

50376
1990
305

N° d'ordre : 611

50376
1990
305

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité : électronique

par

Jérôme BERA



**CONTRIBUTION A LA MODELISATION NUMERIQUE ET A LA
CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE STRUCTURES
PLAQUEES RAYONNANTES DE TYPE PATCH
PAR L'APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL :
APPLICATIONS A L'HYPERTHERMIE MICROONDE**

Soutenue le 27 Novembre 1990 devant la commission d'examen :

Membres du jury :

MM	E. CONSTANT	Président
	M. CHIVE	Directeur de thèse
	A. PAPIERNIK	Rapporteur
	P. GELIN	Rapporteur
	J. PRIBETICH	Examineur
	P. KENNIS	Examineur
	B. LOEWENGUTH	Examineur



À mes parents

À Nathalie

À mes amis

Ce travail a été réalisé au Centre Hyperfréquence et Semiconducteurs (C.H.S.) de l'université des sciences et techniques de Lille Flandres-Artois dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider le jury d'examen.

Monsieur le Professeur M. CHIVE, responsable de l'équipe "Applicateurs et Circuits Intégrés", a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Je lui exprime ma profonde gratitude pour ses compétences et ses conseils scientifiques qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Monsieur A. PAPIERNIK, Directeur du laboratoire d'électronique de l'université de Nice et à Monsieur P. GELIN, Professeur à l'ENST de Bretagne pour l'honneur qu'ils me font de juger ce travail et d'avoir accepté de participer à mon jury.

Je témoigne à Monsieur J. PRIBETICH, Professeur à l'université de Lille I, examinateur de ce travail, toute ma reconnaissance pour l'aide qu'il m'a apporté tout au long de ce travail et pour sa participation à mon jury d'examen.

Mes remerciements vont également à Monsieur P. KENNIS, Maître de conférences à l'université de Lille I, qui a bien voulu faire partie de mon jury, qu'il en soit remercié.

Que Monsieur B. LOEWENGUTH, chef du département recherche et développement de la société Sadis - Bruker, accepte mes remerciements pour sa participation à ce jury.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Monsieur P. PRIBETICH, Chargé de recherche CNRS, avec qui j'ai collaboré tout au long de ce travail.

Mes remerciements vont également à tous les membres de l'équipe dans laquelle j'ai trouvé un climat favorable à ce travail; je voudrais associer ce travail à Messieurs L. DUBOIS, J.J. FABRE, J.C. CAMART, R. LEDEE, je tiens à leur exprimer toute mon amitié.

Je tiens à remercier Monsieur E. PLAYER, Mesdames E. DELOS et S. LEPILLET de la centrale de caractérisation, pour leur aide et leur confiance.

Je remercie également tout les membres du laboratoire et amis qui m'ont apporté leur aide et leur soutien durant ce travail.

La reproduction de ce manuscrit a été assuré par Monsieur J.P. DEHORTER, que lui-même et Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN et MICHON des ateliers de mécanique trouvent ici l'expression de ma sympathie.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

PREMIER CHAPITRE

MODELISATION D'APPLICATEURS EN STRUCTURE PLAQUEE RECOUVERTS D'UNE COUCHE PROTECTRICE

I.1 INTRODUCTION	I.1
I.2 GENERALITES	I.2
I.2.1 L'hyperthermie microonde associée à la radiométrie	I.2
I.2.1.1 Principe de la radiométrie microonde	I.2
I.2.1.2 Principe de l'hyperthermie microonde	I.3
I.2.1.3 Problèmes relatifs à ces deux principes pour la conception de capteurs	I.4
I.3 OBJECTIFS DE L'ETUDE ENTREPRISE	I.5
I.3.1 Présentation de la structure étudiée	I.5
I.3.2 Détermination des caractéristiques géométriques	I.6
I.3.3 Détermination de la puissance rayonnée	I.6
I.3.4 Détermination de la profondeur de pénétration	I.8
I.4 MODELISATION DES APPLICATEURS EN STRUCTURE PLANE	I.9
I.4.1 Présentation du modèle	I.9
I.4.2 Modélisation simplifiée de l'applicateur planaire	I.10
I.4.2.1 Modèle de type ligne de transmission	I.10
I.4.2.2 Extension de ce modèle à notre structure	I.11
I.5 FORMULATION DU PROBLEME ET CHOIX DE LA METHODE DE RESOLUTION	I.12

I.6 MISE EN OEUVRE DE L'APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL	I.14
I.6.1 Expression des champs dans les milieux	I.14
I.6.2 Ecriture des conditions de continuité	I.17
I.6.3 Résolution du système matriciel	I.20
I.6.4 Impédance caractéristique	I.23
I.6.5 Problèmes numériques	I.24
I.7 COMPARAISONS AVEC D'AUTRES TRAVAUX SUR DES MILIEUX SANS PERTES ET A FORTES PERTES	I.25
I.7.1 Les différentes méthodes existantes sur milieu à pertes	I.25
I.7.2 Validation du modèle	I.26
I.7.2.1 Capteurs sans surcouche diélectrique	I.27
I.7.2.1.a Sur une structure sans pertes	I.27
I.7.2.1.b Sur une structure à pertes	I.28
I.7.2.2 Capteurs avec une protection diélectrique	I.28
I.7.2.2.a Sur une structure sans pertes	I.28
I.7.2.2.b Sur une structure à pertes	I.28
I.8 CONCLUSION	I.29
BIBLIOGRAPHIE DU PREMIER CHAPITRE	I.30

DEUXIEME CHAPITRE

CARACTERISATION DES APPLICATEURS PLANAIRES SUR UNE STRUCTURE MULTICOUCHE

II.1 INTRODUCTION	II.1
II.2 CONCEPTION DES APPLICATEURS	II.1
II.2.1 Description de la technologie	II.1
II.2.2 Les paramètres géométriques	II.2
II.2.3 Choix de l'alimentation	II.3

II.6 STRUCTURE MULTICOUCHE	II.20
II.6.1 Influence de la peau	II.20
II.6.2 Influence de la graisse	II.21
II.7 CONCLUSION	II.21
BIBLIOGRAPHIE DU SECOND CHAPITRE	II.23

CHAPITRE III

ETUDE PRELIMINAIRE DE LA MODELISATION BIDIMENSIONNELLE D'APPLICATEURS EN STRUCTURE PLAQUEE

III.1 INTRODUCTION	III.1
III.2 MISE EN OEUVRE DE LA MODELISATION BIDIMENSIONNELLE	III.1
III.2.1 Formulation du problème	III.1
III.2.2 Expression des champs dans les différents milieux	III.3
III.2.3 Choix des fonctions de base	III.6
III.2.4 Validation de l'étude	III.9
III.3 ETUDE DE LA STRUCTURE SUR MILIEUX DISSIPATIFS	III.12
III.3.1 Résultats typiques	III.12
III.3.2 Evolution de f_r et de Q en fonction de l'épaisseur d_1	III.13
III.3.2 Résultats numériques et expérimentaux	III.13
III.4 REALISATION D'UN APPLICATEUR ENDOCAVITAIRE EN STRUCTURE PLAQUEE	III.14
III.4.1 Conception	III.14

III.4.2 Performances microondes	III.15
III.4.2.1 Mesure de l'adaptation	III.15
III.4.2.2 Mesure de l'énergie absorbée par le milieu dissipatif	III.15
III.4.3 Les avantages de ce type d'applicateur	III.16
III.5 PERSPECTIVES D'UTILISATION DE CETTE APPROCHE BIDIMENSIONNELLE	III.17
BIBLIOGRAPHIE DU TROISIEME CHAPITRE	III.18
CONCLUSION GENERALE	
ANNEXE I	A1.1
ANNEXE II	A2.1
ANNEXE III	A3.1
ANNEXE IV	A4.1

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les applications des hyperfréquences peuvent être divisées en deux catégories, selon que l'onde hyperfréquence est porteuse d'information ou simple vecteur d'énergie.

A la première catégorie appartiennent les télécommunications associées aux différentes méthodes de détection telles que la télémétrie [1], la radiolocalisation par effet Doppler [2] ou encore la thermométrie par radiométrie microonde à usage médical [3], [4], [5] et industriel [6].

La seconde catégorie d'applications se caractérise par l'action directe d'une onde sur un matériau capable d'absorber une partie de l'énergie électromagnétique du rayonnement et de la transformer en chaleur .

Depuis plusieurs années, nous observons un intérêt croissant dans l'utilisation des techniques microondes pour le diagnostic et surtout les traitements médicaux. En effet, l'énergie microonde est l'un des moyens les plus efficaces pour mettre en oeuvre des systèmes de chauffage utilisés pour le traitement des cancers: cette technique est dénommée hyperthermie microonde. Ces systèmes nécessitent l'utilisation d'une antenne capteur ou applicateur biomédical placé au contact du milieu sous investigation [7],[8].

Le développement en plein essor des antennes plaquées a permis de remplacer les applicateurs constitués de tronçons de guide d'onde chargé de diélectrique par des applicateurs en structure plaquée. En effet, de nombreux types d'applicateurs, en structure plaquée, ont été étudiés pour l'hyperthermie locale et autres applications biomédicales par plusieurs auteurs [9]-[11] qui ont montré leurs avantages (encombrement réduit, faible poids, faible coût, capable d'épouser la forme du corps humain..) par rapport aux applicateurs conventionnels comme le guide rectangulaire. Jusqu'à présent, la plupart des réalisations reposent essentiellement sur une démarche expérimentale assez pragmatique associée à l'extension des modèles analytiques existants pour les structures simples. De ce fait, nous nous sommes intéressés à la modélisation et à la réalisation d'un applicateur simple de type "patch" de forme rectangulaire. Afin de répondre aux besoins cliniques, nous avons étudié plus

particulièrement un applicateur recouvert d'une protection diélectrique posé au contact d'une structure multicouche simulant les différents tissus humains.

Bien entendu, avant de mettre en oeuvre industriellement un tel dispositif, de nombreuses recherches préliminaires s'avèrent indispensables pour en prouver la faisabilité:

Il faut tout d'abord que l'applicateur de contact soit bien adapté en présence des tissus physiologiques à la fréquence de chauffage, pour cela il est nécessaire d'entreprendre une étude électromagnétique aussi rigoureuse que possible;

Il faut connaître le plus exactement possible le diagramme de rayonnement en champ proche, afin de mieux cibler le volume à traiter (tumeur cancéreuse) et d'éviter des brûlures superficielles lors de la séance d'hyperthermie d'ou l'adjonction d'une protection diélectrique sur l'applicateur;

Il faut enfin procéder aux premières réalisations et caractérisations qui seules permettront une évaluation réaliste d'un tel dispositif.

Le travail de recherche effectué se décompose en trois grandes parties que nous décrirons successivement.

Dans la première partie de ce mémoire, nous rappelons brièvement les problèmes cliniques engendrés par l'utilisation de l'hyperthermie associée à la radiométrie microonde. Cette partie est consacrée essentiellement à la détermination des paramètres de propagation de structures planes posées au contact d'un milieu dissipatif. Nous rappelons les grands traits de la méthode numérique choisie, basée sur l'approche dans le domaine spectral. Enfin, nous validons notre modèle par des comparaisons avec d'autres travaux.

Dans la seconde partie, nous détaillons les différents dispositifs permettant de caractériser les applicateurs et le calcul de l'énergie absorbée par le milieu dissipatif. Nous étudierons l'influence, d'une protection diélectrique et des différents milieux (peau, graisse) s'intercalant entre l'applicateur et le muscle, sur les caractéristiques de propagation et sur le diagramme de rayonnement en champ proche de l'énergie absorbée par le muscle. Enfin nous proposons une comparaison des performances obtenues avec ce type d'applicateur par rapport à celles des applicateurs de type fente.

Enfin, dans la dernière partie, nous abordons une analyse bidimensionnelle du modèle étudié. Cette approche prend en compte la longueur de l'élément rayonnant permettant ainsi l'obtention de la fréquence de résonance et du coefficient de qualité de l'applicateur posé au contact d'un milieu dissipatif. A partir de cette étude, nous avons développé un nouveau type d'applicateur: l'applicateur endocavitaire, en structure plaquée, dont nous présentons les performances microondes et thermiques.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

[1] D. Matton

"Principe et faisabilité de nouveaux capteurs interférométriques microondes"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Janvier 1989

[2] L. Dhalluin

"Conception d'oscillateurs microondes (bande X) en vue de l'intégration monolithique d'un capteur cinémométrique"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Décembre 1989

[3] A. Mamouni

"Radiométrie microonde en champ proche: applications médicales (thermographie microonde)"

Thèse de docteur es-sciences physiques, Lille, Mai 1988

[4] J.J. Fabre

"Méthodes de calcul de signaux thermiques et possibilité de nouvelles utilisations de la thermographie microonde"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Septembre 1982

[5] M. Robillard

"Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Novembre 1981

[6] J.J. Fabre, L. Dubois, M. Chivé

"Reconstruction de profils thermiques dans un pneumatique en roulement à partir des mesures de températures de surface et radiométriques"

Rapport interne C.H.S, Février 1988

[7] 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 des recherches en sciences, Lille, Juillet 1989

[8] R. Ledée

"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Décembre 1987

[9] Y. Nikawa, S. Mori and F. Okada

"Flexible microstrip applicator for biomedical application"

Proceedings of the I.S.A.P.89, Tokyo, 22-25 Aug. 1989

[10] J. Loane, H. Wang, B.F. Lee

"Experimental investigation of a retrofocusing microwave hyperthermia applicator"

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT 34 , pp 490-493, 1986

[11] H.R. Underwood, S.J. Franke, A.F. Peterson and R.L. Magin

"A multi-element microstrip applicator for superficial hyperthermia therapy"

Proc. of the 9th annual conf. of the IEEE Engineering in medicine and biology society, MA p 28, Boston, feb. 1987

PREMIER CHAPITRE

MODELISATION D'APPLICATEURS EN STRUCTURE

PLAQUEE RECOUVERTS D'UNE COUCHE PROTECTRICE

I.1 INTRODUCTION

La conception des applicateurs en structure plaquée, utilisés à la fois pour le chauffage microonde des tissus biologiques et pour le contrôle de la température par radiométrie microonde pendant la séance de chauffage est généralement basée sur des formulations empiriques et sur l'expérimentation.

Ces constatations nous ont amené à étudier des applicateurs planaires de formes géométriques simples (rectangulaire) posés au contact de milieux dissipatifs simulant les tissus physiologiques à forte teneur en eau (eau salée, gel polyacrylamide).

L'objectif de ce chapitre est d'élaborer un modèle analytique permettant d'étudier le comportement fréquentiel d'une ligne de propagation de type microruban, recouverte d'une couche protectrice, placée au contact de milieux à fortes pertes.

Nous nous sommes inspiré, pour cette modélisation, du modèle unidimensionnel de la ligne de transmission relatif aux antennes rayonnantes dans l'air. Ce modèle permet d'obtenir un schéma électrique équivalent de nos applicateurs de contact.

Pour la détermination de ce modèle, nous avons repris et adapté une méthode numérique basée sur l'approche dans le domaine spectral élaborée au sein de l'équipe électromagnétisme des circuits [1]. Les informations obtenues à partir de ce modèle, c'est à dire les paramètres de propagation (constante de phase et impédance caractéristique) et les champs électromagnétiques rayonnés dans le milieu à traiter, nous permettrons d'obtenir un applicateur optimal.

Après un bref rappel concernant les généralités sur l'hyperthermie associé à la radiométrie microonde, nous présentons dans ce premier chapitre une étude théorique et les grandes lignes de la méthode numérique choisie pour des applicateurs planaires de contact. Enfin, nous terminerons par des comparaisons avec d'autres travaux, permettant ainsi de valider le modèle proposé.

I.2 GENERALITES

I.2.1 L'hyperthermie microonde associée à la radiométrie

I.2.1.1 Principe de la radiométrie microonde

La radiométrie microonde est basée sur la mesure non invasive de température en utilisant le signal électromagnétique capté par une sonde ou une antenne dirigée vers un corps en vue d'en déduire des informations sur sa température.

En effet, tout corps porté à une température supérieure au zéro absolu émet un rayonnement électromagnétique spontané d'origine thermique. La puissance de celui-ci peut être déterminée en tenant compte à la fois du diagramme de rayonnement du capteur et de la loi de rayonnement thermique. Cette dernière est considérée comme proportionnelle à la température du corps si elle est supérieure à 10°K et pour des fréquences inférieures à 300 GHz (domaine hertzien).

La loi de Rayleigh - Jeans donne une bonne approximation de cette puissance rayonnée :

$$B(f) = \frac{2 \cdot K_b \cdot T \cdot f^2}{C^2} \quad (I.1)$$

où B : brillance spectrale : $w \cdot cm^{-2} \cdot Hz \cdot Sr^2$

T : température absolue : °K

C : vitesse de la lumière : $3 \cdot 10^{10} cm \cdot s^{-1}$

K_b : constante de Boltzmann : $1.38 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$

Cette relation exprime l'énergie rayonnée par unité de surface apparente et par unité d'angle solide à la fréquence f et pour une bande passante $\Delta f = 1 Hz$.

La puissance thermique rayonnée par un corps émissif à la température T peut donc être mesurée par une antenne placée face au corps et associée à un dispositif de mesure : le radiomètre ; la puissance ainsi captée s'exprime alors par la loi de Nyquist :

$$P = K_b \cdot T \cdot \Delta f \quad (I.2)$$

En pratique, le transfert d'énergie entre le corps émissif et l'antenne ne se fait pas parfaitement. Il faut tenir compte des effets de réflexion à l'interface air - milieu ou

antenne - milieu dissipatif caractérisé par le coefficient de réflexion en puissance ρ_p (rapport entre la puissance réfléchie et la puissance incidente émise).

La puissance cédée au récepteur dans cette nouvelle situation est donc :

$$P = (1 - \rho_p) \cdot K_b \cdot T \cdot \Delta f \quad (I.3)$$

où $(1 - \rho_p)$ représente l'émissivité

1.2.1.2 Principe de l'hyperthermie microonde

De nos jours, les microondes ont un rôle thérapeutique non négligeable en tant que vecteur d'énergie pour l'échauffement des tissus biologiques [2], [3].

L'hyperthermie traduit l'élévation de la température du corps ou d'une partie du corps au-dessus de la normale. Celle-ci est souvent associée à l'un ou l'autre des traitements classiques du cancer, la radiothérapie ou la chimiothérapie.

Le principe de l'hyperthermie microonde est de transférer l'énergie électromagnétique dans un volume de tissus donné afin que l'énergie se transforme en chaleur, par les mécanismes classiques d'action des champs électromagnétiques sur la matière et en particulier sur les molécules dipolaires telle l'eau contenue dans les tissus biologiques.

Le but de l'hyperthermie anticancéreuse est d'augmenter la température des néoplasmes de 41°C à 44°C. La température de 42°C étant considérée comme le palier de température à atteindre pour une efficacité thérapeutique optimale.

Actuellement il existe trois types d'hyperthermies réalisées par rayonnement électromagnétique :

- capacitive, la tumeur à traiter est placée entre deux électrodes, les fréquences utilisées pour ce type d'hyperthermie sont 13 et 27 MHz;
- interstitielle qui utilise le rayonnement d'antennes filaires implantées dans les tissus au sein de la lésion;
- superficielle, le rayonnement électromagnétique est émis soit par des guides d'onde, soit par des applicateurs, en structure plaquée, posés au contact de la peau sur la zone tumorale.

Les fréquences spécifiques utilisées pour ces deux derniers types d'hyperthermies sont 434 MHz - 915 MHz - 2450 MHz.

Tout appareillage d'hyperthermie microonde comporte deux sous-ensembles :

- un générateur hyperfréquence associé à un applicateur;
- un dispositif de mesure de température surfacique par thermocouples et non invasif par radiométrie microonde [4], [5] dont l'antenne réceptrice est l'applicateur utilisé pour le chauffage.

Les fréquences microondes utilisées pour ces systèmes sont celles indiquées ci-dessus. Les puissances actuellement disponibles avec des transistors au silicium sont de l'ordre de 100 W à 915 MHz, et 15 W à 2.45 GHz. Ces puissances devraient prochainement doubler, ce qui laisse entrevoir le remplacement des systèmes à ondes progressives par des systèmes à composants électroniques de puissance pour les applications médicales.

1.2.1.3 Problèmes relatifs à ces deux principes pour la conception de capteurs

Les critères, pour obtenir une mesure précise de la température d'un corps émissif par radiométrie, dépendent d'une part du radiomètre et d'autre part du capteur associé au milieu sous investigation. Il faut pour cela :

- une bande passante de l'applicateur d'environ 1 GHz afin d'obtenir une sensibilité de 0.1 °C [2], [4];
- un capteur adapté au milieu afin de minimiser le mieux possible le coefficient de réflexion de l'ensemble sonde + milieu .

Les problèmes cliniques relatifs au transfert de l'énergie électromagnétique de l'applicateur sur les milieux biologiques à traiter sont :

- les faibles profondeurs de pénétration des ondes électromagnétiques dans ces milieux;
- les difficultés de déterminer le volume traité et de focaliser le rayonnement;
- la difficulté de connaître réellement l'énergie absorbée par les tissus biologiques;

- les brûlures superficielles cutanées.

L'un des objectifs de notre travail a été d'apporter des réponses aux trois premiers points en vue d'optimiser les traitements cliniques, le problème des brûlures éventuelles étant actuellement résolu par l'interposition entre l'applicateur et la peau d'un bolus d'eau thermostatée. Nous verrons que dans notre modèle multicouche ce bolus s'il existe est considéré comme deuxième milieu.

I.3 OBJECTIFS DE L'ETUDE ENTREPRISE

Actuellement, il existe différents types d'applicateurs qui permettent de résoudre les problèmes cités ci-dessus. La majeure partie de ces capteurs se rattache à trois grandes catégories :

- * les ouvertures rayonnantes : se sont les guides d'ondes classiques placés au contact de la peau [6], [7];
- * les dipôles ou antennes filaires : ces applicateurs interstitiels à coaxial semi-rigide sont introduits par cathétérisme au voisinage de la tumeur ou sont montés dans des gaines en téflon et insérés dans les cavités et conduits naturels [8], [9] ;
- * les applicateurs de type microruban et microfente : ces sondes sont en structure plaquée, constituées pour les unes d'une ligne microruban de différentes formes (rectangulaire, circulaire) [10], [11] et pour les autres d'une fente rayonnante [12], [1].

I.3.1 Présentation de la structure étudiée

Nous avons choisi de modéliser des capteurs en structure plaquée de forme géométrique simple, en l'occurrence il s'agit d'une structure rectangulaire alimentée par une ligne microruban.

Les applicateurs de type microruban sont constitués d'une bande métallique communément appelé "patch" constituant l'élément rayonnant, déposé sur l'une des faces d'un substrat diélectrique, dont l'autre face, entièrement métallisée constitue le plan de masse ou réflecteur. Cet élément rayonnant étant alimenté par une ligne microruban classique.

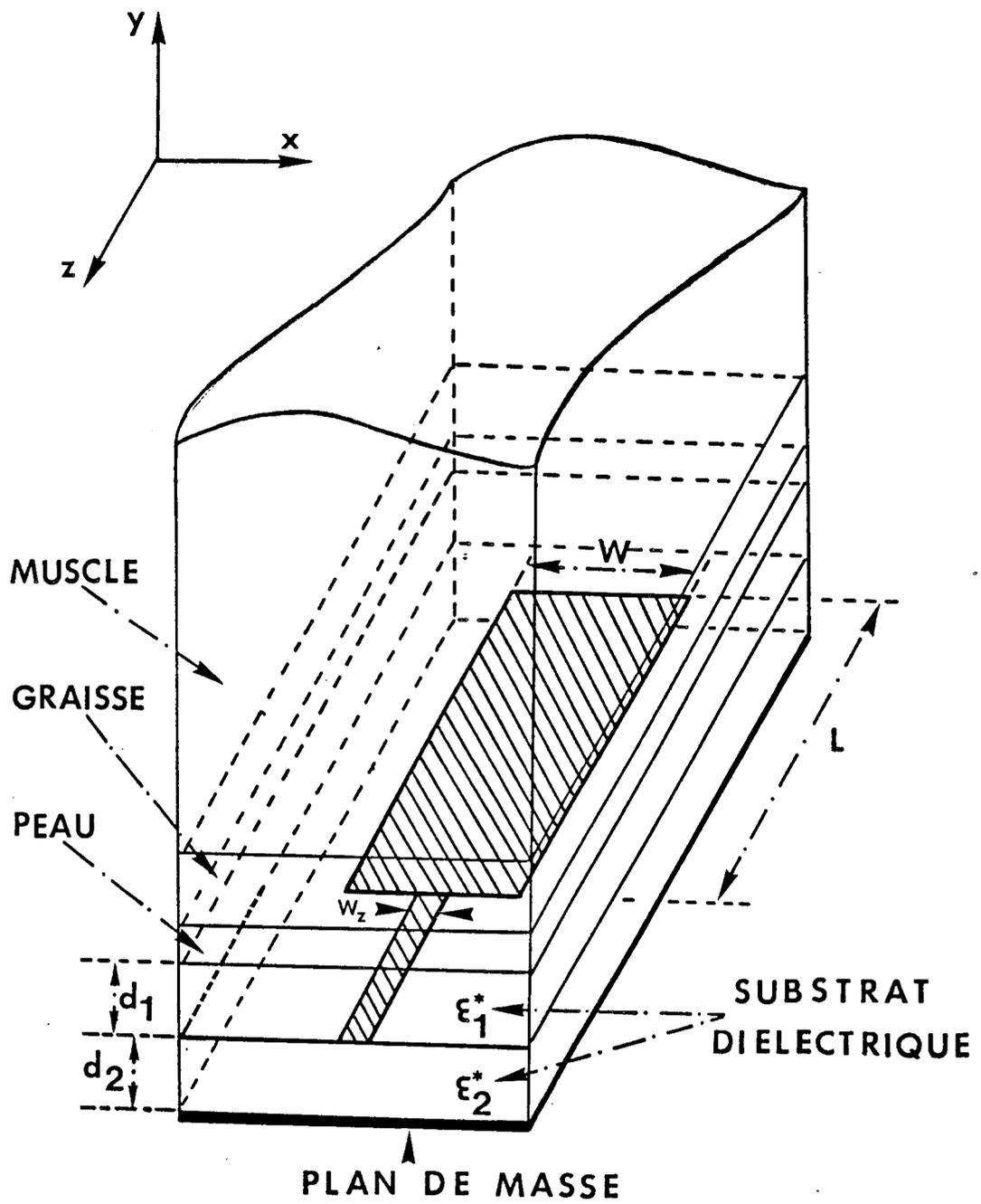


Figure I.1 : Structure étudiée

La structure étudiée est présentée figure I.1. Elle est constituée d'une ligne microruban de longueur L , de largeur W , déposée sur un substrat diélectrique de permittivité complexe ϵ_2^* et de hauteur d_2 , placée au contact de milieux dissipatifs à pertes.

I.3.2 Détermination des caractéristiques géométriques

Pour les applications envisagées, l'applicateur devra être un dispositif conçu pour assurer dans les meilleurs conditions le transfert de l'énergie électromagnétique du générateur vers le milieu à traiter. Les propriétés de propagation et de rayonnement de cette énergie dépendent à la fois du milieu couplé à l'applicateur, de la permittivité complexe du substrat diélectrique utilisé et des dimensions géométriques de l'applicateur qui sont :

- la largeur W , cette dimension n'a qu'un faible impact sur la fréquence de résonance par contre comme nous le verrons dans le chp.II joue un rôle important sur la profondeur de pénétration ;
- la longueur L ou longueur de résonance, permet d'obtenir la fréquence de résonance, qui sera calculée à l'aide de l'approche dans le domaine spectral explicitée dans ce chapitre ;
- la largeur W_z de la ligne d'excitation, sera obtenue par calcul (cf. paragraphe II.2.3 du chapitre II).

L'optimisation de ces différents paramètres permettra d'obtenir le passage d'au moins 90% de l'énergie microonde vers le volume à chauffer, réalisant ainsi l'adaptation au sens électronique du terme.

I.3.3 Détermination de la puissance rayonnée

Comme nous venons de le rappeler, la détermination du rayonnement des applicateurs en structure plaquée est essentielle en hyperthermie microonde. En effet la connaissance du diagramme de rayonnement, nous permettra de déterminer l'étendue de la zone chauffée, couplée à l'applicateur et de cerner la zone explorée qui contribue au signal radiométrique capté par l'applicateur.

La connaissance des champs électromagnétiques en champ proche dans un milieu semi-infini, nous permet de calculer la partie réelle de la densité de puissance électromagnétique, définie par la formule suivante :

$$dP(x, y, z) = \frac{1}{2} (\vec{E}(x, y, z) \wedge \vec{H}^*(x, y, z)) \quad (I.4)$$

où \vec{E}, \vec{H}^* : les champs électriques et magnétiques représentatifs du mode considéré;
le signe * indique la conjugaison complexe.

Nous montrerons dans le chapitre II que la puissance absorbée dans les milieux dissipatifs ne dépend en fait que des champs électriques \vec{E} . On définit alors la puissance thermique dissipée par unité de volume par la relation suivante :

$$P_a(x, y, z) = \frac{1}{2} \sigma |\vec{E}(x, y, z)|^2 \quad (I.5)$$

où $|\vec{E}(x, y, z)|^2 = (E_x \cdot E_x^* + E_y \cdot E_y^* + E_z \cdot E_z^*)$
 σ est la conductivité électrique du milieu considéré

C'est en fait la puissance électromagnétique absorbée par le milieu dissipatif et transformée en chaleur. La conductivité σ est déterminée à partir de l'expression de la permittivité complexe du milieu :

$$\epsilon^* = \epsilon'_r - j \epsilon''_r = \epsilon'_r (1 - j \operatorname{tg} \delta) = \epsilon'_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (I.6)$$

$$\text{avec } \operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r}$$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36 \pi 10^9}$$

ϵ'_r étant la permittivité relative du milieu considéré

ϵ''_r étant lié aux pertes du même milieu

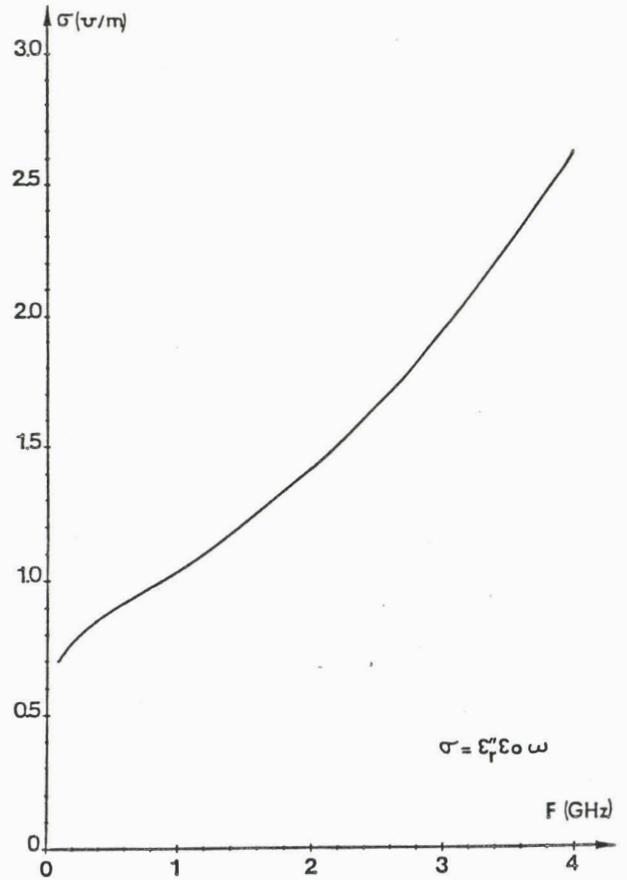
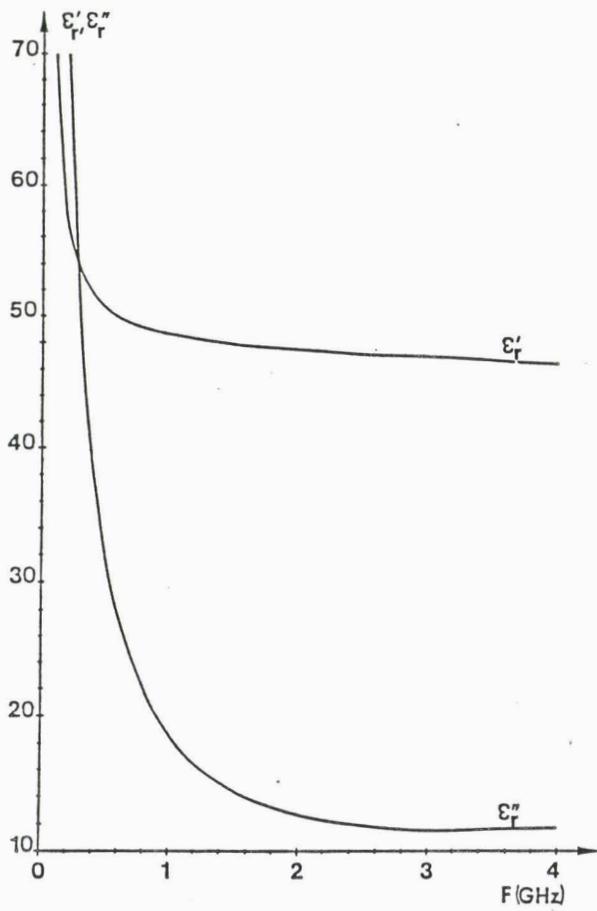


Figure I.2 : Constantes diélectriques ϵ'_r et ϵ''_r et conductivité σ du muscle en fonction de la fréquence

Pour nos calculs théoriques et nos expérimentations, nous avons utilisé les constantes diélectriques du muscle tirées de la littérature [13] et représentées par les courbes figure I.2.

De plus des mesures de permittivités complexes sur de l'eau salée et du gel polyacrylamide à forte teneur en eau, simulant les tissus biologiques, ont été réalisées au laboratoire au sein de l'équipe matériaux du Pr. Chapoton.

Les relevés figure I.3 montrent l'évolution en fonction de la fréquence des valeurs de ϵ_r' et ϵ_r'' pour des concentrations de sel allant de 2 à 10 g par litre à la température ambiante (20°C).

Sur du gel polyacrylamide, les mesures ont été réalisées à deux températures différentes 25°C et 40°C comme le montrent les figures I.4 et I.5. Les valeurs de ϵ_r' ne sont pas altérées quand la température augmente. Ce phénomène s'explique par une faible diminution de la teneur en eau du gel quand on élève la température du gel. Quant à la valeur de ϵ_r'' , nous obtenons un déplacement des relevés vers les hautes fréquences ce qui engendre une légère croissance de ϵ_r'' .

Ces deux milieux dissipatifs présentent donc des caractéristiques voisines de celles tirées de la littérature pour le muscle ou la peau.

I.3.4 Détermination de la profondeur de pénétration

Les rayonnements électromagnétiques habituels (infra-rouge, lumière visible) ont, du fait de leurs faibles longueurs d'onde, une pénétration limitée dans la matière. Les microondes présentent des longueurs d'onde centimétriques ou décimétriques, du même ordre de grandeur que les dimensions du volume à échauffer. Il s'ensuit des profondeurs de pénétration également du même ordre de grandeur.

