différents paramètres et consignes fixés par l'opérateur. Les informations concernant l'étalonnage du radiomètre sont aussi stockées afin de permettre un affichage à l'écran en temps réel de la température radiométrique.

#### IV-2-3 Déroulement d'une séance d'hyperthermie contrôlée par radiométrie.

Pour les mêmes raisons que celles que nous évoquons lors des mesures expérimentales sur des milieux dissipatifs équivalents, le micro-ordinateur, coeur du système d'hyperthermie, doit piloter des relais micro-ondes afin d'assurer la méthode alternée chauffage-mesure radiométrique. Pendant la phase de montée, comme durant le plateau thermique, les mesures radiométriques sont réalisées toutes les minutes. Le temps durant lequel s'effectue ces mesures est inférieur à 10 secondes (figure IV-4). Du fait de l'inertie thermique des tissus biologiques, l'arrêt du chauffage micro-onde durant ce bref intervalle de temps (qui de plus est mis à profit pour mesurer les températures de surface grâce aux thermocouples) n'a pas d'influence sur l'évolution thermique au sein de la tumeur. Dès que la température radiométrique atteint la valeur de consigne, la phase plateau commence. Pendant cette période, la puissance de



*Figure IV-4:* Chronogramme représentant le fonctionnement de l'applicateur en mode alterné chauffage-mesure radiométrique.

chauffage est ajustée par l'ordinateur afin que la température radiométrique expérimentale soit égale à la température radiométrique désirée par le clinicien. Pendant toute la séance, l'opérateur a la possibilité de visualiser les évolutions de la puissance micro-onde incidente et réfléchie, ainsi que celles de la température radiométrique, des températures de surface ou de la température de la circulation d'eau thermostatée.

A tout moment l'opérateur peut aussi être prévenu d'une anomalie du fonctionnement du système d'hyperthermie car de nombreuses alarmes ont été installées. La mise en route des dispositifs de sécurité est prise en compte dans le logiciel. Nous pouvons classer ces alarmes en deux catégories. Les alarmes "hard" provoquent l'arrêt du générateur de puissance. L'opérateur doit alors intervenir. C'est notamment le cas si la puissance réfléchie par l'applicateur est devenue trop importante ou si la mesure de la température radiométrique a été fortement perturbée par des signaux électromagnétiques émis par d'autres appareils électriques (par exemple le fonctionnement d'un four micro-onde). Les alarmes "soft" affichent des messages sur l'écran et déclenchent automatiquement la mise en route par le système des dispositifs de sécurité (par exemple le démarrage du système de refroidissement de l'eau circulant dans le bolus). L'opérateur n'a donc pas les yeux constamment fixés sur l'écran cathodique car tous les contrôles sont effectués automatiquement: il peut dialoguer avec le patient.

## IV-2-4 Le logiciel de dosimétrie thermique.

La dose thermique reçue par le patient permet de juger de l'efficacité de la séance d'hyperthermie. Cette notion est similaire à l'expression dose de radiation utilisée en radiothérapie. La détermination de la dose thermique nécessite la connaissance de la température moyenne atteinte dans les tissus ainsi que la durée du plateau thermique. La température moyenne est liée à la distribution de température dans la zone chauffée, distribution qu'il est donc nécessaire de déterminer précisément. Le logiciel conçu permet de réaliser une dosimétrie thermique utilisable en site clinique lors des traitements de tumeurs par hyperthermie micro-onde contrôlée par radiométrie micro-onde. Il permet la représentation à l'écran de la distribution de température qui existe dans les tissus lors du chauffage micro-onde [15,107,108].

Ce logiciel est aussi appelé logiciel de reconstruction thermique car la distribution de température peut être calculée pour n'importe quelle séance d'hyperthermie micro-onde a

posteriori, grâce aux fichiers stockés dans le disque dur de l'ordinateur. En effet, lors du déroulement de la séance d'hyperthermie, le système automatisé relève et mémorise à intervalles de temps réguliers la puissance incidente injectée par le générateur, la puissance réfléchie par l'applicateur, la température radiométrique et les différentes températures de surface relevées par les thermocouples. A ces données, il faut ajouter la connaissance aussi précise que possible, des différents milieux constituant la zone traitée. Ces derniers éléments sont communiqués par le clinicien.

Quand toutes ces informations qui sont des données expérimentales sont acquises, la reconstruction bidimensionnelle de la distribution de température peut être effectuée. Pour l'applicateur planaire, la reconstruction est calculée dans un plan de section droite transversal ou longitudinal par rapport à la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le substrat diélectrique.

Les différentes phases de calcul du logiciel de reconstruction bidimensionnelle de la distribution de température dans la zone traitée sont résumées ci-dessous:

• Détermination de la densité de puissance absorbée à la fréquence de chauffage, avec prise en compte de la géométrie de l'applicateur et des tissus chauffés.

• Détermination du diagramme de contribution à la puissance captée à la fréquence radiométrique pour l'applicateur qui est utilisé en mode capteur, diagramme qui intervient dans le calcul de la température radiométrique.

• Calcul de la carte thermique par la résolution numérique de l'équation de la chaleur à partir du diagramme de la densité de puissance déposée. Les paramètres thermiques sont fixés a priori en fonction de la nature des différents tissus constituant le volume chauffé.

• Calcul de la température radiométrique théorique, à partir de la carte thermique théorique et du diagramme de contribution à la puissance captée.

• Comparaison entre les températures théoriques de surface et la température radiométrique théorique avec les valeurs expérimentales correspondantes relevées et stockées par le système.

• Ajustement des paramètres thermiques de chaque milieu par bouclages successifs, afin d'égaler les diverses températures expérimentales et théoriques et obtenir la carte thermique la plus probable. Grâce à cette méthode, la visualisation des courbes isothermes dans le volume chauffé est possible. Mais l'utilisation de ce logiciel de reconstruction thermique bidimensionnelle ne donne pas exactement la distribution thermique dans tout le volume chauffé, mais uniquement des informations pour un plan transversal ou longitudinal. Les calculs théoriques ne sont effectués qu'à partir de valeurs déterminées dans le plan considéré (2D). Ce choix est imposé par le fait que le clinicien doit pouvoir utiliser ce logiciel durant la séance d'hyperthermie et donc obtenir la carte thermique en un temps relativement court (quelques minutes sur un micro-ordinateur de type PC).

Dans notre travail, nous avons temporairement fait abstraction du coté clinique du problème (détermination de la carte thermique la plus probable durant la séance d'hyperthermie) pour uniquement nous intéresser à la simulation tridimensionnelle (3D) de l'équation de la chaleur et au calcul tridimensionnel de la température radiométrique. Toutes les simulations des applicateurs planaires par la F.D.T.D. étant tridimensionnelles, le diagramme de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif à la fréquence de chauffage et le diagramme de contribution à la puissance captée à la fréquence radiométrique sont déterminés dans tout le volume chauffé. La simulation tridimensionnelle des phénomènes thermiques est donc parfaitement envisageable.

Bien que nous sachions pertinemment que le logiciel réalisé ne sera pas, à l'heure actuelle, exécutable sur un micro-ordinateur classique, la détermination des cartes thermiques et de la température radiométrique pour tout un volume représente l'aboutissement final d'une modélisation tridimensionnelle des applicateurs planaires utilisés en hyperthermie et radiométrie micro-ondes.

## IV-3 CALCUL THEORIQUE DE LA DISTRIBUTION THERMIQUE A PARTIR DE L'EQUATION DE LA CHALEUR.

La répartition thermique qui s'établit dans les milieux biologiques sous l'influence du chauffage micro-onde est bien sûr liée à la quantité de la densité de puissance déposée par l'applicateur planaire. Mais la distribution thermique est aussi le résultat de mécanismes complexes que nous devons synthétiser. En premier lieu, citons la conductivité thermique qui caractérise l'échange de chaleur entre les zones "chaudes" (42 °C < T < 46 °C) et les zones

"froides" (T = 37 °C). Ensuite nous avons un processus de convection thermique induit par la circulation sanguine. A ces deux phénomènes thermiques internes, il faut ajouter un transfert de chaleur entre le milieu biologique chauffé et le milieu environnant (air ou bolus d'eau thermostatée).

Dans la suite de notre travail, nous ne rappelons que les principes généraux de l'équation de la chaleur et sa résolution numérique avec les conditions aux limites appropriées. Cette méthode numérique de simulation des transferts thermiques dans des milieux biologiques exposés au chauffage micro-onde, initiée par M. L. Dubois [15] pour les applicateurs planaires, a ensuite été étendue avec succès à d'autres types d'hyperthermie micro-onde [9,10,11].

#### IV-3-1 L'équation de la chaleur.

D'un point de vue macroscopique, la distribution tridimensionnelle de la température est obtenue à partir de la résolution de l'équation traduisant les différents transferts de chaleur existant dans la zone chauffée. La résolution de cette équation, appelée équation de la chaleur et rappelée ci-dessous, nous permet de déterminer théoriquement l'élévation de température produite par le chauffage micro-onde durant la séance d'hyperthermie.

$$\rho c \frac{\delta T}{\delta t} = \mathbf{k}_{t} \nabla^{2} T + \mathbf{v}_{\mathbf{S}} (T_{\mathbf{a}} - T) + \mathbf{Q}_{\mathbf{m}} + \mathbf{Q}$$

avec	$\rho$ : masse volumique du milieu biologique	kg.m <sup>-3</sup>
	c : chaleur spécifique du milieu biologique	J.kg.°C <sup>-1</sup>
	T : température au point considéré	°C
	t : temps	S
	$\mathbf{k}_t$ : conductivité thermique du milieu biologique	$W.m^{-1}.°C^{-1}$
	$v_s$ : coefficient d'échange de chaleur avec le sang	$W_{\cdot} m^{-3} \cdot {}^{\circ}C^{-1}$
	T <sub>a</sub> : température interne du corps humain	°C
	Q <sub>m</sub> : chaleur générée par le métabolisme	W.m <sup>-3</sup>
	Q : densité de puissance déposée W.m <sup>-3</sup>	

L'hypothèse que nous faisons pour simplifier cette équation de la chaleur consiste à supposer que l'énergie générée par le métabolisme  $Q_m$  est négligeable par rapport à la densité de puissance micro-onde Q absorbée par le milieu biologique [109]. Si seules les variations



**Figure IV-5:** Maillage utilisé pour la résolution de l'équation de la chaleur. Exemple donné pour un plan transverse xOz à l'applicateur planaire

spatiales des paramètres thermiques sont prises en compte, la température en un point défini par ses coordonnées (x, y, z) dans un repère cartésien est donc déterminée par l'équation suivante:

$$\rho(x, y, z) \operatorname{c}(x, y, z) \frac{\delta T(x, y, z)}{\delta t} = \operatorname{k}_{t}(x, y, z) \left( \frac{\delta^{2} T(x, y, z)}{\delta x^{2}} + \frac{\delta^{2} T(x, y, z)}{\delta y^{2}} + \frac{\delta^{2} T(x, y, z)}{\delta z^{2}} \right) + \operatorname{v}_{S}(x, y, z) (T_{a}(x, y, z) - T(x, y, z)) + Q(x, y, z)$$

Afin de valider les résultats théoriques, des milieux équivalents tel le gel polyacrylamide sont utilisés. Mais le problème est notablement simplifié puisque dans ce cas, le volume est homogène:  $\rho$ , c, k<sub>t</sub> et v<sub>s</sub> sont donc constants.

#### IV-3-2 Méthode numérique de résolution de l'équation de la chaleur.

La phase plateau représentant une grande partie de la durée totale d'une séance d'hyperthermie, nous n'étudions que la distribution de température à l'équilibre thermique, c'est à dire quand les températures ne varient plus dans le milieu dissipatif. Les dérivées par rapport au temps sont donc nulles (régime stationnaire).

$$k_{t}(x, y, z)\nabla^{2} T(x, y, z) + v_{s}(x, y, z)(T_{a}(x, y, z) - T(x, y, z)) + Q(x, y, z) = 0$$

Le volume chauffé est discrétisé en un maillage suivant les directions x, y et z exactement identique à celui utilisé dans la F.D.T.D. pour déterminer la distribution de la densité de puissance déposée (soient  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$ ). Le transfert de cette distribution spatiale dans l'équation de la chaleur est donc particulièrement aisé. Chaque noeud du maillage est indexé i, j, k (calcul en ce point de T<sub>i,j,k</sub> grâce à Q<sub>i,j,k</sub>) suivant les trois directions x, y et z (figure IV-5). Tous les paramètres de l'équation de la chaleur sont donc maintenant situés dans l'espace grâce aux variables i, j, k.

Les dérivées partielles sont exprimées par des différences finies centrées. Cette méthode donne une approximation à l'ordre 2. Pour chaque noeud l'expression de la température devient:

$$k_{\mathbf{t}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \left( \frac{T_{\mathbf{i}-\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}} + T_{\mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}}{\Delta x^{2}} + \frac{T_{\mathbf{i},\mathbf{j}-\mathbf{1},\mathbf{k}} + T_{\mathbf{i},\mathbf{j}+\mathbf{1},\mathbf{k}}}{\Delta y^{2}} + \frac{T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}-\mathbf{1}} + T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}}{\Delta z^{2}} \right) + v_{\mathbf{S}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \quad T_{\mathbf{a}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} + Q_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}$$
$$= \left( \frac{2 \,\mathbf{k} \,\mathbf{t}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta x^{2}} + \frac{2 \,\mathbf{k} \,\mathbf{t}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta y^{2}} + \frac{2 \,\mathbf{k} \,\mathbf{t}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta z^{2}} + v_{\mathbf{S}\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \right) T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \tag{1}$$

L'écriture de ces différentes équations aboutit à un système d'équations linéaires que nous résolvons en utilisant des méthodes itératives [15,45]. Dans un premier temps, nous vérifions que chaque élément sur la diagonale de la matrice est en module supérieur ou égal à la somme des modules des autres éléments de la même ligne. La convergence du système vers une solution est alors assurée lors du processus d'itérations et ceci, quelles que soient les températures initiales. Mais la convergence est d'autant plus rapide que le choix des conditions initiales est judicieux ( $T_{i,j,k}$ = 37 °C). La méthode de la relaxation (voisine de la méthode de Gauss-Seidel) que nous utilisons pour résoudre numériquement l'équation de la chaleur est facilement transposable d'un problème à deux dimensions (déjà traité [9,10,15]) à un espace à trois dimensions. En chaque noeud du maillage et à chaque itération numérique du processus de résolution, nous calculons une quantité que nous appelons *RESI*. Soient T<sup>n</sup><sub>i,j,k</sub> la température au noeud (i, j, k) à l'itération *n* et T<sup>n+1</sup><sub>i,j,k</sub> la température au même noeud, mais à l'itération *n*+1. Nous avons alors les relations suivantes:

$$RESI_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} = \left(\frac{2\,\mathbf{k}\,\mathbf{t}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta\,x^{2}} + \frac{2\,\mathbf{k}\,\mathbf{t}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta\,y^{2}} + \frac{2\,\mathbf{k}\,\mathbf{t}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}{\Delta\,z^{2}} + \mathbf{v}_{\mathbf{S}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}\right)T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} + Q_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}$$
$$\mathbf{k}_{\mathbf{t}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \left(\frac{T_{\mathbf{i}-\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}} + T_{\mathbf{i}+\mathbf{1},\mathbf{j},\mathbf{k}}}{\Delta\,x^{2}} + \frac{T_{\mathbf{i},\mathbf{j}-\mathbf{1},\mathbf{k}} + T_{\mathbf{i},\mathbf{j}+\mathbf{1},\mathbf{k}}}{\Delta\,y^{2}} + \frac{T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}-\mathbf{1}} + T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}+\mathbf{1}}}{\Delta\,z^{2}}\right) + \mathbf{v}_{\mathbf{S}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} T_{\mathbf{a}\,\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}$$

et 
$$T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{n+1} = T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{n} + \frac{\lambda RESI_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}}{\left(\frac{2 \,\mathrm{k} \,\mathrm{t} \,\mathrm{i},\mathrm{j},\mathrm{k}}{\Delta \,x^2} + \frac{2 \,\mathrm{k} \,\mathrm{t} \,\mathrm{i},\mathrm{j},\mathrm{k}}{\Delta \,y^2} + \frac{2 \,\mathrm{k} \,\mathrm{t} \,\mathrm{i},\mathrm{j},\mathrm{k}}{\Delta \,z^2} + \mathrm{v}_{\mathrm{S}\,\mathbf{i},\mathrm{j},\mathrm{k}}\right)}$$

 $\lambda$  est un le facteur de surrelaxation qui permet d'accélérer le processus de convergence. La valeur optimale de ce paramètre est déterminée par la relation ci-dessous où  $\omega$  est un paramètre qui est fonction du maillage utilisé.

$$\lambda_{\text{opt}} = \frac{2}{\left(1 - \sqrt{1 - \omega^2}\right)}$$

Le processus itératif est effectué tant que la convergence relative n'est pas vérifiée pour chaque noeud du maillage.