Dans les milieux à pertes, l'onde électromagnétique propagée subit des pertes énergétiques. Cette onde s'atténue selon une loi exponentielle avec la profondeur de type : $\exp(-z/\delta_p)$ où δ_p représente la profondeur de pénétration en puissance z étant l'axe de propagation de l'onde

Connaissant les caractéristiques diélectriques des milieux pénétrés, la profondeur de pénétration s'exprime en fonction de l'atténuation α' du champ électrique dans le où les milieux considérés par : $\delta_p = 1 / 2 \cdot \alpha'$

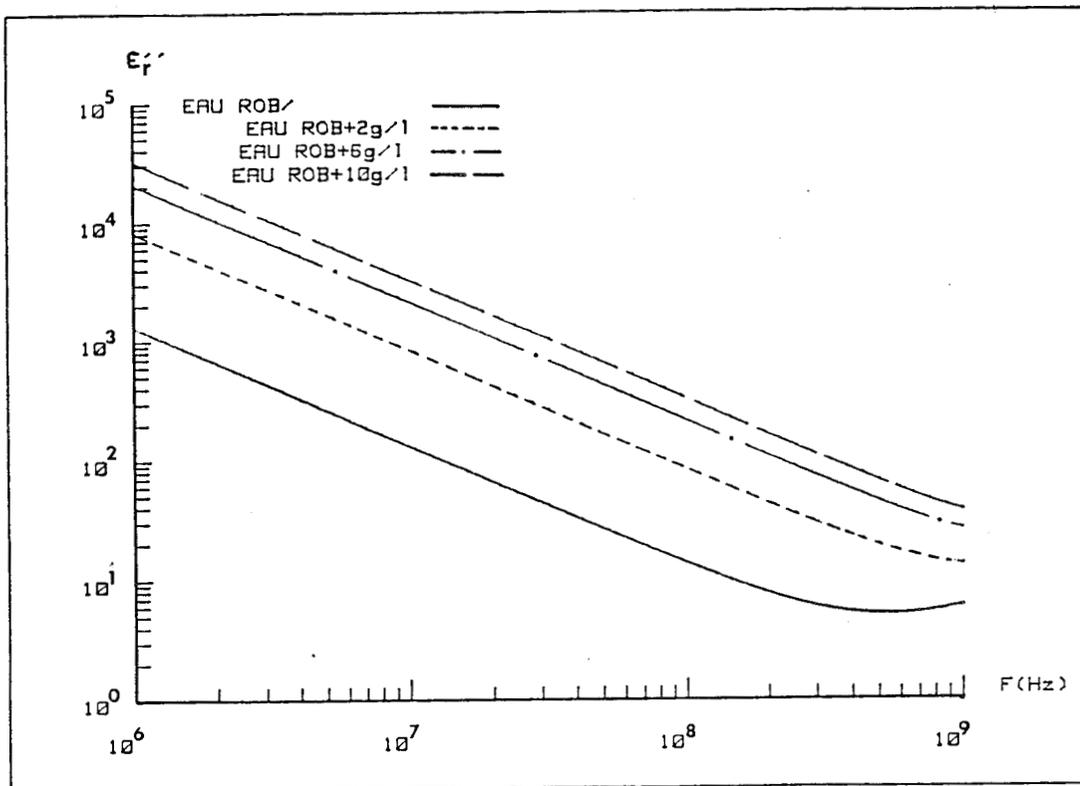
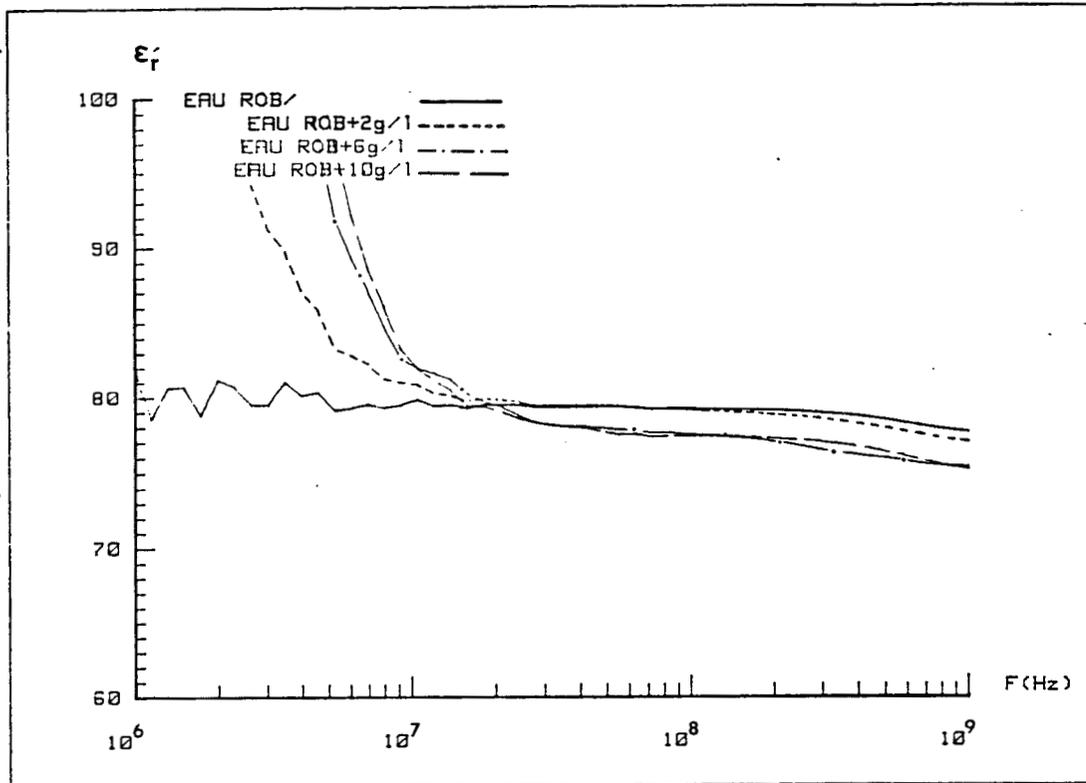


Figure I.3 : Constantes diélectriques ϵ'_r et ϵ''_r de l'eau salée (concentration 2 à 10 g/l) en fonction de la fréquence

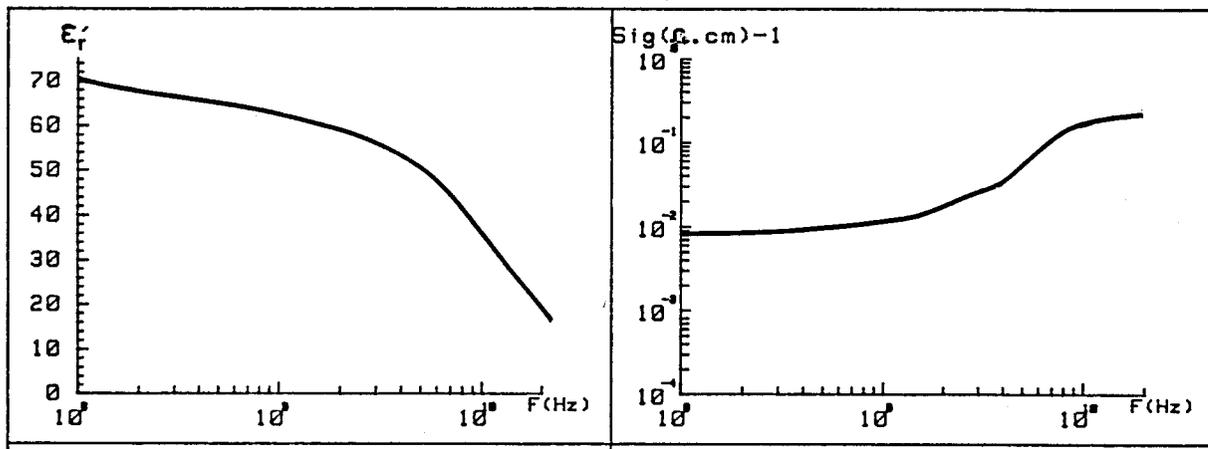


Figure I.4 : Constantes diélectriques ϵ'_r et ϵ''_r et conductivité σ du gel polyacrylamide en fonction de la fréquence à 25 °C

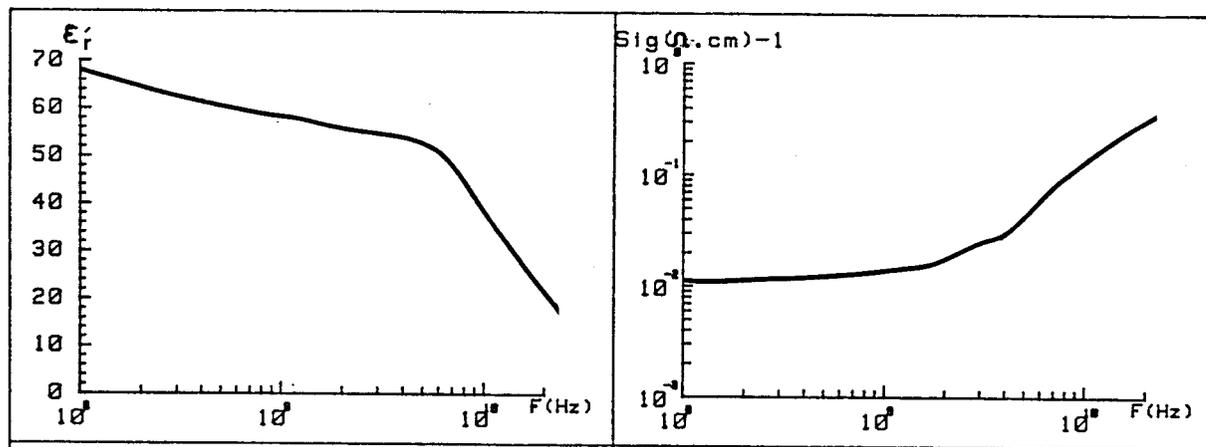
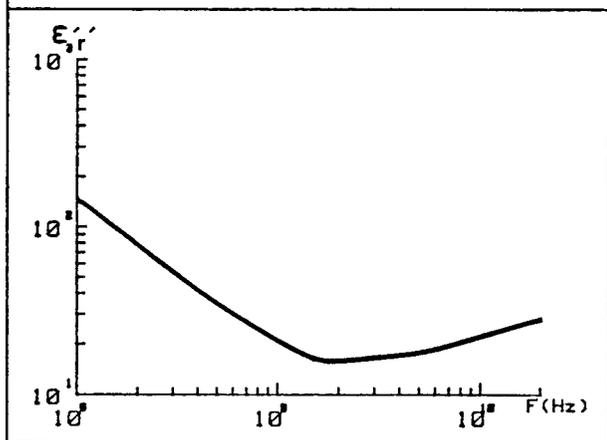
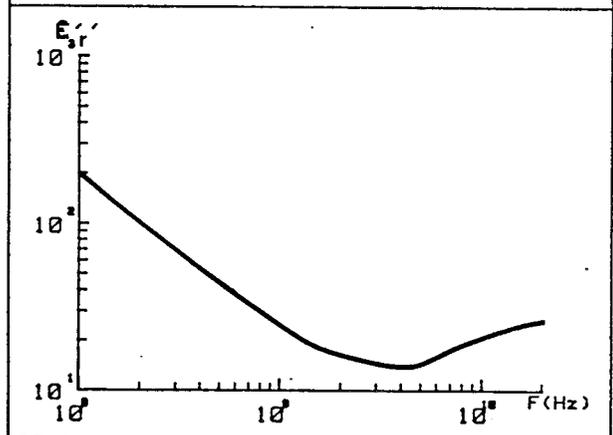


Figure I.5 : Constantes diélectriques ϵ'_r et ϵ''_r et conductivité σ du gel polyacrylamide en fonction de la fréquence à 40 °C



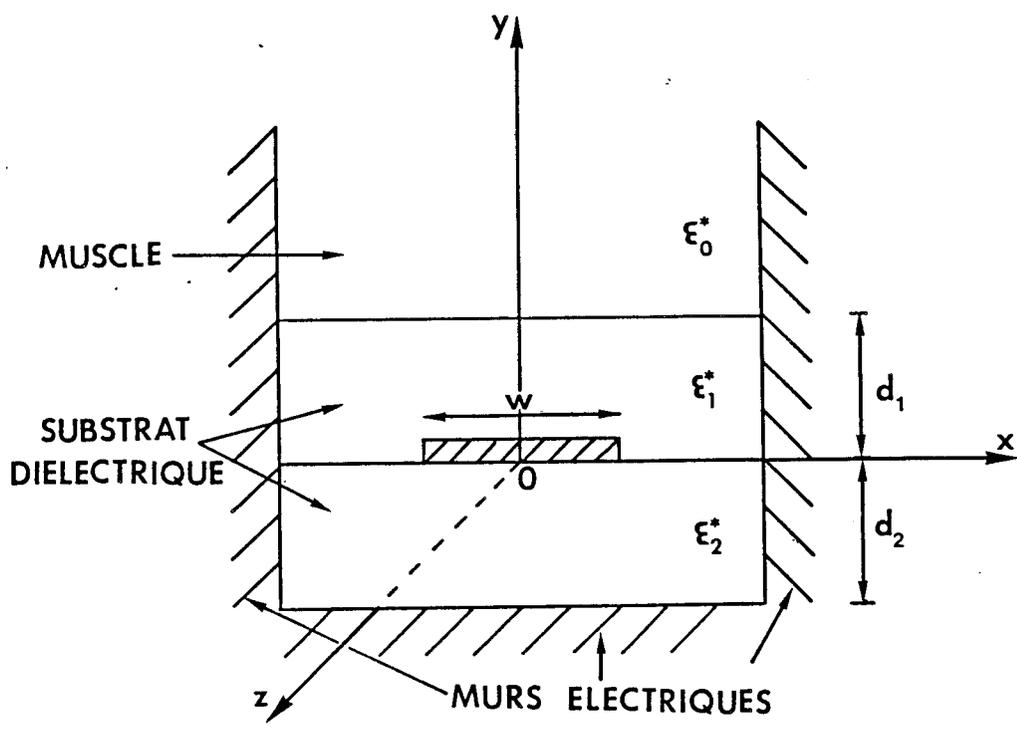


Figure I.6 : Modèle d'étude

Celle-ci a été définie comme étant la distance pour laquelle la puissance absorbée par unité de volume est réduite à 37 % de la puissance déposée à l'entrée du milieu dissipatif. La mesure de température et de l'énergie électrique rayonnée par le capteur est proportionnelle à la puissance transmise dans les milieux à pertes.

Suivant un axe dirigé vers l'intérieur du milieu lors d'un apport d'énergie, la détermination de la profondeur de pénétration peut donc être obtenue par :

- une mesure de température
- une mesure de tension proportionnelle au carré du champ électrique

Dans un milieu homogène, pour une onde plane, cette profondeur s'exprime par la relation suivante:

$$\delta_p = \frac{1}{2\alpha'} \quad (\text{I.7})$$

$$\text{avec } \alpha' = \frac{\epsilon_r'' \omega}{2 n_{ij} c} \quad (\text{I.8})$$

$$n_{ij} = \sqrt{\frac{\epsilon_r' + \sqrt{\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2}}{2}} \quad (\text{I.9})$$

où c : la vitesse de la lumière : $3 \cdot 10^{10} \text{ cm:s}^{-1}$

ω : la pulsation en rad.s^{-1}

n_{ij} : la partie réelle de l'indice de réfraction des milieux

ϵ_r'' : est déduit de $\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j \epsilon_r''$

I.4 MODELISATION DES APPLICATEURS EN STRUCTURE PLANE

I.4.1 Présentation du modèle

Avant d'aborder l'étude d'une structure multicouche comprenant les différents tissus humains (peau, graisse, muscle). Nous avons étudié en premier lieu, un modèle constitué d'une surcouche diélectrique posé au contact du muscle, ce modèle est représenté figure I.6.

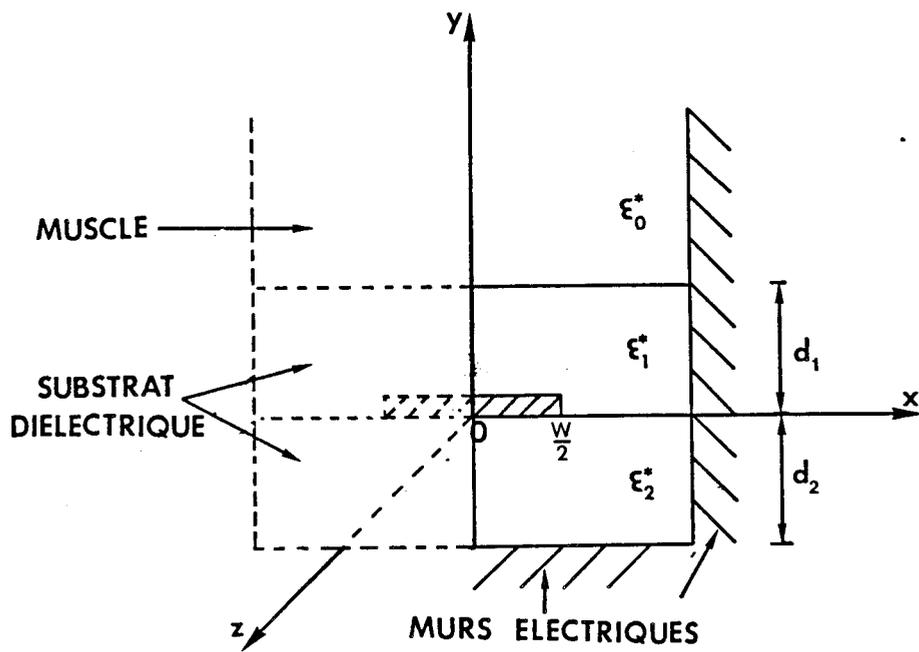


Figure I.7 : Demi-structure étudiée

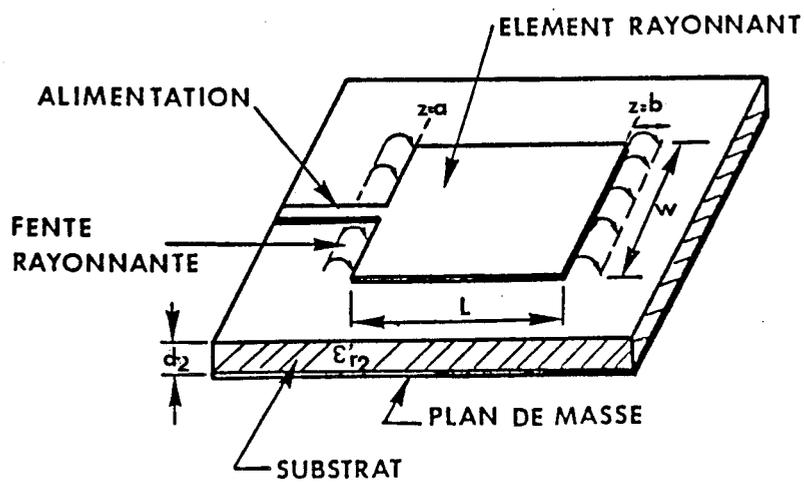


Figure I.8 : Schéma de l'antenne microruban rectangulaire

Pour faciliter le développement analytique, nous avons d'une part étudié cette structure dans un plan de section droite et d'autre part nous avons placé des murs électriques de part et d'autre de la ligne microruban, suffisamment loin pour ne pas perturber les phénomènes de propagation. De plus, cette structure possède un axe de symétrie par rapport à l'axe oy , ceci ramène l'étude au cas d'une demi-structure figure I.7.

I.4.2 Modélisation simplifiée de l'applicateur planaire

I.4.2.1 *Modèle de type ligne de transmission*

La modélisation d'une telle structure peut être abordée de plusieurs manières, en particulier citons les deux méthodes les plus courantes:

- la méthode de la ligne de transmission [14], [15];
- la méthode de la cavité [16]

Nous avons choisi le modèle unidimensionnel de la ligne de transmission d'un élément rectangulaire rayonnant dans l'air. Ce modèle simple permet de mieux appréhender les différents problèmes existants pour la structure étudiée.

Cette antenne présente deux discontinuités situées aux extrémités de la ligne de transmission en $z=a$ et $z=b$, figure I.8. Dans ce modèle, ces deux discontinuités sont assimilées à deux ouvertures rayonnant dans le demi-espace supérieur au plan de masse. Celles-ci peuvent être modélisées par une admittance constituée d'une conductance G caractérisant le rayonnement de la ligne et d'une capacité C caractérisant le stockage de l'énergie électrique dans le substrat diélectrique. Chaque ouverture rayonne le même champ que celui d'un dipôle magnétique. Le courant magnétique dans chacune des fentes est supposé constant, il permet de déterminer la conductance de rayonnement G du schéma équivalent représenté figure I.9. La structure de type microruban de la ligne permet de définir une impédance caractéristique Z_c^* dans l'approximation quasi TEM. Ces différents éléments (C , G , Z_c^*) sont calculés à partir des formules d'analyse et de synthèse de Wheeler, Schneider et Hammerstadt [17] et permettent d'accéder à la

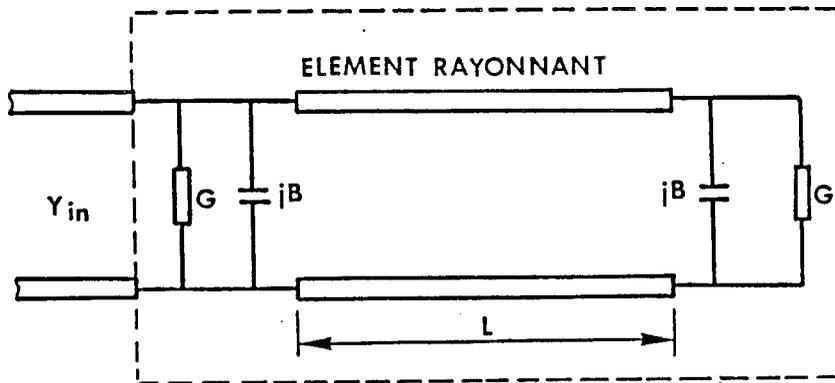


Figure I.9 : Schéma équivalent de l'antenne microruban

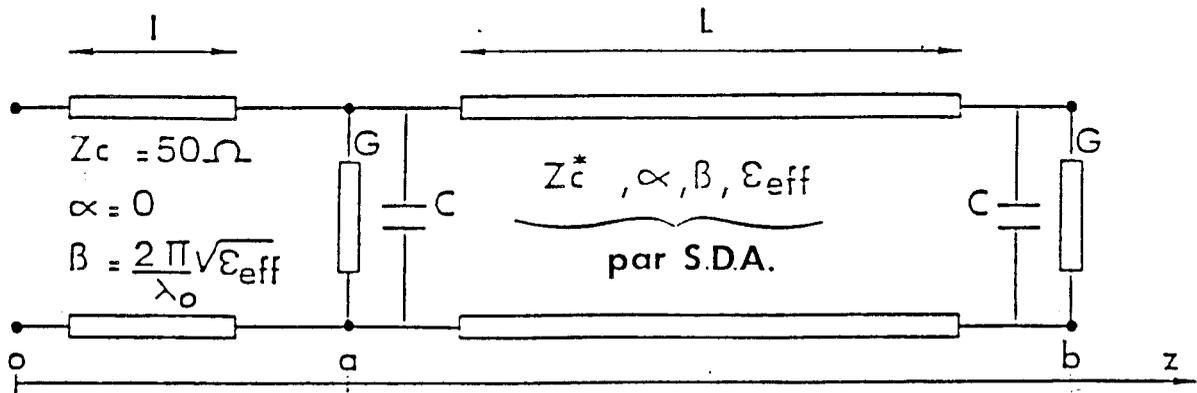


Figure I.10 : Schéma équivalent des applicateurs de contact

fréquence de résonance de l'antenne. Celle-ci est obtenue en annulant la partie imaginaire de l'admittance d'entrée:

$$f_r = \frac{c}{2 L \sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{I.10})$$

où c : la vitesse de la lumière : $3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$

L : la longueur de la ligne de transmission

ϵ_r : la permittivité relative du substrat diélectrique

L'avantage de cette méthode est de donner par des calculs simples des valeurs approchées de la fréquence de résonance et de l'impédance d'entrée. Mais elle présente l'inconvénient de n'être applicable que dans le cas d'une antenne rectangulaire et de ne pas prendre en compte les effets dus à l'alimentation.

I.4.2.2 Extension de ce modèle à notre structure

L'extension du modèle de la ligne de transmission correspond à une prise en compte des différents milieux au contact de nos applicateurs. Ceci se traduit par l'existence d'un milieu équivalent de permittivité relative effective ϵ_{eff} . Pour une antenne rayonnant dans l'air, cette valeur est déterminée à partir de formules approchées [17], elle dépend de la nature du substrat diélectrique (ϵ_2^* , d_2) et de la largeur du ruban W . A partir de cette valeur, nous pourrions déterminer les admittances $Y_a = Y_b = G + jB$ avec $B = C \cdot \omega$ et l'impédance caractéristique Z_c^* . Le schéma équivalent proposé, représenté figure I.10, est donc composé de deux tronçons de lignes de transmission; le premier représentant la ligne d'excitation, le second modélisant la ligne microruban en présence de milieux dissipatifs.

Afin de modéliser complètement l'applicateur, comme nous venons de le montrer, il nous faut calculer les caractéristiques de propagation (α , β , ϵ_{eff}) et l'impédance caractéristique (Z_c^*) de l'applicateur de type "patch" placé au contact de milieux à pertes.

I.5 Formulation du problème et choix de la méthode de résolution

L'étude d'une structure de propagation consiste à caractériser le comportement électromagnétique d'un système essentiellement défini par les composantes des champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{H} en chaque point et le diagramme de dispersion (ω, β) qui lui est associé. En considérant l'axe oz comme l'axe de propagation (cf. figure I.1), ces champs \vec{E} et \vec{H} caractérisent une onde se propageant suivant oz et sont obtenus à partir des formules suivantes:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0(x, y) \cdot e^{-j\gamma^*z} \cdot e^{j\omega t} \\ \vec{H} &= \vec{H}_0(x, y) \cdot e^{-j\gamma^*z} \cdot e^{j\omega t}\end{aligned}\quad (\text{I.11})$$

où $\gamma^* = \alpha + j\beta$: constante de propagation

β : constante de phase en rad.cm^{-1}

α : l'affaiblissement linéique en Nep.cm^{-1}

ω étant la pulsation

Ces champs électromagnétiques peuvent se décomposer en composantes transversales (\perp à oz) et longitudinales (\parallel à oz). Les composantes transversales s'expriment en fonction des composantes longitudinales et de leurs dérivées par rapport à x et y. Il suffit donc de déterminer uniquement les composantes longitudinales E_z et H_z pour obtenir l'ensemble des champs se propageant dans la structure.

Dans le cas de notre modèle, les différents milieux sont supposés isotropes (μ et ϵ^* sont des scalaires), homogènes et linéaires (μ et ϵ^* sont des constantes). Par conséquent, en l'absence de charges électriques et magnétiques dans le où les milieux où existe le champ électromagnétique, la résolution des équations de Maxwell se ramène

simplement à celle des équations d'Helmholtz:

$$\left(\Delta_t + (K^2 - \gamma^2) \right) \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{I.12})$$

ou Δ_t : représente le laplacien transverse

$$K : \text{le vecteur d'onde: } K = \omega (\epsilon^* \mu_0 \epsilon_0)^{\frac{1}{2}}$$

ω : la pulsation en rad.s^{-1}

μ_0 : la perméabilité magnétique de l'air = $4 \pi 10^{-9}$ en H.cm^{-1}

L'étude de propagation se ramène donc à la résolution d'un problème aux valeurs propres de l'opérateur Δ_t . Ces valeurs sont obtenues en résolvant les équations (I.12) à partir des conditions de symétries et de continuité aux différents interfaces.

En fait, pour les structures planaires, la difficulté essentielle réside dans l'écriture des conditions de continuité sur l'interface comportant le ruban métallique.

La résolution de ce problème ne peut se faire de façon analytique; pour les dispositifs étudiés dans ce travail, nous avons choisi une méthode numérique basée sur l'approche dans le domaine spectral [18], [19]. D'autres méthodes [20], [21] permettent de résoudre les équations de propagation mais nous obligeraient à résoudre des systèmes importants d'équations nécessitant des temps de calcul très importants. De plus, la conductivité σ du milieu dissipatif placé au contact de l'applicateur est élevé, il n'est donc pas possible dans ce cas de mettre en oeuvre des méthodes de perturbations.

Cette méthode consiste à transposer le traitement guide d'onde classique de l'espace géométrique (x,y,z) en un espace image (α_m, y, z) obtenu par transformation de Fourier à une dimension. Cette transposition permet de s'affranchir de l'inhomogénéité de la condition aux limites du conducteur métallique à l'interface diélectrique - milieu dissipatif, dans la direction ox . L'étude de propagation se ramène donc à la résolution d'un système d'équations algébriques de faible dimension. Cependant cette approche nécessite des modèles constitués de couches planes.

En résumé cette méthode permet de prendre en compte:

- les discontinuités électriques sur les interfaces plans en travaillant dans l'espace transformé de Fourier;
- l'épaisseur de métallisation;
- les caractéristiques diélectriques des milieux sous investigation;
- les pertes dans le substrat diélectrique .

Cependant des hypothèses simplificatrices ont été réalisées afin de ne pas alourdir l'élaboration d'un programme de synthèse:

- la présence d'un matériau fortement dissipatif sur le ruban métallique génère de très fortes pertes en volume, les pertes métalliques pourront être donc négligées;
- l'épaisseur de métallisation ainsi que la ligne d'alimentation ne seront pas prises en compte, compte tenu du modèle choisi.

I.6 Mise en oeuvre de l'approche dans le domaine spectral

I.6.1 Expression des champs dans les milieux

Les champs \vec{E} et \vec{H} caractérisent l'onde se propageant suivant la direction oz. L'inhomogénéité de la structure dans un plan de section droite entraîne que les modes qui s'y propagent soient de nature hybride. Le mode fondamental étudié, de type pair, s'identifie aux composantes longitudinales des champs \vec{E} et \vec{H} :

$$\begin{aligned} E_z(x) &= E_z(-x) \\ H_z(x) &= -H_z(-x) \end{aligned} \tag{I.13}$$

A partir des hypothèses énoncées précédemment sur les différents milieux, la connaissance de l'ensemble des champs électromagnétiques qui se propagent dans la

structure passe donc par la résolution des équations d'Helmholtz:

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2} - \gamma^{*2} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon^*_i \right) \begin{pmatrix} E_{zi} \\ H_{zi} \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{I.14})$$

$$\epsilon^*_i = \epsilon'_{ri} - j \epsilon''_{ri} \text{ avec } \epsilon''_{ri} = \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \quad (\text{I.15})$$

ou i : représente l'indice du milieu considéré

γ^* : la constante de propagation

ϵ^*_i : la permittivité complexe du milieu i

σ_i : la conductivité du milieu i

La présence des murs électriques en $\pm LT/2$, permet de décomposer l'ensemble des champs en série de Fourier. Les composantes longitudinales sont obtenues alors à partir des formules suivantes :

$$E_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{zi}(\alpha_m, y) \cdot \sin(\alpha_m x) + \tilde{E}_{zi}(\alpha_m, y) \cdot \cos(\alpha_m x) \right) \quad (\text{I.16})$$

$$H_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{H}_{zi}(\alpha_m, y) \cdot \sin(\alpha_m x) + \tilde{H}_{zi}(\alpha_m, y) \cdot \cos(\alpha_m x) \right) \quad (\text{I.17})$$

où \tilde{E}_{zi} , \tilde{E}_{zi} , \tilde{H}_{zi} et \tilde{H}_{zi} sont les coefficients de Fourier des composantes E_{zi} et H_{zi} .

La parité du mode étudié (mode fondamental de type pair) permet de simplifier les équations (I.16) et (I.17), nous obtenons alors:

$$E_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{E}_{zi}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \quad (\text{I.18})$$

$$H_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{H}_{zi}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) \quad (\text{I.19})$$

La variable et les coefficients de Fourier s'expriment pour le mode considéré par les relations suivantes :

$$\alpha_m = \frac{2\pi}{LT} \left(m - \frac{1}{2} \right) \quad \text{avec } m \text{ nombre entier} \quad (\text{I.20})$$

$$\tilde{E}_{z1}(\alpha_m, Y) = \frac{2}{LT} \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} E_{z1}(x, Y) \cos(\alpha_m x) dx \quad (\text{I.21})$$

$$\tilde{H}_{z1}(\alpha_m, Y) = \frac{2}{LT} \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} H_{z1}(x, Y) \sin(\alpha_m x) dx \quad (\text{I.22})$$

Dans ces conditions le système d'équation (I.14) appliqué aux grandeurs transformées devient :

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta Y^2} - K_{m1}^2 \right) \begin{bmatrix} \tilde{E}_{z1} \\ \tilde{H}_{z1} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I.23})$$

où le vecteur d'onde suivant l'axe oy à pour expression :

$$K_{m1}^2 = \alpha_m^2 + \gamma^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_1^* \mu_0 \quad (\text{I.24})$$

Pour le mode étudié, les composantes longitudinales obtenues à partir du système (I.23) ont donc pour forme:

- dans le milieu 0 :

$$\begin{aligned} E_{z0}(x, Y) &= \sum_{m=1}^{\infty} M(m) e^{-K_{m0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x) \\ H_{z0}(x, Y) &= \sum_{m=1}^{\infty} N(m) e^{-K_{m0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x) \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

- dans le milieu 1 :

$$\begin{aligned}
 E_{z1}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} [O(m) \operatorname{sh}(K_{m1} y) + P(m) \operatorname{ch}(K_{m1} y)] \cos(\alpha_m x) \\
 H_{z1}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} [Q(m) \operatorname{sh}(K_{m1} y) + R(m) \operatorname{ch}(K_{m1} y)] \sin(\alpha_m x) \quad (\text{I.26})
 \end{aligned}$$

- dans le milieu 2 :

$$\begin{aligned}
 E_{z2}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} [S(m) \operatorname{sh}(K_{m2}(y)) + T(m) \operatorname{ch}(K_{m2}(y))] \cos(\alpha_m x) \\
 H_{z2}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} [U(m) \operatorname{sh}(K_{m2}(y)) + V(m) \operatorname{ch}(K_{m2}(y))] \sin(\alpha_m x) \quad (\text{I.27})
 \end{aligned}$$

Dans ces expressions les grandeurs $N(m), M(m) \dots V(m)$ sont des variables complexes indicées par m inconnues. Pour chaque région considérée, les composantes transversales sont obtenues à partir des dérivées des composantes longitudinales. La détermination de l'ensemble des composantes des champs électromagnétiques explicitées dans l'annexe 1, est réalisée par l'application des conditions de continuité aux différents interfaces de la structure.

I.6.2 Ecriture des conditions de continuité

Ces conditions vont nous permettre de déterminer les variables complexes inconnues jusqu'ici.

- En $y = -d_2$, sur le plan métallique supposé parfaitement conducteur, les champs électriques tangentiels sont nuls :

$$E_{x2}(x, -d_2) = E_{z2}(x, -d_2) = 0 \quad \forall x \quad (\text{I.28})$$

Remarque :

Il suffira d'appliquer, pour une structure multicouche, aux différents interfaces les conditions écrites pour l'interface situé en $y=d1$, les conditions de continuité en $y = 0$ et $y = -d2$ restent inchangées.

La présence des murs électriques en $x = \pm LT/2$, nous permet d'exprimer de la même manière les densités de courant J_x et J_z sur le ruban métallique, décomposées en série de Fourier (en $y = 0$) :

$$\begin{aligned}
 J_x(x, 0) &= \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{J}_x(\alpha_m, 0) \cdot \sin(\alpha_m x) \\
 J_z(x, 0) &= \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{J}_z(\alpha_m, 0) \cdot \cos(\alpha_m x) \quad (I.33)
 \end{aligned}$$

En tenant compte des relations d'orthogonalité :

$$\begin{aligned}
 \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} \cos(\alpha_m x) \cdot \cos(\alpha_n x) dx &= \frac{LT}{2} \delta_{mn} \\
 \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} \sin(\alpha_m x) \cdot \sin(\alpha_n x) dx &= \frac{LT}{2} \delta_{mn} \quad (I.34)
 \end{aligned}$$

$$\text{où } \delta_{mn} = 1 \text{ si } \alpha_m = \alpha_n \neq 0$$

$$\delta_{mn} = 0 \text{ si } \alpha_m \neq \alpha_n$$

A partir de l'ensemble des conditions de continuité aux différents interfaces et

- En $y = 0$, à l'interface ruban - diélectrique nous avons :

- continuité des composantes tangentielles du champ électrique, aussi bien sur la partie conductrice qu'en dehors de celle-ci, soit donc :

$$\begin{aligned} E_{x1}(x, 0) &= E_{x2}(x, 0) & \forall x \\ E_{z1}(x, 0) &= E_{z2}(x, 0) & \forall x \end{aligned} \quad (I.29)$$

- discontinuité des composantes tangentielles du champ magnétique sur la partie conductrice qui fait apparaître des densités de courant superficiel :

$$\begin{aligned} H_{x1}(x, 0) - H_{x2}(x, 0) &= J_z(x, 0) & \forall x \\ H_{z1}(x, 0) - H_{z2}(x, 0) &= J_x(x, 0) & \forall x \end{aligned} \quad (I.30)$$

- En $y = d1$, à l'interface milieu dissipatif - surcouche diélectrique, nous avons :

- continuité des composantes tangentielles du champ électrique

$$\begin{aligned} E_{x0}(x, d1) &= E_{x1}(x, d1) & \forall x \\ E_{z0}(x, d1) &= E_{z1}(x, d1) & \forall x \end{aligned} \quad (I.31)$$

- continuité des composantes tangentielles du champ magnétique

$$\begin{aligned} H_{x0}(x, d1) &= H_{x1}(x, d1) & \forall x \\ H_{z0}(x, d1) &= H_{z1}(x, d1) & \forall x \end{aligned} \quad (I.32)$$

des expressions des champs dans les différents milieux, nous aboutissons au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} B_{11}(\alpha_m, \gamma_m^*, \omega, \epsilon^*_1) & B_{12}(\alpha_m, \gamma_m^*, \omega, \epsilon^*_1) \\ B_{21}(\alpha_m, \gamma_m^*, \omega, \epsilon^*_1) & B_{22}(\alpha_m, \gamma_m^*, \omega, \epsilon^*_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_m, 0) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_m, 0) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, 0) \end{bmatrix} \quad (I.35)$$

où $\tilde{E}_x, \tilde{E}_z, \tilde{J}_x, \tilde{J}_z$ sont les composantes des champs électriques et des densités de courant sur l'interface contenant le conducteur, dans l'espace transformé de Fourier.

I.6.3 Résolution du système matriciel.

Pour la résolution du système matriciel (I.35), nous avons utilisé une méthode des moments connue sous le nom de méthode de Galerkin. Nous n'énoncerons que les traits principaux de cette méthode de résolution, celle-ci étant très bien détaillée dans la thèse de P.Pribetich [1].

Cette méthode consiste à :

- modéliser les densités de courant inconnues en une base de fonctions connues:

$$J_x(x, 0) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i J_{xi}(x, 0)$$

$$J_z(x, 0) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j J_{zj}(x, 0) \quad (I.36)$$

les fonctions indicées par i et j dans les développements ci-dessus constituent cette base. Les coefficients de pondération A_i, C_j sont des constantes inconnues et J_x et J_z sont les densités de courant sur le ruban.

- à définir un produit scalaire:

par application du théorème de Parseval, le système d'équations non homogènes (I.35) se transforme en un système d'équations linéaires homogènes de la forme (explicité en annexe 2):

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix}(\alpha_m, 0) \begin{bmatrix} B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix}(\alpha_m, 0) = 0 \quad (I.37)$$

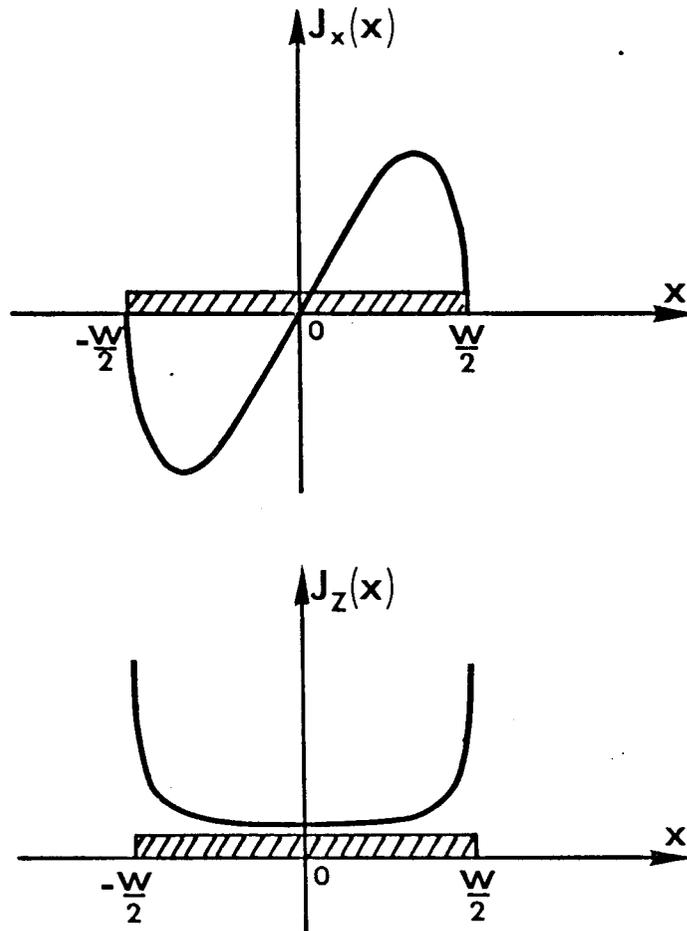


Figure I.11 : Fonctions de base $J_x(x)$ et $J_z(x)$

Les valeurs propres γ^* sont alors obtenues en annulant le déterminant de ce système matriciel (I.37), l'ensemble des vecteurs propres correspondants (A_i, C_j) nous permet de calculer les champs électromagnétiques à l'interface contenant le ruban métallique. A partir des équations de continuité, nous pouvons déduire les champs dans toute la structure. Pour la résolution du système d'équations linéaires (I.37) nous devons faire un choix de fonctions de base représentant les densités de courant. L'efficacité de l'approche dans le domaine spectral dépend essentiellement de ce choix.

Les composantes des densités de courant $J_x(x, y)$ et $J_z(x, y)$ sont décomposées en polynômes de type Tchebyshev $U_n(\omega)$ et $T_m(\omega)$:

J_x fonction de base de type impaire :

$$J_x(x, 0) = \left\{ \begin{array}{ll} U_n(\omega) \cdot \sqrt{1-\omega^2} & \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{array} \right\} \quad (\text{I.38})$$

J_z fonction de base de type paire :

$$J_z(x, 0) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{T_m(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} & \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{array} \right\} \quad (\text{I.39})$$

où $n = 1, 2, 3, \dots$

$m = 0, 1, 2, \dots$

$$\omega' = \frac{2x}{W}$$

W étant la largeur de l'applicateur

A titre d'exemple, pour une fonction de base suivant chaque direction, nous obtenons :

$$\begin{aligned} J_x(x, 0) &= U_2(\omega) \cdot \sqrt{1-\omega^2} \\ J_z(x, 0) &= \frac{T_0(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} \end{aligned} \quad (\text{I.40})$$

Les allures de ces fonctions de base représentant les densités de courant superficiel sur la ligne microruban sont présentées sur la figure I.11.

Ces fonctions permettent de tenir compte des symétries et des effets de bord de la composante transversale E_x par le terme $(1-u^2)^{-1/2}$.

De plus les transformées de Fourier des polynômes U_n et T_m sont liées aux fonctions de Bessel J_n de première espèce. Cette association des polynômes de Tchebyshev aux fonctions de Bessel permet d'obtenir les densités de courant $\tilde{J}_x(\alpha_m, 0)$ et $\tilde{J}_z(\alpha_m, 0)$ dans l'espace image :

$$\begin{aligned}\tilde{J}_x(\alpha_m, 0) &= \sum_{i=1}^I A_i \frac{W}{2} \frac{\pi}{\alpha_m} \tilde{J}_{2i}\left(\frac{\alpha_m W}{2}\right) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, 0) &= \sum_{j=1}^J C_j \frac{W}{2} \frac{\pi}{\alpha_m} \tilde{J}_{2(j-1)}\left(\frac{\alpha_m W}{2}\right)\end{aligned}\quad (I.41)$$

où A_i et C_j : représentent les coefficients de pondération des fonctions de base
 I et J : le nombre de fonctions suivant chaque direction
 W : la largeur du ruban métallique

Désormais nous sommes en présence de tous les éléments pour pouvoir résoudre le système d'équations (I.37). Les solutions non triviales de ce système nécessitent l'exploration de zones dans le plan complexe celle-ci étant principalement due à la présence des milieux dissipatifs. La recherche de ces solutions dans le plan complexe est basée sur le calcul des résidus, par la méthode de Lampariello et Sorrentino [22]. La solution obtenue fournit, à une fréquence donnée, la constante de propagation $\gamma^* = \alpha + j\beta$ des modes guidés par la structure. A partir de ces paramètres de propagation, nous en déduisons la valeur de la permittivité effective :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2 = \frac{c^2 \beta^2}{4 \pi^2 f^2} \quad (I.42)$$

où λ_0 : la longueur d'onde dans l'espace libre
 λ_g : la longueur d'onde guidée
 c : la célérité de la lumière : $3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
 β : la constante de phase en rad cm^{-1}
 f : la fréquence de travail en Ghz

Ce développement analytique, nous permet d'accéder au calcul de l'impédance caractéristique.

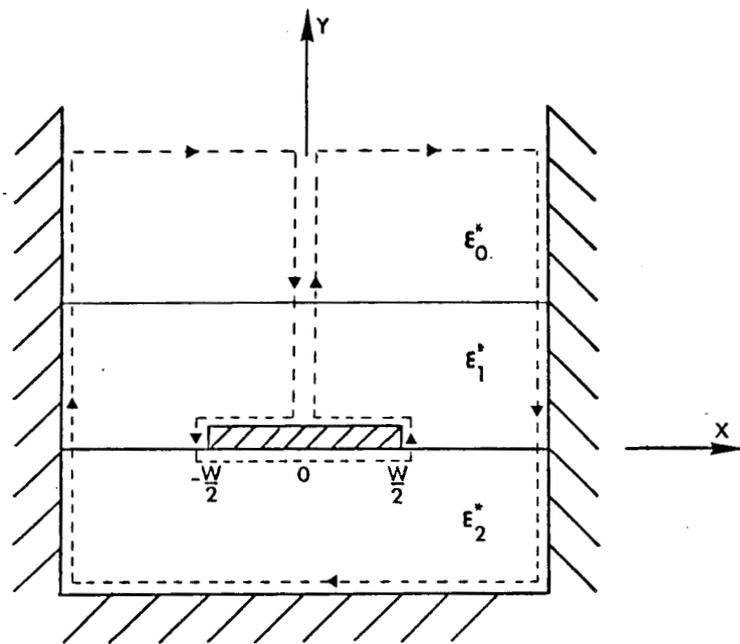


Figure I.12 : Contour d'intégration pour le calcul du courant I_x

I.6.4 Impédance caractéristique

La structure de type microruban de la ligne étudiée, nous autorise à définir, dans le cadre de l'approximation quasi TEM, une impédance caractéristique Z_c^* (en fait le mode fondamental a un comportement quasi TEM, en basse fréquence). Le calcul de cette impédance est déduit de la circulation du champ magnétique qui s'identifie à un courant, le long d'un contour fermé, longeant le conducteur de la structure considérée. Il faut préciser que l'on ne retient ici que la portion du contour qui nous fournit ce courant, figure I.12. Celui-ci nous permet de calculer l'impédance caractéristique en courant Z_c^* par la relation suivante :

$$Z_c^* = \frac{2 P^*}{I_x I_x^*} \quad (\text{I.43})$$

où I_x : représente le courant qui correspond à la circulation de la composante H_x entre le conducteur central et le plan de masse :

$$I_x = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} [H_{x1}(x, 0) - H_{x2}(x, 0)] dx \quad (\text{I.44})$$

P^* : représente le flux de puissance ou la puissance transportée par le mode guidé :

$$P^* = \frac{1}{2} \int_s (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) ds \quad (\text{I.45})$$

Pour la détermination de ce flux de puissance complexe dont la partie réelle correspond à la puissance réellement guidée pour le mode considéré et la partie imaginaire, à la puissance réactive stockée, il nous faut calculer les flux de puissance dans chaque milieu i . Le flux de puissance traversant la section droite de la structure étudiée a donc pour expression (les différents termes de cette intégrale seront donnés en annexe 3) :

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} [E_{xi}(x, Y) H_{yi}^*(x, Y) - E_{yi}(x, Y) H_{xi}^*(x, Y)] dx dy \quad (\text{I.46})$$

Remarque : Il aurait été possible de définir une impédance caractéristique non pas en courant mais en tension. Dans ce cas la tension V_x correspondrait à la circulation du champ E_x .

I.6.5 Problèmes numériques

Les problèmes numériques sont essentiellement dus à des problèmes de convergence. La résolution du système matriciel se faisant numériquement, impose des conditions sur le choix du nombre de fonctions de base mais aussi sur la troncature des développements en série de Fourier. De ce fait, le résultat obtenu ne constitue qu'une solution approchée du problème réel. Ce choix doit permettre aux éléments de la base tronquée de se rapprocher le plus près possible de la solution exacte.

Des travaux [23] ont montré que ces problèmes de convergence sont en fait liés à un mauvais conditionnement de la matrice [B] du système linéaire à résoudre. De ces études, des critères ont été proposés fournissant une relation entre la largeur des murs électriques espacés suffisamment loin pour ne pas perturber le comportement de la structure, le nombre de fonctions de base, la largeur du ruban métallique W et du nombre de termes utilisés dans les développements utilisés, cette relation s'écrit :

$$\frac{N}{M} = \frac{W}{LT \cdot A} \quad (I.47)$$

- où N : représente le nombre de fonctions de base;
 W : la largeur du ruban métallique;
 A : un coefficient dépendant du nombre de fonctions de base;
 LT : la largeur totale de la structure;
 M : le nombre de termes de la série de Fourier.

Dans la suite de notre étude, nous avons vérifié que ce critère soit toujours respecté. Cependant afin de tester la validité de ce critère et d'aboutir à des temps de calculs raisonnables avec un micro-ordinateur de bureau, nous avons testé celui-ci pour différents cas.

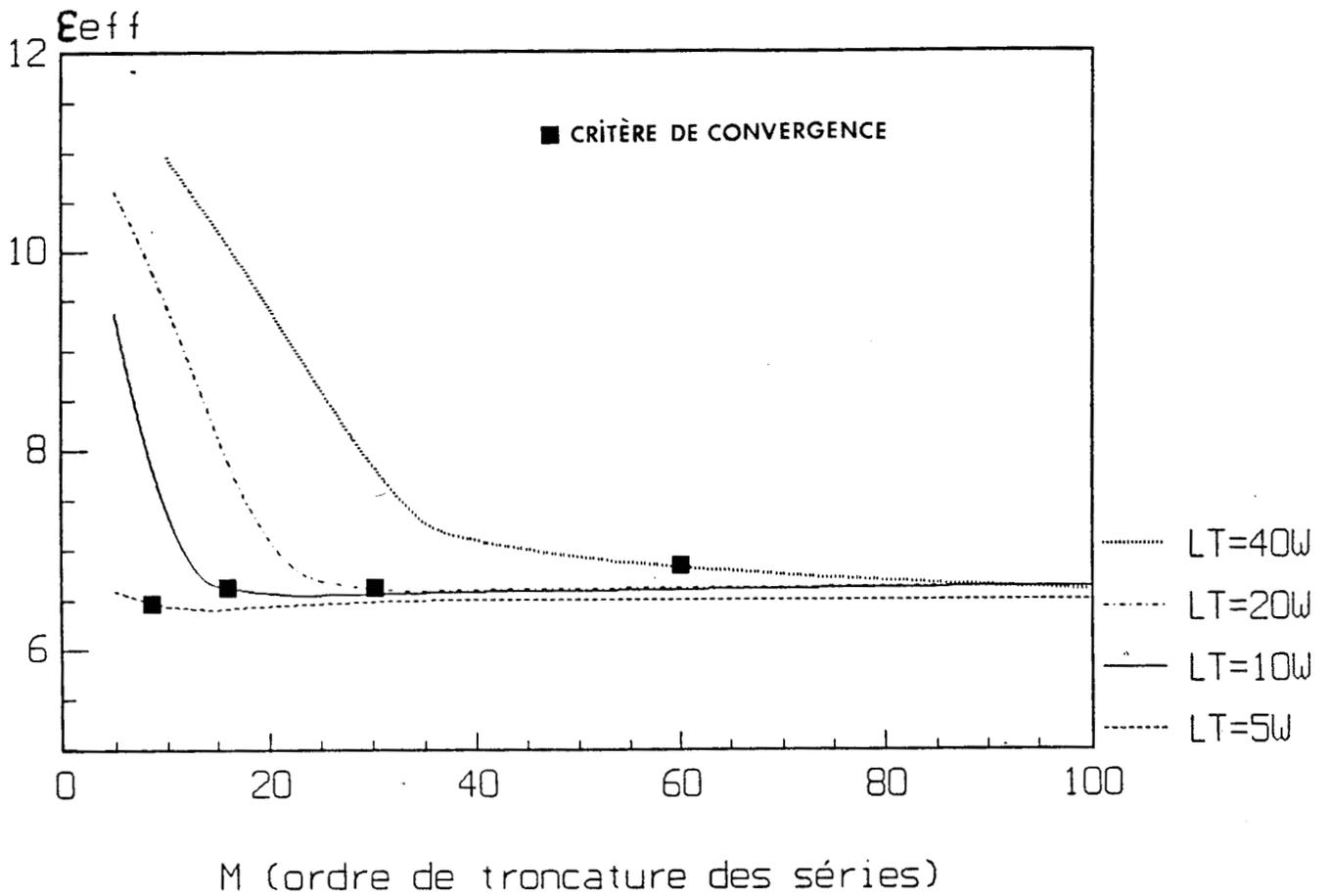
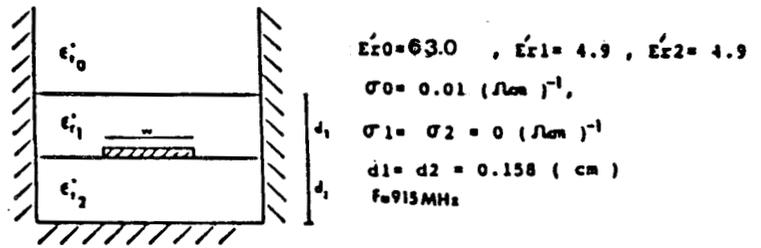


Figure I.13 : Évolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction du nombre de terme M des séries de Fourier, pour plusieurs largeurs de la structure LT

Nous présentons sur les figures I.13, I.14, une étude de convergence pour une structure protégée par une couche diélectrique et posée au contact d'un milieu dissipatif. Nous avons étudié l'influence du nombre de terme des séries de Fourier M , de la largeur de la structure LT et du nombre de fonctions de base tant en ce qui concerne la permittivité relative effective que l'impédance caractéristique.

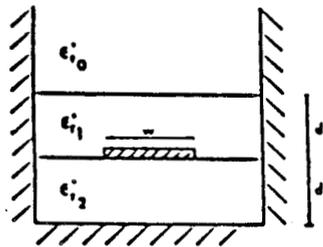
A partir de ces résultats, nous pouvons constater la stabilité des paramètres de propagation ϵ_{eff} et Z_c^* (partie réelle) à partir du critère de convergence. Nous remarquons que plus la distance LT entre les murs électriques est grande et plus il faut augmenter le nombre de termes M . Afin de ne pas perturber la structure de propagation, nous nous sommes fixé une largeur LT égale à dix fois la largeur du ruban. Enfin, la courbe figure I.15 montre que la solution, à partir du critère de convergence, s'écarte très faiblement pour une et cinq fonctions de base [$I(\text{nombre de fonctions } J_x(x)) = J(\text{nombre de fonctions } J_z(x))$], par contre le temps de calcul est pratiquement doublé. Nous retrouvons les mêmes phénomènes pour des structures rayonnantes dans l'air. En effet, dans une structure microruban, la non homogénéité du milieu de propagation (air - diélectrique) fait que les lignes de champ subissent des réfractions à l'interface de ces deux milieux. Lorsque la largeur du conducteur est faible, des modes de propagation d'ordre supérieur apparaissent. Cependant, pour les applications envisagées la largeur du ruban métallique ($W > 1 \text{ cm}$) est telle que les modes d'ordre supérieur n'interviennent que très faiblement.

Pour la validation de notre modèle, nous utiliserons une seule fonction de base dans les directions ox et oz , une largeur entre les murs électriques $LT = 10.W$ et enfin un nombre $M = 40$.

I.7 Comparaisons avec d'autres travaux sur des milieux sans pertes et à fortes pertes

I.7.1 Les différentes méthodes existantes sur milieu à pertes

Les études relatives aux éléments rayonnants sur des milieux dissipatifs à pertes sont beaucoup moins nombreuses que celles traitant du comportement d'antennes rayonnant dans l'air [17].



$\epsilon_{r0}=63.0$, $\epsilon_{r1}= 4.9$, $\epsilon_{r2}= 4.9$
 $\sigma_0= 0.01 (\Omega\text{cm})^{-1}$,
 $\sigma_1= \sigma_2 = 0 (\Omega\text{cm})^{-1}$
 $d_1= d_2 = 0.158 (\text{cm})$
 $f_0=915\text{MHz}$

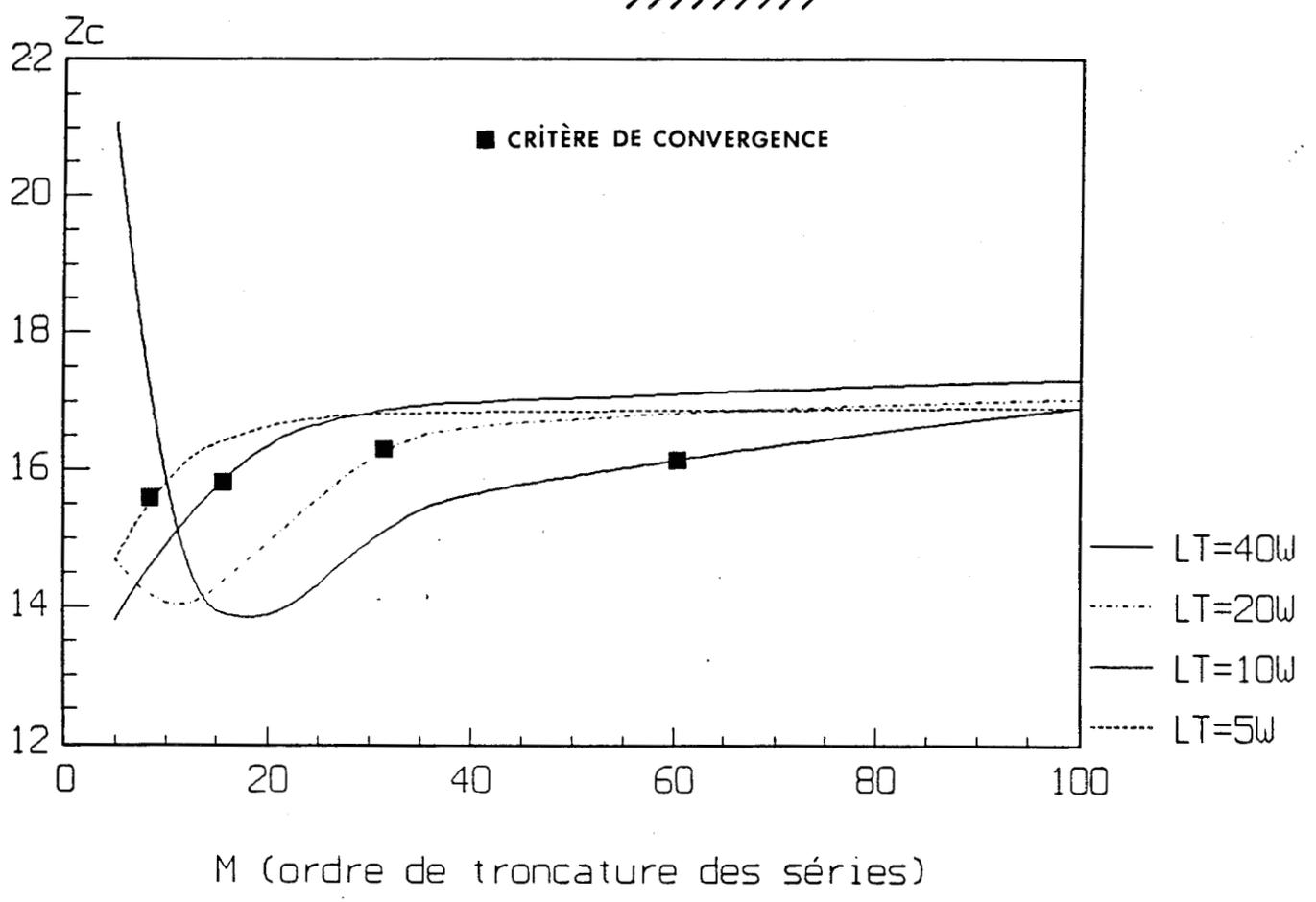
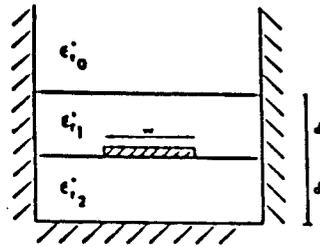


Figure I.14 : Evolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c en fonction du nombre de terme M des séries de Fourier, pour plusieurs largeurs de la structure LT



$\epsilon_{r0} = 63.0$, $\epsilon_{r1} = 4.9$, $\epsilon_{r2} = 4.9$
 $\sigma_0 = 0.01 (\Omega \text{cm})^{-1}$,
 $\sigma_1 = \sigma_2 = 0 (\Omega \text{cm})^{-1}$
 $d_1 = d_2 = 0.158 (\text{cm})$
 $f = 915 \text{MHz}$

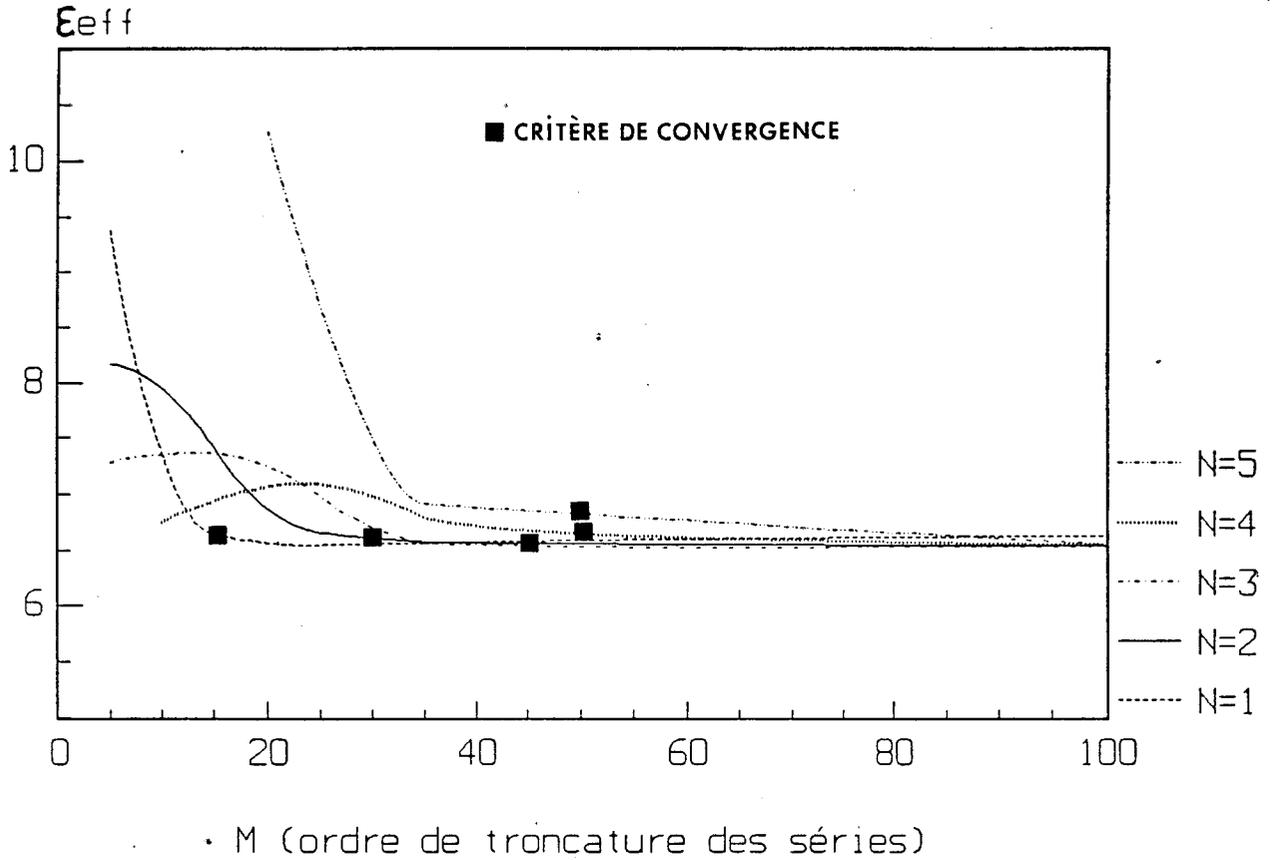


Figure I.15 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction du nombre de terme M des séries de Fourier, pour plusieurs fonctions de base $J_x(X)$ et $J_z(X)$

Toutefois quelques auteurs se sont intéressés à ce sujet pour les applications médicales. La méthode utilisée par Bahl et Stuckly [10], [24] est un procédé variationnel. Cette méthode consiste à déterminer les caractéristiques microondes (constante de propagation, permittivité effective, impédance caractéristique) par une approche en mode quasi TEM. Dans cette méthode des équations intégrales, les conditions de continuité aux différentes interfaces sont écrites dans l'espace géométrique réel. L'inconvénient de ce type de procédé réside dans le fait que la résolution du système d'intégrales est parfois délicate pour la définition des contours d'intégration, la résolution du système se faisant par la méthode de Simpson.

De Zutter et Beyne [25] se sont intéressés à la puissance émise, par des applicateurs de type microruban, dans les tissus biologiques. A partir des équations intégrales des densités de courant sur le ruban métallique et des fonctions de Green résolues par la méthode des moments, ils ont reconstruit le dépôt de puissance dans les différentes couches.

L'analyse de ces travaux nous a permis de réaliser des comparaisons théoriques et expérimentales sur un élément rayonnant placé au contact de milieux dissipatifs.

I.7.2 Validation du modèle

Avant de donner quelques exemples de résultats obtenus par le procédé que nous venons de décrire et de confronter notre modèle à différentes études publiées dans la littérature, il n'est sans doute pas inutile d'en résumer maintenant les paramètres essentiels.

Les grandeurs d'entrée concernent :

- les caractéristiques du substrat diélectrique, de la couche protectrice et du milieu dissipatif, c'est à dire la permittivité relative ϵ_{ri} , la conductivité σ_i et l'épaisseur d_i des différentes couches;

- les caractéristiques géométriques de l'applicateur (la largeur W de la ligne de propagation) et de la structure (la longueur LT fixée à dix fois la largeur W);

- la fréquence de travail f désirée, le nombre de fonctions de base (fixé à une fonction suivant ox et oz), le nombre M de termes des séries de Fourier (fixé à 40) et le domaine de recherche dans le plan complexe.

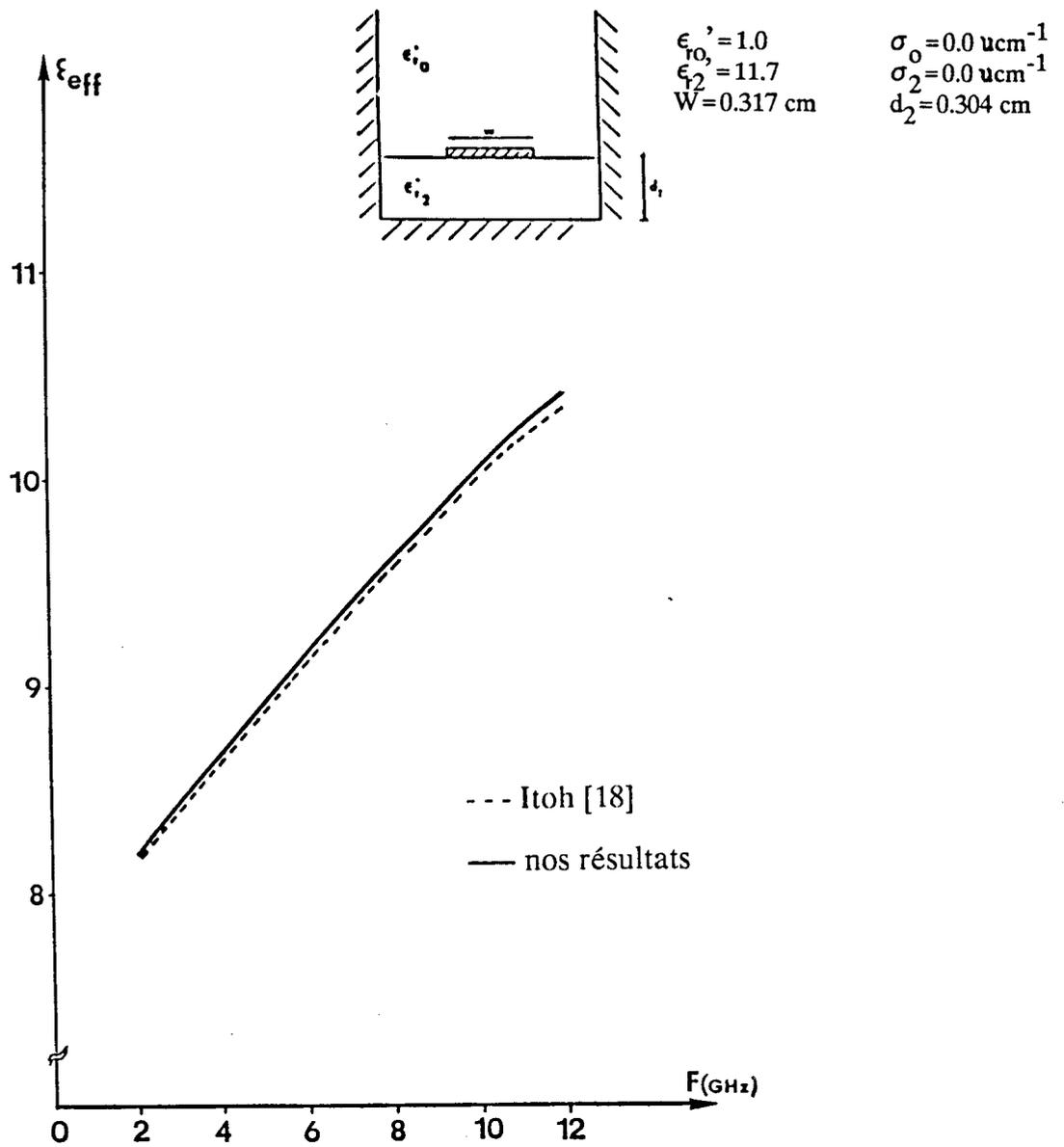


Figure I.16 : Etude comparative avec d'autres travaux [18] : évolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de la fréquence

Les grandeurs de sortie que notre modèle permettra d'obtenir concernent, pour une structure donnée :

- la permittivité relative effective ϵ_{eff} ;
- la constante de propagation complexe $\gamma^* = \alpha + j\beta$;
- l'impédance caractéristique complexe Z_c^* ;
- l'évolution des champs électromagnétiques dans le milieu dissipatif et éventuellement dans la couche de protection.

Afin de valider nos résultats, nous avons dans un premier temps comparé notre modélisation à d'autres méthodes. Ces comparaisons ont été réalisées sur des milieux sans pertes et sur des milieux à fortes pertes, le ruban métallique étant quant à lui protégé ou non par une surcouche diélectrique.

I.7.2.1 *Capteur sans surcouche diélectrique*

I.7.2.1.a Sur une structure sans pertes

Les paramètres les plus intéressants du diagramme de dispersion sont la permittivité relative effective qui permet d'assimiler notre structure (ruban + milieu) à un milieu homogène équivalent et l'impédance caractéristique du ruban qui permet l'obtention de l'impédance d'entrée de l'applicateur. Nos premières comparaisons se feront sur un milieu sans pertes (air). Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats de notre modèle à ceux obtenus :

- par la même méthode d'analyse réalisée par Itoh [18] figure I.16;
- par une approche en mode quasi TEM, par Bryant [26] figure I.17;

Dans un deuxième temps les confrontations ont été réalisées sur des résultats expérimentaux effectués par Gentsinger [27] figure I.18.

Les évolutions de ϵ_{eff} et de la partie réelle de Z_c^* en fonction des paramètres géométriques de la structure et de la fréquence mettent en évidence des résultats satisfaisants fournis par notre modélisation. Cependant les faibles écarts sont certainement imputables aux problèmes numériques des différentes méthodes utilisées.

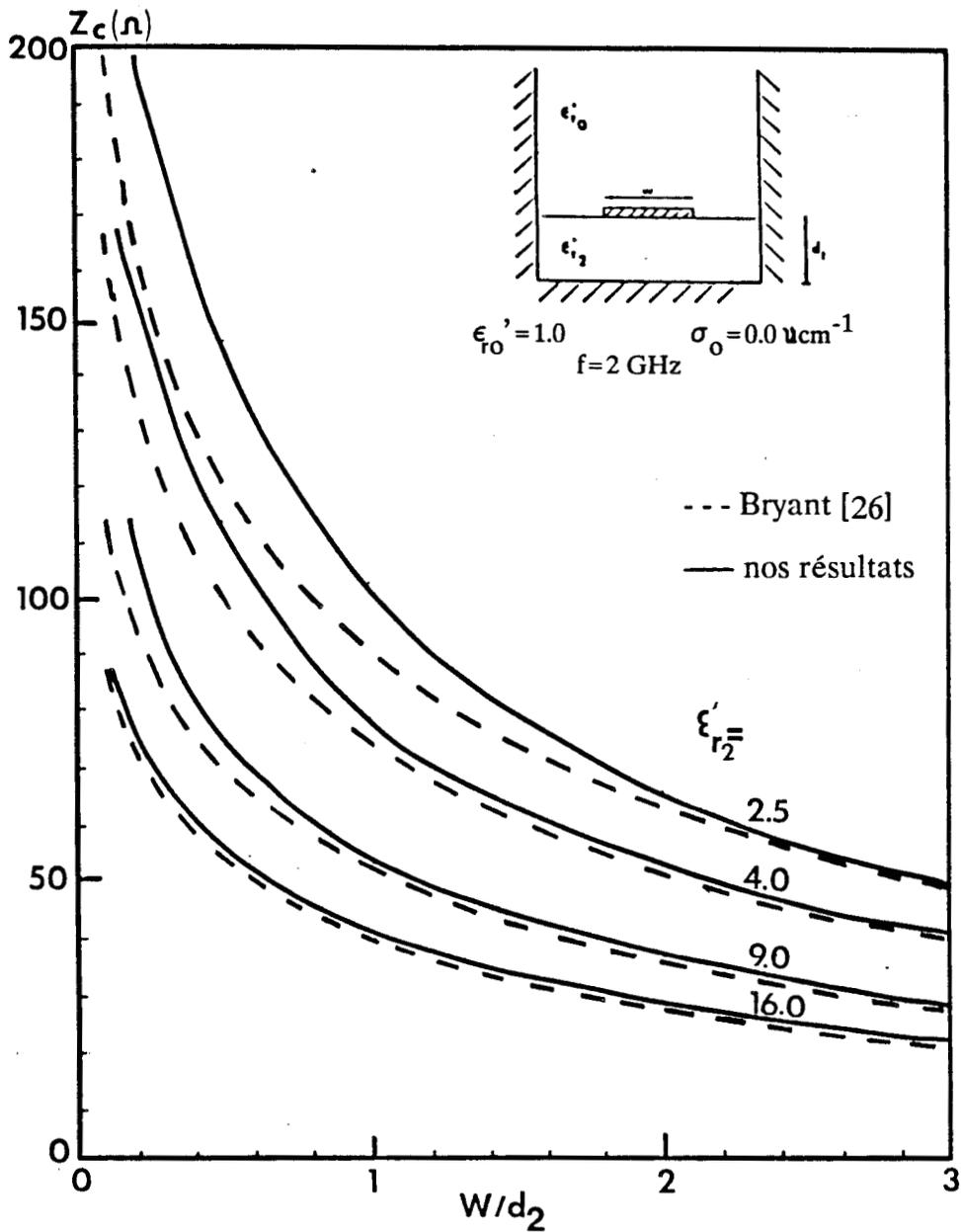


Figure I.17 : Etude comparative avec d'autres travaux [26] : évolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur de la ligne W , pour plusieurs permittivité ϵ' du substrat

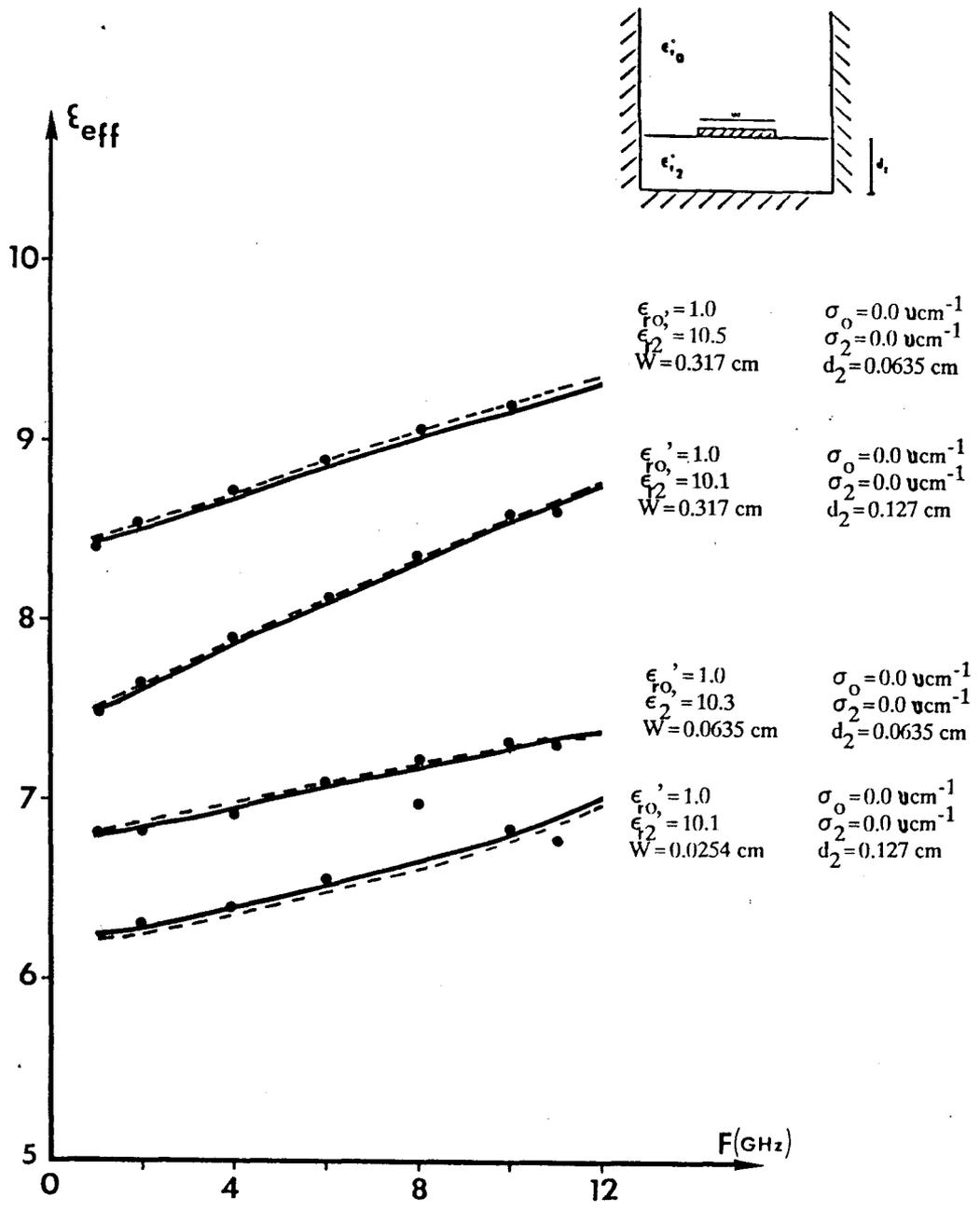


Figure I.18 : Etude comparative avec d'autres travaux [27] : évolution en fonction de la fréquence de la permittivité effective ϵ_{eff} pour différentes structures

- expérience
 - résultats numériques
 - nos résultats
- { Getsinger [27]

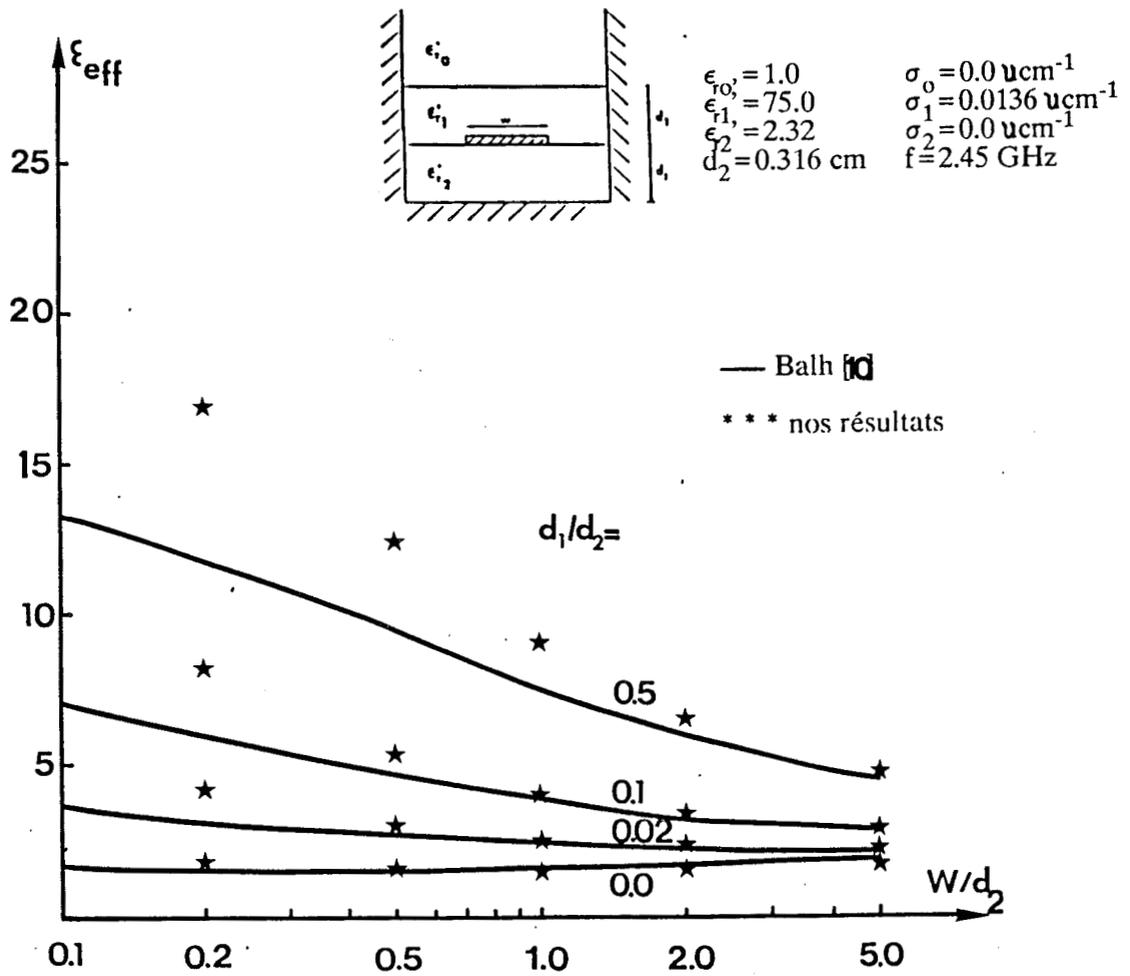


Figure I.19 : Etude comparative avec d'autres travaux [10] : évolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de la largeur du ruban W , pour différentes épaisseurs de surcouches d_1

I.7.2.1.b Sur une structure à pertes

La structure étudiée est composée d'une ligne microruban déposée sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r' = 2.32$, la fréquence de travail est 2.45 GHz, le milieu dissipatif couplé à cette structure est de la glace de permittivité $\epsilon_r' = 75.0$. Les résultats de Bahl [10] pris en référence pour cette étude comparative sont donnés sur les figures I.19 et I.20. Nous constatons que pour des surcouches de faibles épaisseurs, nos résultats concordent avec ceux de Bahl. Par ailleurs, par comparaison avec le milieu sans pertes (figure I.18) et à pertes (figure I.19), la présence du milieu dissipatif provoque une augmentation de la valeur de ϵ_{eff} .