*Figure IV-6:* Conditions aux limites considérées pour la résolution tridimensionnelle de l'équation de la chaleur en régime stationnaire.

$$\frac{\left|T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{n+1} - T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{n}\right|}{\left|T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}}^{n+1}\right|} \le \varepsilon \qquad \text{avec } 10^{-4} < \varepsilon < 10^{-5}$$

A ce stade de l'exposé, il est nécessaire d'insister au près du lecteur sur le fait que les indices n et n+1 ne sont absolument pas représentatifs d'une évolution temporelle de la température, comme dans la cas de la méthode des différences finies dans le domaine temporel où cet indice représente les évolutions temporelles des composantes du champ électromagnétique. Dans le cas de la résolution tridimensionnelle de l'équation de la chaleur, les indices n représentent les itérations successives d'une méthode numérique de calcul.

D'autres méthodes numériques sont envisageables pour réduire le temps de calcul notamment dans les cas de l'utilisation du logiciel en site clinique (méthode de Cholesky ou des directions alternées [9,10,11,15]). Mais comme pour la méthode de la relaxation que nous utilisons, le processus numérique utilisé ne peut donner des résultats corrects sans la définition de conditions aux limites précises.

## IV-3-3 Conditions aux limites.

Dans la méthode des différences finies dans le domaine temporel, le calcul de la densité de puissance absorbée est effectué dans un parallélépipède rectangle qui est un domaine fermé. Sur les six faces de ce volume, nous plaçons des conditions d'absorption afin de simuler l'espace infini. Pour la détermination des transferts thermiques dans le milieu dissipatif chauffé, le problème est identique et il nous faut aussi placer des conditions aux limites sur les faces du volume.

En premier lieu, il faut choisir un volume suffisamment grand afin que la densité de puissance déposée près des frontières du volume soit faible. Ainsi, il ne peut se produire un échauffement important du milieu dissipatif attenant aux plans où sont placées les conditions aux limites. L'influence de conditions initiales, éventuellement mauvaises, est donc sensiblement réduite. Toutefois, ceci n'est possible que pour les faces numérotées 2, 3, 4, 5, 6 (figure IV-6). Car la face 1, correspondant à l'interface entre l'applicateur et le milieu dissipatif, est très proche de l'applicateur planaire. Elle mérite une attention toute particulière.

Sur cette face 1 du domaine de calcul, nous devons écrire une équation différente de l'équation classique (équation (1)), afin de traduire en plus les pertes en chaleur à l'interface. Les pertes en surface sont regroupées en un seul coefficient H appelé coefficient d'échange de chaleur (en W.  $m^{-2}$ .°C<sup>-1</sup>). L'équation traduisant les échanges de chaleur entre l'applicateur planaire et le milieu dissipatif traité s'écrit:

$$k_{t}(x,y,0)\frac{\partial T(x,y,0)}{\partial z} = H(x,y,0)(T(x,y,0) - T_{e})$$
(2)

 $T_{\rm e}$  représente la température du milieu extérieur (air ou bolus d'eau thermostatée) que nous supposons homogène. La dérivée est exprimée numériquement par une différence à droite à l'ordre 2. L'équation numérique qui est calculée à chaque itération du processus numérique utilisé pour résoudre l'équation de la chaleur dans tout le volume (équation (1)), est donc la suivante :

$$T_{i,j,0} = \frac{\frac{2\Delta z H_{i,j}T_{e}}{k_{ti,j,0}} + 4T_{i,j,1} - 2T_{i,j,2}}{3 + \frac{2\Delta z H_{i,j}}{k_{ti,j,0}}}$$

Pour la face 2, supposée suffisament éloignée de l'applicateur planaire, la température n'augmente pas sous l'influence du chauffage micro-onde. La condition aux limites pour cette face est donc une répartition de température uniforme identique à celle existant en l'absence de chauffage micro-onde (T(x, y, Ltz) = 37 °C).

Sur les faces latérales (3, 4, 5, 6) il est nécessaire d'effectuer un calcul initial. En effet pour ces plans éloignés de l'applicateur planaire, il faut que la répartition en température soit toujours identique à celle qui règne en l'absence de chauffage micro-onde. Il apparaît donc simplement un gradient de température dans la peau et la graisse constituant l'enveloppe.du corps humain. Cet équilibre s'établit naturellement entre la chaleur générée par le métabolisme et les pertes en chaleur à travers la peau et la graisse. Cette dernière étant une paroi adiabatique, la température à l'interface graisse-muscle est égale à 37 °C. Ceci est généralement le cas, à moins que la peau ne soit exposée à un flux d'azote liquide ou recouverte de glace et ceci pendant un temps suffisamment long [15]. Pour déterminer les conditions aux limites, nous appliquons la résolution bidimensionnelle de l'équation de la chaleur pour chaque plan (en fait uniquement pour la partie constituée de peau et de graisse), avec la condition à l'interface

appropriée. Une fois ces températures déterminées, elles restent figées pendant toute la durée de la résolution numérique de l'équation de la chaleur dans le volume (équation (1)).

Afin de juger des possibilités des divers systèmes d'hyperthermie micro-onde, des relevés expérimentaux de température sont effectués sur des milieux équivalents (gel polyacrylamide). Les résultats théoriques doivent donc être calculés pour ce type de milieu. Dans le cas du chauffage sur milieu fantôme, les parois latérales et inférieure du bloc de gel sont supposées adiabatiques. De ce fait, les pertes en chaleur ne se font que par la face supérieure du fantôme sur laquelle est posé l'applicateur planaire testé. La condition initiale est une température homogène à l'intérieur du milieu. Cette température est égale à la température ambiante (T = 20 °C). Les conditions aux limites sur les faces 2, 3, 4, 5, 6 sont maintenants identiques car il n'existe plus de gradients initiaux de température. Pour ces 5 plans supposés éloignés de l'applicateur planaire, la répartition de température (égale à la température ambiante) est uniforme et invariante sous l'effet du chauffage micro-onde. Sur la paroi numérotée 1, le traitement est similaire à celui proposé précédemment pour les tissus vivants (équation (2)).

### IV-3-4 Valeurs des paramètres kt, vs et H.

Les paramètres utilisés pour la résolution numérique de l'équation de la chaleur résultent essentiellement de résultats expérimentaux, accessibles dans la littérature scientifique [7,105,109 à 114]. Toutefois ces valeurs sont disparates, notamment pour le paramètre  $v_s$ , pour diverses raisons: complexité des mesures sur tissus vivants, influence de la vascularisation et de la température locale. De plus, pour des tissus biologiques comme la tumeur, la vascularisation sanguine dépend de la position du point considéré dans la tumeur elle-même. Melle F. Duhamel a présenté une synthèse très complète des différentes valeurs [11] pour les paramètres  $k_t$  et  $v_s$ .

#### IV-3-4-1 Conductivité thermique

La conductivité thermique  $k_t$  caractérise les échanges de chaleur entre des volumes à différentes températures. Plus la conductivité thermique est importante, plus la zone chaude est étendue. Mais la température maximale de cette zone diminue. Comme pour la conductivité électrique, la conductivité thermique est très fortement liée à la teneur en eau des différents tissus. Il existe toutefois une exception pour l'os dont la teneur en eau est faible, mais dont la

conductivité thermique est importante. Dans le tableau 1, nous récapitulons les valeurs de la conductivité thermique pour différents milieux (mesures in vivo), valeurs utilisées pour la calcul de la distribution en température dans la structure hétérogène.

	peau	graisse	tumeur	muscle	OS
$k_t (W.m^{-1}.°C^{-1})$	0,42	0,21	0,58	0,65	1,42

Ta	bl	eau	1

La conductivité thermique du gel polyacrylamide est égale à 0,38 W.m<sup>-1</sup>.°C<sup>-1</sup>.

## IV-3-4-2 Vascularisation sanguine

Soumis à une sollicitation extérieure, telle que le chauffage micro-onde, l'organisme humain réagit. L'expérience clinique montre que la vascularisation sanguine augmente en fonction de la température. Les vaisseaux sanguins se dilatent afin de permettre un débit sanguin plus important. Celui-ci emporte les calories supplémentaires et joue ainsi son rôle de thermorégulateur. Dans les problèmes thermiques, il est indispensable de prendre en compte ce phénomène que nous introduisons dans l'équation de la chaleur (équation (1)) sous la forme du paramètre  $v_s$ .

Ce paramètre thermique  $v_s$ , tout comme  $k_t$ , dépend de la nature des différents milieux qui composent le volume chauffé, généralement fortement hétérogène. Mais ces deux paramètres dépendent aussi de la température, notamment pour  $v_s$ . Or la distribution spatiale de la température dans le milieu chauffé représente le résultat final de la simulation de l'équation de la chaleur. En fait, il faudrait partir des valeurs de  $k_t$  et  $v_s$  à T = 37 °C pour chaque milieu et ajuster ensuite, par bouclages successifs du programme, les valeurs de  $k_t$  et  $v_s$  en fonction de la distribution spatiale en température obtenue. Dans le domaine de températures considérées (37 °C à 46 °C), la variation de  $k_t$  peut être négligée. Par contre pour  $v_s$ , il est préférable de choisir ce paramètre en fonction des températures finales supposées dans la zone chaude. Il est possible d'obtenir des écarts importants de température si le paramètre  $v_s$  diffère fortement entre deux simulations numériques de l'équation de la chaleur [9] pour une même structure. Les valeurs du paramètre  $v_s$  utilisées pour la détermination de la température à l'intérieur d'un milieu hétérogène sont présentées dans le tableau 2.

	peau	graisse	tumeur	muscle	OS	
$v_{s} (W.m^{-3}.°C^{-1})$	20000	100	6000	10000	500	
Tableau 2						

Pour le milieu fantôme constitué de gel polyacrylamide, nous définissons aussi un coefficient vs mais dont la signification est différente puisqu'il n'existe pas de circulation sanguine. Contrairement au muscle, le milieu fantôme ne réagit pas à une sollicitation extérieure. Nous pouvons donc supposer que le terme v<sub>s</sub> est nul dans l'équation (1). Or lors de la simulation numérique de l'équation de la chaleur sur milieu fantôme, nous définissons un paramètre similaire (appelé aussi v<sub>s</sub>). Celui-ci permet de prendre en compte les transferts thermiques qui se produisent entre le milieu chauffé et l'air qui circule dans les cathéters traversant le bloc de gel [105]. Pour le gel polyacrylamide, nous prenons  $v_s = 1500 \text{ W.m}^{-3} \circ \text{C}^{-1}$ .

#### IV-3-4-3 Détermination du coefficient d'échange de chaleur avec l'extérieur appelé H

Il n'existe pas, à notre connaissance, de méthode de calcul fiable permettant de déterminer l'évolution du paramètre H à l'interface séparant le milieu chauffé et l'environnement extérieur pour un applicateur planaire de forme quelconque. La mesure expérimentale est donc le seul moyen d'accéder aux valeurs de ce paramètre. Cette détermination expérimentale est ensuite introduite dans le calcul théorique de la distribution spatiale de température.

M. Ben-Naoum a proposé une méthode [93] qui a ensuite été appliquée pour les applicateurs planaires [15] et les antennes filaires [10]. Il faut simplement repartir de l'équation (2), représentant les pertes en chaleur à l'interface. Mais maintenant les températures constituent les données et H le paramètre à déterminer.

$$\mathbf{H}(x, y, 0) = \frac{1}{(T(x, y, 0) - T_{\mathbf{e}})} \mathbf{k}_{\mathbf{t}}(x, y, 0) \frac{\partial T(x, y, 0)}{\partial z}$$

Grâce à la reconstruction des profils thermiques à l'intérieur d'un milieu dissipatif à partir de nombreuses mesures ponctuelles à l'interface et juste en dessous de celle-ci, il est possible de calculer numériquement la dérivée suivant z afin d'en déduire les valeurs de H puisque tous le paramètres de l'équation sont connus.


**Figure IV-7 :** Evolution du coefficient d'échange de chaleur H(x, y) exprimé en W. m<sup>-2</sup>.°C<sup>-1</sup> à l'interface milieu chauffé-surcouche diélectrique pour un applicateur planaire rectangulaire.

Sur la figure IV-7, nous présentons un exemple d'évolution pour le paramètre H(x, y) pour un applicateur planaire rectangulaire (W = 2 cm, Sl = 3,5 cm et L = 5 cm) protégé par une surcouche diélectrique ( $\varepsilon_{r2} = 4,9$  et  $d_2 = 1,58$  mm). Comme pour les études précédentes [10,15], l'évolution obtenue est semblable à celle du diagramme de la densité de puissance déposée dans un plan proche de l'ouverture rayonnante. Le coefficient d'échange de chaleur est maximum là où la puissance absorbée par le milieu est maximale. En présence d'un bolus d'eau thermostatée, l'évolution de H(x, y) est plus symétrique par rapport au milieu de la fente (y = 5,5 cm). Les valeurs alors obtenues sont, en général, trois fois plus grandes que lorsque le système de refroidissement est absent.

# **IV-4 RAPPELS GENERAUX SUR LA RADIOMETRIE MICRO-ONDE.**

#### IV-4-1 Base physique de la radiométrie micro-onde.

Dès que leur température est supérieure à 0 K, les tissus biologiques émettent spontanément un rayonnement électromagnétique d'origine thermique. Ce rayonnement couvre un domaine spectral s'étendant des micro-ondes aux infrarouges.

La loi de Planck définit la brillance spectrale d'un corps noir (corps parfaitement absorbant et non réfléchissant) par la formule:

$$B(f) = \frac{2 h f^{3}}{c^{2}} \frac{1}{\exp\left(\frac{h f}{k T}\right) - 1}$$

avec k : constante de Boltzmann:  $1.38 \ 10^{-23} \ J.K^{-1}$ 

h : constante de Planck:  $6.62 \ 10^{-34} \ J.S^{-1}$ 

c : vitesse de la lumière :  $3 \ 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ 

B(f) : brillance spectrale en W.m<sup>-2</sup>.Hz.Sr<sup>2</sup> pour une bande passante de 1 Hz

Pour des températures supérieures à 10 K et dans le domaine des micro-ondes, la loi de Rayleigh-Jeans donne une bonne approximation de la loi de Planck. Dans ce cas, la brillance B(f) est directement proportionnelle à la température T. La relation précédente devient alors:

$$B(f) = \frac{2\pi f^2 k T}{c^2} \approx AT$$

L'information que nous désirons obtenir, est la puissance électromagnétique d'origine thermique émise par le milieu chauffé dans la gamme de fréquences des micro-ondes. Cette information est obtenue en intégrant B(f) dans la bande de fréquences choisie. Si l'applicateur planaire utilisé en tant que capteur radiométrique, est parfaitement adapté au milieu constitué d'un corps noir ayant une température uniforme T et en équilibre thermodynamique avec le milieu extérieur, la puissance recueillie P est calculée à partir de la loi de Nyquist, déjà citée précédemment:

$$P = \mathbf{k} T \Delta f$$

avec k : constante de Boltzmann (1,38  $10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>)

T: température (K)

 $\Delta f$ : bande passante passante commune au capteur et au radiomètre associé (Hz).