I.7.2.2 *Capteur avec une protection diélectrique*

I.7.2.2.a Sur une structure sans pertes

Les courbes proposées figures I.21 et I.22 tirées des travaux de Farrar [28] et de Bahl [24] expriment l'évolution de ϵ_{eff} et de la partie réelle de Z_c^* en fonction de l'épaisseur d_1 de la surcouche pour différentes largeurs de ruban. Les allures des courbes font apparaître des résultats voisins en ce qui concerne les paramètres de propagation. Le fait de rajouter une surcouche diélectrique, quelque soit sa permittivité relative, induit que la valeur de ϵ_{eff} croît et tend vers la permittivité du substrat où le ruban est déposé, pour des largeurs de ligne W et des épaisseurs d_1 de surcouche croissantes. La valeur de l'impédance caractéristique quant à elle, décroît quand les valeurs d_1 et W augmentent.

I.7.2.2.b Sur une structure à pertes

Les quelques divergences entre les résultats théoriques provenant de notre méthode analytique et celle de Bahl [29] représentés figure I.23 sont dues comme nous l'avons précisé au paragraphe précédent, à la ligne microruban qui présente un mode quasi TEM. Nous obtenons le phénomène inverse à celui évoqué précédemment (ligne de propagation protégée rayonnant dans l'air figure I.22) en ce qui concerne le fait d'ajouter une surcouche de diélectrique, à savoir une diminution de ϵ_{eff} quand la largeur du patch W et l'épaisseur de la protection d_1 croient.

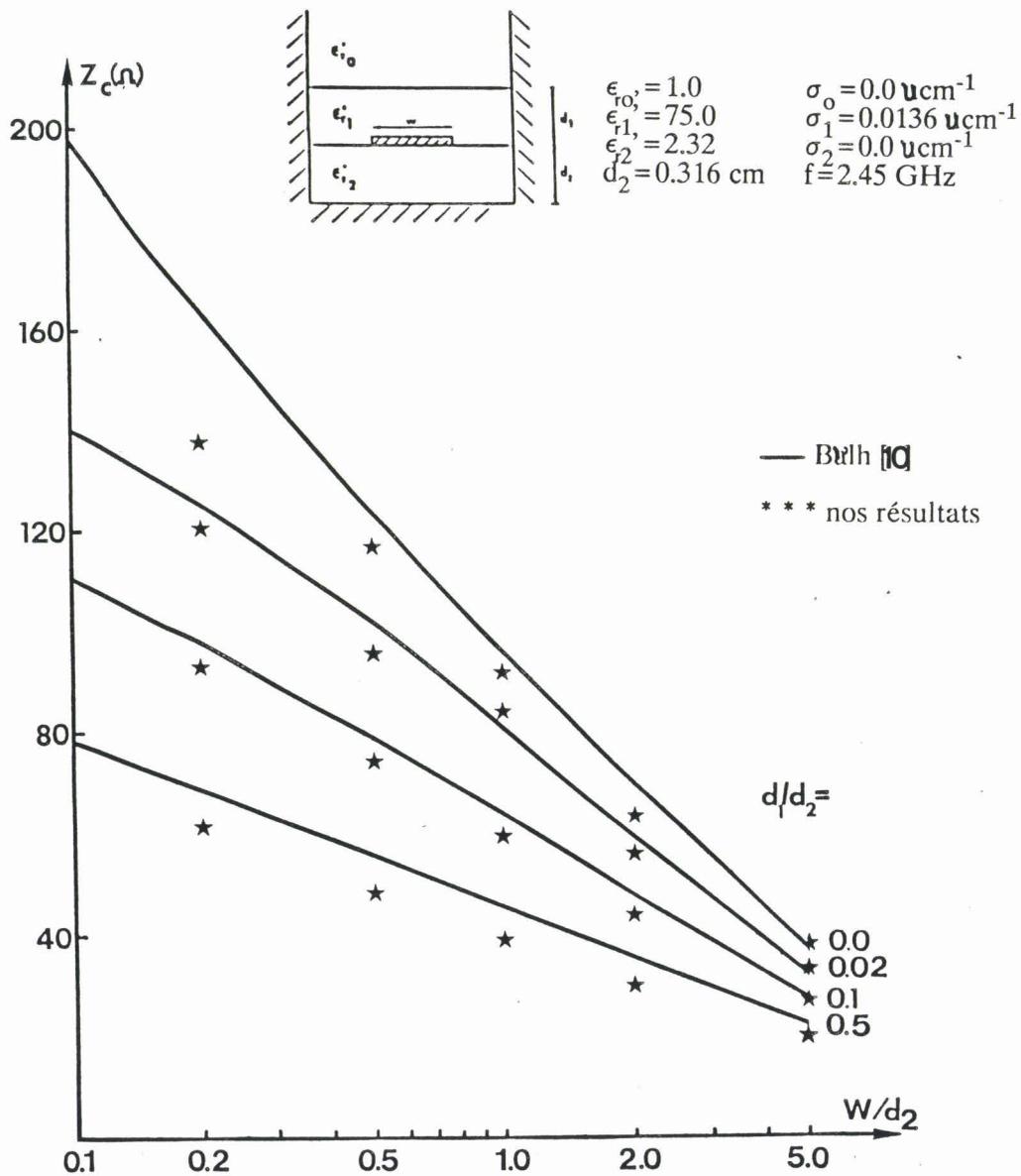


Figure I.20 : Etude comparative avec d'autres travaux [10] : évolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur du ruban W , pour différentes épaisseurs de surcouches d_2

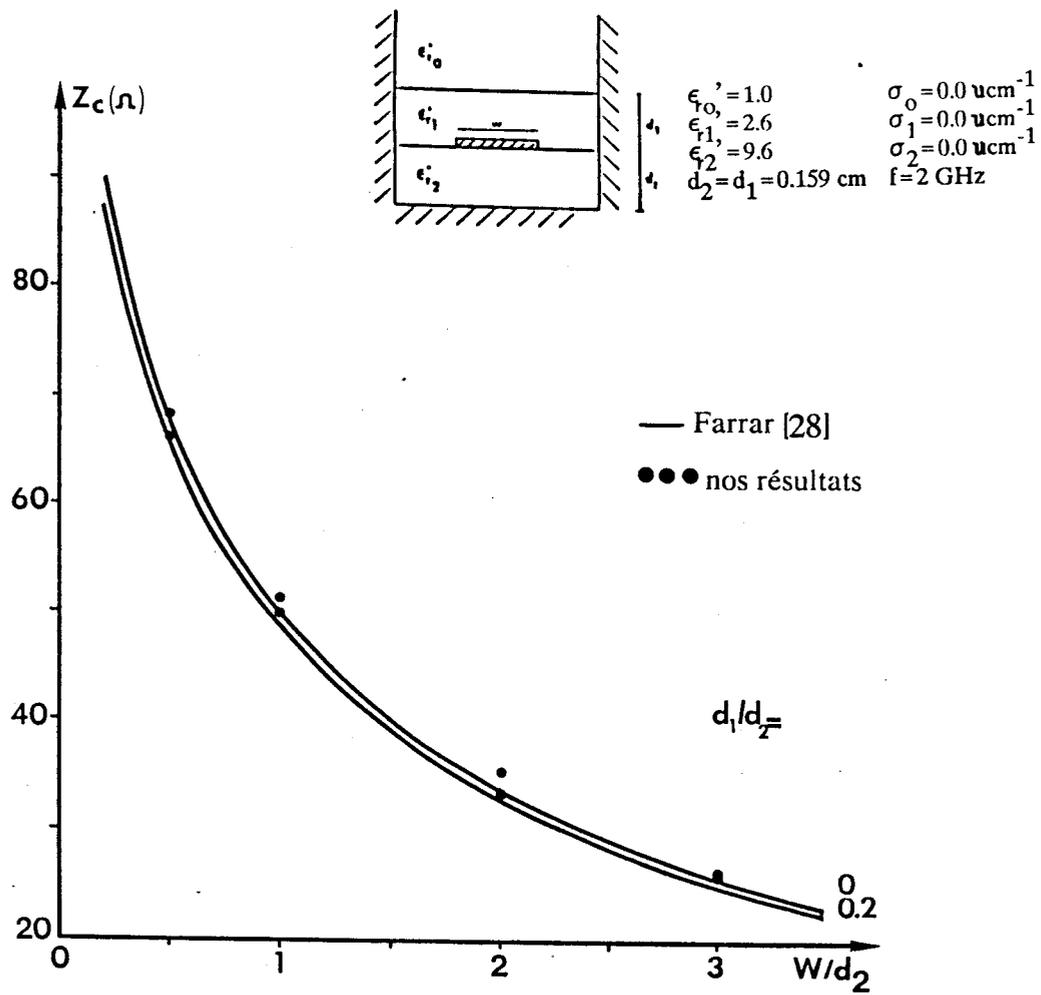


Figure I.21 : Etude comparative avec d'autres travaux [28] : évolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur de la ligne W , pour différentes épaisseurs de protection d_1

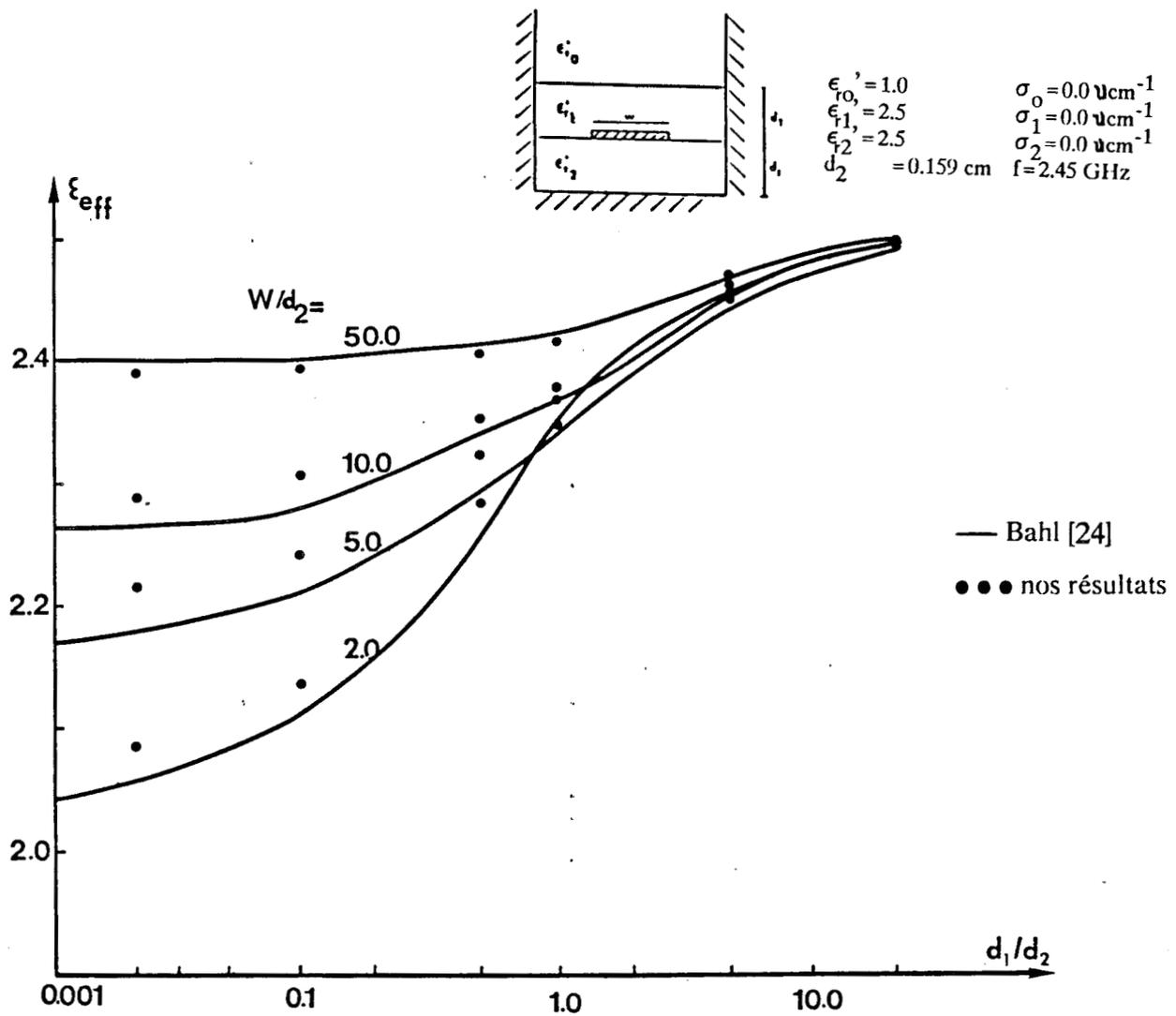
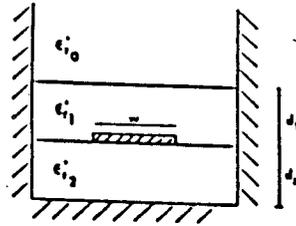


Figure I.22 : Etude comparative avec d'autres travaux [24] : évolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur de protection d_1 , pour différentes largeurs de ruban W



$\epsilon_0' = 50.0$
 $\epsilon_1 = 6.0$
 $\epsilon_2 = 2.32$
 $d_2 = 0.318 \text{ cm}$

$\sigma_0 = 0.0107 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$
 $\sigma_1 = 0.0 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$
 $\sigma_2 = 0.0 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$
 $f = 2.45 \text{ GHz}$

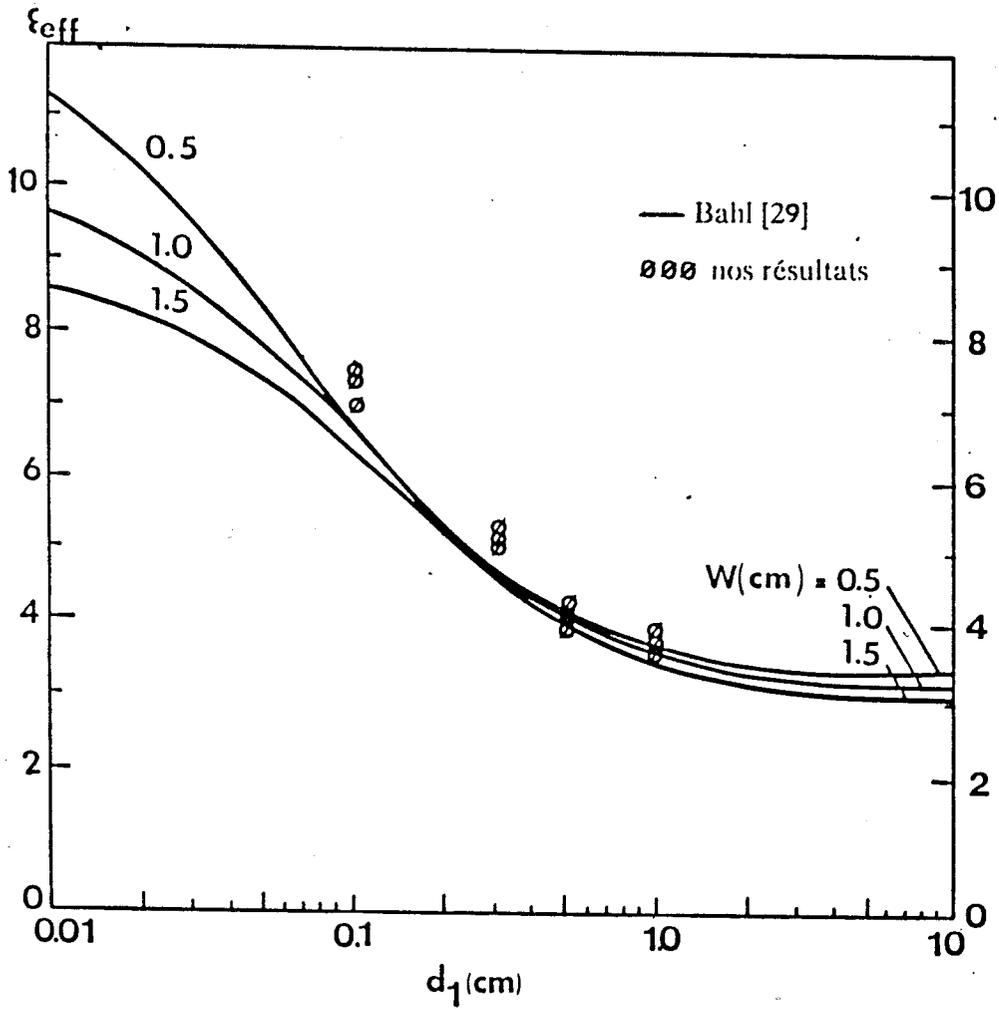


Figure I.23 : Etude comparative avec d'autres travaux [29] : évolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur de la protection d_1 , pour différentes largeurs W

I.8 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit l'outil de simulation qui sera utilisé dans ce travail.

L'objectif était de mettre en évidence, pour la conception optimale de nos applicateurs, les paramètres de propagation d'une structure multicouche .

Dans ce modèle, nous nous sommes efforcé de tenir compte des phénomènes physiques se produisant dans la structure étudiée. Cependant comme dans toute structure de propagation et afin d'utiliser des microordinateurs, nous avons dû recourir à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. C'est pourquoi il ne faut pas attendre du modèle décrit, une analyse physique approfondie et exacte des mécanismes complexes se produisant dans le modèle étudié.

Afin de valider nos programmes de simulation, nous avons entrepris :

- des études comparatives, présentées dans ce chapitre, avec d'autres travaux. De plus ces études mettent en évidence, en ce qui concerne les paramètres de propagation, l'influence d'une protection diélectrique sur des antennes rayonnantes dans l'air et sur des applicateurs posés au contact de milieu dissipatif;
- des études expérimentales qui seront présentées dans le second chapitre.

BIBLIOGRAPHIE DU PREMIER CHAPITRE

- [1] P. Pribetich
"Contribution à l'étude d'un applicateur microonde de type fente, excité par une ligne microruban"
Thèse de 3ème cycle, Lille, Juin 1984
- [2] D.D. Ngyuen
"Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la réception et à la réalisation de systèmes destinés au génie biologique et médical"
Thèse de 3eme cycle, Lille, Décembre 1980
- [3] L. Richard, R.L. Magin and F. Andrew
"Noninvasive microwave phased arrays for local hyperthermia"
Int. Journal of Hyperthermia, Vol. 5, p 429-450, 1989
- [4] D. Vanloot
"Contribution à l'étude et à la réalisation d'un dispositif de traitement du signal optimum pour des systèmes radiométriques: Application au radiomètre de zéro automatique"
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Mai 1987
- [5] D. Vanloot, J. Béra, M. Chivé
"Mesure de température interne: pensez aux radiomètres"
Journal Mesures, Vol. 14, p 109-114, Nov. 1987
- [6] 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 and Techniques, vol.MTT-19,N°2, feb. 1971
- [7] J.F. Lehmann, J.B. Stonebridge and A.W. Guy
"Evaluation of a therapeutic direct-contact 915 MHz microwave applicator for effective deep-tissue heating in humans"
IEEE Trans. on Mirowave Theory and Techniques, vol.MTT-26, N°8, Aug. 1978

- [8] R.W.P. King, K.M. Lee, S.R. Miska and G.S. Smith
"Insulated linear antenna: theory and experiment"
Journal Appl. Phys. , Vol. 45, p 1688-1697, Apr. 1974
- [9] J.J. Fabre, M. Chivé, L. Dubois, J. Béra, D. Vanloot,
E. Playez, B. Prévost
"Microwave interstitial hyperthermia with temperature control by
microwave radiometry technics and experiments"
XII I.C.H.S. Int. Symp. On Clinical Hyperthermia Clinica Chirurgica, II
University of Rome, Italy, Apr. 27-30 1989
- [10] I.J. Bahl, S.S. Stuchly
"Analysis of a microstrip covered with a lossy dielectric"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-28,N°2, p 104-
109, Feb. 1980
- [11] H.R. Underwood, S.J. Franke, A.F. Peterson and R.L. Magin
"A multi-element microstrip applicator for superficial hyperthermia
therapy"
Proc. of the 9th annual conf. of the IEEE Engineering in medicine and
biology society, MA p 28,Boston, feb. 1987
- [12] R. Ledée
"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et
d'applicateurs microondes en structure plaquée"
Thèse de 3ème cycle, Lille, Décembre 1987
- [13] J.L. Scheeps, K.R. Foster
"The UHF and microwave dielectric properties of normal and tumour
tissues: variation in dielectric properties with tissue water content"
Phys. Med. Biol. , Vol. 25, p 1149-1159, 1980
- [14] A. Derneryd
"A theoretical investigation of the rectangular microstrip antenna
element"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, Vol. AP-26, p 532-535, 1978

- [15] G. Dubost
"Transmission line model analysis of lossy rectangular microstrip patch"
Electronics Letters, Vol. 18, p 281-282, 1982
- [16] K.R. Carver, J.W. Mink
"Microstrip antenna technology"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, Vol. AP-29, N°1, p 2-24,
Jan.1981
- [17] I.J. Bahl, P. Bhartia
"Microstrip antenna"
Artech House, 1980
- [18] T. Itoh, R. Mittra
"Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics
of microstrip lines"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-21, p 496-499,
1973
- [19] L. Faucon
"L'approche spectrale des guides planaires: paramètres
électromagnétiques des lignes microfente et coplanaire"
Thèse de 3ème cycle, Lille, Septembre 1978
- [20] E. Yamashita, K. Atsuki
"Strip line with rectangular outer conductor and three dielectric layers"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-18,p 238-244,
May 1970
- [21] A. Wexler
"Computation of electromagnetic fields"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-17,p 416-439
1971

- [22] P. Lampariello, R. Sorrentino
"The ZELPS program for solving characteristic equations of electromagnetic structures"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-23, p 457-458,
May 1975
- [23] R. Mittra, T. Itoh and 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 and Techniques, vol.MTT-20,N°2, p96-104,
feb. 1972
- [24] I.J. Bahl, P. Bhartia and S.S. Stuchly
"Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, Vol. AP-30, p 314-318, Mar.
1982
- [25] L. Beyne, D. De Zutter
"Power deposition of a microstrip applicator radiating into a layered biological structure"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-36,N°1, p126-131, Jan. 1988
- [26] T.G. Bryant, J.A. Weiss
"Parameters of microstrip transmission lines and of couple pairs of microstrip lines"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-16,N°12, p 1021-1027, Dec. 1968
- [27] W.J. Getsinger
"Microstrip dispersion model"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-21,N°1, p 34-39,
Jan. 1973
- [28] A. Farrar, A.T. Adams
"Multilayer microstrip transmission lines"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, p 889-891, Oct. 1974

[29] I.J. Bahl, S.S. Stuchly and M.A. Stuchly

"A new microstrip radiator for medical applications"

IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-28,N°12, p 1464-1468, Dec. 1980

DEUXIEME CHAPITRE

CARACTERISATION DES APPLICATEURS PLANAIRES

SUR UNE STRUCTURE MULTICOUCHE

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire l'ensemble des études expérimentales qui se sont avérées indispensables pour valider la modélisation numérique entreprise dans le chapitre précédent. En effet la validation de notre modèle par rapport aux autres travaux a été réalisée en grande partie pour une structure sans protection diélectrique et sans pertes.

L'un des objectifs de ce chapitre est d'étudier l'influence d'une protection de diélectrique sur les paramètres de propagation et sur le diagramme de rayonnement, en champ proche, de l'applicateur de contact. Pour répondre aux problèmes cliniques relatifs au transfert de l'énergie électromagnétique (profondeur de pénétration, répartition de la puissance absorbée par le milieu dissipatif), nous présentons différentes structures et nous proposons dans chaque cas une comparaison entre les résultats théoriques obtenus grâce au logiciel de simulation et les résultats expérimentaux.

Ayant souligné les améliorations à apporter pour chaque structure, il nous est apparu intéressant d'étudier l'influence des différents tissus physiologiques (peau, graisse, muscle) sur la puissance rayonnée dans le milieu à traiter.

Les informations recueillies par ces confrontations théorie-expérience nous permettent ainsi de déterminer l'applicateur optimal. Nous comparons en conclusion de ce chapitre, les performances hyperfréquences et thermiques des applicateurs de type microruban et microfente.

II.2 Conception des applicateurs

II.2.1 Description de la technologie

Afin qu'un dispositif microonde de type microruban fonctionne correctement, des précautions toutes particulières doivent être prises lors de la réalisation des circuits, pour assurer la précision nécessaire. Le procédé technologique utilisé pour réaliser les applicateurs est basé sur l'utilisation de masque tracé à l'aide du logiciel Micros. Ce

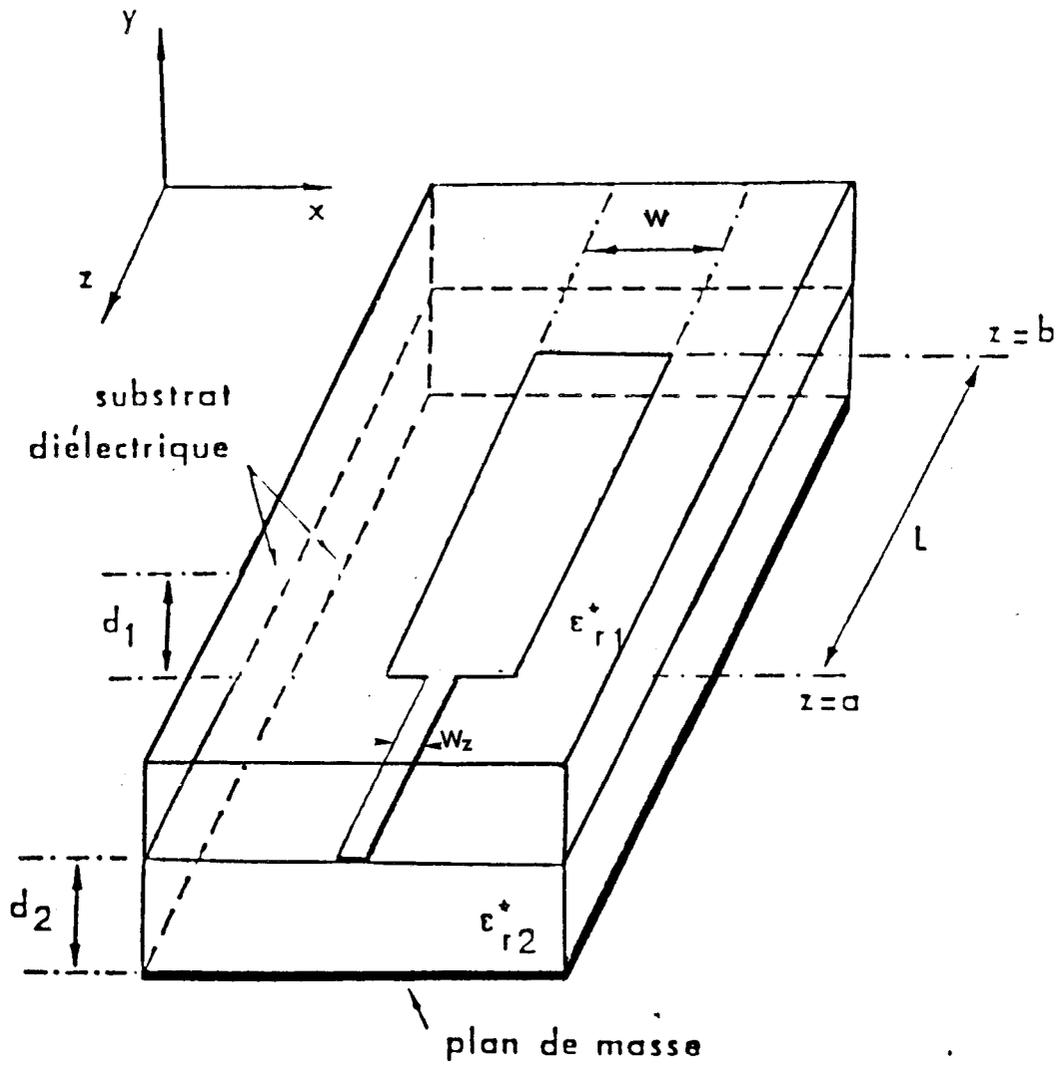


Figure II.1 : Structure étudiée

processus de photolithogravure débute par un nettoyage mécanique et chimique des faces du substrat diélectrique. Une couche de résine photosensible est ensuite déposée sur l'une des faces du substrat par centrifugation, l'autre face servant de plan de masse. Cette couche photosensible est exposée, à travers le masque, à une source de lumière ultraviolette. Le circuit est ensuite révélé dans une solution chimique, ce processus se termine par une attaque chimique par projection de perchlorure de fer, des rinçages s'intercalant entre les différentes opérations.

II.2.2 Les paramètres géométriques

L'étude numérique basée sur l'approche dans le domaine spectral permet de déterminer les paramètres de propagation de la structure représentée sur la figure II.1:

- la constante de propagation $\gamma^* = \alpha + j\beta$
- la permittivité effective $\epsilon_{\text{eff}} = (\lambda_0 / \lambda_g)^2 = (\beta / k_0)^2$ (II.1)
- l'impédance caractéristique en courant Z_c^*

A partir du modèle de la ligne de transmission évoqué au chapitre I et compte tenu des milieux dissipatifs entourant la ligne microruban, nous supposons en première approximation que la longueur de résonance théorique de la structure est sensiblement égale à une demi-longueur d'onde guidée: l'hypothèse est que dans les plans $z=a$ et $z=b$ (extrémités du ruban) le coefficient de réflexion en module est peu différent de un. La longueur théorique est alors obtenue par la relation suivante :

$$L = \frac{\lambda_g}{2} = \frac{c}{2 f \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (\text{II.2})$$

où c : vitesse de la lumière

f : la fréquence de travail

ϵ_{eff} : la permittivité relative effective du ruban au contact avec le milieu

En ce qui concerne la largeur W de la ligne de propagation aucune restriction nous est imposé. En effet cette dimension n'a qu'un faible impact sur la fréquence de résonance pour le type de structure étudiée où la longueur L est toujours supérieure à la largeur W . Cependant nous nous sommes fixé une valeur assez grande ($W > 1\text{cm}$) afin d'obtenir une meilleur efficacité de nos applicateurs et un volume à traiter plus étendu.

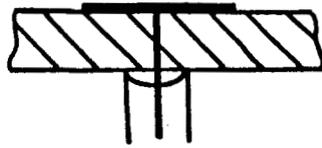


Figure II.2 : Alimentation par minicoaxial

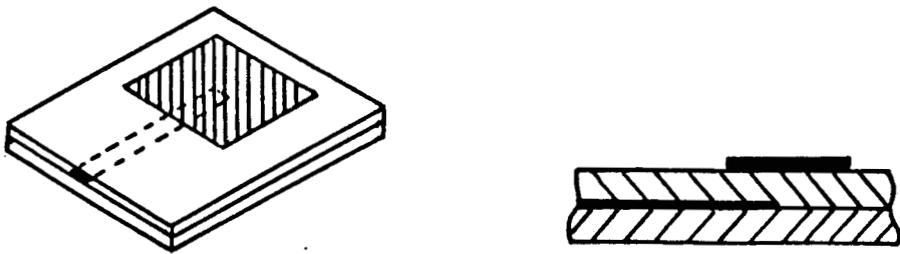


Figure II.3 : Alimentation par couplage électromagnétique

Les dimensions de l'applicateur étant définies, il nous faut maintenant envisager son alimentation.

II.2.3 Choix de l'alimentation

L'excitation de ces capteurs doit se faire de manière à ce que l'élément rayonnant soit adapté à la ligne d'alimentation (généralement d'impédance 50Ω), afin que le maximum d'énergie soit transféré via l'applicateur dans le milieu biologique. Il faut également qu'elle modifie le plus faiblement possible le comportement de celui-ci en ne décalant pas la fréquence de résonance et en évitant l'apparition de rayonnement parasite.

Nous avons utilisé trois types d'excitations:

- une alimentation par minicoaxial [1], figure II.2: ce système d'excitation consiste à localiser un point de l'applicateur présentant une impédance de 50Ω . Ce point est ensuite relié au conducteur central d'un minicoaxial traversant le substrat, le conducteur extérieur étant quant à lui relié à la masse. Ce mode d'alimentation n'a pas été retenu pour les raisons suivantes:

- * les difficultés de localiser le point de connection, de réaliser mécaniquement cette alimentation (affleurement du conducteur central, ajustement du minicoaxial, soudure délicate du plan de masse);
- * enfin l'expérimentation en chauffage, nous a montré l'existence d'un point chaud au niveau du point d'excitation.

- une alimentation par couplage électromagnétique [2], figure II.3: ce type d'excitation élimine toutes les perturbations engendrées par la jonction de la ligne d'alimentation et de l'élément rayonnant mais nécessite l'utilisation de substrat triplaque et une mise au point assez délicate [3]. Des essais ont été réalisés sur deux types d'applicateurs posés au contact du gel simulant le muscle :

* le premier possède les caractéristiques suivantes:

$W = 2 \text{ cm}$	$L = 6.7 \text{ cm}$	$f = 915 \text{ MHz}$	$W_z = 0.28 \text{ cm}$
$\epsilon_{r0} = 63.0$	$\sigma_0 = 0.011 \text{ v.cm}^{-1}$		
$\epsilon_{r1} = 4.9$	$\sigma_1 = 0.0 \text{ v.cm}^{-1}$	$d_1 = 0.158 \text{ cm}$	
$\epsilon_{r2} = 4.9$	$\sigma_2 = 0.0 \text{ v.cm}^{-1}$	$d_2 = 0.158 \text{ cm}$	

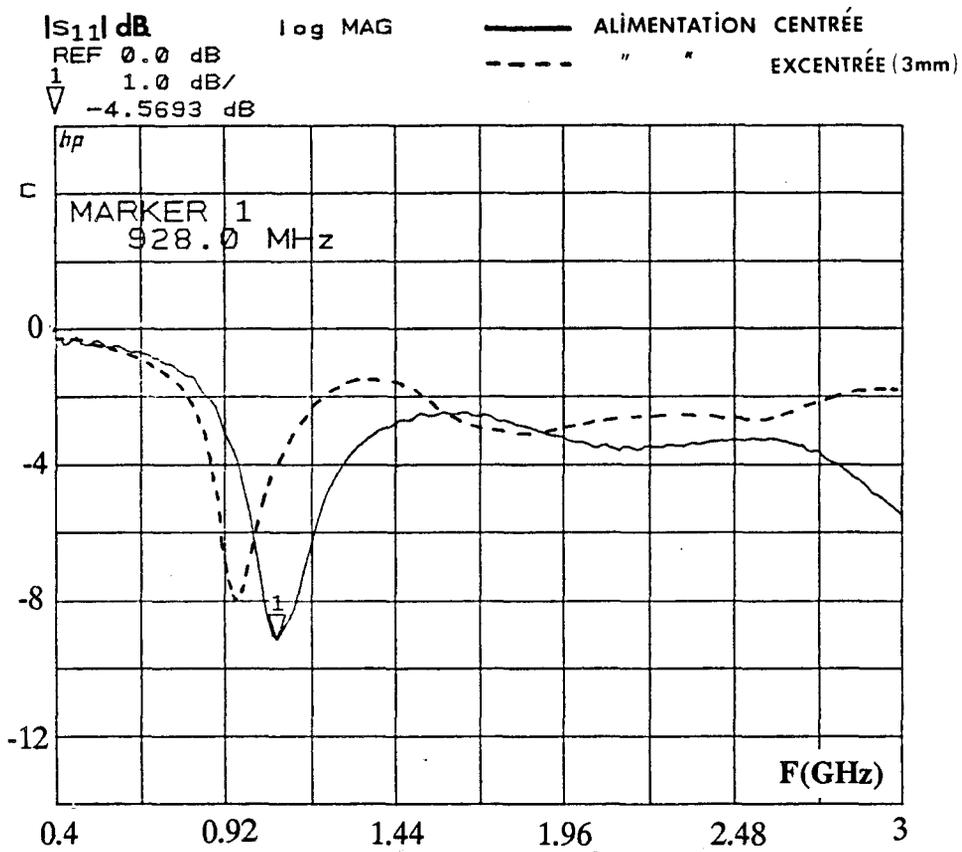


Figure II.4 : Evolution du module du coefficient de réflexion, dans le plan $z=0$, en fonction de la fréquence, pour un applicateur alimenté par couplage électromagnétique

* le second possède les caractéristiques suivantes :

$$\begin{array}{llll}
 W=2 \text{ cm} & L=4.8 \text{ cm} & f=915 \text{ MHz} & W_z=0.12 \text{ cm} \\
 \epsilon'_{r0}=63.0 & \sigma_0=0.011 \text{ v.cm}^{-1} & & \\
 \epsilon'_{r1}=10.2 & \sigma_1=0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_1=0.127 \text{ cm} & \\
 \epsilon'_{r1}=10.2 & \sigma_1=0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_2=0.127 \text{ cm} &
 \end{array}$$

Les résultats présentés figures II.4 et II.5, représentant le module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ en fonction de la fréquence f du premier et du second applicateur, montrent que l'adaptation obtenue ($|S_{11}| > -10 \text{ dB}$) est insuffisante pour les applications envisagées. Dans ces deux cas, la ligne d'alimentation excite l'élément rayonnant par son milieu. D'autres essais ont été réalisés en déplaçant la ligne d'excitation suivant l'axe ox . Les résultats peu convaincants nous ont contraint à utiliser un autre mode d'alimentation.