#### IV-4-2 Calcul de la puissance d'origine thermique captée.

Un volume élémentaire  $\Delta v$  porté à une température supérieure au zéro absolu, se comporte comme une source omnidirectionnelle d'un rayonnement électromagnétique d'origine thermique, dans une large bande de fréquences. La puissance provenant de ce volume élémentaire et qui est captée par l'antenne réceptrice est fonction de la température T, de la bande passante du radiomètre, mais aussi du diagramme en réception de l'applicateur planaire considéré.

En effet, l'applicateur planaire qui reçoit cette puissance n'est pas idéal. La puissance captée est égale à la puissance émise par le volume  $\Delta v$ , pondérée par un coefficient C(x, y, z). Ce coefficient signifie que les puissances en provenance de deux volumes élémentaires différents ne contribuent pas de la même façon à la puissance totale mesurée par le radiomètre. Du fait de la présence de matériaux à fortes pertes dans la structure, l'onde électromagnétique qui se propage est atténuée. Ainsi la puissance captée en provenance d'un volume élémentaire proche de l'ouverture rayonnante, est prépondérante sur la puissance émise par un autre volume situé à quelques centimètres de l'applicateur. La puissance captée d'origine thermique est donc fonction de la position du volume élémentaire et des milieux environnants.

C(x, y, z) correspond au diagramme en réception de l'applicateur planaire couplé au milieu dissipatif, diagramme qui contribue donc à la mesure de la puissance de bruit nécessaire pour déterminer la température radiométrique du volume chauffé. Du fait du principe de réciprocité des antennes, le diagramme de la puissance déposée par l'applicateur planaire à la fréquence centrale du radiomètre est égal au diagramme en réception de la puissance électromagnétique d'origine thermique émise par les milieux chauffés.

$$dP(x, y, z) = C(x, y, z) \ \mathbf{k} \ T(x, y, z) \ \Delta f$$

avec

$$C(x,y,z) = \frac{1}{2}\sigma(x,y,z)\left|\vec{E}(x,y,z)\right|^2$$

La puissance de bruit thermique totale recueillie par l'applicateur planaire est alors la somme des puissances captées provenant de tous les volumes élémentaires constituant le domaine de calcul [11,115].

$$P = \iiint_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}} dP(x,y,z) \, dx \, dy \, dz = \iiint_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}} C(x,y,z) \, \mathbf{k} \, T(x,y,z) \, \Delta f \, dx \, dy \, dz$$

Etant donné que les maillages cartésiens pour calculer le dépôt de puissance dans le milieu dissipatif et les distributions de température dans le même volume sont identiques, l'équation précédente peut être traduite par une somme numérique très facilement calculable.

$$P = \frac{1}{2} \Delta f \, \Delta x \, \Delta y \, \Delta z \, \mathbf{k} \sum_{\mathbf{i}} \sum_{\mathbf{j}} \sum_{\mathbf{k}} \left( \sigma_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \middle| \vec{E}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \middle|^2 T_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \right)$$

#### IV-4-3 Calcul de la température radiométrique.

A la puissance de bruit thermique captée, il faut maintenant associer une température équivalente appelée température radiométrique. Pour deux températures homogènes et constantes dans le volume chauffé  $T_1$  et  $T_2$ , nous calculons les puissances respectives  $P_1$  et  $P_2$ captées par l'applicateur planaire. Cet étalonnage numérique nous permet de déterminer la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite décrivant les variations de la puissance captée P en fonction de la température T. Cette démarche est comparable à celle effectuée lors de l'étalonnage du radiomètre pour la mesure expérimentale de la température radiométrique.

# IV-5 VALIDATION DU MODELE SUR MILIEUX HETEROGENES. COMPARAISONS THEORIE - EXPERIENCE.

Pour cette étude nous reprenons l'applicateur planaire rectangulaire protégé par une surcouche diélectrique rayonnant dans un milieu fantôme constitué de gel polyacrylamide. Ses caractéristiques micro-ondes (évolution fréquentielle du coefficient de réflexion, distribution spatiale de la densité de puissance déposée aux fréquences de chauffage et radiométrique) ont été montrées dans le paragraphe III-5-5. Ses dimensions sont rappelées dans le tableau 3.

8 <sub>rl</sub>	$d_1$ (mm)	ε <sub>r2</sub>	$d_2(mm)$	W (mm)	Sl (mm)	L(mm)	Wa (mm)	La (mm)
4,9	1,58	4,9	1,58	20	35	50	2,8	30

Tableau 3

## IV-5-1 Puissance injectée et puissance dissipée.

Les différents paramètres ( $k_t$ ,  $v_s$  et H) nécessaires pour déterminer la distribution thermique à l'intérieur du gel polyacrylamide sont connus. Mais il nous faut maintenant relier les puissances théorique et expérimentale injectées à l'entrée de l'applicateur planaire afin de pouvoir comparer les relevés de températures théoriques et expérimentaux.

La puissance expérimentale injectée à l'entrée de l'applicateur, c'est à dire après la fiche SMA, est liée à la puissance fournie par le générateur micro-onde et à la valeur du coefficient de réflexion à la fréquence de chauffage. Ainsi, pour  $S_{11} = -10$  dB, la puissance fournie par le générateur doit être de 5,5 W si on désire à l'entrée de l'applicateur une puissance égale à 5 W. Cette valeur est ajustée à l'aide d'un mesureur de puissance.

La puissance théorique injectée à l'entrée de l'applicateur planaire lors de la détermination des dépôts de puissance par la F.D.T.D. doit aussi être égale à 5 W. Si Re correspond à la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'applicateur à la fréquence de chauffage, nous pouvons écrire:



*Figure IV-8* : Distribution théorique tridimensionnelle de la temperature sur gel polyacrylamide. ( $P_{inj} = 5 \text{ W}$ ) et f = 915 MHz.

$$\mathbf{P} = \frac{1 \, \mathbf{V_m^2}}{2 \, \mathrm{Re^2}} \qquad \text{avec } \mathbf{V}(t) = \mathbf{V_m} \, \sin(\omega t)$$

V(t) représente l'évolution temporelle de la tension sinusoïdale appliquée à l'entrée de l'applicateur planaire entre la ligne microruban d'alimentation et le plan de masse. L'évolution temporelle de la composante du champ électromagnétique  $E_z$  (supposée uniforme entre la ligne microruban et le plan de masse) correspondant à cette excitation sinusoidale est calculée par la relation:

$$\vec{E}(t) = -gr\vec{a}d(V(t)) \rightarrow E_{\mathbf{z}}(t) = \frac{\partial V_{\mathbf{m}}}{\partial z}\sin(\omega t)$$

Le terme Q<sub>i,j,k</sub> (exprimé en Watt.m<sup>-3</sup>) représentant la densité de puissance déposée en un noeud du maillage au point d'indices i, j, k est directement proportionnel à la valeur de la puissance injectée à l'entrée de l'applicateur planaire. La puissance totale dissipée dans le milieu dissipatif est facilement calculable par une intégration dans le domaine de calcul des différentes densités de puissance en chaque point considéré. Nous avons l'expression suivante:

$$P_{\text{tot}} = \Delta x \, \Delta y \, \Delta z \sum_{\mathbf{i}} \sum_{\mathbf{j}} \sum_{\mathbf{k}} Q_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \quad \text{avec } Q_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} = \frac{1}{2} \sigma_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \left| \vec{E}_{\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k}} \right|^2$$

Il est alors possible de vérifier par la méthode des différences finies dans le domaine temporel que la puissance totale dissipée dans le milieu dissipatif ne peut être supérieure à la puissance injectée à l'entrée de l'applicateur. Pour l'applicateur planaire décrit précédemment et alimenté par une puissance micro-onde égale à 5 W, nous obtenons une puissance théorique totale dissipée dans le volume couplé est égale à 4,56 W. Un peu moins de 10% de l'énergie injectée à l'entrée de l'applicateur n'est pas transmise au milieu dissipatif, notamment à cause des pertes par rayonnement dans l'air.

#### IV-5-2 Cartes thermiques.

Les apports d'une modélisation tridimensionnelle de la distribution thermique dans un milieu dissipatif exposé à un rayonnement électromagnétique sont très facilement imaginables grâce à la figure IV-8. Celle-ci représente le volume global dans lequel nous avons effectué quelques coupes afin de permettre la visualisation de la répartition interne de la température.



Figure IV-9: Représentation des différents plans considérés.





*Figure IV-10-a* : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé au début de la fente, soit y = 3,0 cm ( $P_{inj} = 5$  W).

# Carte théorique



*Figure IV-10-b* : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé en y = 4,25 cm ( $P_{inj} = 5$  W).

#### Carte théorique



*Figure IV-10-c* : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente, soit y = 5,5 cm ( $P_{inj} = 5$  W).



*Figure IV-10-d* : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé soit y = 6,75 cm ( $P_{inj} = 5$  W).



# Carte théorique

Figure IV-10-e : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé à la fin de la fente, soit y = 8,0 cm ( $P_{inj} = 5$  W).

## Carte théorique



Figure IV-11 : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan longitudinal yOz situé au milieu de la fente, soit x = 0,0 cm ( $P_{inj} = 5$  W).





Figure IV-12 : Comparaison entre les courbes isothermes théoriques et expérimentales dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente, soit y = 5,5 cm.  $(P_{inj} = 2,5 \text{ W}).$ 

Afin de permettre une meilleure comparaison entre les cartes thermiques théorique et expérimentale, celle-ci est effectuée dans cinq plans transverses xOz et dans un plan longitudinal. Les plans transverses sont distants de 1,25 cm à partir du début de l'ouverture dans le plan de masse, qui correspond à y = 3 cm (figure IV-9). Les résultats obtenus pour ces cinq plans sont présentés respectivement sur les figure IV-10 a, b, c, d et e. La figure IV-11 montre la carte thermique dans un plan longitudinal situé au milieu de la fente en x = 0 cm. La puissance injectée est de 5 W. L'échelle de températures choisie est la même pour les six plans afin de permettre une comparaison aisée entre les cartes thermiques.

Pour la carte thermique théorique, les températures sont représentées pour chaque point du maillage. Pour la carte thermique expérimentale, les températures sont déterminées aux mêmes points en utilisant un logiciel d'interpolation 2D. Il est en effet nécessaire d'effectuer cette opération pour obtenir les courbes isothermes expérimentales car les mesures ponctuelles sont trop espacées. Les résultats expérimentaux correspondent aux mesures effectuées après 45 minutes de chauffage ( régime stationnaire ).

Nous constatons un bon accord entre les isothermes tracées sur les cartes thermiques et expérimentales. La zone la plus chaude (T > 46 °C) est centrée en y = 5 cm et en z = 0,5 cm (plan longitudinal). Suivant la profondeur z l'évolution de la température est correcte. Mais dans les plans transverses xOz, nous observons sur les courbes expérimentales qu'il existe un phénomène de diffusion thermique parasite vers les parois du bloc de gel polyacrylamide, notamment près de l'interface milieu chauffé-surcouche diélectrique. Les écarts de température entre les valeurs maximale et minimale sont concordants dans chaque plan. Toutefois, nous pouvons constater un décalage entre valeurs théorique et expérimentale aussi bien pour le maximum que pour le minimum : la valeur théorique maximale théorique est supérieure à la valeur expérimentale, tandis que l'écart est en sens inverse pour les valeurs minimales. Mais ces écarts restent tout à fait convenables puisqu'ils sont voisins de 5%.

Afin de visualiser l'influence de la puissance injectée dans l'applicateur et tester notre modèle, nous avons considéré un autre cas pour lequel cette puissance est maintenant égale à 2,5 W. Sur la figure IV-12, nous présentons les cartes thermiques théorique et expérimentale déterminées dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente (y = 5,5 cm). A nouveau nous constatons un bon accord entre les courbes isothermes.





- a) pour la structure hétérogène complète.
- b) pour la sructure dans laquelle la tumeur a été enlevée.

## IV-5-3 Température radiométrique.

Pendant les mesures ponctuelles des températures à l'intérieur du fantôme, nous relevons l'évolution temporelle de la température radiométrique. En régime stationnaire, cette température reste quasiment constante. Sur le tableau ci-dessous, nous comparons le calcul théorique et la mesure pour l'applicateur planaire alimenté par deux puissances différentes. Rappelons que le calcul théorique nécessite la connaissance de la distribution spatiale de la densité de puissance abosrbée à la fréquence radiométrique par le milieu fantôme (3 GHz).

	température théorique	température expérimentale
P = 5 W	37,1 °C	38,8 °C
P = 2,5 W	28,8 °C	29,9 °C

Les écarts entre la mesure et le calcul théorique de la température radiométrique sont dans les deux cas tout à fait satisfaisants.

# **IV-6 APPLICATION AUX MILIEUX HETEROGENES.**

Nous reprenons la structure proposée dans le paragraphe III-6-1. Rappelons qu'il s'agit d'une structure complexe composée de plusieurs couches planes (bolus, peau, graisse et muscle) avec os et tumeur schématisés de forme parallélépipédique. Les dimensions de l'applicateur sont celles du Tableau 7 du chapitre III.

Nous présentons les cartes thermiques calculées dans un plan transverse xOz situé au milieu de la fente sur la figure IV-13-a (structure complète) et la figure IV-13-b (la tumeur est enlevée). Les valeurs de k<sub>t</sub> et v<sub>s</sub> sont définies dans les tableaux 1 et 2 de ce chapitre. Du fait de l'utilisation d'un bolus d'eau thermostatée qui absorbe une partie de l'énergie micro-onde fournie par le générateur, nous sommes obligés d'augmenter la puissance injectée à l'entrée de l'applicateur pour obtenir une efficacité thérapeutique optimale : celle-ci est maintenant égale à 10 W. La puissance théorique totale dissipée dans le milieu dissipatif est alors égale à 6,93 W.

Les résultats obtenus (figure IV-13-a) montrent que la zone chaude est exactement située au niveau de la tumeur. Les tissus sains situés autour de cette dernière ne sont soumis à des

températures supérieures à 45 °C. Ceci est logique puisque la densité de puissance absorbée est importante dans la tumeur (figure III-35-a). Toutefois, si nous comparons la carte thermique avec la représentation bidimensionnelle de la densité de puissance déposée dans le même plan, les allures des courbes isothermes sont différentes de celles des isopuissances. Alors que les courbes d'isopuissances suivent le contour des différents milieux, il est très difficile de déterminer la place des différents tissus biologiques constituant le milieu hétérogène à partir de la carte thermique. En fait, l'équation de la chaleur nivelle les allures de la densité de puissance. Du fait de la conductivité thermique des milieux, les zones pour lesquelles la densité de puissance absorbée est faible sont quand même chauffées : c'est le cas de la graisse et de l'os.

En l'absence de tumeur, l'élévation de la température est moins importante (figure IV-13-b).

#### **CONCLUSION**

L'objectif de ce quatrième chapitre était de déterminer la répartition de la distribution de température résultant d'un chauffage micro-onde. Nous avons adapté le logiciel 2D existant afin de pouvoir obtenir une représentation tridimensionnelle. La résolution de l'équation de la chaleur à deux dimensions est actuellement utilisée en site clinique pour déterminer en temps réel la carte thermique la plus probable durant la séance d'hyperthermie micro-onde contrôlée automatiquement par radiométrie micro-onde.

Mais, notre modélisation 3D ne permet plus cette détermination en temps réel, car elle n'est plus excécutable sur un ordinateur de type PC. Par contre, elle permet de prendre en compte la forme exacte des milieux traités (structures hétérogènes). La géométrie exacte de l'applicateur planaire est implicitement prise en compte dans la distribution spatiale de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif.

L'introduction de la puissance micro-onde injectée à l'entrée de l'applicateur planaire dans le calcul théorique a permis d'effectuer de nombreuses comparaisons entre les résultas théoriques et expérimentaux tant au niveau de la reconstruction des profils thermiques à l'intérieur du milieu fantôme qu'au niveau de la valeur de la température radiométrique. Ces comparaisons ont montré une bonne concordance, validant ainsi notre modélisation. Elles confirment également l'intérêt de la radiométrie comme moyen de contrôle non-invasif de la température.

L'étude de la structure hétérogène présente une première approche des cas cliniques qu'il convient de compléter. D'une part, il subsite de nombreuses indéterminations quant aux valeurs exactes de  $k_t$ ,  $v_s$  et du coefficient d'échange H avec l'extérieur. D'autre part, la séparation entre les différents volumes constituant une partie du corps humain n'est pas aussi stricte que celle proposée.

Mais, notre modèle reste un excellent moyen de quantifier l'influence de l'épaisseur et de la température du bolus d'eau thermostatée, sur la valeur de la température radiométrique.

# **CONCLUSION GENERALE**

# Conclusion Générale

Depuis une dizaine d'années, le Groupe d'Hyperthermie de Lille a développé des systèmes d'hyperthermie micro-onde pilotés par radiométrie micro-onde en assurant le transfert technologique vers la société BRUKER. Dans le cadre de ces recherches, l'objet du travail qui m'a été proposé portait sur la modélisation tridimensionnelle (électromagnétique et thermique) des applicateurs en structure plaquée de type fente. Les objectifs fixés étaient les suivants : d'une part, la présence de la ligne d'alimentation devait être prise en compte dans la similution, ainsi que les différentes formes de la ligne microruban et de la fente. D'autre part, la possibilité de simuler un milieu biologique hétérogène de forme quelconque devait être envisagée.

Jusqu'à présent, la modélisation de la structure composée de l'applicateur planaire et du milieu dissipatif à traiter était réalisée à partir d'une méthode semi-analytique: l'Approche dans le Domaine Spectral. Celle-ci donnait des résultats théoriques corrects malgré les hypothèses simplificatrices retenues. Mais, compte tenu de l'objectif fixé, il nous a semblé préférable d'opter pour une autre solution purement numérique: la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (F.D.T.D.). Afin de prendre en compte les variations avec la fréquence de la permittivité complexe des milieux biologiques, nous avons été amenés à introduire la dépendance fréquentielle de ces milieux dans la modélisation ((F.D.)<sup>2</sup>T.D.), afin d'étendre la simulation à la détermination des caractéristiques fréquentielles.

Nous avons ainsi pu obtenir l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion  $S_{11}$  de l'applicateur au contact d'un milieu dissipatif (utilisation de la  $(F.D.)^2T.D.$ ), mais aussi la distribution spatiale de la densité de puissance absorbée à la fréquence de chauffage et dans la bande de fréquences radiométriques (utilisation de la F.D.T.D.). Les comparaisons théorie-expérience menées à partir de mesures effectuées sur des milieux équivalents à forte teneur en eau ( solution saline à 6 g/l ou gel polyacrylamide) ont montré un bon accord. Mais surtout, l'utilisation de ce nouveau logiciel a permis de mettre en évidence les perturbations apportées par la ligne d'alimentation sur la répartition spatiale de la densité de puissance déposée dans le milieu dissipatif: apparition d'une dissymétrie longitudinale dans la répartition de le densité de puissance avec déplacement du maximum vers la discontinuité ligne d'alimentation-ligne

microruban dans le cas des applicateurs rectangulaires. De plus, la possibilité de traiter facilement avec notre modèle une transition progressive entre ces deux éléments, a permis de vérifier la possibilité d'étudier des applicateurs aux formes particulières. Dans ce cas, l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion ne présente plus un pic à la fréquence de chauffage, mais une adaptation large bande meilleure pour un usage de l'applicateur en tant que capteur radiométrique. La modification de la forme de la fente a mis en évidence la possibilité de déplacer le maximum de la densité de puissance absorbée vers le milieu de l'ouverture. Ce phénomène est également observé lors de l'utilisation d'un bolus d'eau thermostatée placé entre l'applicateur et le milieu à traiter. Nous avons ainsi vérifié théoriquement ce que l'expérience nous avait enseigné: l'applicateur qui présente les meilleures performances électromagnétiques est celui qui possède une transition progressive entre la ligne d'alimentation et le ruban et qui rayonne dans le milieu dissipatif à travers une fente de forme non rectangulaire (éventuellement circulaire).

La reconstruction tridimensionnelle des profils thermiques obtenue à partir de la résolution de l'équation de la chaleur a permis de valider la détermination des densités de puissance obtenues à partir du modèle théorique. A nouveau des comparaisons avec les mesures expérimentales sur des milieux équivalents ont montré les atouts du logiciel conçu. De plus, le calcul de la température radiométrique et le bon accord avec les résultats expérimentaux a confirmé l'intérêt de la radiométrie comme moyen de contrôle non-invasif de la température.

L'objectif visé a été atteint. Mais, ce logiciel n'est pas exploitable, à l'heure actuelle, sur un micro-ordinateur classique. Afin de diminuer le temps de calcul qui est actuellement de plusieurs jours pour l'ensemble de la simulation, il faudrait passer sur des ordinateurs massivement parallèles. Ces "supers" ordinateurs de type "SIMD" ("Single Instruction, Multiple Data") sont particulièrement bien adaptés au traitement matriciel récursif, ce qui est le cas de la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel. Cela nous permettra de modéliser des structures plus complexes (par exemple le multiapplicateur en service sur le système HYLCAR) avec un maillage satisfaisant et une réduction notable du temps de calcul.

#### ANNEXE 1:

### CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DES MILIEUX DISSIPATIFS

Perméabilité magnétique  $\mu$  et permittivité diélectrique  $\varepsilon$  sont des paramètres essentiels dans la résolution des équations de Maxwell. Ainsi une détermination rigoureuse de la fréquence d'adaptation ou des dépôts de puissance n'est possible que grâce à une connaissance précise des caractéristiques des matériaux. Les milieux à pertes que nous étudions, sont caractérisés d'un point de vue électromagnétique par une perméabilité magnétique égale à  $\mu_0$  $(4\pi 10^{-7} \text{ H/m})$  et une permittivité complexe différente  $\varepsilon^*$  telle que

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 (\varepsilon'_r - j \varepsilon''_r)$$
 où  $\varepsilon_0 = 1 / (36\pi 10^9)$  en F/m

avec  $\varepsilon'_r$ : permittivité relative du milieu et  $\varepsilon''_r$ : facteur de pertes du milieu.

On peut aussi définir pour chaque milieu l'angle de pertes  $\delta$  et la conductivité  $\sigma$  donnés par les expressions suivantes: tang ( $\delta$ ) =  $\epsilon$ "<sub>r</sub>/ $\epsilon$ '<sub>r</sub> et  $\sigma$  =  $2\pi f \epsilon_0 \epsilon$ "<sub>r</sub> en S/m.

#### 1 Les milieux vivants.

Les milieux vivants que nous rencontrons en l'hyperthermie micro-onde sont essentiellement de cinq sortes : on distingue la peau, la graisse, le muscle, la tumeur et l'os. Les caractéristiques diélectriques de ces milieux évoluent principalement en fonction de deux paramètres: la température et la fréquence du rayonnement électromagnétique. Les évolutions de température lors d'une séance d'hyperthermie (température initiale: 37°C, température finale: 46°C) étant peu importantes, les variations de  $\varepsilon'_r$  et de  $\varepsilon''_r$  avec la température sont généralement négligées dans les modélisations (l'erreur est de l'ordre de quelques pour-cent).

Des études ont été effectuées concernant les évolutions fréquentielles des caractéristiques diélectriques des milieux tels que le muscle. Toutefois ces études donnent des résultats assez différents. Ceci peut s'expliquer par la complexité de mise en oeuvre des méthodes de mesures diélectriques sur les tissus vivants. Il faut aussi noter que ces milieux peuvent voir leurs caractéristiques diélectriques fluctuer en fonction de leur vascularisation, mais surtout en fonction de leur concentration en eau dont la valeur moyenne est 80%.



Figure A1-1: Evolutions fréquentielles de la partie réelle  $\varepsilon'_r$  et de la partie imaginaire  $\varepsilon''_r$  de la permittivité diélectrique relative du muscle pour T= 37°C.

J. L. Schepps et K. R. Foster [116,117] ont caractérisé l'évolution de la permittivité diélectrique du muscle à la température de 37 °C, dans une bande de fréquences allant de 10 MHz jusqu'à 17 GHz par une équation, qui est la synthèse de leurs nombreuses mesures (la fréquence f est exprimée en GHz):

$$\varepsilon'_{\mathbf{r}}(f) = \frac{1,71}{f^{1,13}} + \frac{\varepsilon_{\mathbf{s}}^{\mathbf{m}} - 4}{1 + (f/25)^{2}} + 4 \qquad \sigma(f) = 1,35f^{0,13}\sigma_{0,1} + \frac{0.0222(\varepsilon_{\mathbf{s}}^{\mathbf{m}} - 4)f^{2}}{1 + (f/25)^{2}} \quad (\mathrm{ms/cm}) \quad (1)$$

Les constantes  $\varepsilon_s^m$  et  $\sigma_{0,1}$  sont définies pour chaque milieu. Par exemple, pour le muscle nous avons  $\varepsilon_s^m = 47,0$  et  $\sigma_{0,1} = 7,5$  ms/cm.

Toutefois, pour suivre correctement l'évolution de la permittivité complexe des tissus à fortes pertes, il est aussi possible d'exprimer  $\varepsilon^*(\omega)$  par une somme de fonctions rationnelles à termes complexes. Cette méthode est introduite par W. D. Hurt [118] qui propose l'équation (2) pour traduire l'évolution fréquentielle de la permittivité complexe du muscle à la température de  $37^{\circ}$ C. Il estime que celle-ci est une approximation raisonnable de différentes mesures effectuées pour une bande de fréquences allant de 10 Hz à 100 GHz.

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\star}(f) = \boldsymbol{\varepsilon}_{0} \left[ 4,3 + \frac{800000}{1 + j(f/69)} + \frac{81900}{1 + j(f/43*10^{3})} + \frac{11900}{1 + j(f/0,67*10^{6})} + \frac{32}{1 + j(f/230*10^{6})} + \frac{45,8}{1 + j(f/20*10^{9})} \right] (f \text{ en GHz})$$
(2)

Sur la figure A1-1, nous rappelons les évolutions de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité complexe  $\varepsilon^*$  obtenues pour le muscle à partir des deux équations (1) et (2), pour des fréquences allant de 100 MHz à 10 GHz. Les valeurs sont résumées dans le tableau ci-dessous pour les fréquences de chauffage (434 et 915 MHz) et radiométrique (3 GHz).

	434 MHz	915 MHz	3 GHz
$\epsilon_{r}^{2}$ eq. (1)	51,4	48,8	46,9
$\epsilon_r^{\prime}$ eq. (2)	57,1	51,9	49,3
$\epsilon_{r}^{"} eq. (1)$	38,3	21,3	12,1
ε" <sub>r</sub> eq. (2)	40,8	22,3	13,0

1	a	bl	eau	
---	---	----	-----	--



**Figure A1-2:** Evolutions fréquentielles expérimentales de la partie réelle  $\varepsilon'_r$  et de la partie imaginaire  $\varepsilon''_r$  de la permittivité diélectrique relative de l'eau salée à 6 gr/l et de l'eau du robinet (T= 22°C).

#### 2 Caractérisations expérimentales des milieux équivalents.

Les milieux équivalents (ou fantômes) sont des milieux pour lesquels les phénomènes électromagnétiques sont similaires à ceux obtenus à l'intérieur des tissus vivants. Ils servent à effectuer des mesures expérimentales qui permettent de valider les résultats théoriques [119]. On peut classer ces milieux équivalents en 2 catégories. La première est constituée des milieux équivalents liquides qui nous permettent de mesurer les dépôts de puissance car le déplacement d'un détecteur de puissance dans les 3 directions est envisageable. Généralement, nous utilisons de l'eau, dont la salinité est fixée à 6 grammes par litre, afin d'obtenir des caractéristiques physiques comparables à celles du muscle. La deuxième catégorie est constituée des milieux équivalents solides qui nous offrent la possibilité de mesurer la répartition spatiale de la température. On utilise essentiellement 2 milieux: le gel polyacrylamide et le gel Agar-Agar. Les mesures du coefficient de réflexion S<sub>11</sub> se font aussi bien avec de l'eau salée que du gel.

Grâce aux techniques mises en œuvre par M. le Professeur Chapoton et son équipe de l'I.E.M.N., il est possible de mesurer les évolutions fréquentielles des caractéristiques diélectriques des milieux fantômes. Toutefois, le laboratoire a récemment acquis une sonde pour mesurer la permittivité complexe des milieux [120]. Cette sonde (HP 85070B) est d'un emploi simple. En effet, après une calibration effectuée à partir de trois éléments de référence qui sont l'air, le court-circuit et l'eau déionisée, il suffit alors de poser la sonde au contact du milieu dissipatif dont on désire mesurer  $\varepsilon^*$ . Mais cette technique de mesures présente de nombreuses limitations. Ainsi la gamme d'utilisation de la sonde se situe pour des fréquences allant de 200 MHz à 20 GHz. De ce fait, des mesures en basse fréquence ne sont pas possibles. D'autre part, pour des permittivités faibles, il est nécessaire de disposer d'un échantillon du matériau à caractériser présentant une épaisseur relativement importante (environ 2 cm). Enfin, la sonde ne peut être utilisée pour des matériaux de "haute" permittivité ( $\varepsilon'_r > 5$ ) et présentant de "faibles" pertes (tang( $\delta$ ) < 0,05). Dans un premier temps, la sonde n'a donc été utilisée que pour valider les caractéristiques diélectriques expérimentales précédemment mesurées par la Centrale de Caractérisation de l'Institut.

Sur la figure A1-2, nous présentons les relevés expérimentaux des parties réelle  $\varepsilon'_r$  et imaginaire  $\varepsilon''_r$  de la permittivité complexe, obtenus pour l'eau salée à 6 grammes par litre, à une température ambiante de 22°C. Les relevés expérimentaux du dépôt de puissance étant



*Figure A1-3:* Evolutions fréquentielles expérimentales de la partie réelle  $\varepsilon'_r$  et de la partie imaginaire  $\varepsilon''_r$  de la permittivité diélectrique relative du gel polyacrilamide pour 2 températures: T= 23°C et T= 40°C.

effectué à faible puissance, l'eau contenue dans la cuve (dont le volume est d'environ 30 litres) ne s'échauffe pas. Ainsi pour notre étude, nous n'avons pas mesuré l'évolution fréquentielle de  $\varepsilon^*$  pour différentes températures. A titre indicatif, nous donnons sur la même figure les mesures de  $\varepsilon^*$  obtenues pour l'eau du robinet à la température ambiante.

La capacité calorifique de l'eau étant trop petite, ce milieu ne peut servir à déterminer la répartition de température. Pour y parvenir, nous préférons utiliser des gels: le gel polyacrylamide [121,122] et le gel Agar-Agar [10]. Ces matériaux s'échauffant au cours des manipulations, il est nécessaire de mesurer la permittivité complexe pour différentes températures. N'ayant utilisé que du gel polyacrylamide, nous présentons sur la figure A1-3, l'évolution de la permittivité de ce milieu pour 2 températures qui sont 23°C et 40°C.