- une alimentation par ligne microruban [4], figure II.6: cette ligne excite le milieu du bord de l'élément rayonnant. L'impédance d'entrée est généralement importante ($> 100 \Omega$) pour un élément rectangulaire rayonnant dans l'air. Cependant la présence du milieu dissipatif à fortes pertes tend à faire diminuer celle-ci, elle est voisine de 50Ω . La réalisation de ce type d'alimentation est aisée, de plus nous excitions directement l'élément rayonnant par une ligne 50Ω sans réaliser d'adaptation par un tronçon de ligne en $\lambda_g / 4$. Nous verrons lors de l'analyse des résultats expérimentaux que l'adaptation obtenue à la fréquence de résonance est très bonne ($|S_{11}| < -10 \text{ dB}$).

II.2.4 Choix du substrat diélectrique

Les caractéristiques hyperfréquences des applicateurs plaqués dépendent tout particulièrement de la nature du substrat. En effet la nature et l'épaisseur de celui-ci influent directement sur l'efficacité de rayonnement et sur les caractéristiques électriques de l'applicateur. Pour cela nous avons utilisé trois types de substrats diélectriques différents ayant des propriétés électriques, mécaniques et thermiques appréciables aux fréquences utilisées:

	époxy	epsilam 10	epsilam 2.2
permittivité relative ϵ'_r :	4.9	10.2	2.17
hauteur de diélectrique(cm):	0.158	0.127	0.0635
tangente de pertes:	faible	faible	faible

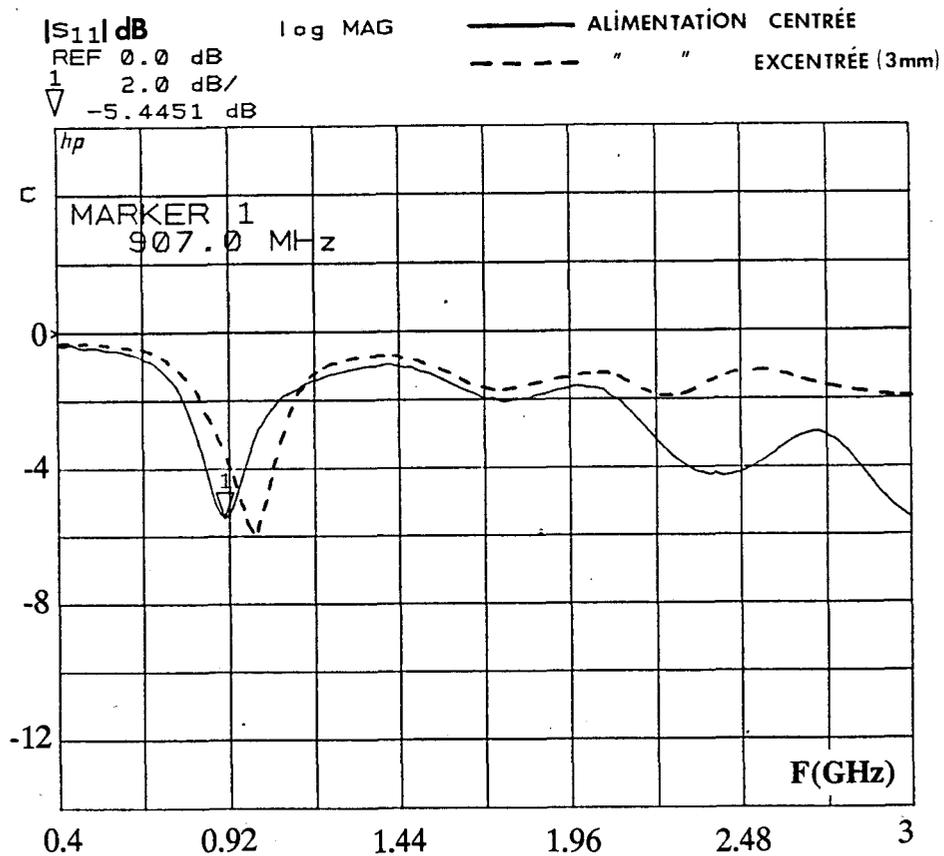


Figure II.5 : Evolution du module du coefficient de réflexion, dans le plan $z=0$, en fonction de la fréquence, pour un applicateur alimenté par couplage électromagnétique

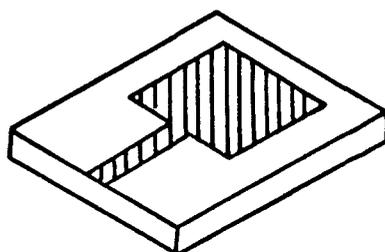


Figure II.6 : Alimentation par ligne microruban

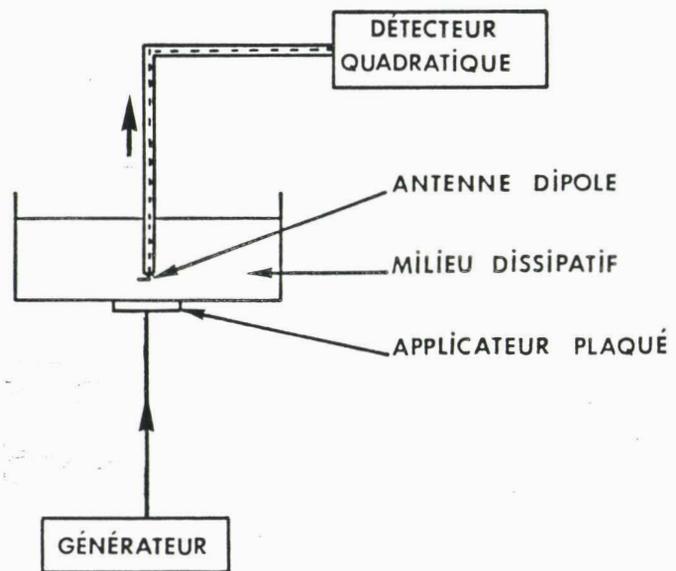


Figure II.7 : Synoptique du banc de mesure pour le relevé de l'énergie rayonnée par un applicateur dans un milieu liquide (solution saline à 6g/l)

II.3 Caractérisation des applicateurs

La caractérisation des applicateurs a consisté en la mesure de leurs performances microondes (impédance d'entrée ou coefficient de réflexion), de l'énergie rayonnée dans les milieux sous investigation par des mesures de champ électrique et par des mesures de température. Les dispositifs utilisés pour entreprendre cette caractérisation sont les suivants:

II.3.1 Mesure d'impédance à l'analyseur de réseau

La première étape de la caractérisation des applicateurs consiste à mesurer le paramètre S_{11} à l'analyseur de réseau Hewlett-Pakard 8510 afin de déterminer la qualité de l'adaptation de l'applicateur à la fréquence de chauffage $f=915$ MHz et dans les bandes de fréquences utilisées pour les mesures radiométriques (bandes 1-2 GHz et 2-4 GHz). Ces mesures nous permettent d'accéder à différents paramètres, notamment l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance des applicateurs de contact.

Bien entendu, la fréquence de résonance est surtout un terme utilisé pour les antennes rayonnant dans l'air. En effet, l'applicateur biomédical fonctionne plus particulièrement comme une terminaison adaptée (dipôle adapté) et n'aurait aucun rendement assimilé à une antenne. Le but recherché étant d'obtenir une bonne adaptation à la fréquence de chauffage c'est à dire un coefficient de réflexion $|S_{11}| < -10$ dB.

La seconde étape consiste à déterminer l'énergie rayonnée par l'applicateur dans le milieu dissipatif qui lui est couplé. Pour cela nous avons utilisé deux dispositifs qui ont validé les résultats théoriques.

II.3.2 Banc de mesure pour les relevés de l'énergie rayonnée

Pour obtenir le diagramme de rayonnement en puissance des applicateurs dans le milieu dissipatif, nous avons dans un premier temps mesuré le champ électrique rayonné dans un milieu liquide équivalent aux tissus musculaires à forte teneur en eau (solution aqueuse saline à 6 g/l). Le dispositif représenté figure II.7 comprend un dipôle associé à un détecteur fonctionnant en zone quadratique, le tout étant relié à un

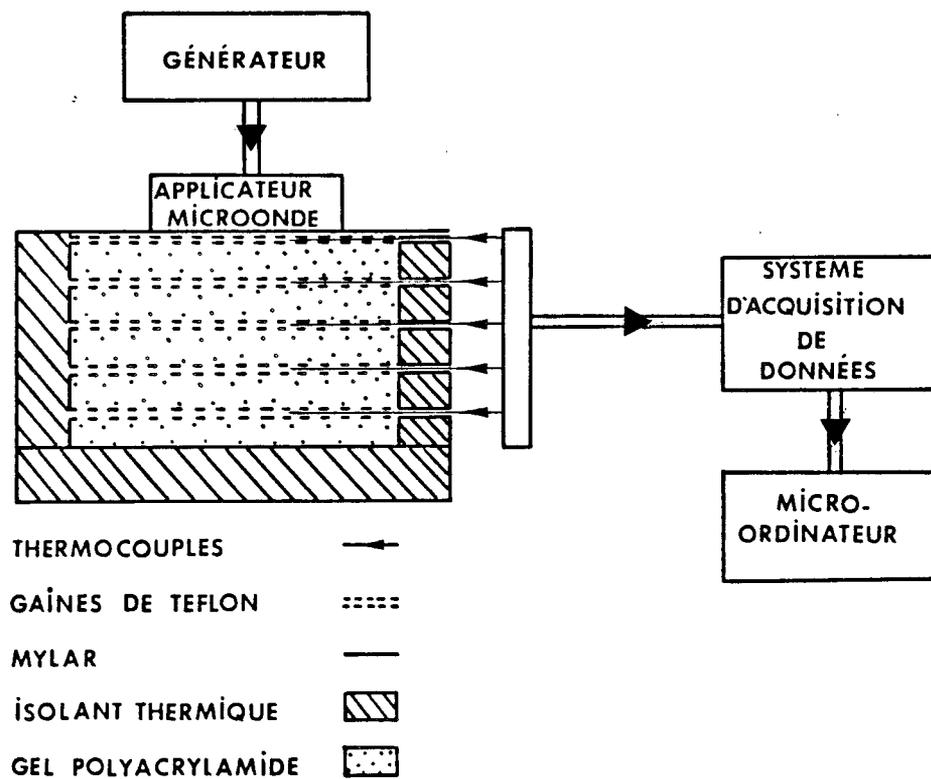


Figure II.8 : Synoptique du banc de mesure pour le relevé des températures dans un gel polyacrylamide

voltmètre. Ce système permet de détecter une tension qui est proportionnelle au carré du champ électrique dans le milieu, c'est à dire proportionnelle à la puissance déposée au point considéré. Cette mesure peut s'effectuer dans les trois directions (x,y,z). Afin de ne pas perturber les lignes de champ, les dimensions de la cuve sont prises suffisamment grandes pour éviter d'éventuelles réflexions à la surface de l'eau salée et sur les parois latérales.

II.3.3 Banc de mesure pour les relevés de température

Ce second dispositif, dont le synoptique est reproduit sur la figure II.8, permet de mesurer à l'aide de thermocouples insérés dans un gel équivalent au muscle (gel polyacrylamide) les écarts de températures obtenus lors d'un rayonnement microonde intense (la puissance fournie est de l'ordre de 60 watts pendant une minute). La variation de température mesurée est proportionnelle à la densité de puissance absorbée par le gel. Enfin, la durée d'exposition choisie évite les phénomènes de conduction thermique dans le gel.

Ces deux systèmes de mesures permettent donc de connaître le volume du milieu couplé à l'applicateur et d'évaluer la répartition de l'énergie dans le milieu à traiter.

II.4 Résultats numériques typiques et comparaisons expérimentales

Notre modélisation s'est orientée sur la détermination des valeurs de Z_c^* et de ϵ_{eff} . En effet, comme nous venons de le montrer, ces paramètres sont essentiels pour la conception des applicateurs. Dans un souci d'obtenir des performances élevées pour nos applicateurs, une optimisation de ces paramètres s'avère nécessaire [5].

Des études numériques et expérimentales ont été menées pour deux types d'applicateurs, le premier est constitué d'une ligne de propagation, posé au contact d'un milieu semi-infini, le second est composé d'une même ligne mais recouverte d'une protection diélectrique.

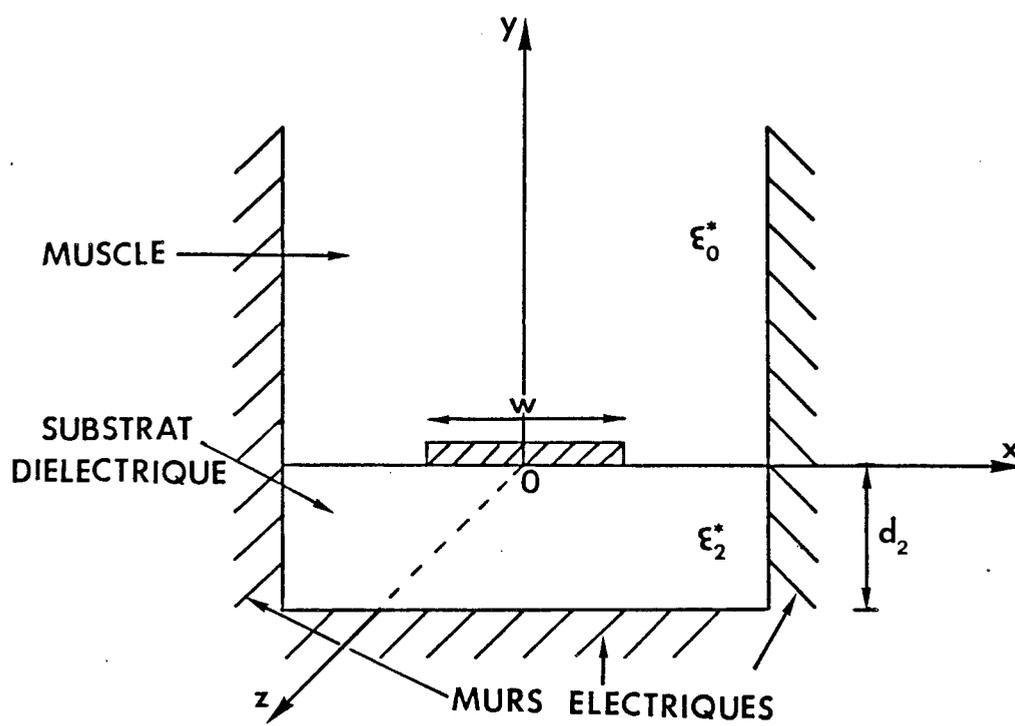


Figure II.9 : Structure étudiée

II.4.1 Applicateur sans protection

Ce type d'applicateur a été étudié pour valider les hypothèses effectuées lors de notre modélisation [6]; à savoir, le choix du nombre et du type des fonctions de base, le choix du nombre de terme des séries de Fourier, l'hypothèse concernant la longueur de résonance qui se traduira par une comparaison des fréquences de résonance théoriques et expérimentales à partir de la mesure du module du coefficient de réflexion dans le plan d'entrée (plan $z=0$) des applicateurs et enfin le calcul de l'impédance caractéristique qui se traduira par une comparaison avec l'impédance d'entrée (en $z=0$).

De plus, à partir des résultats obtenus, nous avons analysé l'influence d'une protection diélectrique sur les performances obtenues.

Notons que ce type d'applicateur ne peut être utilisé tel quel lors des séances d'hyperthermie: en effet, il provoquerait des brûlures cutanées très importantes; la seule possibilité pour l'utiliser, est de lui adjoindre un bolus d'eau intercalé entre la ligne de propagation et la peau, nous étudierons cette éventualité ultérieurement.

II.4.1.1 Résultats numériques

La structure étudiée est représentée figure II.9, elle est constituée d'un substrat diélectrique de permittivité relative $\epsilon_{r2}'=4.9$ et de hauteur $d_2=0.158$ cm, le milieu dissipatif possède les caractéristiques suivantes $\epsilon_{r0}'=63.0$ et $\sigma_0=0.011$ $\nu.cm^{-1}$.

Nous avons étudié tout d'abord les variations de la permittivité effective et de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur W de la ligne microruban, aux fréquences utilisées dans le domaine médical.

Les courbes présentées figures II.10 et II.11 mettent en évidence une décroissance de la permittivité effective ainsi que de l'impédance caractéristique quand la largeur W augmente et ce quelle que soit la fréquence de travail.

En ce qui concerne ϵ_{eff} , nous retrouvons le phénomène inverse de celui d'une ligne microruban classique au contact de l'air (chapitre I, figure I.18). A priori, le contraste brutal entre la permittivité complexe du substrat diélectrique et le milieu dissipatif entraîne une modification du diagramme des champs; l'onde va se propager vers l'intérieur du milieu à pertes semi-infini ou plus exactement elle va être "aspirée" par ce milieu. Ce phénomène d'absorption trouve son origine dans la relaxation diélectrique des molécules d'eau et lié à la conductivité électrique du milieu couplé à

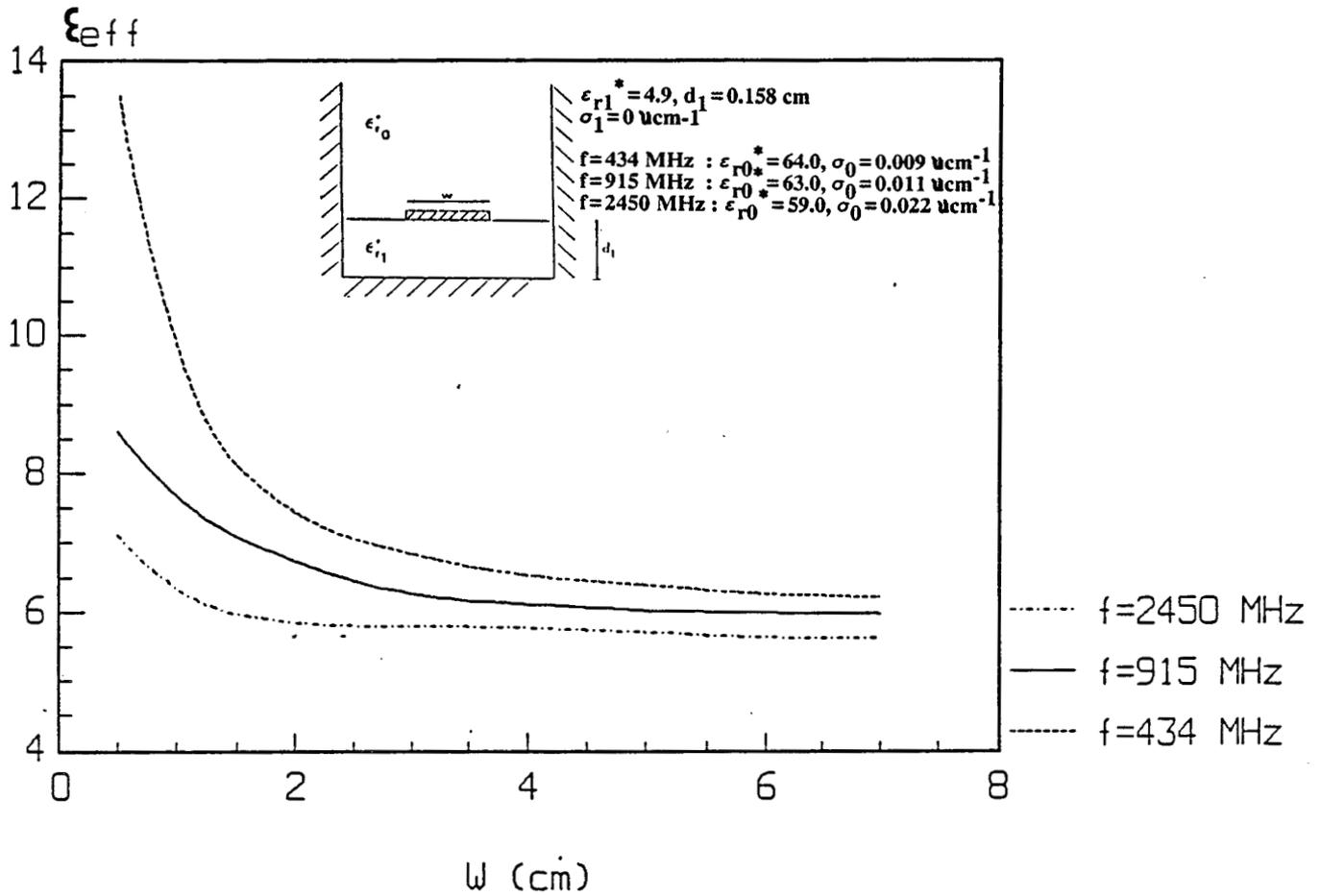


Figure II.10 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de la largeur W à différentes fréquences

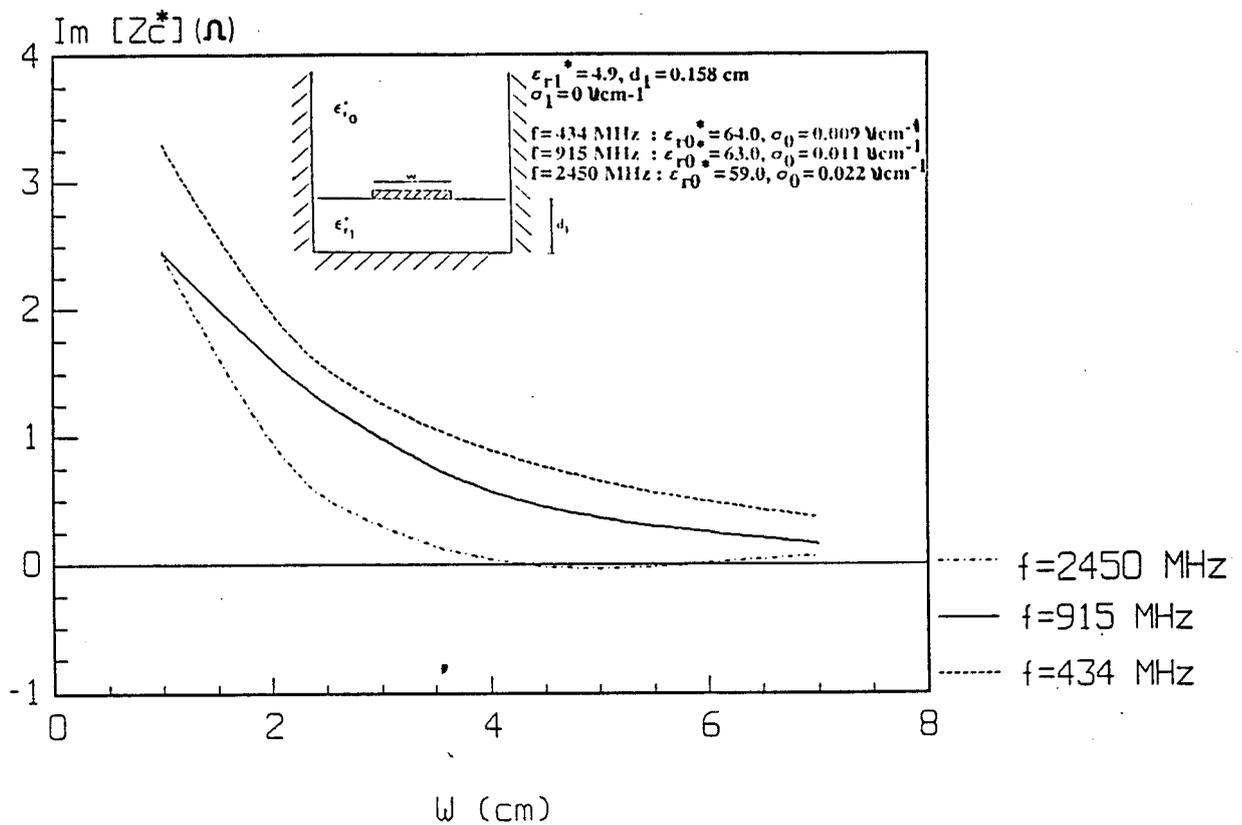
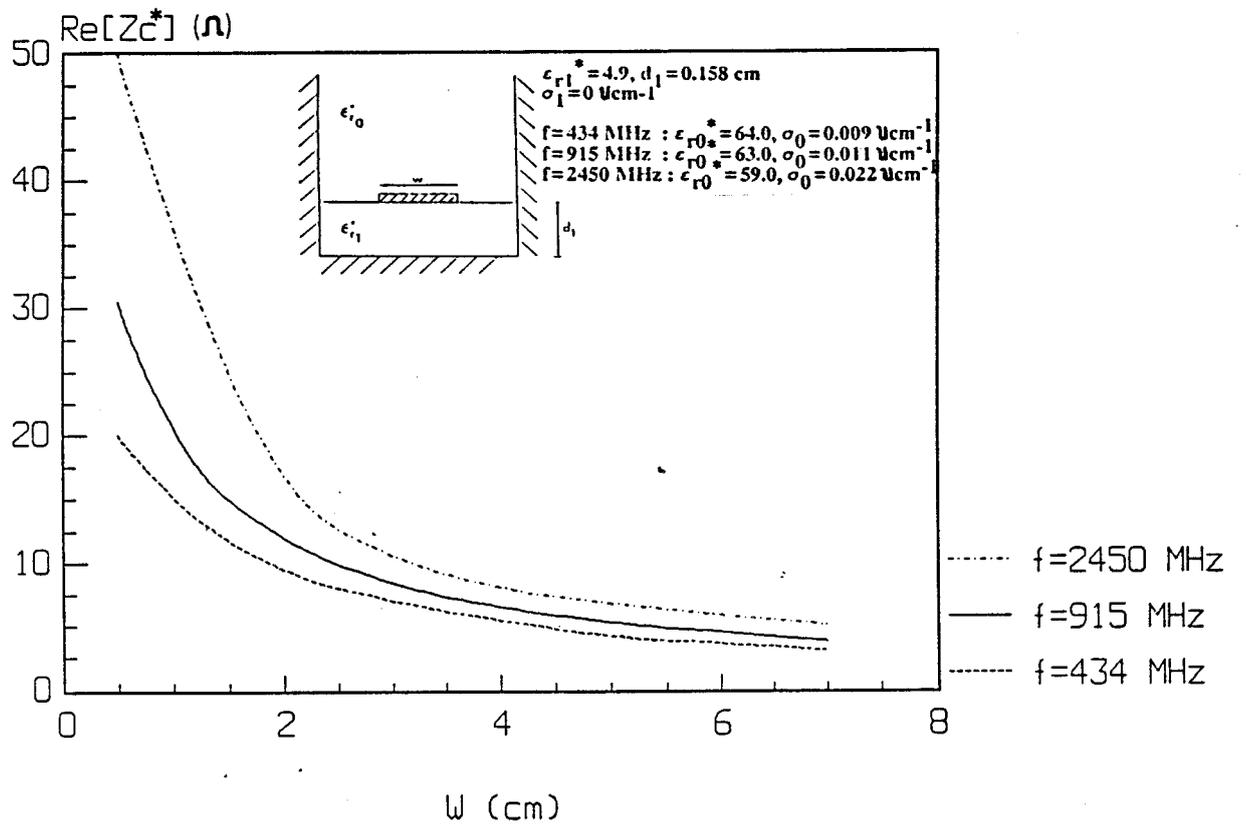
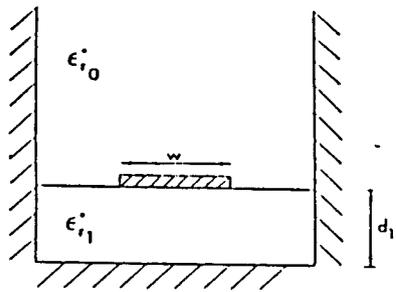


Figure II.11 : Evolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur W à différentes fréquences



$F = 915 \text{ MHz}, W = 2 \text{ (cm)}$
 $\epsilon_{r0} = 63.0, \epsilon_{r1} = 4.9, d1 = 0.158 \text{ (cm)}$
 $\sigma_0 = 0.01 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}, \sigma_1 = 0 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}$

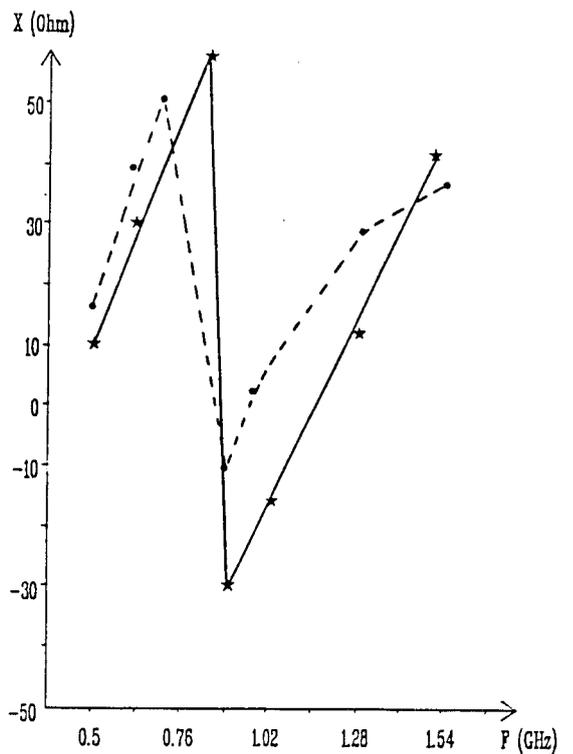
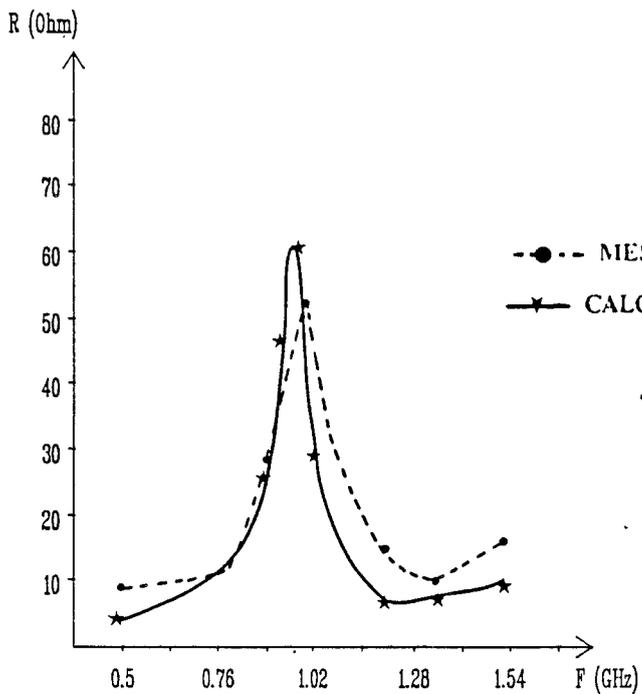
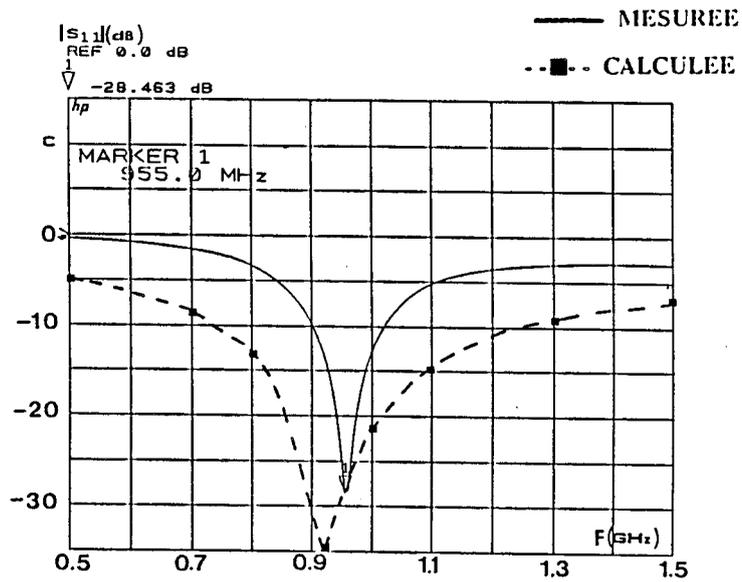


Figure II.12 : Evolution du module du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée dans le plan $z=0$

l'applicateur. Cependant comme le montre la figure II.10, les valeurs de ϵ_{eff} sont plus proches de la permittivité du substrat que de la permittivité du gel, apparemment l'onde se propage aussi dans le substrat diélectrique.

Pour l'impédance Z_c^* , nous obtenons la même évolution que celle des antennes rayonnant dans l'air, c'est à dire une décroissance de la partie réelle de l'impédance caractéristique quand la largeur de la ligne augmente.

Ces différentes évolutions montrent également que pour des valeurs de W grandes ($W > 3$ cm), on tend vers une limite qui :

- pour ϵ_{eff} est proche mais supérieure à la valeur de la permittivité du substrat;
- pour Z_c^* est très faible (la partie réelle de $Z_c^* < 10 \Omega$).

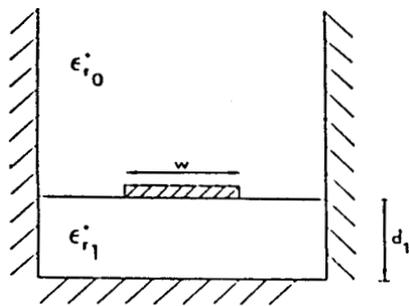
II.4.1.2 Vérifications expérimentales

Dans un souci de vérification, nous avons réalisé, sur un substrat époxy trois structures sur le modèle de la figure II.9 dont la largeur W du patch est respectivement 2, 4, 6 cm. Ces applicateurs sont posés au contact du gel polyacrylamide dont les pertes diélectriques sont voisines de celles du muscle (figure I.24, chapitre I). Pour chacune de ces structures, notre simulation numérique nous a permis de calculer la longueur théorique de résonance à la fréquence $f=915$ MHz, à partir du calcul de la permittivité effective qui comme nous venons de le montrer dépend de la largeur W du patch. Les paramètres géométriques des trois structures réalisées sont donc:

$$\begin{aligned} \text{Structure I : } & W=2\text{cm} \quad L=6.2 \quad (\epsilon_{\text{eff}}=6.9) \\ \text{II : } & W=4\text{cm} \quad L=6.7\text{cm} \quad (\epsilon_{\text{eff}}=6.0) \\ \text{III : } & W=6\text{cm} \quad L=6.8\text{cm} \quad (\epsilon_{\text{eff}}=5.8) \end{aligned}$$

Les figures II.12, II.13 et II.14 illustrent l'évolution fréquentielle du paramètre $|S_{11}|$ et de l'impédance d'entrée $Z_{(z=0)}$ des applicateurs posés au contact du gel. Ces comparaisons théorie-expérience confirment notre hypothèse de départ à savoir que la longueur de résonance correspond à une demi-longueur d'onde guidée, en effet les fréquences de résonance théoriques et expérimentales sont très proches. De plus, nous constatons que les courbes calculées et celles issues des mesures présentent le même type d'évolution, nous pouvons considérer que l'accord théorie-expérience est satisfaisant. Notons que l'adaptation à 915 MHz est d'autant meilleure que la largeur du patch est petite. Ceci est en parfait accord avec l'étude réalisée par d'autres auteurs sur des éléments rayonnant dans l'air de grandes dimensions [7].

Au vue de ces résultats notre modèle apparait satisfaisant, cependant le but recherché n'est pas encore atteint, en effet une protection sur le ruban de nos



$F = 915 \text{ MHz}, W = 4 \text{ (cm)}$
 $\epsilon_{r0} = 63.0, \epsilon_{r1} = 4.9, d1 = 0.158 \text{ (cm)}$
 $\sigma_0 = 0.01 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}, \sigma_1 = 0 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}$

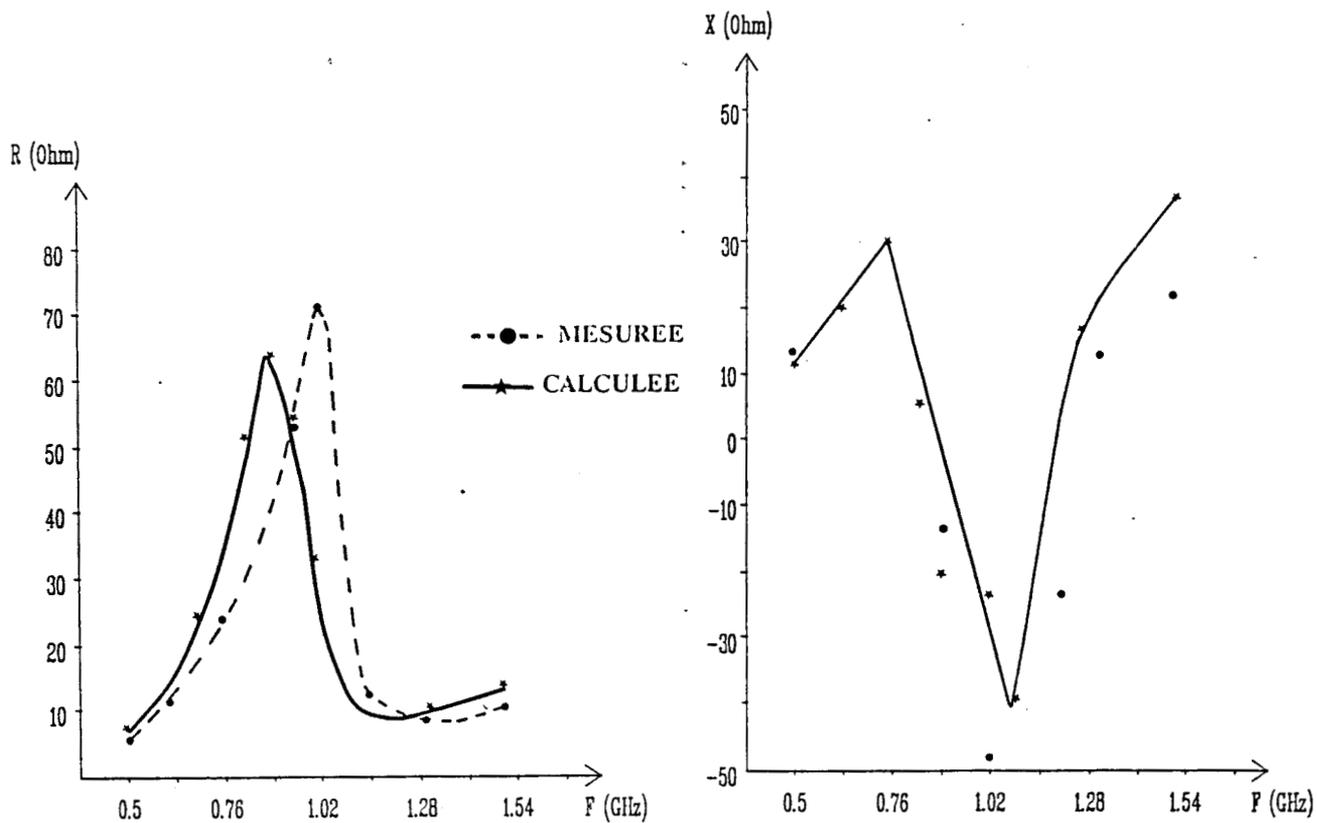
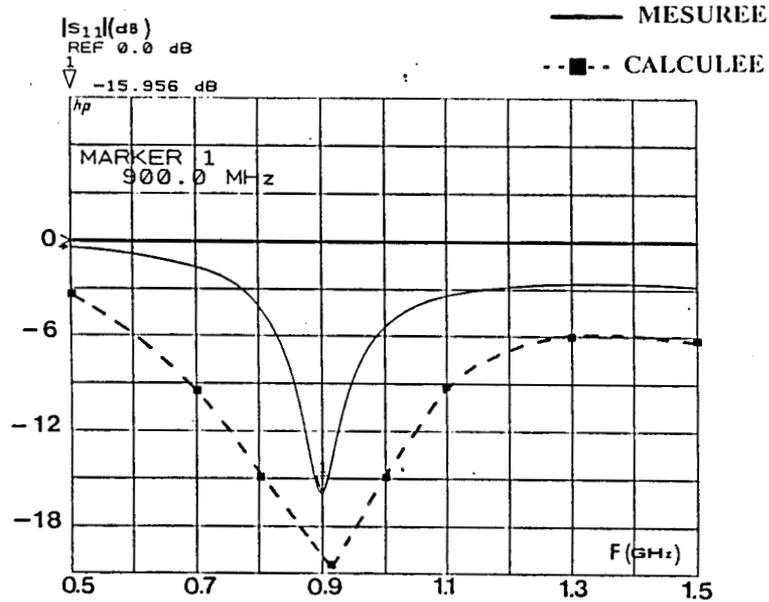
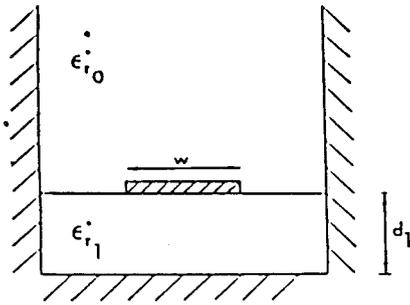


Figure II.13 : Evolution du module du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée dans le plan $z=0$



$F = 915 \text{ MHz}, W = 6 \text{ (cm)}$

$\epsilon_{r0} = 63.0, \epsilon_{r1} = 4.9, d1 = 0.158 \text{ (cm)}$

$\sigma_0 = 0.01 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}, \sigma_1 = 0 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}$

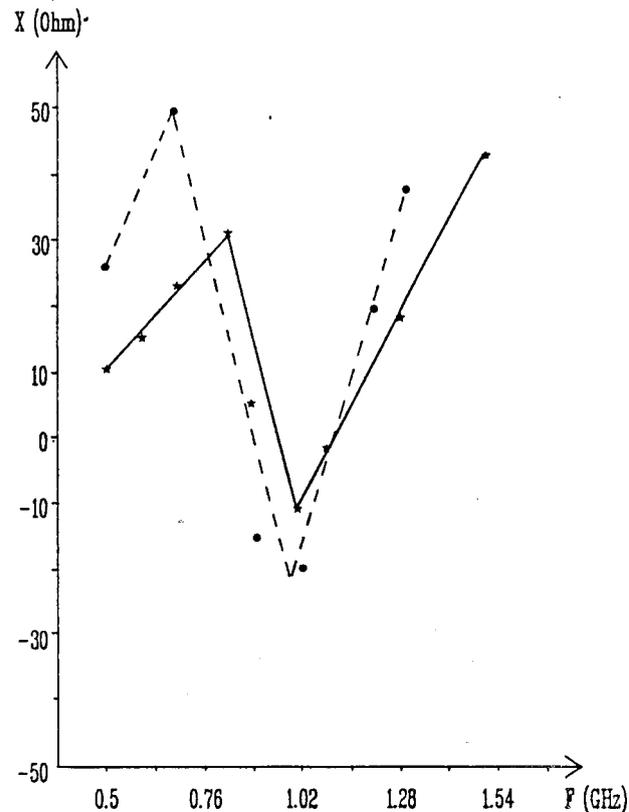
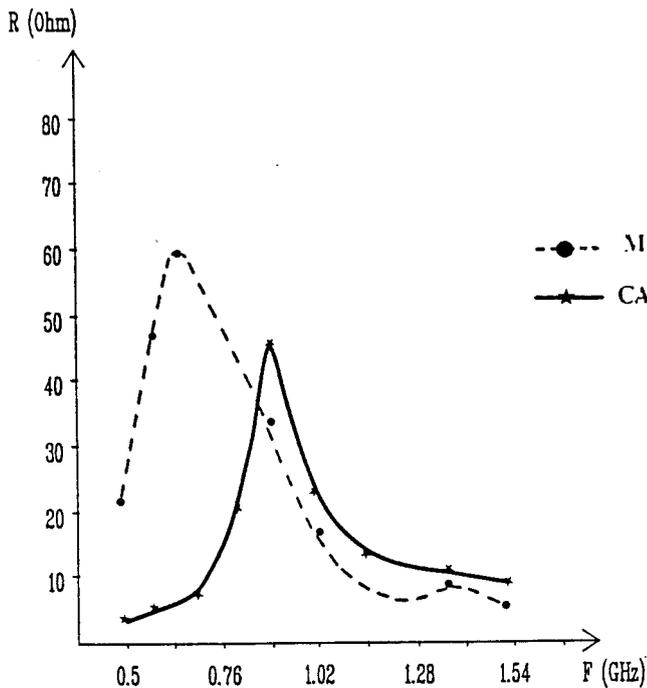
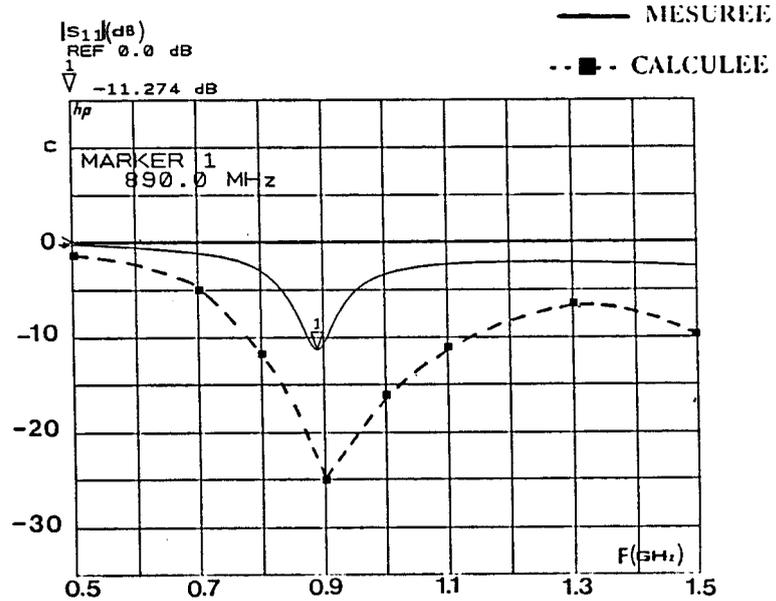


Figure II.14 : Evolution du module du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée dans le plan $z=0$

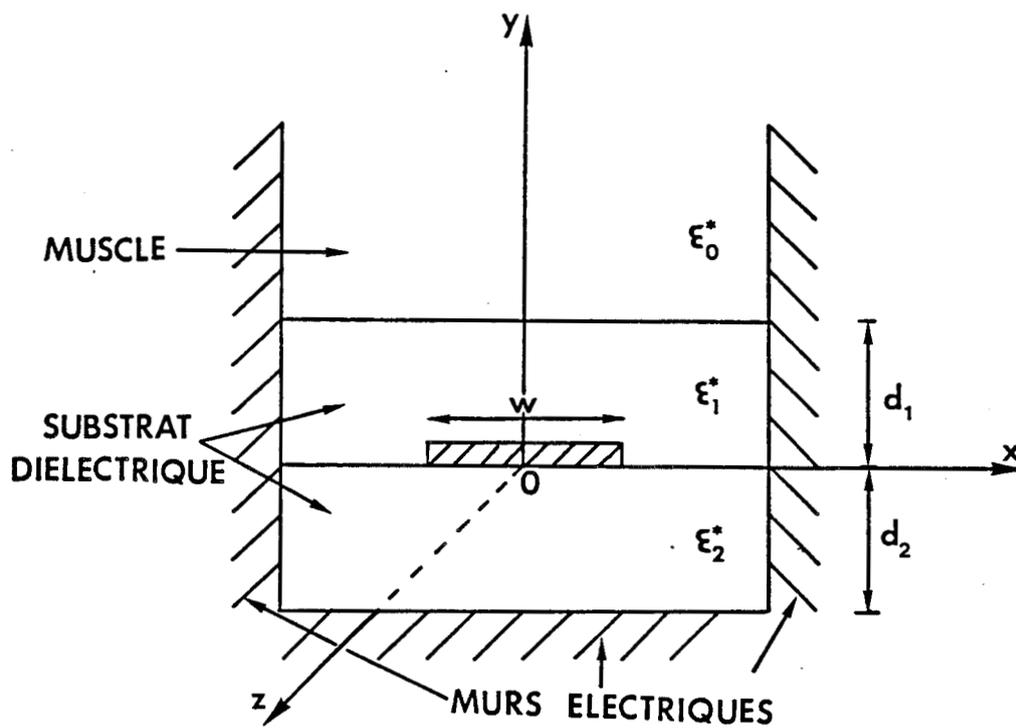


Figure II.15 : Structure étudiée

applicateurs est indispensable pour leur utilisation en hyperthermie microonde [8], [9], [10].

II.4.2 Applicateurs avec une protection

II.4.2.1 Résultats numériques

La structure étudiée est représentée figure II.15, les différents paramètres qui composent cette structure sont les suivants: le substrat diélectrique présente une permittivité relative $\epsilon_{r2}'=4.9$, une épaisseur $d_2=0.158$ cm et une conductivité $\sigma_2=0$ $\nu.cm^{-1}$, la couche diélectrique posée au contact de la ligne microruban possède les mêmes caractéristiques diélectriques ($\epsilon_{r1}'=4.9$, $d_1=0.158$ cm, $\sigma_1=0$ $\nu.cm^{-1}$) que le substrat, l'ensemble est appliqué sur du gel polyacrylamide de permittivité relative $\epsilon_{ro}'=63.0$ et de conductivité $\sigma_o=0.011$ $\nu.cm^{-1}$.

II.4.2.1.1 Influence de la protection diélectrique sur ϵ_{eff} et Z_c^*

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution de la permittivité effective et de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur du ruban métallique rayonnant pour différentes fréquences. Les courbes des figures II.16 et II.17 présentent des évolutions semblables à celles obtenues pour un modèle ne présentant pas de protection. Cependant le fait de protéger l'applicateur induit une diminution de ϵ_{eff} quelles que soient les fréquences utilisées, les longueurs théoriques de résonance sont de ce fait augmentées. En ce qui concerne l'impédance caractéristique, on note une légère diminution de ce paramètre par rapport à un applicateur non protégé pour $W < 2$ cm.

Compte tenu de ces remarques, nous avons étudié dans un deuxième temps, l'influence de l'épaisseur de la surcouche diélectrique sur la permittivité effective et sur l'impédance caractéristique, à la fréquence de chauffage $f=915$ MHz.

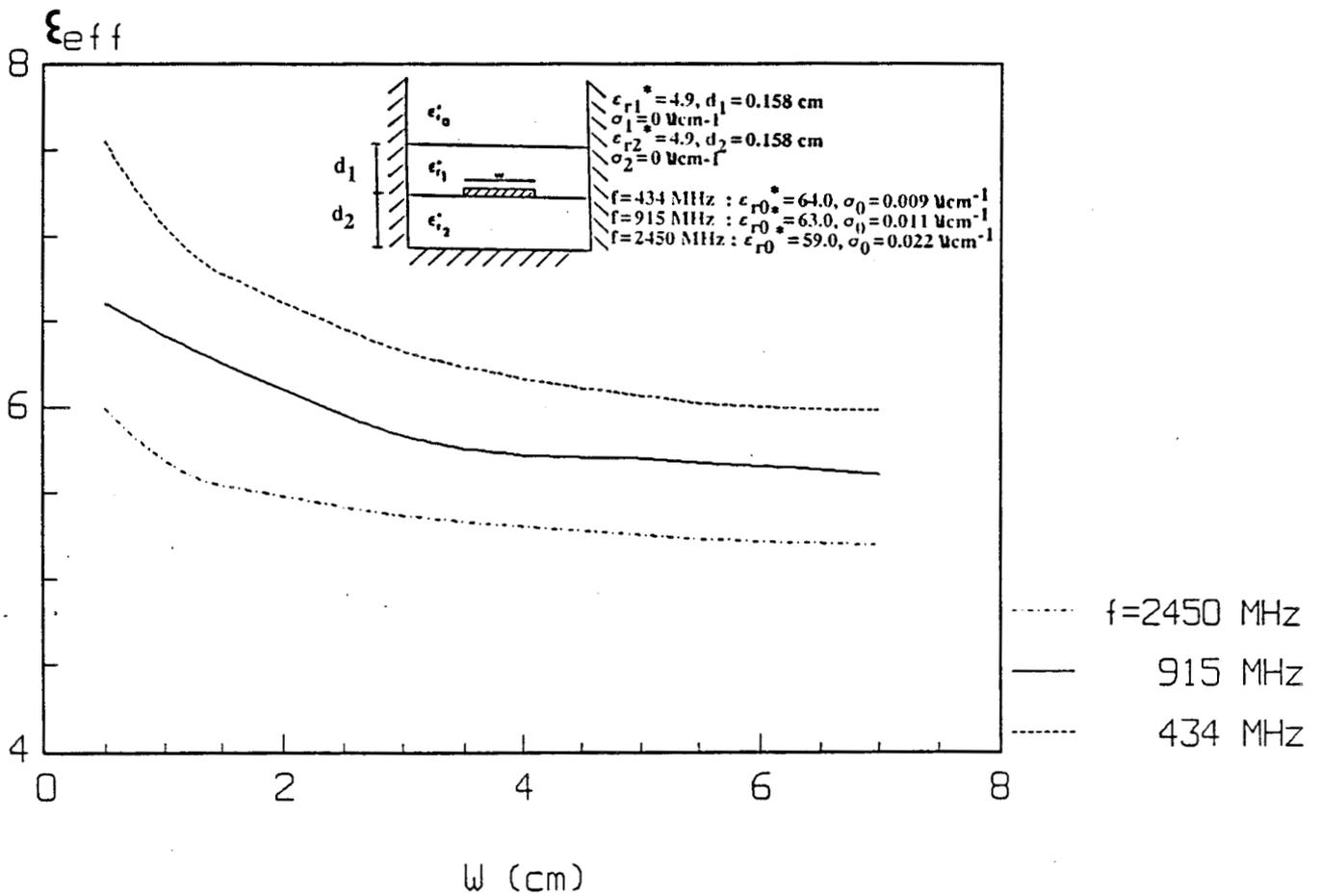


Figure II.16 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de la largeur W à différentes fréquences

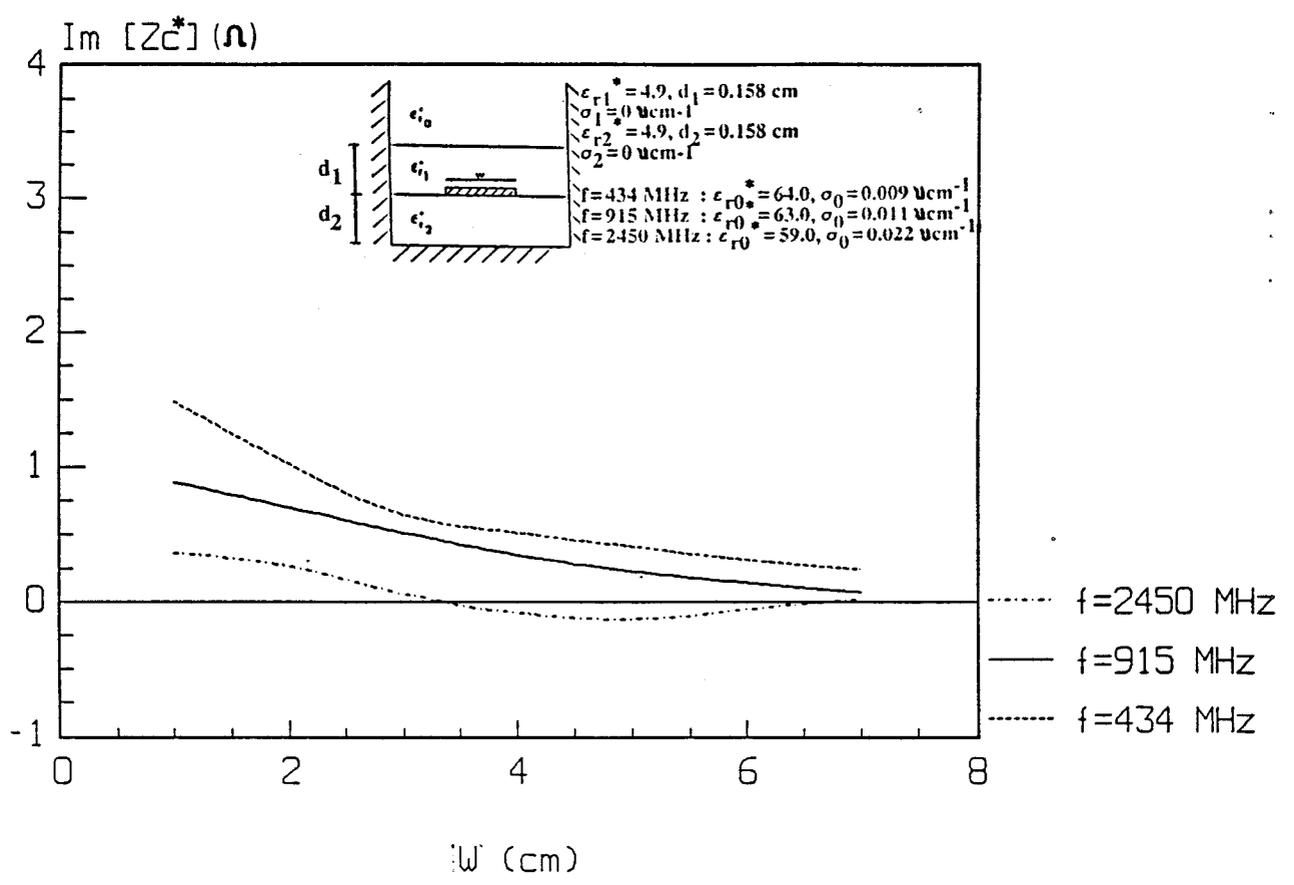
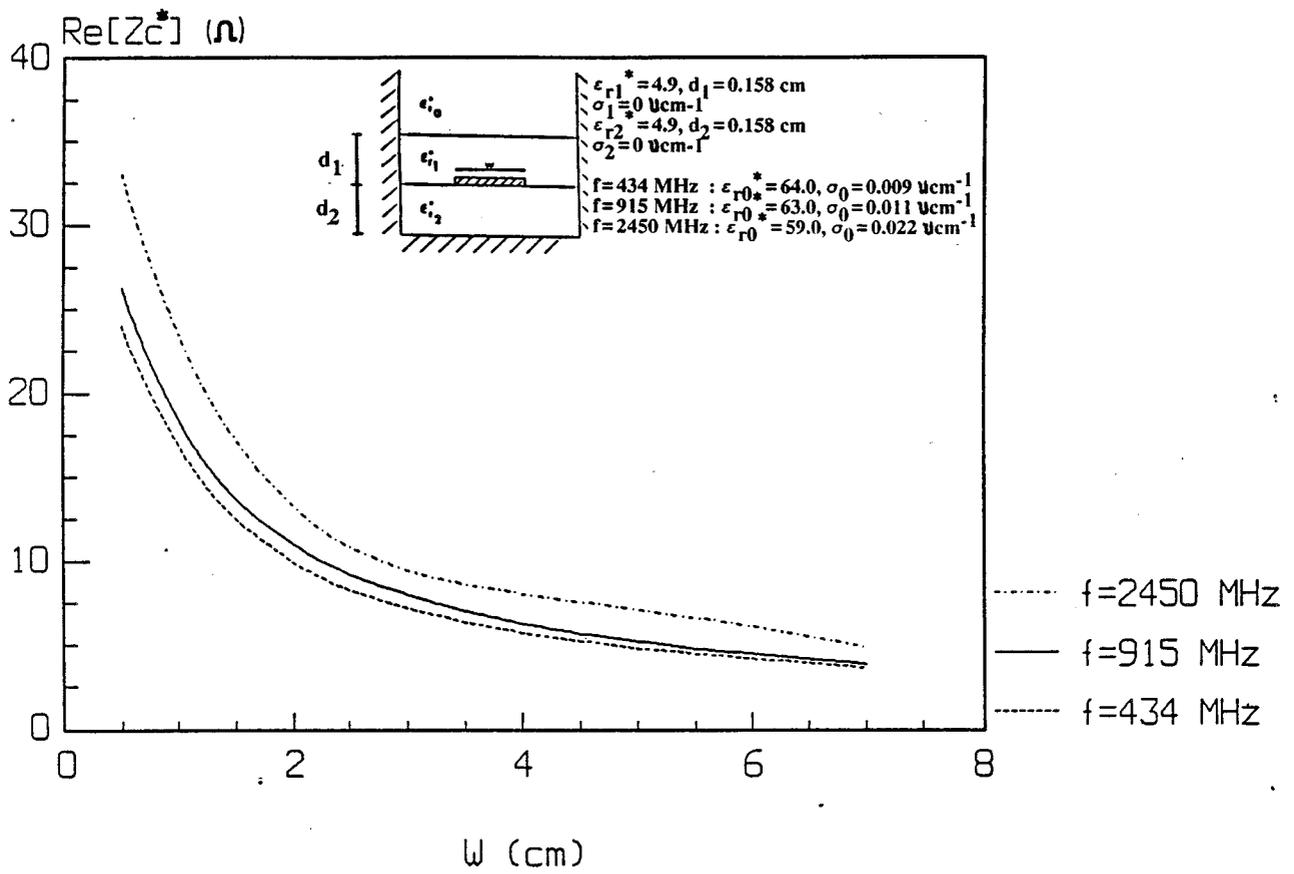


Figure II.17 : Evolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur W à différentes fréquences

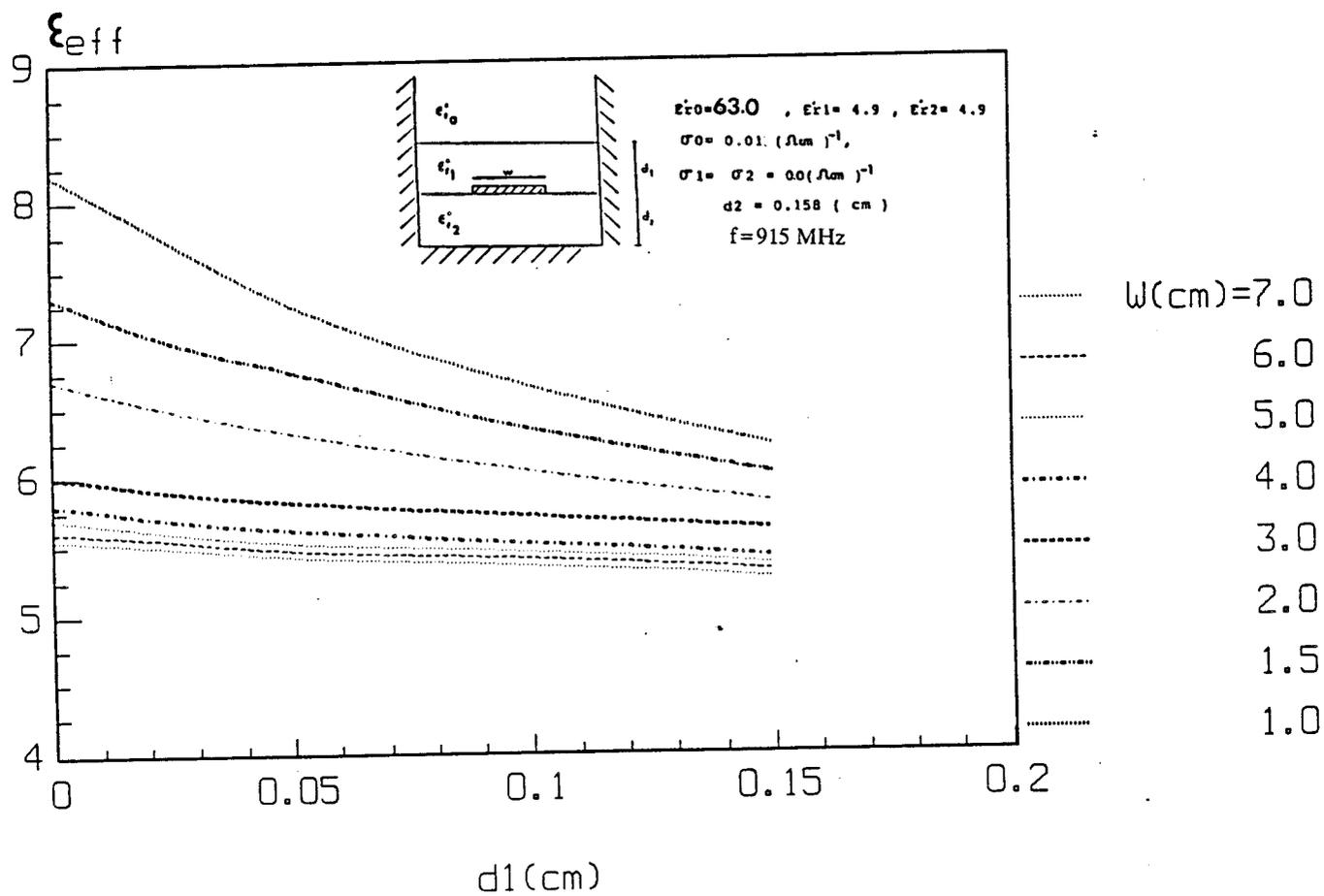


Figure II.18 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur d_1 de la protection à différentes largeurs W

II.4.2.1.2 Influence de d_1 sur ϵ_{eff}

Nous présentons figure II.18 l'évolution de la permittivité effective en fonction de l'épaisseur d_1 de la couche de protection pour plusieurs largeurs W . Ces courbes mettent en évidence une décroissance de ϵ_{eff} pour une augmentation de l'épaisseur d_1 . D'autre part nous constatons que cette permittivité est peu sensible aux variations de l'épaisseur d_1 pour des grandes largeurs W . Cette décroissance moins prononcée est due essentiellement à la répartition des lignes de champ plus étendue pour des grandes largeurs de ligne microruban.

II.4.2.1.3 Influence de d_1 sur l'atténuation le long du ruban α

Les variations de l'atténuation en fonction de l'épaisseur d_1 , figure II.19, sont identiques à celles présentées par ϵ_{eff} . En outre, les valeurs de cette atténuation sont relativement faibles, elles sont essentiellement liées aux pertes en volume dans le milieu dissipatif.

II.4.2.1.4 Influence de d_1 sur Z_c^*

Enfin les courbes de la figure II.20 montrent que les valeurs de la partie réelle de l'impédance caractéristique sont faibles, sa valeur reste généralement inférieure à 35 ohms. De plus à une largeur W fixée, Z_c^* décroît quand l'épaisseur d_1 augmente.

En résumé, les caractéristiques de propagation s'avèrent moins sensibles aux variations de l'épaisseur de la protection diélectrique d_1 qu'elles ne le sont aux modifications de la largeur W de la ligne de propagation.

Toutefois l'effet de cette protection diélectrique affecte plus particulièrement la permittivité effective. La décroissance de cette valeur induit une augmentation de la longueur de résonance donc une diminution de la fréquence de résonance.

Cependant l'étude numérique entreprise n'ayant été réalisée que pour un modèle où la surcouche diélectrique possède les mêmes caractéristiques diélectriques que le substrat où le patch rayonnant a été déposé. Il nous est apparu intéressant d'étudier le cas d'une protection diélectrique de permittivité différente de celle du substrat utilisée jusqu'à présent. Nous avons donc étudié deux modèles différents où la protection possède une constante diélectrique supérieure ($\epsilon_{r1}'=10.2$, $\sigma_1=0 \text{ v.cm}^{-1}$, $d_1=0.127 \text{ cm}$) et inférieure ($\epsilon_{r1}'=2.17$, $\sigma_1=0 \text{ v.cm}^{-1}$, $d_1=0.0635 \text{ cm}$) au substrat utilisé ($\epsilon_{r2}'=4.9$, $d_2=0.158 \text{ cm}$, $\sigma_2=0 \text{ v.cm}^{-1}$).

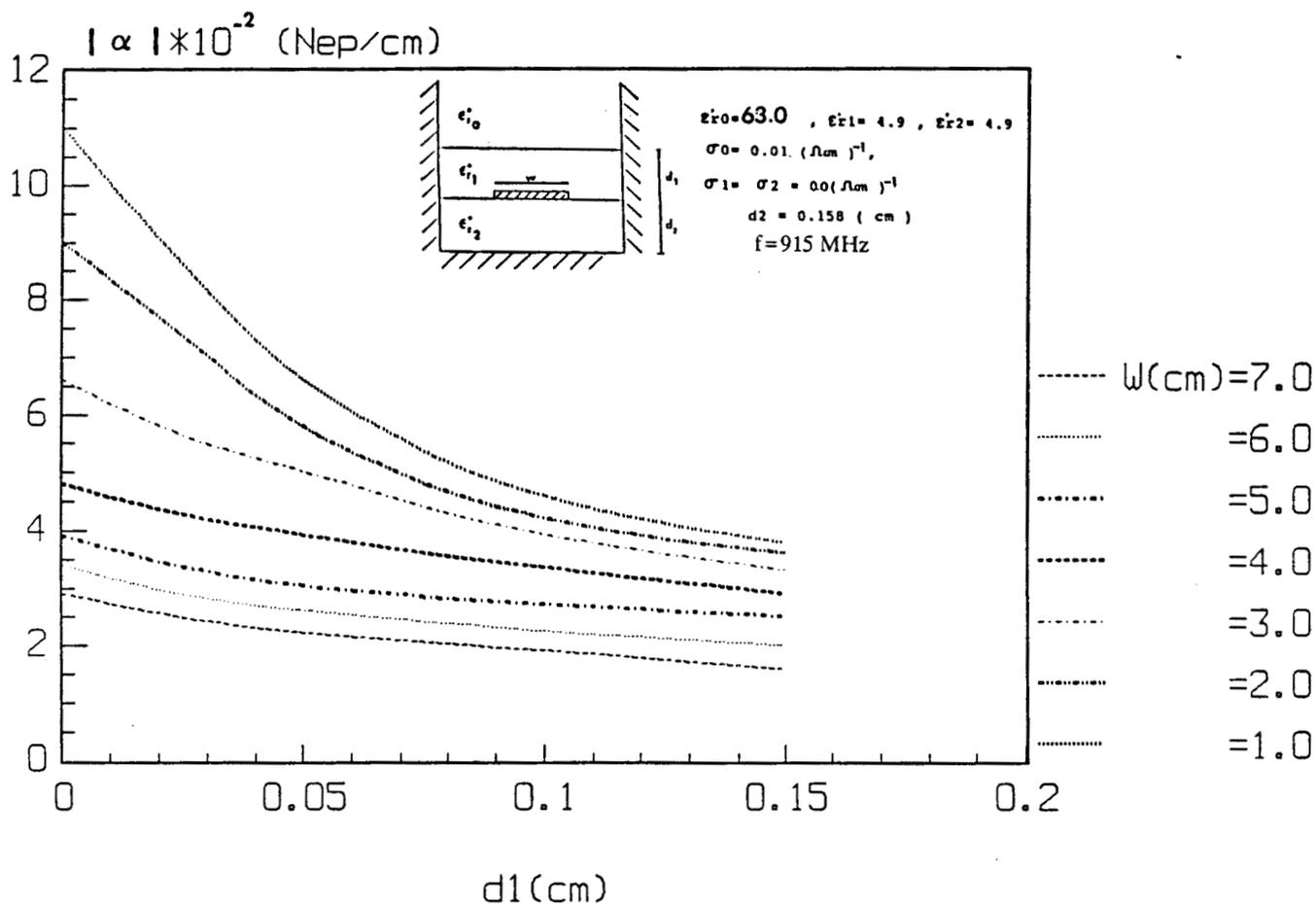


Figure II.19 : Evolution de l'atténuation α en fonction de l'épaisseur d_1 de la protection à différentes largeurs W

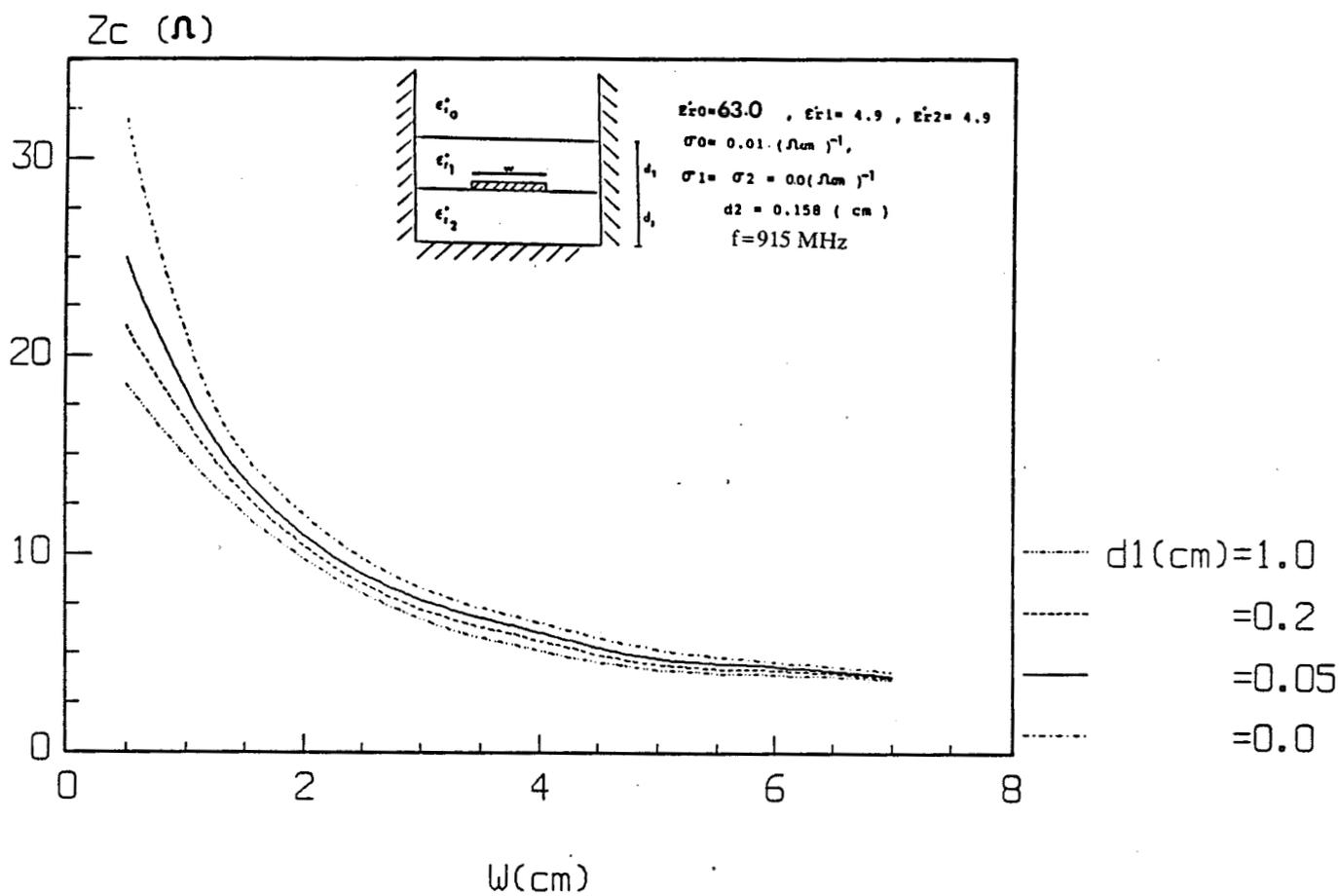


Figure II.20 : Evolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c en fonction de la largeur W à différentes épaisseurs d_1

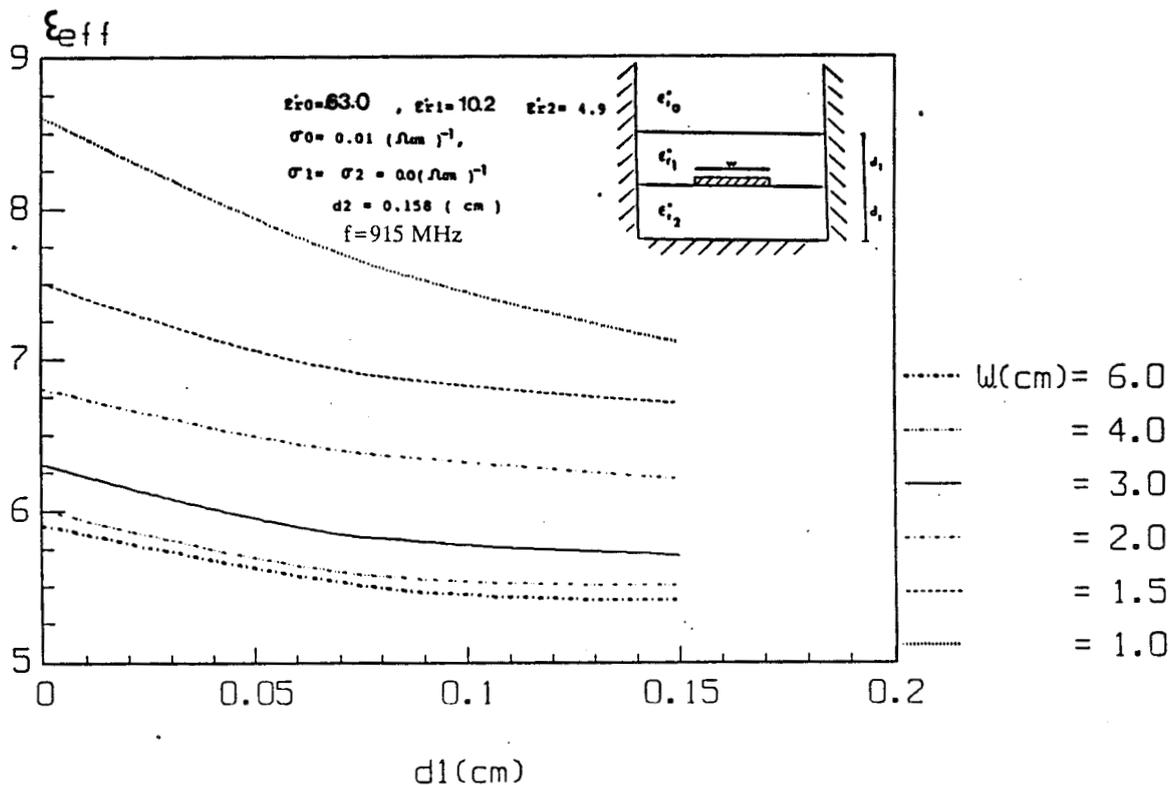


Figure II.21 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur d_1 de la protection à différentes largeurs W

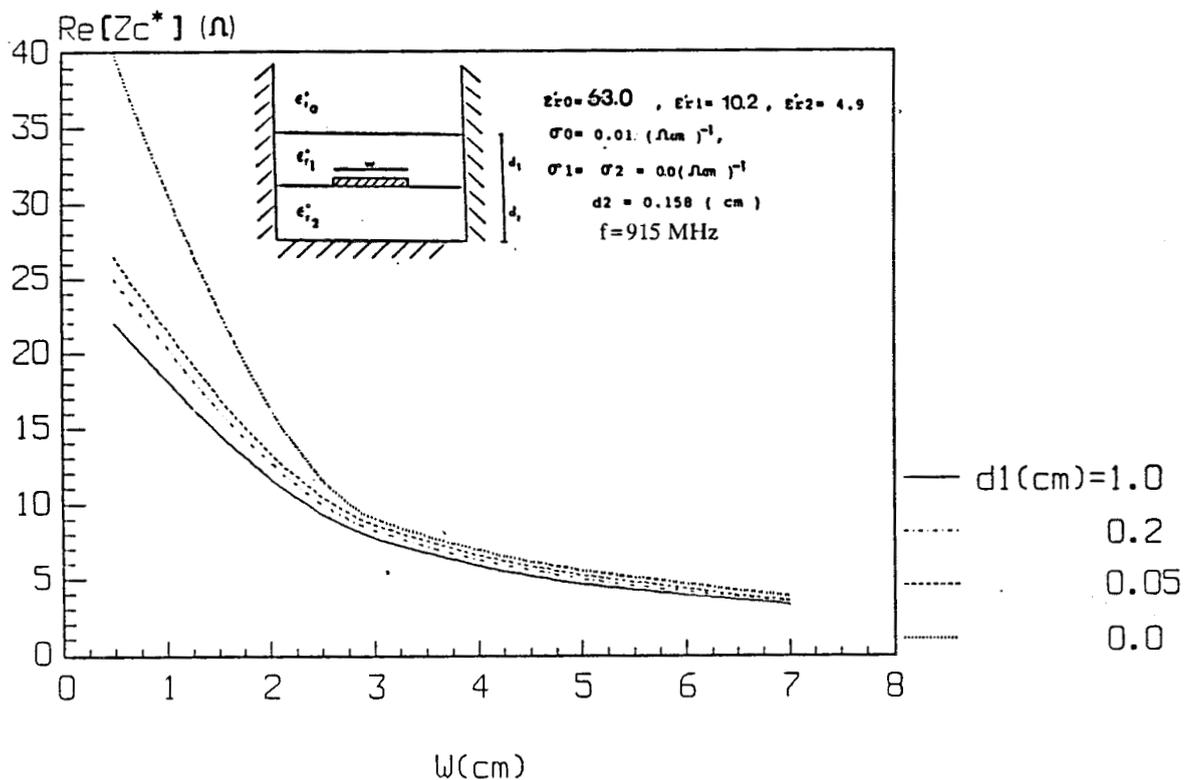


Figure II.22 : Evolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c^* en fonction de la largeur W à différentes épaisseurs d_1

II.4.2.1.5 Influence d'une protection présentant une constante diélectrique différente de celle du substrat

Dans le cas où $\epsilon_{r1}' > \epsilon_{r2}'$, nous ne constatons pas de modifications notoires de ϵ_{eff} (figure II.21) et de la partie réelle de l'impédance Z_c (figure II.22) par rapport aux valeurs obtenues pour $\epsilon_{r1}' = \epsilon_{r2}'$ (figures II.18 et II.20), on note cependant une légère augmentation de ϵ_{eff} . Par compte, quand $\epsilon_{r1}' < \epsilon_{r2}'$ (figures II.23, II.24), les valeurs de ϵ_{eff} sont moins dispersives mais plus faibles que pour les cas où $\epsilon_{r1}' \geq \epsilon_{r2}'$ et ceci quelle que soit la largeur W .