# <u>3 Formulations analytiques des évolutions fréquentielles de la permittivité</u> <u>diélectrique complexe des milieux équivalents.</u>

Pour calculer le dépôt de puissance aux fréquences de chauffage, l'applicateur fonctionnant en régime forcé est supposé alimenté par un générateur délivrant une tension sinusoïdale de pulsation  $\omega$ . De ce fait, les variables  $\varepsilon'_r$  et  $\sigma$  sont déterminées à la fréquence correspondante, à partir des courbes précédemment présentées. Mais, pour une détermination précise de ces paramètres à une fréquence quelconque, il est nécessaire de mettre les évolutions fréquentielles des permittivités diélectriques sous forme d'équations analytiques, ayant la fréquence pour paramètre d'entrée.

P. Debye, puis H. Fröhlich [77], ont montré que l'effet de la fréquence sur la permittivité complexe des milieux peut être exprimée de la manière suivante:

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j \omega t_{0}} \right] \quad (3)$$
  
et  $\varepsilon'_{r}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^{2} t_{0}^{2}}$  et  $\varepsilon''_{r}(\omega) = \frac{(\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty})\omega t_{0}}{1 + \omega^{2} t_{0}^{2}}$ 

avec  $\varepsilon_{\infty}$ : permittivité relative à "l'infini" du milieu

ε<sub>s</sub>: permittivité relative "statique" du milieu

 $t_0$ : temps de relaxation du milieu.



*Figure A1-4:* Comparaison entre l'évolution fréquentielle expérimentale et l'expression analytique correspondante (équation (6): modèle B.F., équation (7): modèle H.F.) pour la permittivité diélectrique relative de l'eau salée à 6 gr/l.

L'équation (3) est valable pour les matériaux composés de dipôles élémentaires qui ont 2 orientations possibles à l'équilibre, c'est à dire lorsque aucun champ électrique n'illumine le matériau. Quand un champ électromagnétique est appliqué, les dipôles acquièrent une énergie suffisante leur permettant un mouvement de va-et-vient d'une position d'équilibre à l'autre, d'où un frottement des dipôles entre eux et donc un échauffement général du matériau.

Soient E le champ électrique et D l'excitation du champ électrique. Nous avons dans le domaine fréquentiel la relation suivante, où  $\chi(\omega)$  représente l'évolution fréquentielle de la susceptibilité électrique des matériaux.

$$D(\omega) = \varepsilon^{*}(\omega) E(\omega) = \varepsilon_{0}\varepsilon_{\infty}E(\omega) + \varepsilon_{0}\chi(\omega)E(\omega) \qquad \text{avec} \quad \chi(\omega) = \frac{\varepsilon_{s} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{0}}$$

Les équations précédentes deviennent dans le domaine temporel:

$$D(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} E(t) + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(\tau) E(t-\tau) d\tau$$
$$\chi(t) = \left(\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{t_0}\right) \exp\left(\frac{-t}{t_0}\right) U(t) \quad U(t) \text{ fonction \'echelon} \quad (4)$$

Les signaux E(t) et  $\chi(t)$ , sont des signaux nuls pour t négatif. Ils ne sont donc définis que pour l'intervalle de temps allant de 0 à + $\infty$ . On aboutit alors à l'équation de relaxation de Debye:

$$D(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} E(t) + \varepsilon_0 \int_0^t \chi(\tau) E(t-\tau) \, \mathrm{d}\tau \qquad (5)$$

A partir des mesures expérimentales, nous écrivons  $\varepsilon^*(\omega)$  sous la forme analytique définie dans l'équation (3). Ainsi, pour de l'eau salée à 6 grammes par litre, nous trouvons 2 "solutions possibles", dans la bande 0,2 à 10 GHz:

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 79 + \frac{4000 - 79}{1 + j \omega 3,183 \, 10^{-8}} \right]$$
(6)  
$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ 4 + \frac{80 - 4}{1 + j \omega 1,1368 \, 10^{-11}} \right]$$
(7)

Sur la figure A1-4, nous présentons les mesures expérimentales et l'évolution théorique obtenue à partir des équations (6) et (7). Nous voyons que chacune de ces équations n'est valable que pour une certaine partie de la gamme de fréquences considérée. L'équation (6) est



*Figure A1-5:* Comparaison entre l'évolution fréquentielle expérimentale et l'expression analytique correspondante (équation (8)) pour la permittivité diélectrique relative de l'eau salée à 6 gr/l.

plus particulièrement représentative de l'évolution expérimentale de  $\varepsilon^*(\omega)$  en "basses" fréquences (f < 1 GHz). A l'inverse l'équation (7) est valable essentiellement en "hautes" fréquences (f > 5 GHz). Il semble difficile de traduire les évolutions fréquentielles expérimentales de  $\varepsilon'_r$  et de  $\varepsilon''_r$  par une équation de ce type et de façon correcte sur toute la bande de fréquences étudiée. Ainsi l'équation (3) n'est pas suffisante pour les milieux équivalents aux milieux biologiques sur une large bande de fréquences. Afin de mieux traduire les évolutions fréquentielles mesurées de la permittivité complexe des milieux équivalents, il est préférable d'écrire  $\varepsilon^*(\omega)$  sous la forme d'une somme des équations (6) et (7) afin d'obtenir une bonne concordance entre les relevés expérimentaux et les formules analytiques. On obtient alors une expression de la forme suivante:

$$\varepsilon^{*}(\omega) = \varepsilon_{0} \left[ \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{s1} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{01}} + \frac{\varepsilon_{s2} - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega t_{02}} \right] \quad (8)$$

Les valeurs de  $\varepsilon_{\infty}$ ,  $\varepsilon_{s1}$ ,  $\varepsilon_{s2}$ ,  $t_{01}$ , et  $t_{02}$  sont déterminées pour l'eau salée, mais aussi pour chaque milieu équivalent, à partir des relevés expérimentaux et sont résumées dans le tableau 2.

milieu	8∞	ε <sub>s1</sub>	E <sub>s2</sub>	<i>t</i> <sub>01</sub> (s)	<i>t</i> <sub>02</sub> (s)
eau salée à 6gr/l	12	4000	79	3,183 10-8	1,136810 <sup>-11</sup>
eau du robinet	12	400	80	3,183 10 <sup>-8</sup>	1,0976 10 <sup>-11</sup>
gel polyacrylamide ( T=23°C )	23	4000	63	2,652 10-8	2,273 10 <sup>-11</sup>
gel polyacrylamide (T=40°C)	17	3000	60	2,652 10-8	1,384 10 <sup>-11</sup>
Tableau 2					

Il faut remarquer que l'équation (8) est similaire à l'équation (2) si on désire représenter la permittivité diélectrique du muscle sur une bande de fréquences plus petite que celle définie par W. D. Hurt. O. P. Gandhi [81] a proposé les paramètres suivants pour les fréquences allant de 20 MHz à 20 GHz:  $\varepsilon_{\infty} = 19$ ,  $\varepsilon_{s1} = 10019$ ,  $\varepsilon_{s2} = 61$ ,  $t_{01} = 1,1304 \ 10^{-7}$  s, et  $t_{02} = 1,1937 \ 10^{-11}$  s.

Sur la figure A1-5 nous présentons l'évolution expérimentale de la permittivité complexe de l'eau salée à 6 grammes par litre et celle obtenue à partir de l'équation (8). On peut ainsi aisément constater une bonne concordance entre les 2 courbes, et ceci sur une large bande de fréquences.

# ANNEXE 2: APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL BIDIMENSIONNELLE

#### <u>Remarques</u>

- 1) Pour l'étude par l'A.D.S. des applicateurs planaires utilisés en l'hyperthermie micro-onde et radiométrie micro-onde, nous pouvons effectuer les hypothèses suivantes. Les pertes volumiques dues à la présence des matériaux dissipatifs sont importantes, ce qui nous autorise à négliger les pertes métalliques. De plus, les épaisseurs de métallisation sont supposées infiniment minces. La présence de la ligne d'alimentation n'est pas prise en compte, mais intervient toutefois dans le choix des fonctions de base.
- 2) Afin de respecter la cohérence avec les études précédentes sur l'Approche dans le Domaine Spectral, le repère cartésien employé est différent de celui utilisé dans nos modélisations basées sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

ADS		FDTD		
ox	$\leftrightarrow$	ox		
оÿ	$\leftrightarrow$	oż		
ož	$\leftrightarrow$	$-o\vec{y}$		

#### 1 Enoncé du problème.

Les applicateurs sont assimilés à des cavités résonantes fonctionnant en régime libre. Les figures A2-1 et A2-2 représentent les structures étudiées correspondant respectivement à l'applicateur microruban et à l'applicateur fente.

La détermination de l'ensemble des champs électromagnétiques dans la structure nécessite la résolution de l'équation d'Helmoltz, qui s'écrit pour un milieu i linéaire, homogène, isotrope et en absence de sources:

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri}^{\star}\right\} \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} = 0$$
(1)

avec  $\varepsilon_0$ ,  $\mu_0$ : permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du vide  $\varepsilon^*_{ri}$ : permittivité diélectrique relative complexe du milieu i




La présence à certaines interfaces de conducteurs métalliques entraîne des coupures pour les conditions de continuité des composantes du champ électromagnétique sur ces plans. Or l'écriture de ces conditions aux différentes interfaces, est indispensable pour résoudre l'équation d'Helmoltz.

Pour remédier à ce problème, on travaille dans un espace image  $(\alpha_m, y, \beta_n)$  obtenu par transformée de Fourier de l'espace réel (x, y, z). Les différentes composantes du champ électromagnétique, symbolisées dans l'équation suivante par la fonction complexe F, sont déterminées dans le domaine spectral grâce à une double transformée de Fourier.

$$\widetilde{F}(\alpha_{\mathbf{m}}, y, \beta_{\mathbf{n}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, z) \exp(j(\alpha_{\mathbf{m}}x + \beta_{\mathbf{n}}z)) \, dx \, dz$$

En appliquant les propriétés de la transformée de Fourier au calcul des dérivées, l'équation (1) devient, par exemple, pour les composantes longitudinales du champ électromagnétique dans un milieu i:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_i^2\right) \left\{ \frac{\widetilde{E}_{zi}}{\widetilde{H}_{zi}} \right\} = 0 \quad \text{avec } \gamma_i^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri}^* \tag{2}$$

Le problème consiste à déterminer la pulsation complexe  $\omega_c$  (ou la fréquence  $f_c = \omega_c/2\pi$ ) qui puisse satisfaire cette équation. Nous rappelons que dans l'A.D.S. unidimensionnelle, la pulsation est un des paramètres d'entrée.

#### 2 Formulation des champs électromagnétiques.

Pour les deux structures étudiées, des murs électriques placés perpendiculairement aux directions Ox et Oz, respectivement en  $x = \pm Ltx/2$  et en  $z = \pm Ltz/2$  permettent d'écrire les champs électromagnétiques dans chaque couche, non pas sous la forme d'intégrales continues, mais plutôt en séries de Fourier suivant les deux directions. Chaque terme de la série est indexé suivant les nombres entiers m et n, correspondant aux deux directions:

$$E_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \widetilde{E}_{zia}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \sin(\alpha_{m}x) \cos(\beta_{n}z) + \widetilde{E}_{zib}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \sin(\alpha_{m}x) \sin(\beta_{n}z) + \widetilde{E}_{zic}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \cos(\alpha_{m}x) \sin(\beta_{n}z) + \widetilde{E}_{zid}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \cos(\alpha_{m}x) \cos(\beta_{n}z) \right)$$
(3)



*Figure A2-2:* Structure utilisée pour étudier par l'A.D.S. unidimensionnelle: le résonateur rectangulaire microruban.

$$H_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \widetilde{H}_{zia}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \sin(\alpha_{m}x) \cos(\beta_{n}z) + \widetilde{H}_{zib}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \sin(\alpha_{m}x) \sin(\beta_{n}z) + \widetilde{H}_{zic}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \cos(\alpha_{m}x) \sin(\beta_{n}z) + \widetilde{H}_{zid}(\alpha_{m}, y, \beta_{n}) \cos(\alpha_{m}x) \cos(\beta_{n}z) \right)$$
(4)

Des conditions de symétrie permettent de simplifier ces équations. Pour la ligne microruban rayonnante, nous avons gardé les symétries proposées par T. Itoh [33]. La densité de courant  $J_x$  est donc de type impair suivant les deux variables x et z. A l'inverse,  $J_z$  est pair par rapport à x et z. Le choix des parités sur les densités de courant impose bien évidemment les symétries sur les composantes du champ électromagnétique. En particulier  $H_z$ , qui est lié à  $J_x$ , est impair suivant les variables x et z et  $E_z$  est pair suivant ces deux mêmes variables.

Pour la ligne microruban à plan de masse partiel, la parité par rapport à la variable x est fixée par la ligne microruban d'alimentation qui impose une évolution de type pair par rapport à xpour la composante du champ électrique  $E_z$ . Afin d'assurer la continuité, nous gardons la même parité suivant x dans la ligne microruban à plan de masse partiel. La symétrie suivant la variable z est plus difficile à définir, car elle résulte de comparaisons théorie-expérience. La symétrie choisie est paire par rapport à z pour la composante  $E_z$ . Ces symétries paires suivant x et z pour  $E_z$  impliquent celles de  $H_z$ , qui sont alors impaires.

Les symétries, identiques pour les deux structures, permettent de simplifier les équations (3) et (4). On obtient alors les formules suivantes.

$$E_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \widetilde{E}_{zi}(\alpha_m, y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$
(5)  
$$H_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \widetilde{H}_{zi}(\alpha_m, y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$
(6)

 $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  représentent les coefficients de Fourier des champs  $E_z$  et  $H_z$ .