Au vue de ces résultats, nous constatons que les valeurs de la permittivité effective et de l'impédance caractéristique sont peu sensibles à la présence d'une protection diélectrique de permittivité différente de celle du substrat. Par contre ce procédé peut nous permettre de focaliser les lignes de champ électromagnétique dans le milieu dissipatif, la protection pourrait alors être assimilée à une lentille diélectrique.

II.4.2.2 Vérifications expérimentales

Les comparaisons théorie-expérience ont été réalisées pour deux applicateurs ayant des largeurs différentes ($W=2$ et 4cm) recouverts d'une surcouche diélectrique de même caractéristique que le substrat époxy ($\epsilon_{r2}'=4.9$, $d_2=0.158\text{ cm}$, $\sigma_2=0\text{ U.cm}^{-1}$) et posés au contact du milieu dissipatif, la fréquence de travail étant 915 MHz .

II.4.2.2.1 Mesure de $Z_{(z=0)}$

La figure II.25 illustre l'évolution fréquentielle (entre 0.5 et 1.5 GHz) de l'impédance d'entrée de la structure de propagation (en $z=0$) pour nos deux applicateurs posés au contact du gel. Nous constatons :

- pour la partie réelle de l'impédance d'entrée (R), un maximum proche de $50\ \Omega$ au voisinage de la fréquence expérimentale de résonance;
- en ce qui concerne la partie imaginaire (X), à cause des difficultés rencontrées lors des mesures expérimentales, nous n'avons représenté que quelques points de mesure. En effet, l'épaisseur du cuivre de la ligne de propagation nous a empêché d'obtenir un contact parfait entre l'élément rayonnant et la protection diélectrique. Il s'est avéré que seule la partie imaginaire présentée des fluctuations pour des pressions différentes sur l'applicateur. D'autre part, nous pouvons constater que

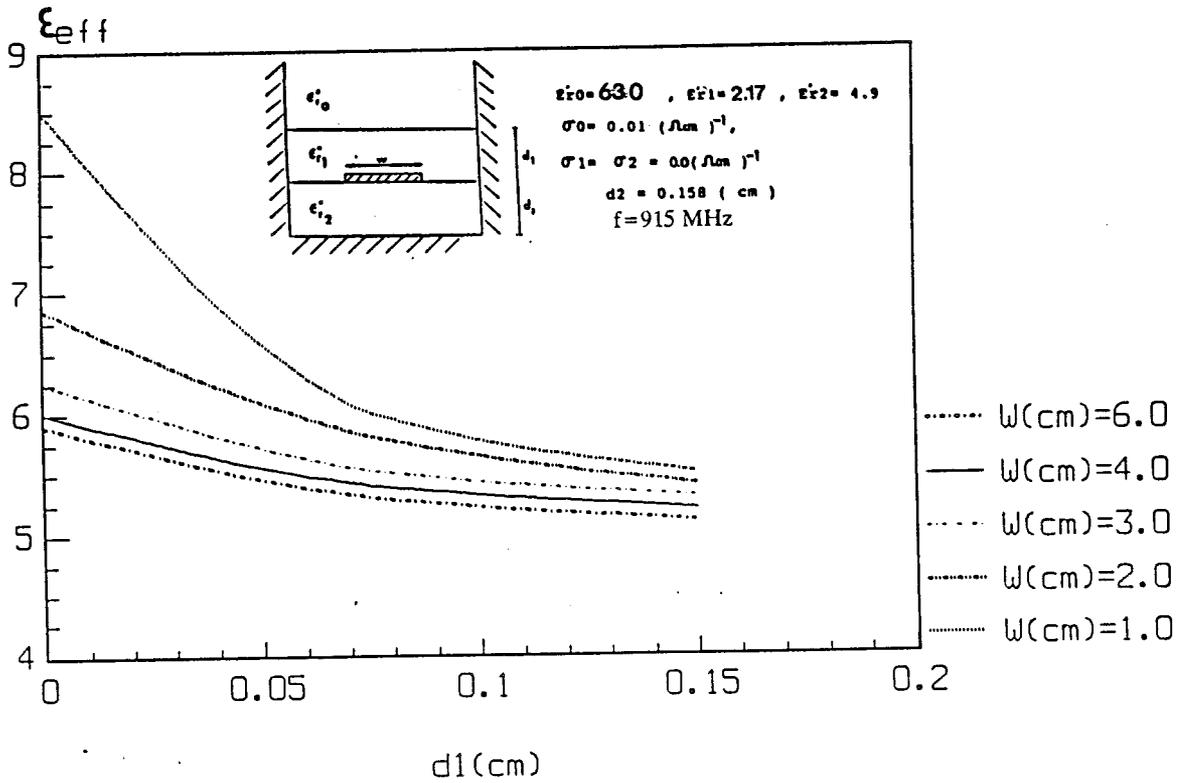


Figure II.23 : Evolution de la permittivité effective ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur d_1 de la protection à différentes largeurs W

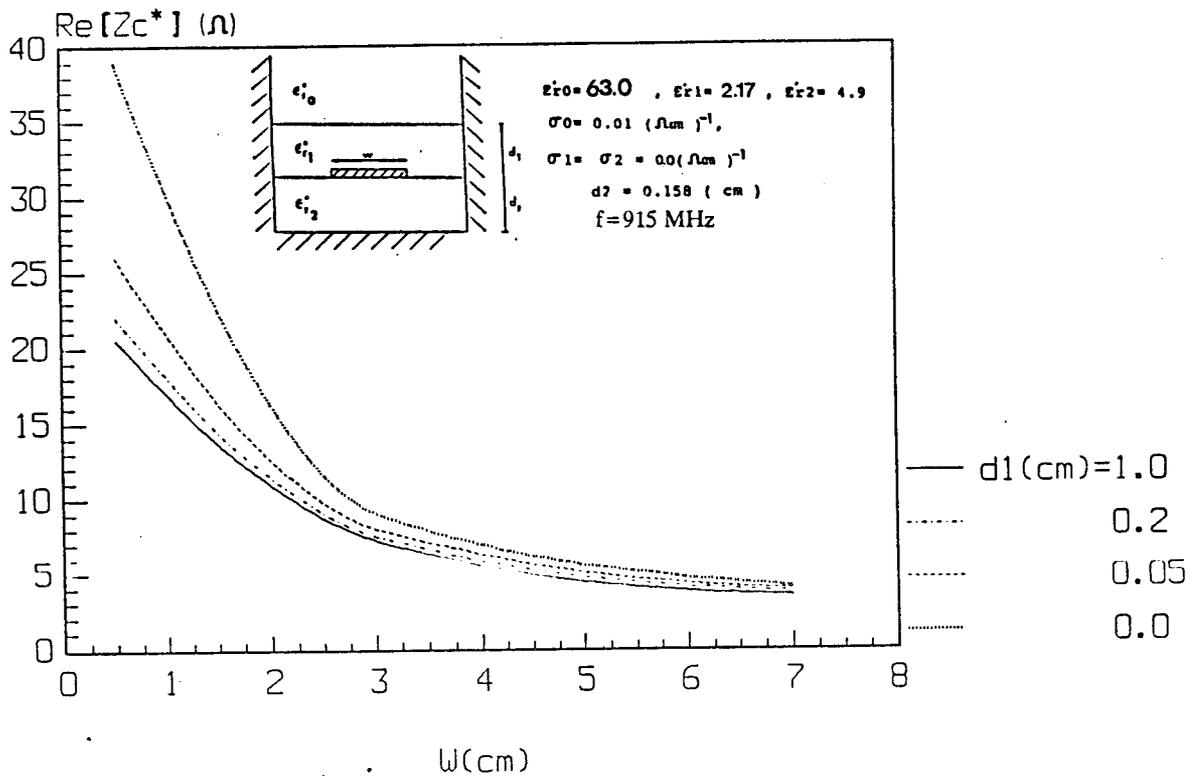


Figure II.24 : Evolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c en fonction de la largeur W à différentes épaisseurs d_1

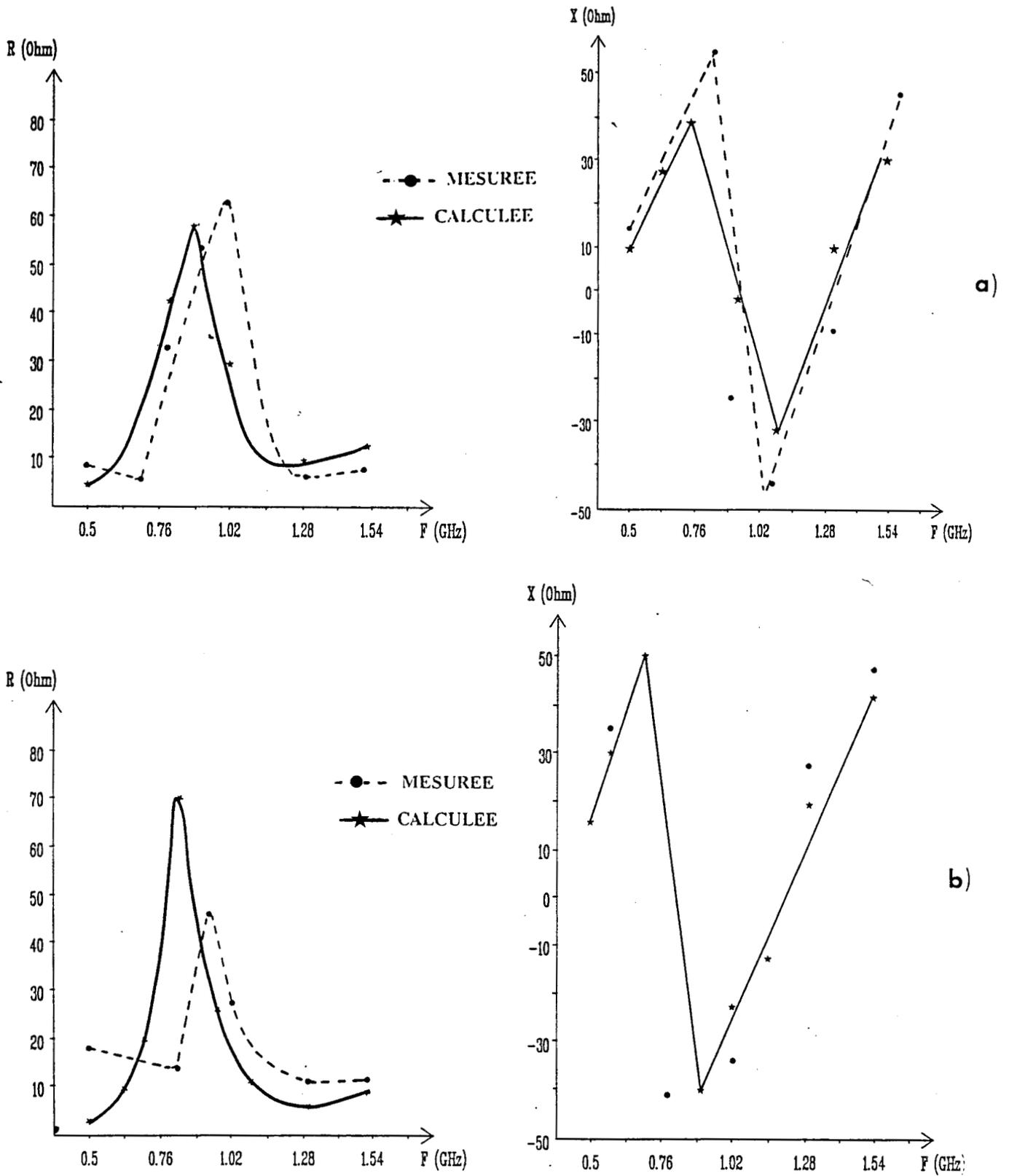
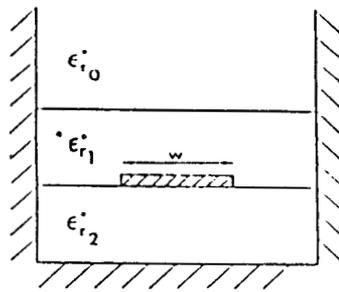


Figure II.25 : Evolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée dans le plan $z=0$

a) $W=2\text{cm}$

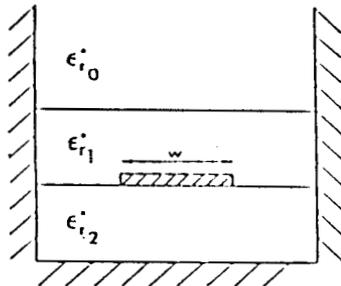
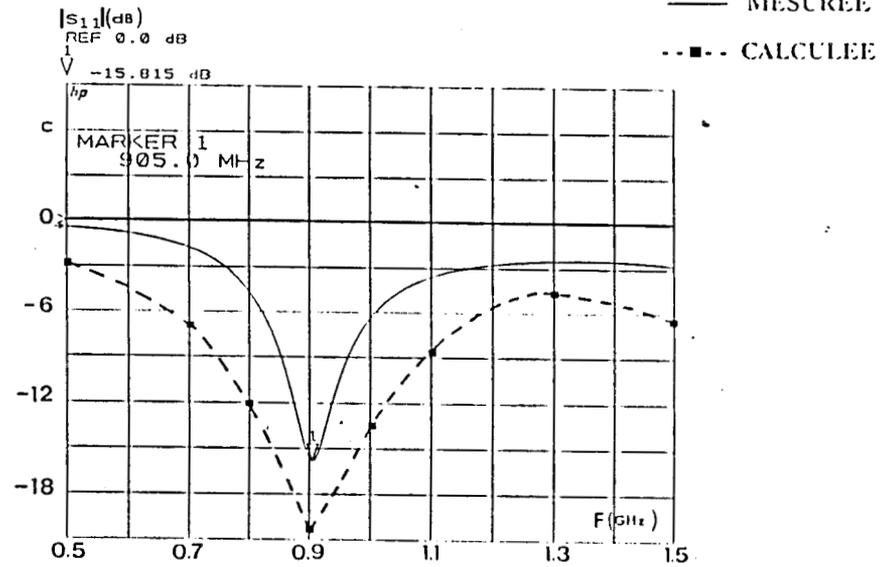
b) $W=4\text{cm}$



$F = 915 \text{ MHz}, W = 2 \text{ (cm)}$

$\epsilon_{r0} = 63.0, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 4.9, d1 = d2 = 0.158 \text{ (cm)}$

$\sigma_0 = 0.01 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}, \sigma_1 = \sigma_2 = 0 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}$



$F = 915 \text{ MHz}, W = 4 \text{ (cm)}$

$\epsilon_{r0} = 63.0, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 4.9, d1 = d2 = 0.158 \text{ (cm)}$

$\sigma_0 = 0.01 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}, \sigma_1 = \sigma_2 = 0 \text{ (}\Omega\text{cm)}^{-1}$

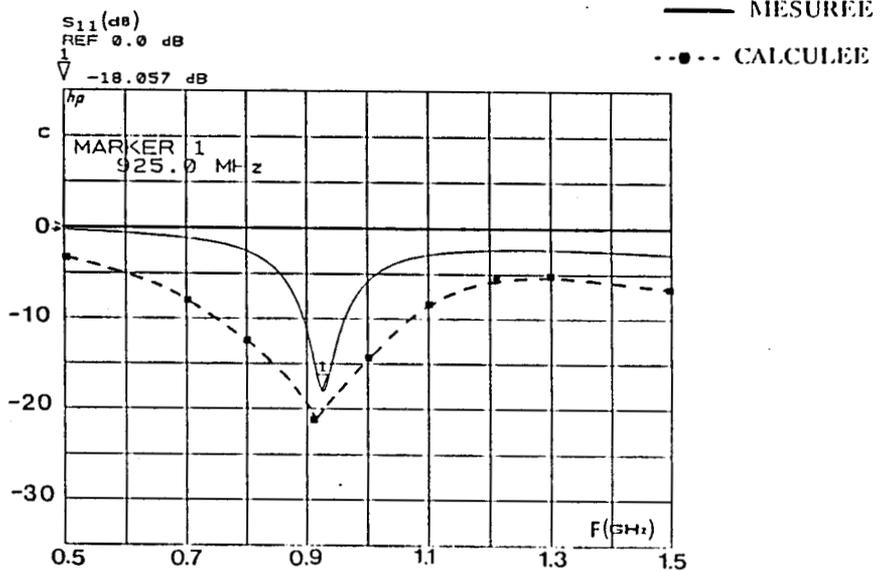


Figure II.26 : Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$

cette partie imaginaire est faible (de l'ordre de quelques ohms) autour de la fréquence de résonance.

Cependant l'origine de ce désaccord entre les résultats théoriques et expérimentaux, à la fois pour la partie réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée, est tout à fait explicable dans la mesure ou dans notre simulation, nous ne tenons pas compte des deux discontinuités, de la jonction entre la ligne d'alimentation et la largeur W du ruban en $z=a$ (figure II.1) et de la jonction entre la fiche coaxiale et la ligne d'excitation et enfin de l'arrêt brusque de la ligne de propagation en $z=b$ (figure II.1).

II.4.2.2.2 Mesure de $|S_{11}|$

La connaissance de l'impédance d'entrée nous permet de calculer le coefficient de réflexion à partir de la théorie des lignes de transmission [11]. La figure II.26 présente l'évolution du module du coefficient de réflexion (exprimé en dB) calculé et mesuré à l'aide de l'analyseur de réseau. L'écart relatif (11%) entre les résultats théoriques et expérimentaux montre le bon accord obtenu.

L'étude comparative que nous venons de présenter était indispensable pour justifier la validité de notre modèle numérique pour des structures multicouches. Toutefois, l'originalité de notre travail réside en l'étude de la puissance rayonnée dans un milieu fortement dissipatif [12], [13].

II.4.2.2.3 Mesure du diagramme de rayonnement

Dans le chapitre précédent, nous avons détaillé la méthode permettant d'obtenir le diagramme de rayonnement en champ proche de nos applicateurs et la nécessité de connaître ce diagramme. La puissance émise dans le milieu dissipatif peut être obtenue:

- soit par la partie réelle de la densité de puissance électromagnétique (correspondant à la puissance rayonnée):

$$dP = \frac{1}{2} (\vec{E}(x, y, z) \wedge \vec{H}^*(x, y, z)) \quad (\text{II.3})$$

- ou par la puissance thermique par unité de volume (correspondant à la puissance absorbée):

$$P_a(x, y, z) = \frac{1}{2} \sigma \left| \vec{E}(x, y, z) \right|^2 \quad (\text{II.4})$$

Pour effectuer un choix entre ces deux formules, nous avons procédé à des études expérimentales afin d'étudier la répartition de la puissance absorbée par le milieu dissipatif.

A cet effet, nous présentons figures II.27 et II.28 d'une part l'évolution de l'énergie électrique rayonnée (assimilée à une tension détectée) par un applicateur placé au contact d'un milieu liquide (eau salée 6 g/l) équivalent au gel et d'autre part l'évolution des variations de température induit dans le gel dû à un rayonnement microonde intense.

Ces mesures ont été réalisées pour un applicateur ayant une largeur de ruban $W=2\text{cm}$, une longueur $L=6.7\text{cm}$, la fréquence de travail étant 915 MHz. Afin de comparer ces résultats expérimentaux avec le modèle analytique, ces mesures ont été effectuées dans un plan de section droite. Pour cela, nous nous sommes placé sur le maximum de tension détectée ou d'accroissement de température dans la direction $z'oz$ en déplaçant le dipôle électrique et les thermocouples parallèlement à la ligne de propagation, notons sur les figures II.27 et II.28 que ce maximum pour les deux cas envisagés se trouve légèrement excentré. Puis, sur ce maximum, nous avons mesuré la tension et la température dans la direction $x'ox$.

Nous constatons que les allures de ces courbes sont similaires et suivent une loi d'évolution de type gaussien pour différentes profondeurs "y" dans le milieu dissipatif. De plus, les largeurs des lobes de rayonnement à mi-hauteur sont proportionnels à la largeur W de la ligne de propagation. Nous obtenons donc une bonne efficacité de l'applicateur étudié. Les écarts entre ces relevés sont certainement dû au phénomène de conduction thermique dans le gel qui se caractérise par un élargissement plus important des courbes de températures mesurées par rapport aux courbes de tensions détectées.

A l'aide du logiciel de simulation, nous avons obtenu à partir du flux de puissance (II.3) et de la puissance thermique (II.4), les évolutions représentées respectivement sur les figures II.29 et II.30. Nous avons reporté en plus l'énergie magnétique (figure II.31) afin d'aboutir à une meilleur compréhension de la puissance absorbée par le milieu dissipatif. Pour chaque diagramme, les différentes courbes sont normalisées par rapport au maximum de la puissance absorbée.

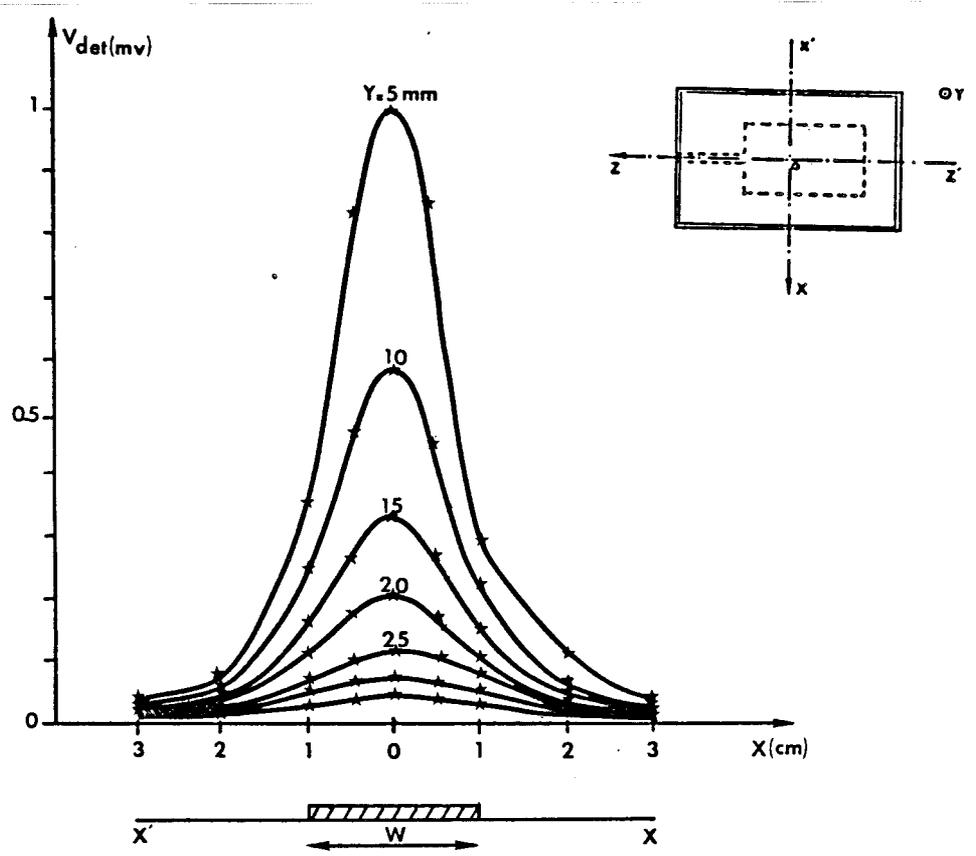


Figure II.27 : Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'o'x$

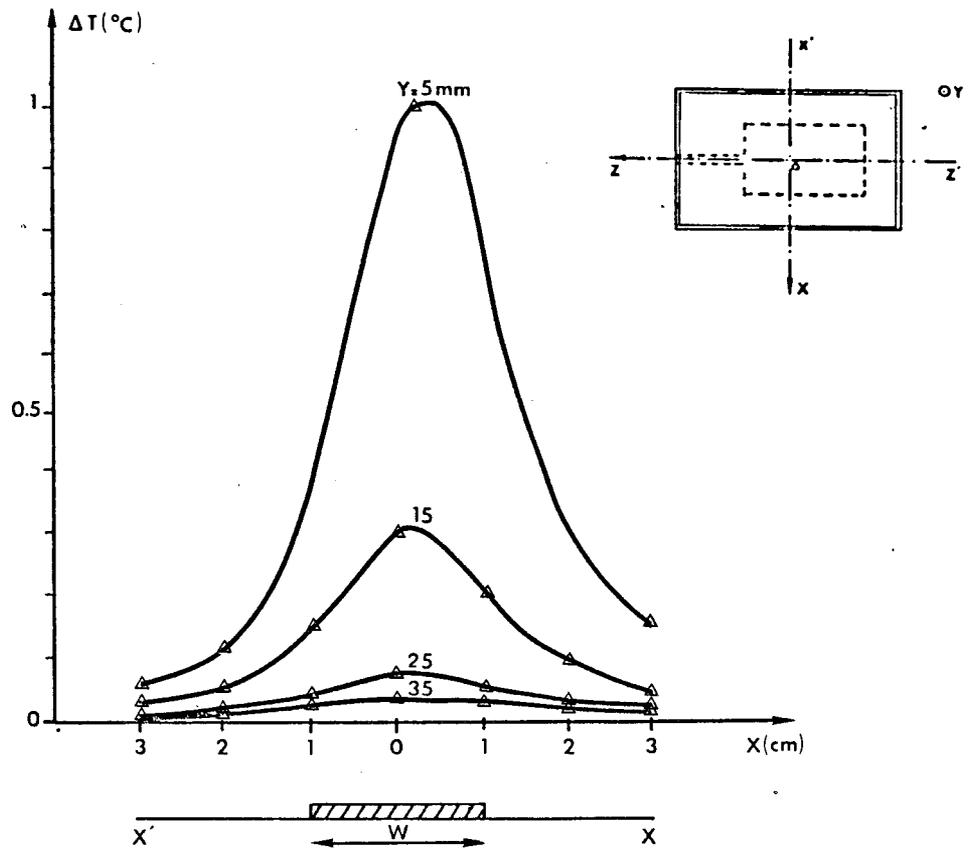


Figure II.28 : Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'o'x$

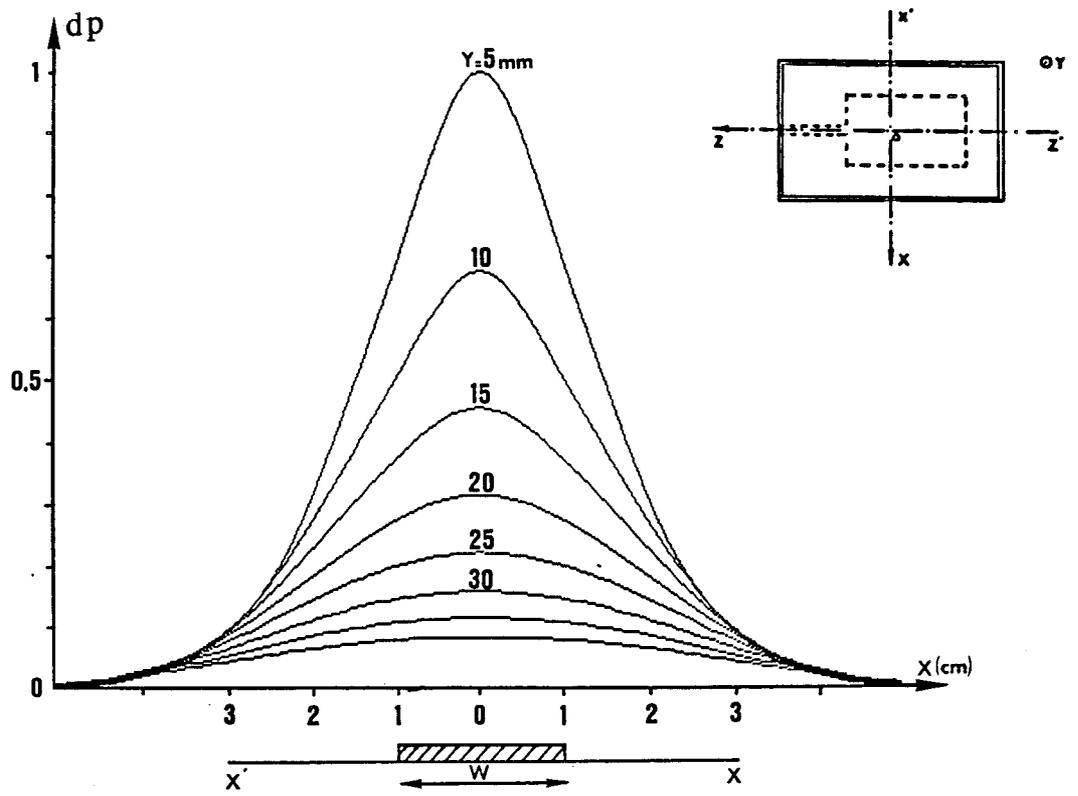


Figure II.29 : Distribution de la partie réelle du flux de puissance absorbée par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$

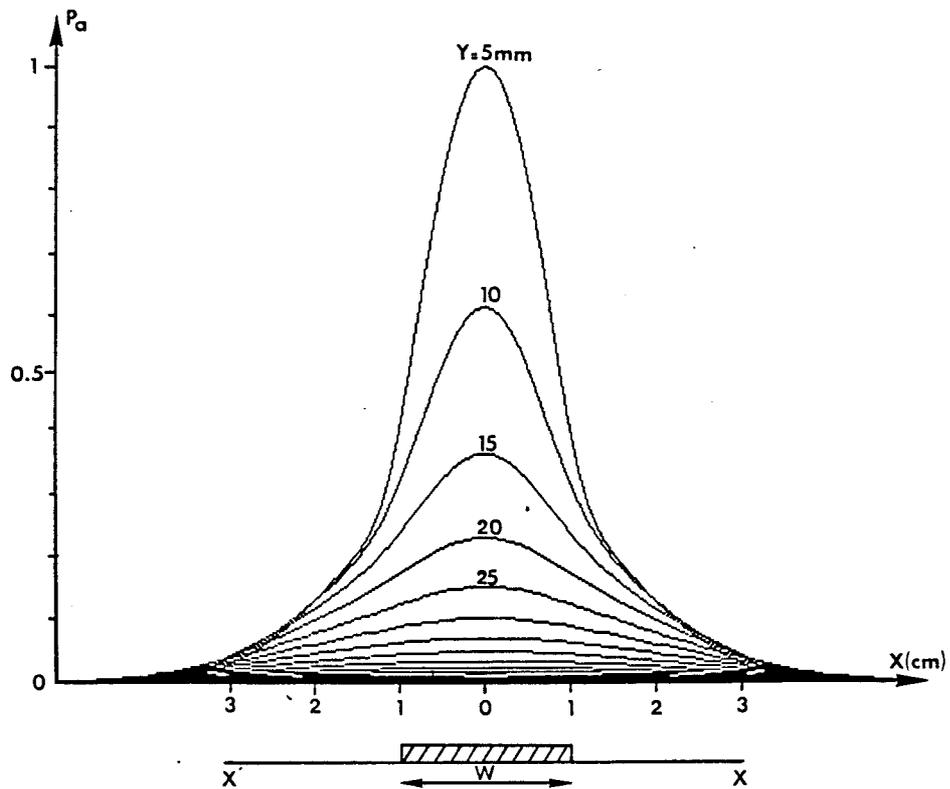


Figure II.30 : Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$

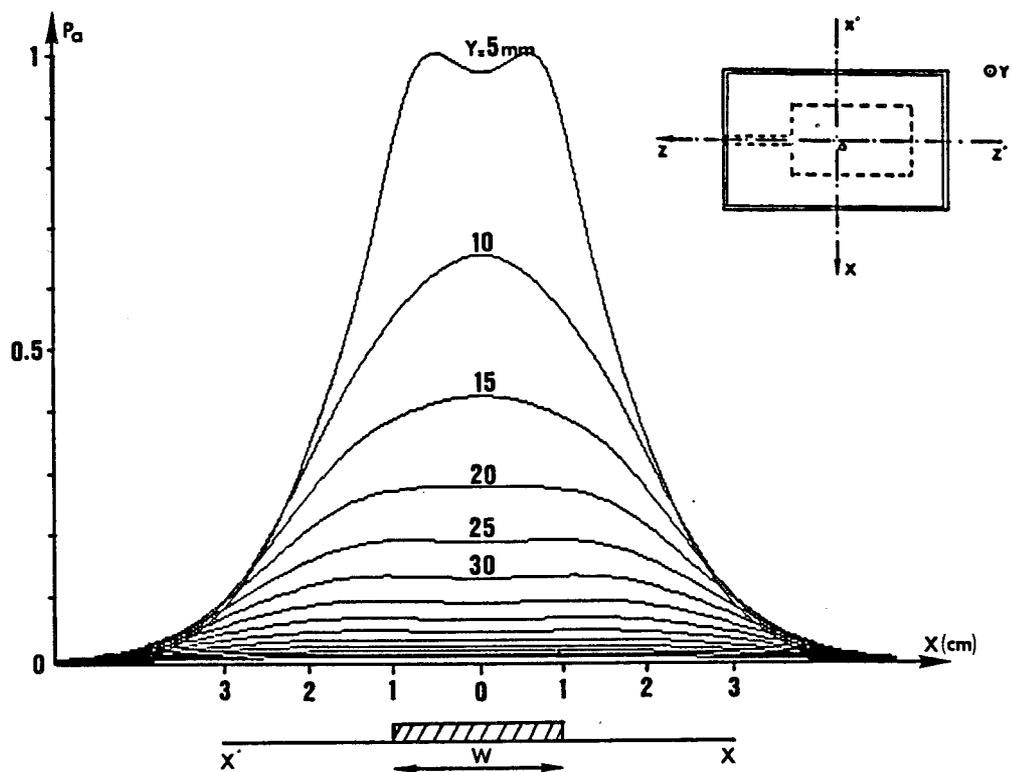


Figure II.31 : Distribution de l'énergie magnétique absorbée par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$

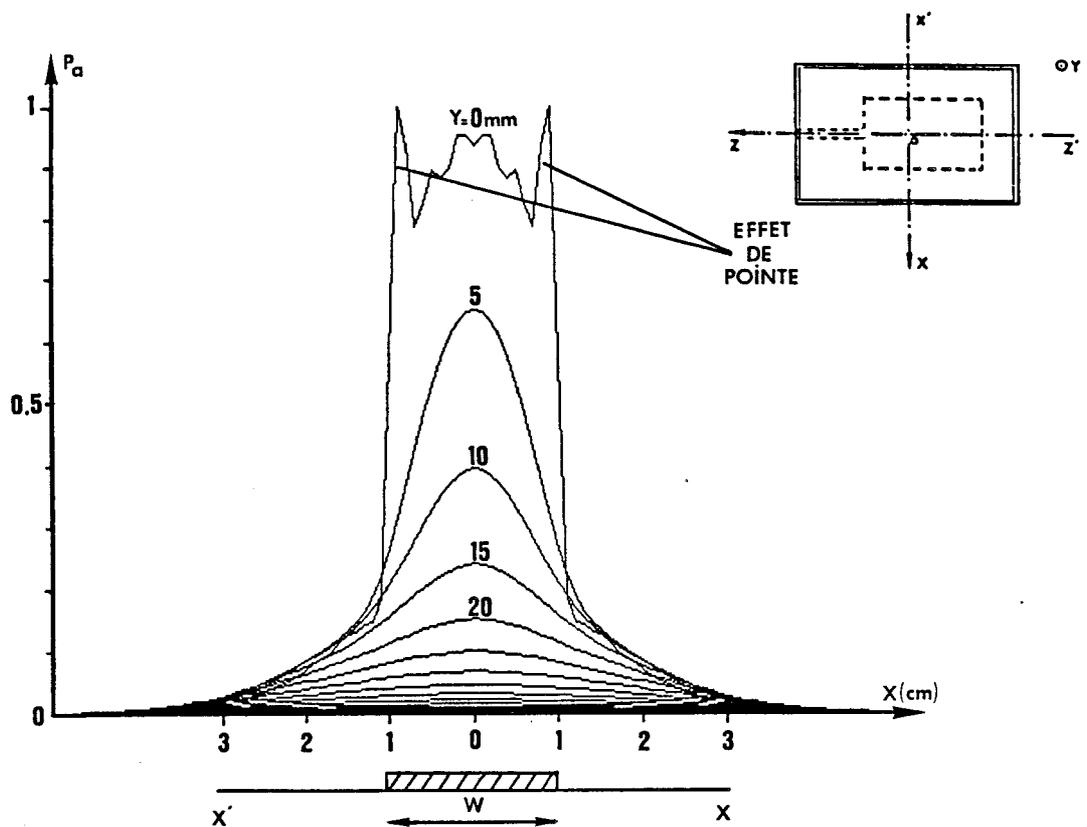


Figure II.32 : Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$: effet de pointe

Il apparaît que la puissance thermique dissipée par unité de volume (figure II.30) simule le mieux le comportement de la puissance absorbée, la largeur des lobes de rayonnement à mi-hauteur est identique aux relevés expérimentaux. De plus cette énergie demeure en tout point supérieure à l'énergie magnétique (ceci n'apparaît pas sur les courbes compte tenu de la normalisation). Ces remarques peuvent s'expliquer par un confinement de l'énergie électrique sur le ruban, près de l'interface applicateur-milieu dissipatif alors que l'énergie magnétique pénètre dans tout le volume de la structure.