Afin de respecter la nullité des composantes sur les murs électriques placés respectivement en  $\pm$  Ltx/2 et  $\pm$  Ltz/2, on impose:

$$\alpha_{\mathbf{m}} = \frac{2\pi}{\mathrm{Ltx}} (\mathrm{m} - \mathrm{l}/2) \quad \mathrm{et} \quad \beta_{\mathbf{n}} = \frac{2\pi \mathrm{n}}{\mathrm{Ltz}}$$

Il nous faut maintenant détailler, pour chaque couche de la structure étudiée, les équations (5) et (6) et plus particulièrement les termes  $\widetilde{E}_{zi}(\alpha_m, y, \beta_n)$  et  $\widetilde{H}_{zi}(\alpha_m, y, \beta_n)$ 

*région 0*: cette région semi-infinie n'est définie que pour la structure fente, puisqu'elle représente la couche d'air située derrière la ligne microruban.

$$E_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} M(m, n) \exp(-\gamma_{m0} (y + d_1)) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$
$$H_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} N(m, n) \exp(-\gamma_{m0} (y + d_1)) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$
avec  $\gamma_{m0} = \sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^{*2} \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r0}^*}$ 

région 1: cette région correspond pour les deux structures étudiées au substrat diélectrique.

$$E_{z1}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} (O(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{sh}(\gamma_{\mathbf{m}1}y) + P(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{ch}(\gamma_{\mathbf{m}1}y)) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$

$$H_{z1}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} (Q(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{sh}(\gamma_{\mathbf{m}1}y) + R(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{ch}(\gamma_{\mathbf{m}1}y)) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$
avec  $\gamma_{\mathbf{m}1} = \sqrt{\alpha_{\mathbf{m}}^2 + \beta_{\mathbf{n}}^2 - \omega^{*2} \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{n}1}^*}$ 

région 2: cette région correspond pour les deux structures étudiées à la surcouche diélectrique.

$$E_{z2}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} (S(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{sh}(\gamma_{\mathbf{m}2}y) + T(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{ch}(\gamma_{\mathbf{m}2}y)) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$

$$H_{z2}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} (U(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{sh}(\gamma_{\mathbf{m}2}y) + V(\mathbf{m}, \mathbf{n}) \operatorname{ch}(\gamma_{\mathbf{m}2}y)) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$
avec  $\gamma_{\mathbf{m}2} = \sqrt{\alpha_{\mathbf{m}}^2 + \beta_{\mathbf{n}}^2 - \omega^{*2} \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{\mathbf{n}2}^*}$ 

*région 3*: cette région semi-infinie correspond au milieu dissipatif. Pour les deux structures, l'origine n'est pas placée au même endroit (sur le "patch" pour la structure microruban et sur la fente pour la structure fente).

$$E_{z3}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} W(m, n) \exp(-\gamma_{m3}(y \pm d_2)) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$
  

$$H_{z3}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} X(m, n) \exp(-\gamma_{m3}(y \pm d_2)) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$
  
avec  $\gamma_{m3} = \sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^{*2} \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{r3}^*}$   
 $y - d_2$  structure microruban  
 $y + d_2$  structure fente

A partir des équations permettant de calculer les composantes longitudinales du champ électrique dans chaque couche, il est possible de déterminer les composantes transverses  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$  et  $H_y$  par les relations suivantes:

$$E_{\mathbf{x}\mathbf{i}}(x, y, z) = \frac{1}{\mathbf{k}_{\mathbf{i}}^{2}} \left( j\omega^{*}\mu_{\mathbf{0}} \left( \frac{-\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_{\mathbf{z}}}{\partial x} \right) \right)$$

$$E_{\mathbf{y}\mathbf{i}}(x, y, z) = \frac{1}{\mathbf{k}_{\mathbf{i}}^{2}} \left( j\omega^{*}\mu_{\mathbf{0}} \left( \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_{\mathbf{z}}}{\partial y} \right) \right)$$

$$H_{\mathbf{x}\mathbf{i}}(x, y, z) = \frac{1}{\mathbf{k}_{\mathbf{i}}^{2}} \left( j\omega^{*}\varepsilon_{\mathbf{0}}\varepsilon_{\mathbf{r}\mathbf{i}}^{*} \left( \frac{\partial E_{\mathbf{z}}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial x} \right) \right)$$

$$H_{\mathbf{y}\mathbf{i}}(x, y, z) = \frac{1}{\mathbf{k}_{\mathbf{i}}^{2}} \left( j\omega^{*}\varepsilon_{\mathbf{0}}\varepsilon_{\mathbf{r}\mathbf{i}}^{*} \left( \frac{-\partial E_{\mathbf{z}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_{\mathbf{z}}}{\partial y} \right) \right)$$
avec  $\mathbf{k}_{\mathbf{i}}^{2} = -\beta^{2} + \omega^{*2}\mu_{\mathbf{0}}\varepsilon_{\mathbf{0}}\varepsilon_{\mathbf{r}\mathbf{i}}^{*}$ 

Nous connaissons l'ensemble des champs dans la structure étudiée. Nous pouvons maintenant envisager l'écriture des conditions de continuité aux différentes interfaces afin de pouvoir déterminer les valeurs des termes complexes M(m,n), N(m,n), O(m,n) etc ...

#### 3 Ecriture des conditions de continuité.

En l'absence de rubans métalliques sur une interface séparant deux milieux diélectriques indexés i et j, la continuité des composantes tangentielles se traduit par les relations suivantes:

$$\vec{n} \wedge \vec{E}_{i}(x, y, z) = \vec{n} \wedge \vec{E}_{j}(x, y, z)$$
  
$$\vec{n} \wedge \vec{H}_{i}(x, y, z) = \vec{n} \wedge \vec{H}_{i}(x, y, z)$$
(7)

Ces équations sont appliquées en  $y = d_2$  pour l'applicateur microruban et en  $y = -d_2$ , pour l'applicateur microruban à plan de masse partiel. L'introduction d'une surcouche diélectrique supplémentaire dans la structure étudiée, ajoute une interface supplémentaire sur laquelle nous appliquons des équations de continuité identiques.

Sur l'interface milieu diélectrique-ligne microruban, l'équation traduisant la continuité des composantes tangentielles du champ électrique est appliquée aussi bien sur les parties métalliques qu'en dehors de celles-ci. Par contre, il existe une discontinuité des composantes tangentielles du champ magnétique sur la ligne microruban qui oblige l'introduction dans les équations, des densités de courants sur les parties métalliques.

$$\vec{n} \wedge \vec{E}_{i}(x, y, z) = \vec{n} \wedge \vec{E}_{j}(x, y, z)$$

$$\vec{n} \wedge \vec{H}_{i}(x, y, z) - \vec{n} \wedge \vec{H}_{i}(x, y, z) = \vec{J}(x, y, z)$$
(8)

Ces équations sont appliquées en y = 0 pour l'applicateur microruban et en  $y = d_1$  pour l'applicateur fente.

Comme son nom l'indique, l'applicateur microruban à plan de masse partiel, appelé aussi applicateur fente, a une ouverture dans ce plan métallique qui impose d'écrire à cette interface (placée en y = 0) des conditions de continuité identiques à celles de l'interface milieu diélectrique-ligne microruban. On a donc les mêmes équations que les équations (8).

Pour l'applicateur microruban, le plan de masse étant continu, nous écrivons simplement la nullité des composantes tangentielles du champ électrique sur cette interface ( $y = -d_1$ ).

$$\vec{n} \wedge \vec{E}_{i}(x, y, z) = \vec{0}$$

Les composantes du champ électromagnétique étant décomposées en séries de Fourier (équations (5) et (6)), il est indispensable pour résoudre ces équations, d'exprimer les densités de courants  $J_x$  et  $J_z$  de la ligne microruban sous la même forme. De plus, comme il faut respecter les symétries précédemment citées, nous avons:

$$J_{\mathbf{x}}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=\mathbf{0}}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=\mathbf{0}}^{\infty} \widetilde{J}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}}, y, \beta_{\mathbf{n}}) \sin(\alpha_{\mathbf{m}}x) \sin(\beta_{\mathbf{n}}z)$$
$$J_{\mathbf{z}}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{m}=\mathbf{0}}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=\mathbf{0}}^{\infty} \widetilde{J}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}}, y, \beta_{\mathbf{n}}) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$
$$y = 0 \quad \text{structure microruban}$$
$$y = d_{1} \quad \text{structure fente}$$

Pour l'applicateur fente, on décompose aussi les champs électriques  $E_x$  et  $E_z$  situés dans le plan de la fente en séries de Fourier.

$$E_{\mathbf{x}}(x,0,z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} \widetilde{E}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \sin(\alpha_{\mathbf{m}}x) \sin(\beta_{\mathbf{n}}z)$$
$$E_{\mathbf{z}}(x,0,z) = \sum_{\mathbf{m}=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=0}^{\infty} \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \cos(\alpha_{\mathbf{m}}x) \cos(\beta_{\mathbf{n}}z)$$

 $\widetilde{J}_{\mathbf{x}}, \widetilde{J}_{\mathbf{x}}, \widetilde{E}_{\mathbf{x}}, \widetilde{E}_{\mathbf{z}}$  représentent les coefficients de Fourier des densités de courants sur la ligne microruban et des champs électriques dans la fente.

En écrivant les conditions de continuité à partir des expressions des composantes du champ électromagnétique, nous aboutissons aux systèmes matriciels suivants.

$$\begin{pmatrix} B11(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B12(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ B21(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B22(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{J}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{J}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \end{pmatrix}$$

ou

$$\begin{pmatrix} B11(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B12(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B13(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B14(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ B21(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B22(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B23(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B24(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ B31(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B32(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B33(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B34(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ B41(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B42(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B43(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) & B44(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{J}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},d_{\mathbf{1}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\mathbf{x}}(\alpha_{\mathbf{m}},d_{\mathbf{1}},\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}}(\alpha_{\mathbf{m}},0,\beta_{\mathbf{n}}) \end{pmatrix}$$

Le premier système correspond à l'applicateur microruban qui ne possède qu'une seule interface métal-diélectrique, qui est située dans le plan de la ligne microruban. On obtient une matrice [B] de dimension 2×2. Le deuxième système correspond à l'applicateur à plan de masse partiel qui a deux interfaces inhomogènes (plan de la ligne microruban et plan de la fente). On obtient alors une matrice [B] de dimension 4×4.

Les termes *Bij* dépendent des variables de Fourier  $\alpha_m$  et  $\beta_n$ , des caractéristiques physiques des différents milieux et des dimensions géométriques de la structure étudiée.

#### 4 Résolution du système.

La recherche des valeurs propres de  $f_c$  nécessite la résolution d'un système d'équations non-homogènes qui s'exprime sous 2 formes possibles suivant l'applicateur étudié et que nous rappelons brièvement.

$$\begin{bmatrix} B \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{J}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{J}_{\mathbf{z}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}} \end{pmatrix}$$
(9) 
$$\begin{bmatrix} B \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{J}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{J}_{\mathbf{z}} \\ \widetilde{E}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{E}_{\mathbf{z}} \\ \widetilde{J}_{\mathbf{x}} \\ \widetilde{J}_{\mathbf{z}} \end{pmatrix}$$
(10)

Structure microruban

Structure fente

Pour résoudre les systèmes nous employons une méthode des moments particulière, appelée méthode de Galerkin. Cette méthode nécessite la définition:

- d'une base complète de fonctions qui représentent les distributions des courants sur la ligne microruban et des champs électriques dans la fente. La méthode de Galerkin impose des fonctions test identiques aux fonctions de base.
- d'un produit scalaire.

Dans le domaine réel, les distributions de courant  $J_x$  et  $J_z$  sur le ruban métallique sont approchées par une somme de fonctions de base associées à des coefficients de pondération.

$$J_{\mathbf{x}}(x, y, z) = \sum_{i=1}^{\mathbf{Mt}} \upsilon_i J_{\mathbf{x}i}(x, y, z)$$
$$J_{\mathbf{z}}(x, y, z) = \sum_{j=1}^{\mathbf{Nt}} \int_{\mathbf{j}} J_{\mathbf{z}j}(x, y, z)$$

Pour un applicateur étudié de type fente, il faut ajouter à la décomposition en fonctions de base des densités de courants sur le ruban métallique, une décomposition similaire pour les champs  $E_x$  et  $E_z$  dans l'ouverture.

$$E_{\mathbf{x}}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{k}=1}^{\mathbf{Ot}} k_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{x}\mathbf{k}}(x, y, z)$$
$$E_{\mathbf{z}}(x, y, z) = \sum_{\mathbf{l}=1}^{\mathbf{Ot}} \ell_{\mathbf{l}} E_{\mathbf{z}\mathbf{l}}(x, y, z)$$

La linéarité de l'opération "transformée de Fourier" permet de garder, dans le domaine spectral, les mêmes coefficients de pondération, pour exprimer la transformée de Fourier des densités de courants sur la ligne microruban ou des champs électriques dans la fente, en fonction des transformées de Fourier des fonctions de base. Nous avons, par exemple,

$$\widetilde{J}_{\mathbf{x}}(\boldsymbol{\alpha}_{\mathbf{m}},\boldsymbol{\beta}_{\mathbf{n}}) = \sum_{i=1}^{\mathbf{M}t} \boldsymbol{e}_{i} \, \widetilde{J}_{\mathbf{x}\,i}(\boldsymbol{\alpha}_{\mathbf{m}},\boldsymbol{\beta}_{\mathbf{n}})$$

Mt, Nt, Ot, Qt représentent l'ordre de troncature sur le nombre de fonctions de base.

Le produit scalaire utilisé dans la méthode de Galerkin est défini dans le domaine réel, par la relation suivante:

$$\langle E(x,y,z), J^{\star}(x,y,z) \rangle = \int_{-\mathbf{Lt}z/2}^{\mathbf{Lt}z/2} \int_{-\mathbf{Lt}z/2}^{\mathbf{Lt}z/2} E(x,y,z) J^{\star}(x,y,z) \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}z$$

Le résultat de ce produit scalaire est obtenu en effectuant la constatation suivante: les champs électriques tangentiels sont nuls sur les rubans métalliques alors que les densités de courants superficiels n'existent que sur ces mêmes rubans. On peut donc écrire:

$$\langle E(x,y,z), J^{*}(x,y,z) \rangle = 0$$

Nous multiplions scalairement chaque terme des égalités (9) et (10), qui sont obtenues à partir des conditions de continuité aux différentes interfaces, par une matrice uni-colonne contenant les fonctions de base. Nous transformons ainsi les systèmes matriciels en des systèmes homogènes de la forme:

$$\begin{bmatrix} M \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \vdots \\ v_{\mathbf{i}} \\ \vdots \\ f_{\mathbf{j}} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \end{bmatrix} \quad (12) \qquad \begin{bmatrix} M \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_{\mathbf{i}} \\ f_{\mathbf{j}} \\ k_{\mathbf{k}} \\ l_{\mathbf{j}} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \end{bmatrix} \quad (13)$$

Structure microruban

Structure fente

Chaque terme de ces matrices peut se mettre sous la forme:

$$M_{ij}(\mathbf{u},\mathbf{v}) = \sum_{\mathbf{m}=\mathbf{0}}^{\infty} \sum_{\mathbf{n}=\mathbf{0}}^{\infty} \widetilde{F}_{\mathbf{u}}^{*}(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \widetilde{B}_{ij}(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}}) \widetilde{G}_{\mathbf{v}}(\alpha_{\mathbf{m}},\beta_{\mathbf{n}})$$

où i et j sont les indices des termes des matrices B définies par les équations (9) et (10).

u et v représentent les indices des développements des fonctions de base.

 $\tilde{F}$  et  $\tilde{G}$  symbolisent les distributions des courants  $J_x$  et  $J_z$  ou des champs  $E_x$  et  $E_z$  suivant le terme M*ij* considéré.

Pour déterminer  $f_c$ , il nous faut maintenant rechercher les fréquences dans le plan complexe qui annulent le déterminant de [M]. Ces solutions non triviales sont déterminées par une méthode fondée sur les calculs de résidus de fonctions complexes. Les coefficients de pondération des fonctions de base sont obtenus en calculant le vecteur propre des systèmes matriciels (équations (12) et (13)). La connaissance de ces coefficients permet de déterminer les variables complexes (M(m,n), N(m,n), O(m,n) ...) afin de calculer les champs électromagnétiques dans l'espace transformé dans un premier temps, puis ensuite dans l'espace réel. On peut ainsi déterminer le dépôt de puissance dans le milieu dissipatif.

٠



Figure A2-3: Fonctions de base des densités de courants sur la ligne microruban: a)  $J_{x1}(x,z)$  b)  $J_{z1}(x,z)$ .

#### 5 Fonctions de base.

L'efficacité de l'Approche dans le Domaine Spectral unidimensionnelle ou bidimensionnelle, repose essentiellement sur le choix des fonctions de base. En effet, si l'utilisateur de cette méthode numérique de simulation utilise des fonctions de base mal appropriées, le programme peut calculer des solutions qui ne correspondent pas à la réalité physique des phénomènes de propagation.

Le choix des fonctions de base doit donc être très judicieux. Il doit être réalisé en prenant en considération les symétries et les effets de bord des courants sur le ruban métallique ou des champs électriques dans la fente. D'autre part, afin de minimiser les temps de calcul, il faut que les transformées de Fourier de ces fonctions de base définies dans l'espace réel, soient calculables de façon analytique.

Nous avons, parmi les différentes possibilités, utilisé des fonctions de base exprimées à partir des polynômes de Tchebychev de 1<sup>ère</sup> et 2<sup>ème</sup> espèce. Ces polynômes présentent la particularité suivante: leurs transformées de Fourier correspondent aux fonctions de Bessel.

définition des densités de courant sur la ligne microruban:

$$J_{\mathbf{x}}(x,0,z) = \sum_{i=1}^{Mt} v_i U_{2i}(W_{\mathbf{x}}) \frac{T_{3-2i}(W_{\mathbf{z}})}{\sqrt{1 - W_{\mathbf{z}}^2}}$$
$$J_{\mathbf{z}}(x,0,z) = \sum_{j=1}^{Nt} \int_{\mathbf{j}} \frac{T_{2(j-1)}(W_{\mathbf{x}})}{\sqrt{1 - W_{\mathbf{x}}^2}} U_{3-2j}(W_{\mathbf{z}})$$
avec  $W_{\mathbf{x}} = \frac{2x}{W}$  et  $W_{\mathbf{z}} = \frac{2z}{L}$   $(W_{\mathbf{x}} < 1 \text{ et } W_{\mathbf{z}} < 1)$ 

Les densités  $J_x$  et  $J_z$  ne sont définies que sur le ruban métallique. Les variables  $W_x$  et  $W_z$  doivent donc être inférieures à 1. En dehors de la ligne microruban, les densités de courants sont nulles.



Figure A2-4: Fonctions de base des champs électriques dans la fente: a)  $E_{x1}(x,z)$  b)  $E_{z1}(x,z)$ .

définition des champs électriques dans la fente:

$$E_{\mathbf{x}}(x,0,z) = \sum_{k=1}^{Ot} k_{k} \frac{T_{2k-1}(W_{\mathbf{x}})}{\sqrt{1-W_{\mathbf{x}}^{2}}} U_{2k}(W_{\mathbf{z}})$$

$$E_{\mathbf{z}}(x,0,z) = \sum_{l=1}^{Ot} l_{1} U_{2l-1}(W_{\mathbf{x}}) \frac{T_{2(l-1)}(W_{\mathbf{z}})}{\sqrt{1-W_{\mathbf{z}}^{2}}}$$
avec  $W_{\mathbf{x}} = \frac{2x}{Sl}$  et  $W_{\mathbf{z}} = \frac{2z}{L}$   $(W_{\mathbf{x}} < 1 \text{ et } W_{\mathbf{z}} < 1)$ 

Les champs  $E_x$  et  $E_z$  ne sont définies que dans la fente. Les variables  $W_x$  et  $W_z$  sont donc aussi inférieures à 1.

Les allures des densités de courants sur la ligne microruban limitées à une seule fonction de base (la première) sont données figure A2-3. Les premières fonctions de base correspondant aux champs électriques dans la fente sont représentées figure A2-4.

#### 6 Problèmes de convergence.

Afin de juger des potentialités de l'Approche dans le Domaine Spectral bidimensionnelle, il est nécessaire d'étudier les problèmes de convergence numérique qui conduisent, s'ils existent, à une solution non stable pour la valeur de  $f_c$ .

Les problèmes de convergence peuvent avoir trois origines différentes:

- la double troncature des développements en séries de Fourier des champs électromagnétiques. Les sommes sur les variables de Fourier  $\alpha_m$  et  $\beta_n$  ne peuvent être infinies, même sur un ordinateur. Il faut donc limiter le nombre de raies.

- troncature des fonctions de base. Nous rappelons que les densités de courants sur le ruban métallique et les champs électriques dans la fente sont approchés par une somme de fonctions de base limitée à un certain nombre ( $M_t$ ,  $N_t$ ,  $O_t$ ,  $Q_t$ ). Le problème est de déterminer l'influence d'une ou plusieurs (2, 3, 4, ...) fonctions de base.

- le positionnement des murs électriques par rapport à la ligne microruban ou la fente.

.

Pour l'A.D.S. unidimensionnelle, les problèmes de convergence sont similaires. Comme l'ont montré les travaux antérieurs [14,15,21,123,124,125], le respect de l'équation (14) permet d'obtenir la convergence des paramètres de propagation de la ligne.

$$\frac{M_t}{M} = \frac{W}{K Ltx} \qquad \qquad \frac{M_t}{M} = \frac{Sl}{K Ltx}$$
(14)  
structure microruban structure fente

 $M_t$ : nombre de fonctions de base (généralement on prend  $M_t = N_t = 1$ )

M : nombre de termes des séries de Fourier supposé identique dans les deux directions

W : largeur de la ligne microruban

Sl : largeur de la fente

Ltx: distance séparant les murs électriques

K : coefficient dont la valeur dépend du nombre de fonctions de base

 $(K = 1,5 \text{ pour } M_t = 1 ; K = 1 \text{ pour } M_t = 5)$ 

Dans le cadre de l'A.D.S. bidimensionnelle, il n'existe pas de critère de convergence aussi bien défini. Toutefois, nous pouvons supposer que le critère de l'A.D.S. unidimensionnelle doit être appliqué suivant les deux directions x et z.

Des études antérieures [14,15,37] menées sur le résonateur microruban ou microruban à plan de masse partiel ont montré qu'une distance Ltx entre les murs électriques au moins égale à 10 fois la largeur de la fente ou du ruban permet d'obtenir un résultat stable. Cette remarque est aussi applicable pour Ltz (Ltz=10\*L). Quant au nombre de raies, une centaine est suffisante pour atteindre la convergence de  $f_c$  et ceci en utilisant une fonction de base. Pour un nombre de raies identique (supérieur à 100), un nombre plus important de fonctions de base ne modifie que très légèrement le résultat de  $f_c$ .

Si la convergence est assurée pour  $f_c$ , les dépôts de puissance dans le milieu dissipatif peuvent être calculés. Les conditions à respecter sur le nombre de raies, sur le nombre de fonctions de base ou sur le positionnement des murs électriques sont donc identiques.

# BIBLIOGRAPHIE

# BIBLIOGRAPHIE

### [1] W. B. COLEY.

" The treatment of malignant tumors by repeated inoculations of Erysipelas with report of ten cases."

Amer. J. Med. Sci., 105, 1893, pp 487-511.

### [2] S. L. WARREN.

" Study of effect of artificial fever in hopeless tumours cases AM." J. Roentgenol. and Rad. Ther., 33, 1935, pp 75-87.

### [3] J. A. DICKSON, D. A. MUCKLE.

" Total body hyperthermia versus primary tumor hyperthermia in the treatment of the rabbit VX2 carcinoma." Cancer Res., 32, pp 1916-1923.

### [4] N. WESTERMARK.

" The effect of heat upon rat tumors." Scand. Arch. Physiol.,52, pp 257-322.

### [5] A. W. GUY.

"Electromagnetic fields and relative heating patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with bilayered biological tissue."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-19,n°2, Février 1971, pp 214-223.

#### [6] C. C. JOHNSON, A. W. GUY.

"Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems." Proceedings of the IEEE, Vol. 60, n° 6, Juin 1972, pp 692-718.

#### [7] J. L. GUERQUIN-KERN.

"Hyperthermie locale par microondes en thérapeutique cancérologique : étude de l'instrumentation et de protocoles d'essais cliniques par simulations théorique et expérimentale des interactions ondes électromagnétiques-tissus biologiques." Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle, Strasbourg, Juin 1980.

#### [8] D. D. N'GUYEN.

"Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au Génie Biologique et Médical." Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Décembre 1980.

### [9] J.-C. CAMART.

"Contribution au développement de systèmes d'hyperthermie interstitielle microonde contrôlée par radiométrie microonde : étude et réalisation d'antennes miniatures -Application à la dosimétrie thermique."

Thèse de l'Université de Lille I, Janvier 1993.

# [10] F. MORGANTI.

" Contribution à l'étude d'applicateurs endocavitaires spécifiques (urétral et utérin). Application à l'hyperthermie et à la thermothérapie endocavitaires contrôlées par radiométrie microonde."

Thèse de l'Université de Lille I, Mars 1994.

# [11] F. DUHAMEL.

" Contribution à l'étude des dispositifs d'hyperthermie de type capacitif contrôlés par radiométrie microonde : calcul des dépôts de puissance dans les tissus et reconstruction des cartes thermiques."

Thèse de l'Université de Lille I, Mai 1994.

# [12] R. LEDEE, M. CHIVE, M. PLANCOT.

"Microstrip microslot antennas for biomedical applications : frequency analysis of different parameters of this type of applicator." Electronics Letters, Vol.21; n° 7, Mars 1985, pp 304-305.

# [13] R. LEDEE.

" Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée."

Thése de l'Université de Lille I, Décembre 1987.

# [14] J. BERA.

" Contribution à la modélisation numérique et à la caractérisation expérimentale de structures plaquées rayonnantes de type patch par l'approche dans le domaine spectral : applications à l'hyperthermie microonde."

Thèse de l'Université de Lille I, Novembre 1990.

# [15] L. DUBOIS.

"Contribution à l'étude des applicateurs en structure plaquée utilisés en hyperthermie microonde : détermination du diagramme de rayonnement en champ proche par l'approche dans le domaine spectral et reconstruction des cartes thermiques." Thèse de l'Université de Lille I, Février 1991.

# [16] A. MAMOUNI.

"Radiométrie hyperfréquence : application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde)." Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Novembre 1978.

# [17] M. PLANCOT.

"Contribution à l'étude théorique, expérimentale et clinique de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde." Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Décembre 1983.

# [18] D. VANLOOT.

"Contribution à l'étude et à la réalisation d'un dispositif de traitement du signal optimum pour systèmes radiométriques. Application au radiomètre de zéro automatique." Thèse de Docteur Ingénieur, Lille I, Mai 1987.

# [19] M. ROBILLARD.

" Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde."

Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Novembre 1981.

# [20] J. AUDET, J. C. BOLOMEY, C. PICHOT, D. D. N'GUYEN, M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY.

"Electrical characteristics of waveguides applicators for medical applications." Journal of Microwave Power, Vol 15, n°2, 1980, 177-186.

# [21] R. PAGLIONE, F. STERZER, J. MENDECKI, F. FRIEDENTHAL, C. BOTSTEIN.

" 27 Mhz ridged waveguide applicators for localized hyperthermia treatment of deep-seated malignant tumors."

Microwave Journal, Février 1981, pp 71-81.

# [22] I. J. BAHL, S. S. STUCHLY.

"Analysis of microstripslot covered with a lossy dielectric." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-28,n°2, Février 1980, pp 104-109.

# [23] I. J. BAHL, S. S. STUCHLY, M. A. STUCHLY.

"A new microstripslot radiator for medical applications." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-28,n°12, Décembre 1980, pp 1464-1468.

# [24] R. H. JOHNSON, J. R. JAMES, J. W. HAND, J. W. HOPEWELL, P. R.C. DUNLOP, R. J. DICKINSON.

"New low-profile applicators for local heating of tissues." IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-31,n°1, Janvier 1984, pp 28-37.

# [25] V. RINGEISEN, M. CHIVE, S. TOUTAIN.

"Applicateur pour apporter de l'énergie à haute fréquence notamment à un tissu vivant ou pour l'évacuer."

Brevet France n° 84.00363, 11 Janvier 1984.

# [26] V. RINGEISEN, M. CHIVE, S. TOUTAIN.

"Applicator for supplying radiofrequency energy to and from an objet." U.S. Patent n° 569400, 9 Janvier 1984.

# [27] P. PRIBETICH.

"Contribution à l'étude d'un applicateur microonde de type fente, excité par une ligne microruban." Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Juin 1984.

# [28] I. J. BAHL, P. BHARTIA.

"*Microstrip antennas*." Artech House, 1980.

#### [29] R. K. HOFFMANN.

"Handbook of microwave integrated circuits." Artech House, 1987.

### [30] T. ITOH, R. MITTRA.

" Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-21,n°7, Juillet 1973, pp 496-499.

#### [31] L. FAUCON.

" L'approche spectrale des guides planaires : paramètres électromagnétiques des lignes microfente et coplanaire."

Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Septembre 1978.

#### [32] F. HURET.

"Etude comparative de l'approche dans le domaine spectral et de la méthodes des équations intégrales singulières pour la simulationdes lignes planaires en technologie monolithique microonde."

Thèse de l'Université de Lille I, Décembre 1991.

### [33] T. ITOH.

"Analysis of microstrip resonators."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-22,n°11, Novembre 1974, pp 946-952.

## [34] T. ITOH, W. MENZEL.

"A full-wave analysis method for microstrip structures." I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-29,n°1, Janvier 1981, pp 63-67.

### [35] C. TERRET.

Communication privée.

#### [36] P. PRIBETICH.

"Traitements électromagnétiques de guides d'ondes et de cavités à pertes réalisées en technologie "microruban" : applications à quelques problèmes d'hyperthermie et d'intégration monolithique en hyperfréquence."

Habilitation à Diriger les Recherches, Lille I, Juillet 1989.

#### [37] P.-Y. CRESSON.

"Modélisation par l'approche uni ou bidimensionnelle dans le domaine spectral d'applicateurs planaires ou cylindriques en vue d'utilisations cliniques." D.E.A., Lille I, Juillet 1991.

#### [38] C. DELABIE.

" Elaboration d'un simulateur de dispositifs planaires microondes. Application à la caractérisation de matériaux supraconducteurs." Thèse de l'Université de Lille I, Septembre 1994

#### [39] P. PETRE, M. SWAMINATHAN.

"Spectral-domain technique using surface wave excitation for the analysis of interconnects." I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-42, n°9, Septembre 1994, pp 1744-1749.

## [40] I. PARK, R. MITTRA, I. AKSUN.

" Analysis of microstrip patch antennas with tuning stubs using the closed-form Green's function."

IEEE AP-S Symposium, Ann Arbor (U.S.A.), 28 Juin-2 Juillet 1993.

#### [41] K. S. YEE.

"Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media."

IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-14, n°3, Mai 1966, pp 302-307.

### [42] D. M. SHEEN, S. M. ALI, M. D. ABOUZAHRA, J. A. KONG.

" Application of the three dimensional Finite-Difference Time-Domain method to the analysis of planar microstrip circuits."

I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-38, n°7, Juillet 1990, pp 849-857

### [43] A. RENEIX, B. JECKO.

"Analysis of microstip patch antennas using Finite Difference Time Domain method " I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-37, n° 11, Novembre 1989, pp 1361-1369

#### [44] K. S. KUNZ, K. M. LEE.

" A three-dimensional finite-difference solution of the external response of an aircraft to a complex transient EM environnement : Part I - the method and its implementation Part II- comparison of predictions and measurements."

IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-20; nº 2, Mai 1978, pp 328-341.

### [45] J.-P. NOUGIER.

"Méthodes de calcul numérique." Editions Masson, 1983

# [46] J.-P. PELLETIER.

" Techniques numériques appliquées au calcul scientifique." Masson et Cie, Editeurs 1971

#### [47] P. C. CHERRY, M. F. ISKANDER.

"FDTD analysis of power deposition patterns of an array of interstitial antennas for use in microwave hyperthermia."

IEEE on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-40; nº 8, Août 1992, pp 1692-1700

# [48] C. Q. WANG, O. P. GANDHI.

"Numerical simulation of annular phased arrays for anatomically based models using the FDTD method."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-37, n°1, Janvier 1989, pp 118-127.

## [49] D. SULLIVAN.

"Mathematical methods for treatment planning in deep regional hyperthermia." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-39, n° 5, mai 1991, pp 864-872.

# [50] A. TAFLOVE.

" Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady-state electromagnetic-penetration problems."

IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-22; nº 3, Août 1980, pp 191-202.

# [51] A. TAFLOVE, M. E. BRODWIN.

"Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-23; n° 11, Novembre 1975, pp 888-896.

### [52] J. FANG, J. REN.

" A locally conformed finite-difference time-domain algorithm of modeling arbitrary shape planar metal strips."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-41; n° 5, Mai 1993, pp 830-837.

#### [53] J.-F. LEE, R. PALANDECH, R. MITTRA.

"Modeling three-dimensional discontinuities in waveguides using nonorthogonal FDTD algorithm."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-40; n° 2, Février 1992, pp 346-352.

# [54] M. FUSCO.

"FDTD algorithm in curvilinear coordinates." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-38; n° 1, Janvier 1990, pp 76-89.

# [55] M. A. FUSCO, M. V. SMITH, L. W. GORDON.

"A three-dimensional FDTD algorithm in curvilinear coordinates." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-39; n° 10, Octobre 1991, pp 1463-1471.

# [56] R. HOLLAND.

" Finite- difference solution of Maxwell's equations in generalized nonorthogonal coordinates."

IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol.NS-30; nº 6, Décembre 1983, pp 4589-4591.

# [57] K. S. YEE, J. S. CHEN, A. H. CHANG.

"Conformal finite-difference time-domain (FDTD) with overlapping grids." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-40; n° 9, Septembre 1992, pp 1068-1075.

#### [58] S. XIAO, R. VAHLDIECK.

" An improved 2D- FDTD algorithm for hybrid mode analysis of quasi-planar transmission lines. "

IEEE MTT-Symposium, Atlanta (USA), 14-18 Juin 1993, pp 421-424.

#### [59] S. S. ZIVANOVIC, K. S. YEE, K. K. MEI.

" A subgridding method for the time-domain finite-difference method to solve Maxwell's equations. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-39; n° 3, Mars 1991, pp 471-479.

## [60] I. S. KIM, W. J.R. HOEFER.

" A local mesh refinement algorithm for the time-domain finite-difference method using Maxwell's curl equations. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-38; n° 6, Juin 1990, pp 812-815.

#### [61] D. L. PAUL, E.M. DANIEL, C.J. RAILTON.

"Fast finite difference time-domain method for the analysis of planar microstrip circuits." 21<sup>st</sup> EuM Conference, Stuttgart (RFA), 9-12 Septembre1991, pp 303-308.

### [62] A. TAFLOVE, M. E. BRODWIN.

"Numerical solution of the steady-state electromagnetic scattering problems using the timedependent Maxwell's equations. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-23; n° 8, Août 1975, pp 623-630.

### [63] A. REINEIX.

" Analyse théorique de la diffraction d'ondes électromagnétiques impulsionnelles : application en compatibilité électromagnétique et au rayonnement des micro-antennes." Thèse de l'Université de Limoges, Novembre 1986.

#### [64] P. PANNIER.

"Contribution à l'étude de discontinuités sur substrat semiconducteur par la méthode de différence finie dans le domaine temporel." D.E.A., Lille I, Juillet 1993.

#### [65] K. UMASHANKAR, A. TAFLOVE.

"A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objets." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.EMC-24; n° 4, Novembre 1982, pp 397-405.

#### [66] M. E. MEREWETHER.

"Transient current induced on a metallic body of revolution by an electromagnetic pulse." IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-13; n° 2, Mai 1971, pp 44-45.

#### [67] A. RENEIX, B. JECKO.

"Analyse par différences finies de la diffraction d'ondes électromagnetiques transitoires: application à l'étude des microantennes."

Annales des Télécommunications, Vol. 45, n°1-2, 1990, pp 40-46.

#### [68] G. MUR.

" Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations."

I.E.E.E. Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-23, n° 4, Novembre 1981, pp 377-382

## [69] B. ENGQUIST, A. MAJDA.

"Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves." Mathematics of Computation., Vol. 31; n° 139, Juillet 1977, pp 629-651.

# [70] E. M. DANIEL, C. J. RAILTON.

"An improved second order radiating boundary condition for use with non-uniform grids in the finite-difference time-domain method." 21<sup>st</sup> EuM Conference, Stuttgart (RFA), 9-12 Septembre1991, pp 547-552.

# [71] C. J. RAILTON, E. M. DANIEL, D.-L. PAUL, J. P. McGEEHAN.

" Optimized absorbing boundary conditions for the analysis of planar circuits using the finite-difference time-domain method. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-41; n° 2, Février 1993, pp 290-297.

# [72] P. A. TIRKAS, C. A. BALANIS, R. A. RENAUT.

"Higher-order absorbing boundary conditions for the finite-difference time-domain method." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-40; n° 10, Octobre 1992, pp 1215-1222.

# [73] K. K. MEI, J. FANG.

"Superabsorption a method to improve absorbing boundary conditions." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-40; n° 9, Septembre 1992, pp 1001-1010.

# [74] Z. BI, K. WU, C. WU, J. LITVA.

" A dispersive boundary condition for microstrip component analysis using the FD-TD method."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-40; n° 4, Avril 1992, pp 774-777.

# [75] P.-Y. ZHAO, J. LITVA, K.-L. WU.

"A new stable and very dispersive boundary condition the FD-TD method." IEEE MTT-Symposium, San Diego (USA), 23-27 Mai 1994, pp 35-38.

# [76] D. M. SULLIVAN, D. T. BORUP, O. P. GANDHI.

" Use of the finite-difference time-domain method in calculating EM absorption in human tissues. "

IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-34; nº 2, Février 1987, pp 148-157.

# [77] R. L. McINTOSH.

"Dielectric behaviour of physically absorbed gases." Marcel DEKKER Inc., 1966.

# [78] R. LUEBBERS, F. P. HUNSBERGER, K. S. KUNZ, R. B. STANDLER, M. SCHNEIDER.

" A frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Dispersive Materials "

I.E.E.E. Trans.on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-32, n°, Aout 1990, pp 222-227.

#### [79] R. J. LUEBBERS, F. P. HUNSBERGER, K. S. KUNZ.

" A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for transient propagation in plasma. "

IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-39; nº 1, Janvier 1991, pp 29-34.

## [80] R. J. LUEBBERS.

"Lossy dielectrics in FDTD." IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-41; n° 11, Novembre 1993, pp 1586-1588.

## [81] O. M. GANDHI, B.-Q. GAO, J.-Y. CHEN.

"A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive media." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-41, n° 4, Avril 1993, pp 658-665.

## [82] R. M. JOSEPH, S. C. HAGNESS, A. TAFLOVE.

"Direct time integration of Maxwell's equations in linear dispersive media with absorption for scattering and propagation of femtosecond electromagnetic pulses." Optics Letters, Vol.16, n° 18, Septembre 1991, pp 1412-1414

### [83] X. ZHANG, J. FANG, K. K. MEI, Y. LIU.

" Calculations of the dispersive characteristics of microstrips by the time-domain finitedifference method."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-36; n° 2, Février 1988, pp 263-267.

#### [84] X. ZHANG, K. K. MEI.

Time-domain finite-difference approach to the calculations of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities. "

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-36; n° 12, Décembre 1988, pp 1775-1787.

#### [85] D. H. CHOI, W. J.R. HOEFER.

"The Finite-Difference Time-Domain Method and its Application to Eigenvalue Problems" I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-34, n° 12, Novembre 1986, pp 1464-1469.

#### [86] T. SHIBATA, E. SANO.

" Characterization of MIS structure coplanar transmission lines for investigation of signal propagation in integrated circuits."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-38, n° 7, Juillet 1990, pp 881-890.

#### [87] G. C. LIANG, Y.-W. LIU, K. K. MEI.

" Full-wave analysis of coplanar waveguide and slotline using the time-domain finitedifference method."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-37, n° 12, Décembre 1989, pp 1949-1957.

#### [88] J. MOORE, H. LING.

" Characterization of a 90° microstrip bend with arbitrary miter via the time-domain finite difference method."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-38; n° 4, Avril 1990, pp 405-409.

### [89] J. LITVA, C. WU, K. L. WU, J. CHEN.

" Some considerations for using Finite Difference Time Domain technique to analyze microwave integrated circuits."

IEEE Microwave and guided waves letters, Vol. 3; nº 12, Décembre 1993, pp 438-440.

#### [90] R. LUEBBERS, K. S. KUNZ, K. A. CHAMBERLIN.

" An Interactive Demonstration of Electromagnetic Wave Propagation Using Time-Domain Finite Difference "

I.E.E.E. Trans. on Education, Vol.ED-33, n°1, Février 1990, pp 60-68.

#### [91] C. J. RAILTON, J. P. McGEEHAN.

" The use of the mode templates to improve the accuracy of the finite-difference time-domain method. "

21<sup>st</sup> EuM Conference, Stuttgart (RFA), 9-12 Septembre1991, pp 1278-1283.

#### [92] O. P. GHANDI, J. Y. CHEN, C. M. FURSE.

" A Frequency Dependent FDTD Method for Induced-Current Calculations for a Heterogeneous Model of the Human Body " I.E.E.E. M.T.T.-Symposium, Albuquerque (U.S.A.), 1-5 juin 1992, pp 1283-1286.

# [93] K. BEN NAOUM.

" Automatisation d'un banc de mesure d'hyperthermie: application à l'étude des caractéristiques thermiques des applicateurs micro-ondes en structure plaquée." Thése de l'Université de Lille II, Juillet 1988.

#### [94] **R.H DICKE.**

" The measurement of thermal radiation at microwave frequencies." Rev. Sci. Instr., Vol 17, n°7, 1946, pp 268-275.

#### [95] A.H. BARRETT, P.C. MYERS.

"A method of detecting subsurface thermal patterns." Bio. Radiol.,Karger, Basel, n°6, .1975, pp 45-46.

#### [96] A.H. BARRETT, P.C. MYERS, N.L. SADOWSKY.

"Detection of breast cancer by microwave radiometry." Radioscience, 12, 167, 1977, supplément.

#### [97] J. EDRICH, P.C. HARDEE.

" Thermography at millimeter wavelenghts." Proceeding I.E.E.E., Vol 62, Octobre 1974, pp 1391-1392.

# [98] J. EDRICH.

"*A millimeter-wave thermograph for human breast and spine scans.*" 6<sup>th</sup> EuM Conference, Rome (Italie), 14-17 Septembre 1976, pp 137-140.

# [99] J. J. FABRE.

" Contribution au développement de l'hyperthermie micro-onde contrôlée par radiométrie micro-onde. Application au traitement des tumeurs bénignes et malignes." Habilitation à Diriger les Recherches, Lille I, 24 Novembre 1993.

# [100] M. CHIVE, E. CONSTANT, A. MAMOUNI, Y. LEROY, J.-P. SOZANSKI, D. D. N'GUYEN.

"Procédé et dispositifs de thermographie-hyperthermie en micro-onde." Brevet Français N° 810682 (09/01/81).

# [101] M. CHIVE, J.-P. SOZANSKI, Y. MOSCHETTO, D. VANLOOT.

"Procédé pour la mesure des températures par radiométrie microonde avec calibration automatique de la mesure et dispositifs pour la mise en oeuvre de ce procédé." Brevet Français N° 8910148 (27/07/89).

# [102] J. P. SOZANSKI, J. L. BERTOUX, M. CHIVE, J. C. LESAGE, G. DHELIN, D. VANLOOT, Y. MOSCHETTO.

"Technical aspect of the new autobalanced 2-4 GHz radiometer : application of microwave

hyperthermia system."

6<sup>th</sup> International Symposium on Hyperthermic Oncology, Tucson (USA), 26-30 Avril 1992.

# [103] M. CHIVE.

" Use of microwave radiometry for hyperthermia monitoring as a basis for thermal dosimetry."

Methods of Hyperthermia control, Series on Clinical thermology, Subseries Thermotherapy. ed. by M Gautherie, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990, Vol. 3, pp 113-128.

# [104] J.-J. FABRE.

"Méthodes de calcul de signaux thermiques et possibilité de nouvelles utilisations de la thermographie microonde." Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle, Lille I, Septembre 1982.

[105] J. DELANNOY.

"Contribution à l'étude de l'hyperthermie clinique micro-onde, application à la réalisation d'un système interactif de traitement par hyperthermie." Thése de l'Université de Lille II, Avril 1987.

# [106] M. CHIVE, M. PLANCOT, G. GIAUX, B. PREVOST.

"Microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry. Technical aspects and first clinical results."

J. Microwave Power, 1984, pp 233-241.

# [107] M. PLANCOT, B. PREVOST, M. CHIVE, J.-J. FABRE, R. LEDEE, G. GIAUX.

" A new method for thermal dosimetry in microwave hyperthermia using microwave radiometry for temperature control."

International Journal of Hyperthermia, Vol. 3, n°1, Janvier-Mars 1987, pp 9-19.

#### [108] L. DUBOIS, J.J. FABRE, R. LEDEE, M. CHIVE, Y. MOSCHETTO.

"Reconstruction bidimensionnelle des champs de températures résultant d'une hyperthermie micro-onde à partir de mesures non invasives par radiométrie micro-onde multifréquence: application à la dosimétrie thermique."

Innovation et Technologie en Biologie et Médecine, Vol.12, n°2, Février 1991, pp 126-146.

#### [109] KNUDSEN MORTEN.

"Estimation of tissue blood flow hyperthermia treatment data." International Journal of Hyperthermia, Vol. 5, n°5, Septembre-Octobre 1989, pp 653-661.

#### [110] A.M. HOWATSON, P.G. LUND, J.D.TODD.

" Engineering tables and data." CHAPMAN & HALL.

#### [111] **B. PREVOST.**

"Contribution à l'étude expérimentale et clinique (essais phase I et II) de l'hyperthermie oncologique par les radiofréquences en association avec la radiothérapie." Thése de l'Université de Lille II, Décembre 1987.

#### [112] H. F. BOWMAN.

"Heat transfer and thermal dosimetry." Journal of Microwave Power, Vol 16, n°2, 1981, 121-133.

#### [113] C. K. CHARNY, M. J. HAGMANN, R. L. LEVIN.

"A whole body thermal model of man during hyperthermia." IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-34; n° 5, Mai 1987, pp 375-386.

### [114] M. KNUDSEN, J. OVERGAARD.

"Identification of thermal model for human tisues." IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-33; n° 5, Mai 1986, pp 477-484.

#### [115] J. MONTREUIL, M. NACHMAN.

" Multi-angle method for temperature measurement of biological tissues by mcrowave hyperthermia."

Ecole Polytechnique de Montréal, EPM/RT - 90121.

#### [116] J. L. SCHEPPS, K. R. FOSTER.

"The U.H.F. and microwave dielectric properties of normal and tumour tissues : variation in dielectric properties with tissue water content." Phys. Med. Biol., Vol 25, n°6, 1980, pp 1149-1159.

#### [117] K. R. FOSTER, J. L. SCHEPPS.

"Dielectric properties of tumor and normal tissue at radio through microwave frequencies." Journal of Microwave Power, Vol 16, n°2, 1981, pp107-119.

#### [118] W. D. HURT.

"Multiterm Debye dispersion relations for permittivity of muscle." IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-32; n° 1, Janvier 1985, pp 60-64.

#### [119] A. W. GUY.

" Analysis of electromagnetic fiels induced in biological studies on equivalent phantom models."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-19,n°2, Février 1971, pp 205-214.

#### [120] M.-C. CHATELAIN.

" Etude et réalisation d'un applicateur planaire pour hyperthermie à 2450 MHz en dermatologie."

D.E.A., Lille I, Juillet 1994.

#### [121] M.G. BINI, A. IGNESTI, L. MILLANTA, R. OLMI, N. RUBIN, R. VANNI.

"The polyacrylamide gel as phantom material for electromagnetic hyperthermia studies" IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-31; n° 3, Mars 1984, pp 317-322.

#### [122] A. SUKORIEC, P. N. SHRIVASTAVA, M. ASTRANA, Z. PETROVICH.

" Utilization of a multilayer polyacrylamide phantom for evaluation of hyperthermia applicators."

International Journal of Hyperthermia, Vol. 8, n°6, Novembre-Décembre 1992, pp 795-807.

# [123] R. MITTRA, T. ITOH, T. S. LI.

"Analytical and numerical studies of the relative convergence phenomenon arising in the solution of an integral equation by the moment method." IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-20, n°2, Février 1972, pp 96-

104.

#### [124] S. TEDJINI.

"Contribution à l'étude d'un isolateur à semi-conducteur pour ondes millimétriques. Application à la ligne à ailettes."

Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Grenoble, 15 Juin 1982.

### [125] T. ITOH.

"Spectral domain immitance approach for dispersion characteristicsof generalized printed transmission lines."

IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-28, n°19, Septembre 1980, pp 733-736.