Du point de vue simulation, pour des profondeurs $y < 5\text{mm}$, nous remarquons l'existence d'effet de pointe, figure II.32, dû à la composante E_x au niveau de la discontinuité ruban métallique - substrat diélectrique. Ces effets sont difficiles à mettre en évidence expérimentalement, la technique de mesure perturbant fortement la mesure au voisinage du patch.

Pour obtenir ces différentes répartitions d'énergies théoriques, nous avons utilisé les mêmes conditions que pour la détermination des paramètres de propagation, à savoir une seule fonction de base et un nombre de termes des séries de Fourier M égale à 40. Cependant il s'est avéré que ce nombre M était insuffisant pour décrire correctement l'énergie thermique dissipée par unité de volume dans le milieu dissipatif, comme le montre la figure II.33. Nous nous sommes fixé une valeur de M égale à soixante pour obtenir les relevés des figures II.29 et II.31. Afin de vérifier que ce choix soit physiquement acceptable, nous avons représenté sur la figure II.34 la reconstruction de la composante de champ électrique E_x . Nous constatons que cette composante transversale ne s'annule que sur le centre du conducteur et présente de fortes discontinuités (effet de pointe) sur les bords de celui-ci. Apparemment le type et le nombre de fonctions de base devront être optimisés pour une meilleure description des champs électriques dans la structure.

Pour l'applicateur ayant une largeur de ruban $W=4\text{cm}$ et une longueur $L=7.0\text{cm}$, nous avons obtenu les courbes de la figure II.35. On s'aperçoit que la puissance absorbée couvre toute la largeur W de la ligne de propagation et l'on peut constater la bonne concordance entre la théorie et l'expérience.

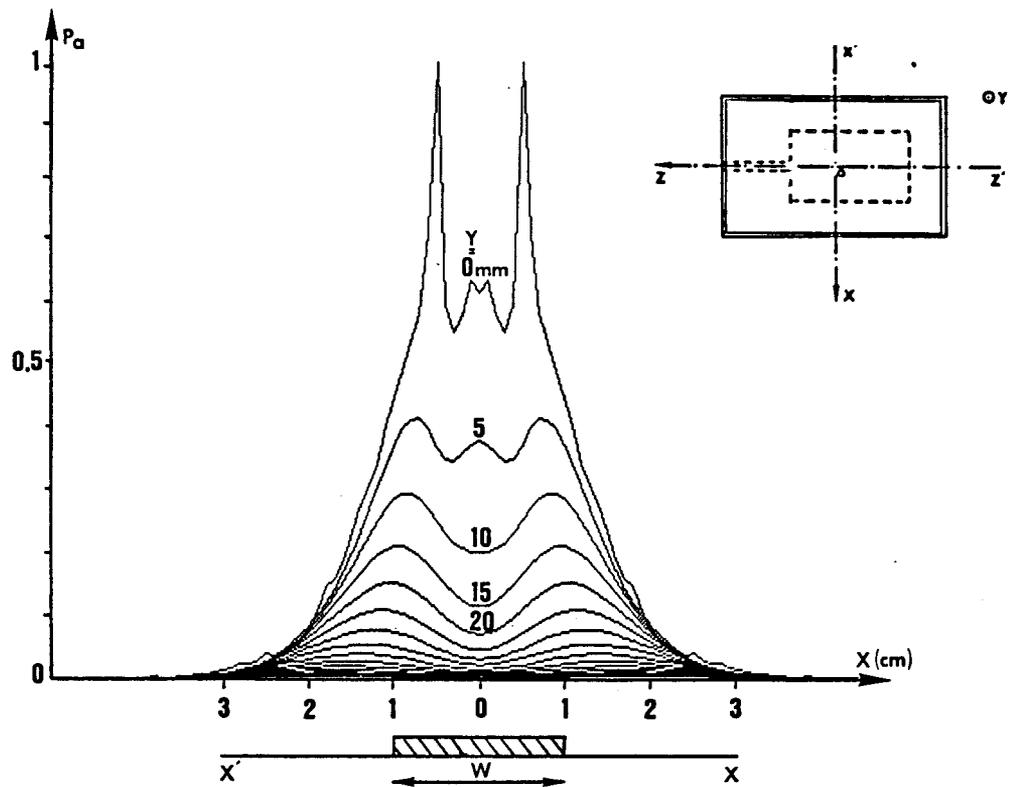


Figure II.33 : Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$

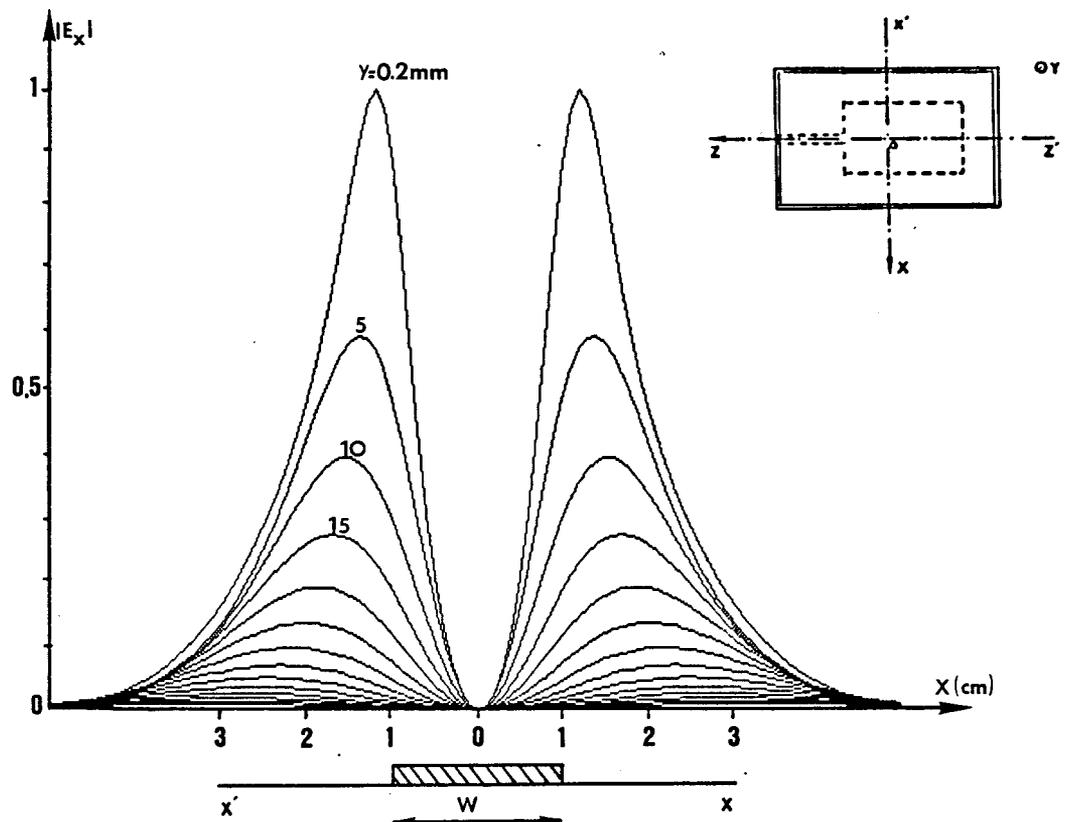


Figure II.34 : Continuité de la composante tangentielle E_x sur la ligne de propagation

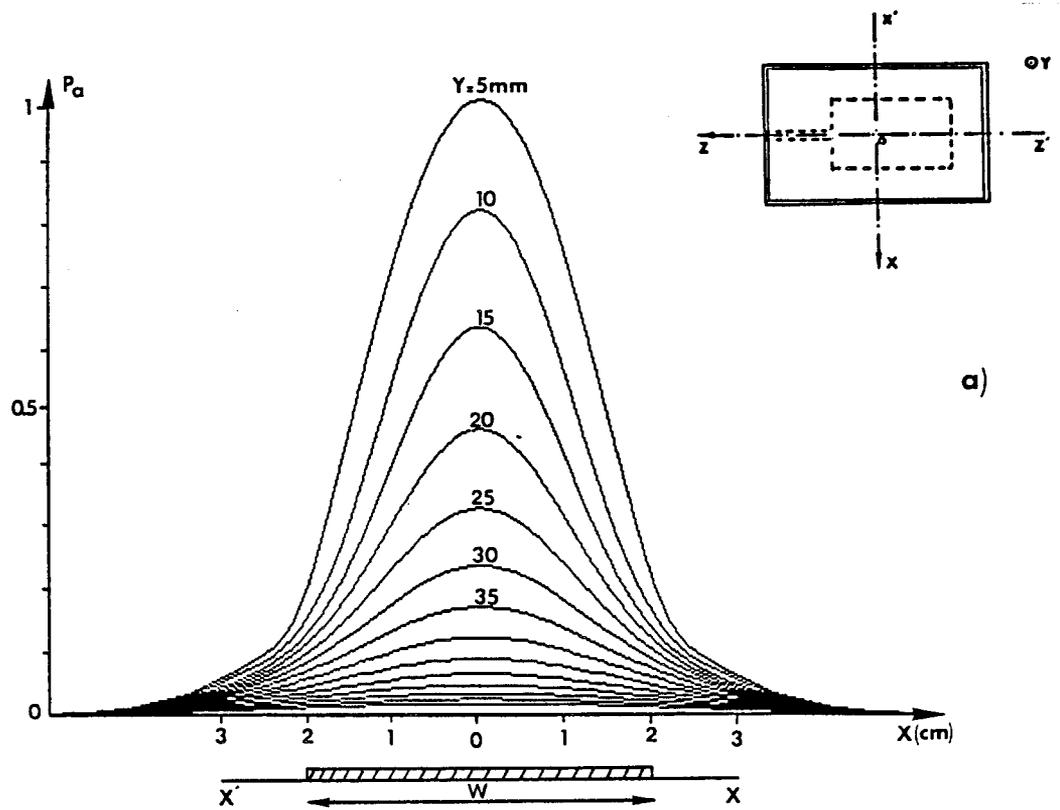
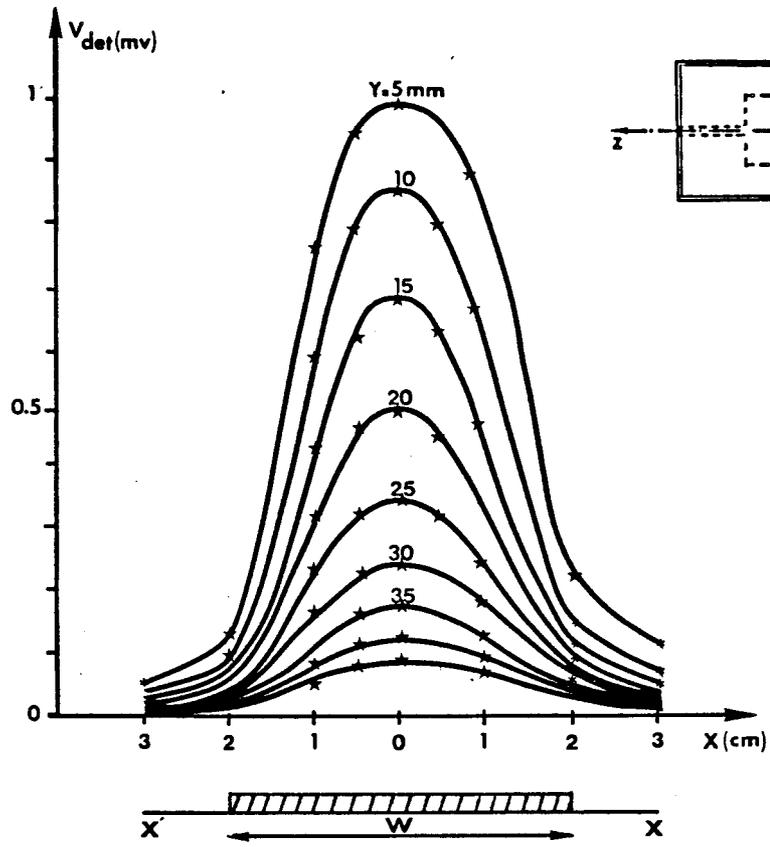


Figure II.35 : Relevé et distribution de la puissance absorbée par un applicateur de largeur $W=4\text{cm}$, dans la direction $x'ox$

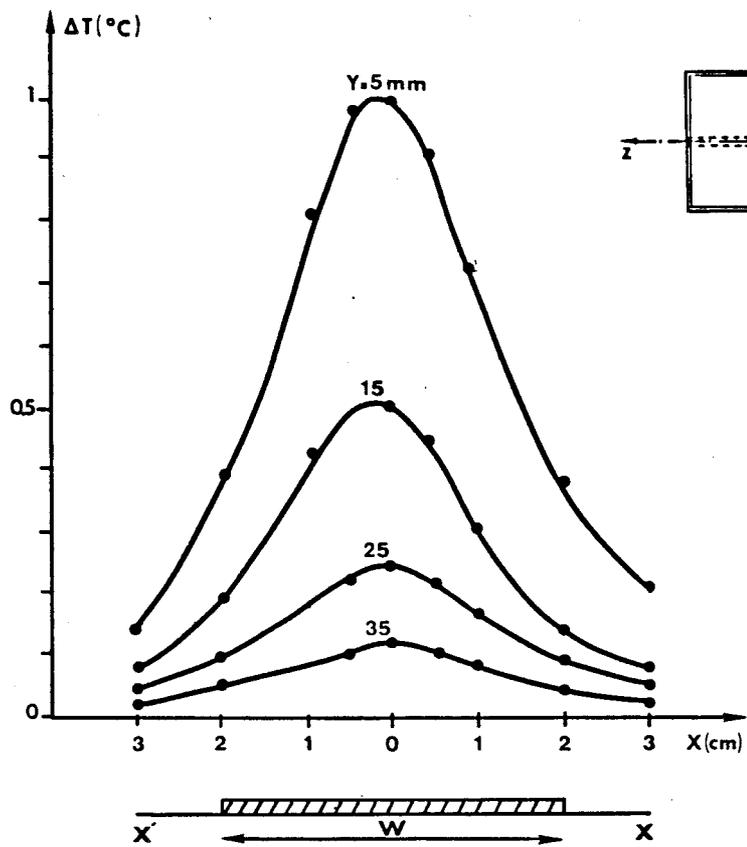
a) Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) dans la direction $x'ox$

b) Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l , dans la direction $x'ox$

c) Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide, dans la direction $x'ox$



b)



c)

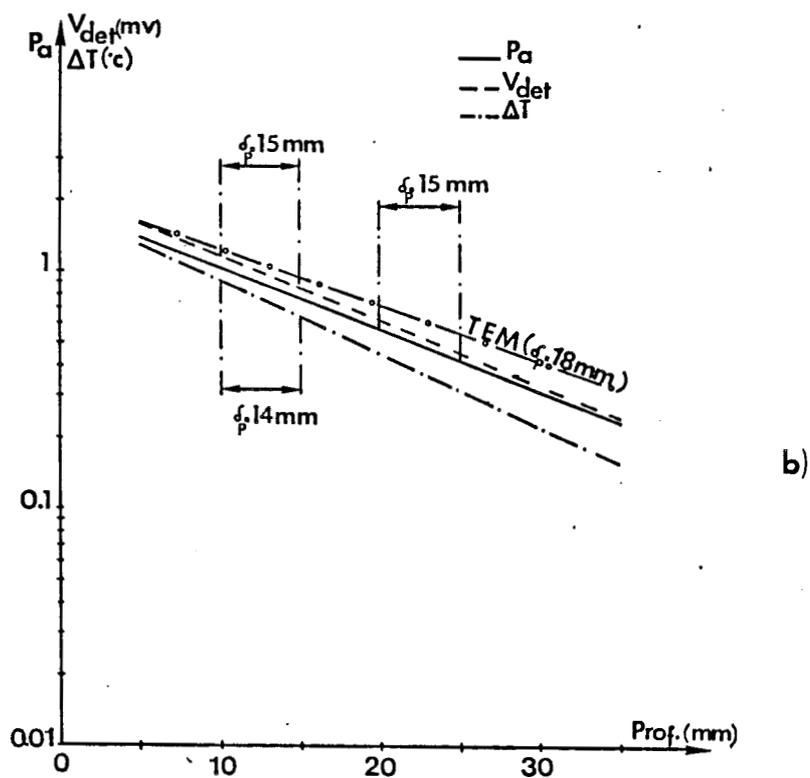
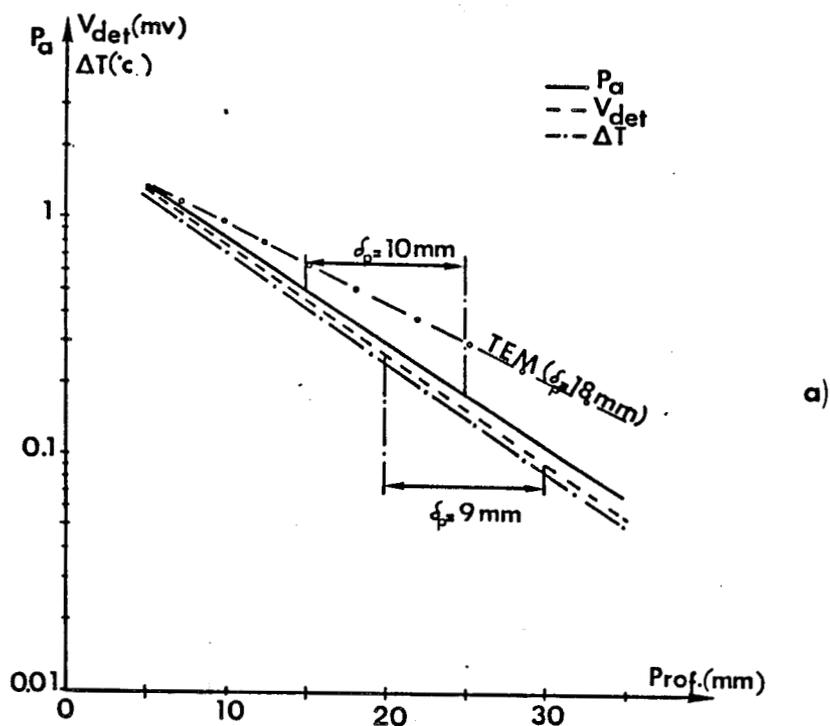


Figure II.36 : Détermination de la profondeur de pénétration mesurée et calculée à partir de l'énergie rayonnée sur l'axe central de l'applicateur

a) $W = 2$ cm $L = 6.7$ cm

b) $W = 4$ cm $L = 7.0$ cm

II.4.2.2.4 Mesure de la profondeur de pénétration

Ces différents relevés d'énergies vont nous permettre de connaître le volume couplé à l'applicateur. A partir de ces mesures nous pouvons déterminer la profondeur de pénétration ou plus exactement l'atténuation sur l'axe de l'applicateur que subit l'énergie propagée dans le milieu et absorbée par celui-ci.

Nous présentons, figure II.36, les comparaisons entre les résultats expérimentaux et ceux déterminés par le modèle analytique basé sur l'approche dans le domaine spectral représentant la puissance absorbée par le gel polyacrylamide et la solution saline (à 6g/l). Sur le graphe, nous avons indiqué la profondeur de pénétration de l'onde TEM qui est la limite supérieure théorique ($\delta_p = 18\text{mm}$) pour un applicateur de contact. Nous obtenons une profondeur de 9mm (pour $W=2\text{cm}$, $L=6.7\text{cm}$) et 15mm (pour $W=4\text{cm}$, $L=7.0\text{cm}$) et un écart relatif de 10% entre la profondeur calculée et celle mesurée en température et en tension pour les deux applicateurs étudiés.

Compte tenu de ces résultats, nous avons voulu connaître la valeur maximale que l'on pouvait espérer obtenir pour ce type de structure. La figure II.37 illustre l'évolution de la profondeur de pénétration théorique en fonction de la largeur W . Nous pouvons remarquer que cette profondeur converge vers une valeur maximum égale à 16.5 mm pour des largeurs de ruban $W \geq 5$ cm donc inférieure à celle de l'onde plane ($\delta_p = 18$ mm).

Les points expérimentaux ont été obtenus à partir des relevés de puissance absorbée par le milieu dissipatif (gel ou eau salée) pour chacun des applicateurs étudiés et optimisés à 915 MHz sur le substrat époxy. Cependant nous avons montré précédemment que l'onde se propage en partie dans le substrat, nous avons donc étudié deux autres applicateurs réalisés sur les substrats suivants:

$$\epsilon_{r2}' = 10.2, d_2 = 0.127\text{cm}, \sigma_2 = 0 \text{ v.cm}^{-1}$$

$$\epsilon_{r2}' = 2.17, d_2 = 0.0635\text{cm}, \sigma_2 = 0 \text{ v.cm}^{-1}$$

et recouverts d'une surcouche diélectrique du même type.

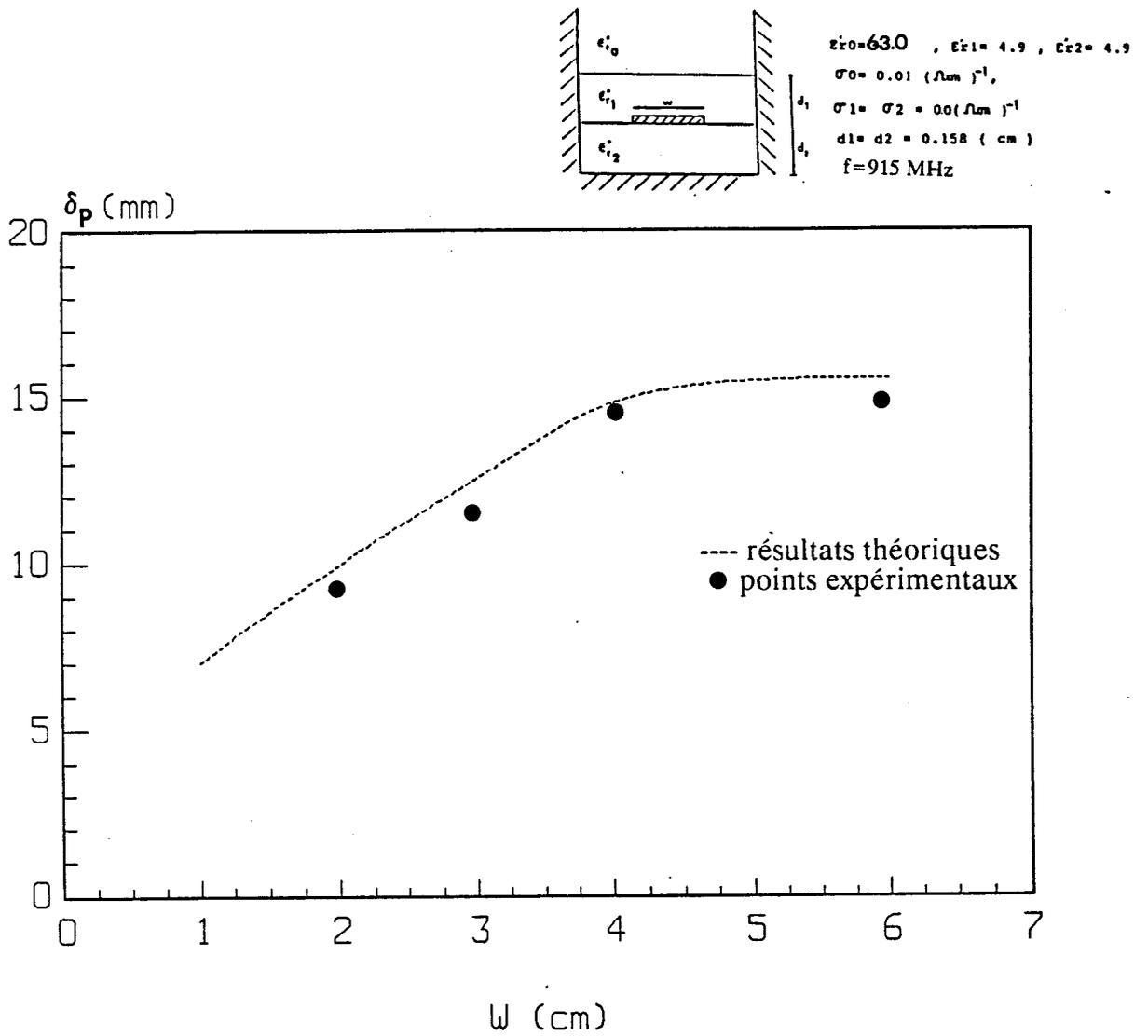


Figure II.37 : Evolution de la profondeur de pénétration δ_p en fonction de la largeur W

L'ensemble des résultats expérimentaux et théoriques sont donnés sur les figures II.38 et II.39. Ces différents relevés montrent :

- une très bonne adaptation à la fréquence 915 MHz;
- pour le substrat $\epsilon_{r2}' = 10.2$ comparé au matériau époxy, la répartition de l'énergie absorbée dans le milieu dissipatif est tout à fait comparable: les profondeurs de pénétration sont très voisines $\delta_p = 9\text{mm}$ pour $\epsilon_{r2}' = 4.9$ et $\delta_p = 9.5\text{mm}$ pour $\epsilon_{r2}' = 10.2$ et les largeurs à mi-hauteur des lobes de rayonnement sont très proches $W_{50\%} = 1.8\text{cm}$ pour $\epsilon_{r2}' = 4.9$ et $W_{50\%} = 1.7\text{cm}$ $\epsilon_{r2}' = 4.9$;
- pour le substrat $\epsilon_{r2}' = 2.17$, nous notons un élargissement de la base des lobes de rayonnement aussi bien du point de vue expérimental que théorique $W_{50\%} = 1.9\text{cm}$, la profondeur est par contre légèrement diminuée $\delta_p = 8.5\text{mm}$

Donc apparemment le choix des substrats utilisés, à la fréquence de chauffage $f = 915\text{ MHz}$, affectent très peu la répartition et l'atténuation de la puissance absorbée par le milieu dissipatif.

II.4.2.2.5 Influence de la protection diélectrique sur l'énergie absorbée

Les substrats diélectriques commercialisés présentent des épaisseurs variables mais standardisées, il nous a semblé intéressant d'étudier l'influence de l'épaisseur et des propriétés diélectriques de la surcouche sur la puissance absorbée par le milieu dissipatif.

La comparaison théorie expérience a été entreprise pour le cas où l'épaisseur de la surcouche d_1 est supérieure à celle du substrat ($d_1 = 2.d_2$) (la surcouche et le substrat ayant même permittivité), enfin le cas où la constante diélectrique de la protection est supérieure et inférieure à celle du substrat.

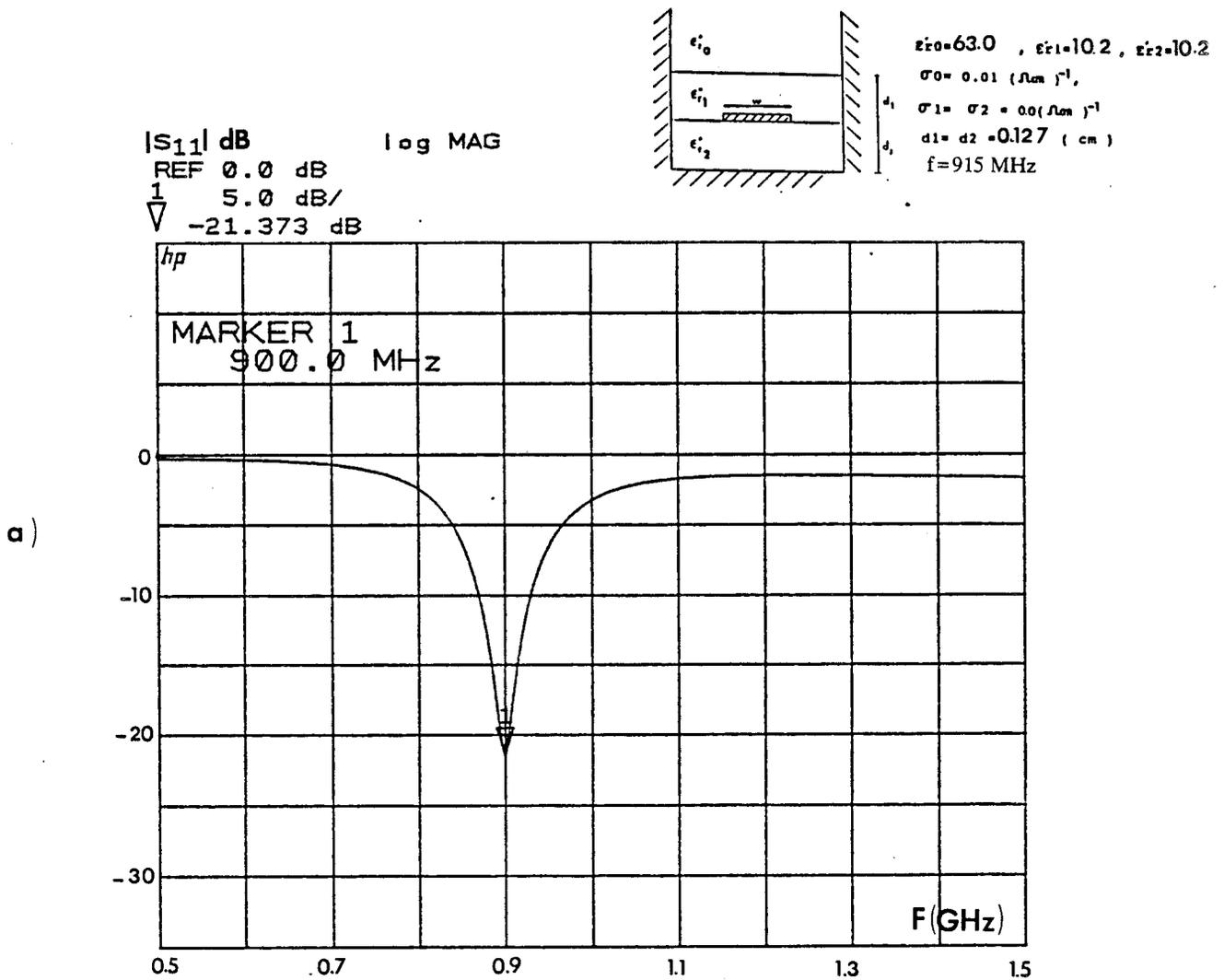
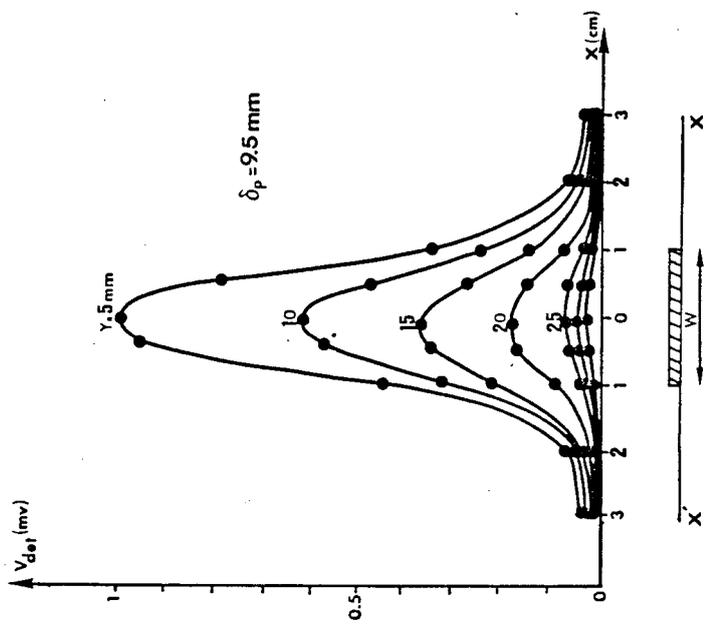
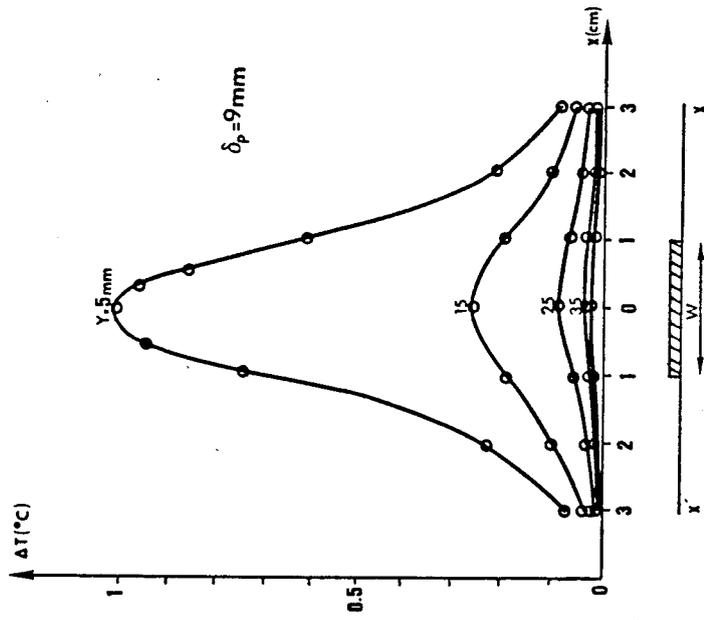


Figure II.38 : Caractérisation d'un applicateur ($W=2\text{cm}, L=4.8\text{cm}$
 $\epsilon'_{r0}=63.0, \sigma_0=0.01\text{u cm}^{-1}, \epsilon'_{r1}=10.2, \sigma_1=0\text{u cm}^{-1}, d_1=0.127\text{cm}$
 $\epsilon'_{r2}=10.2, \sigma_2=0\text{u cm}^{-1}, d_2=0.127\text{cm}$)

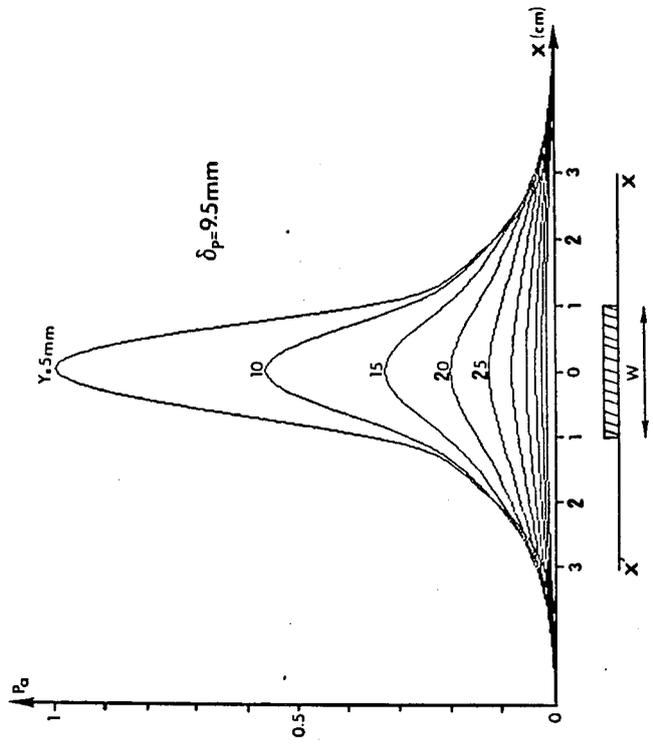
- a) Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$
- b) Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'ox$
- c) Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'ox$
- d) Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$



b)



c)



d)

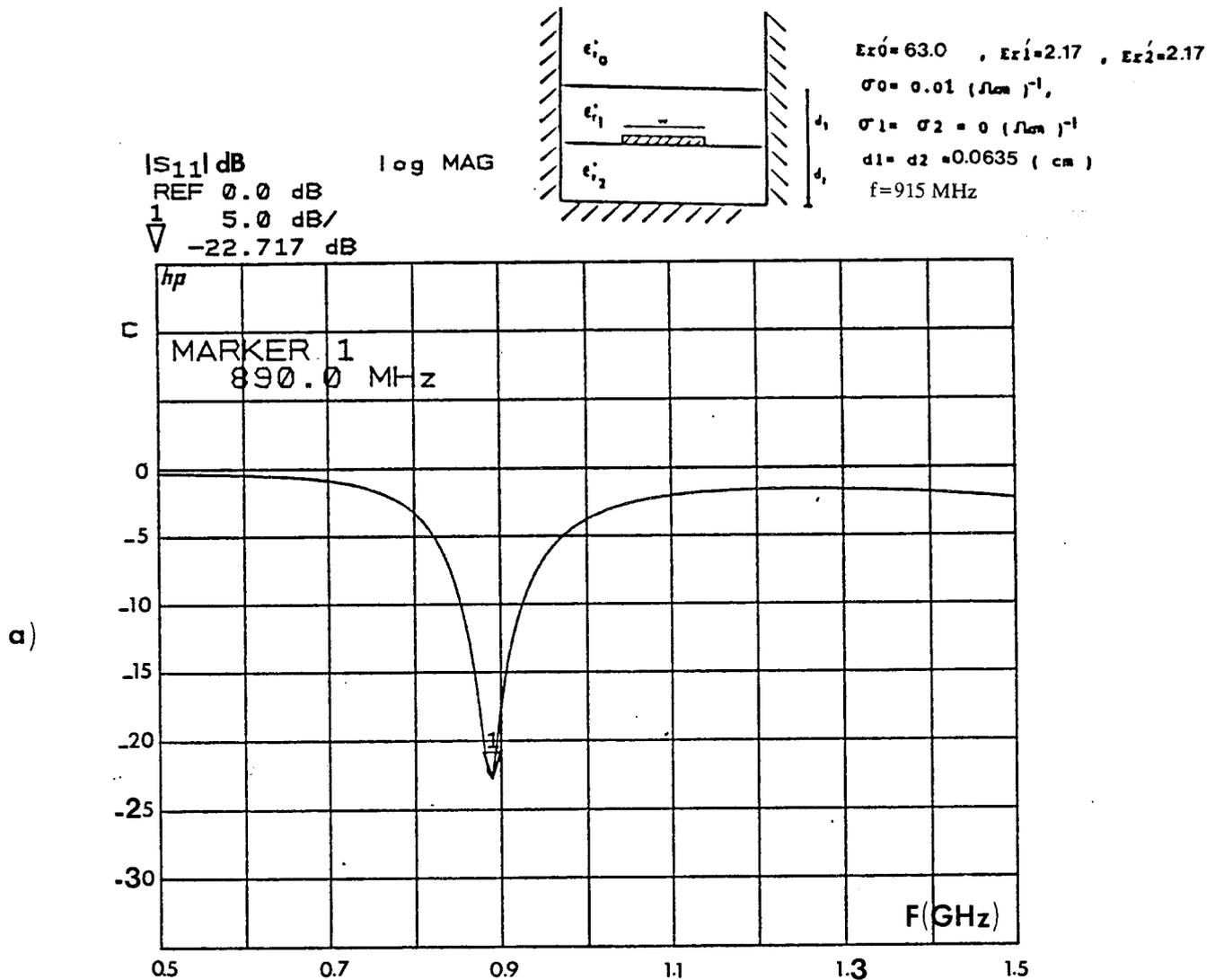
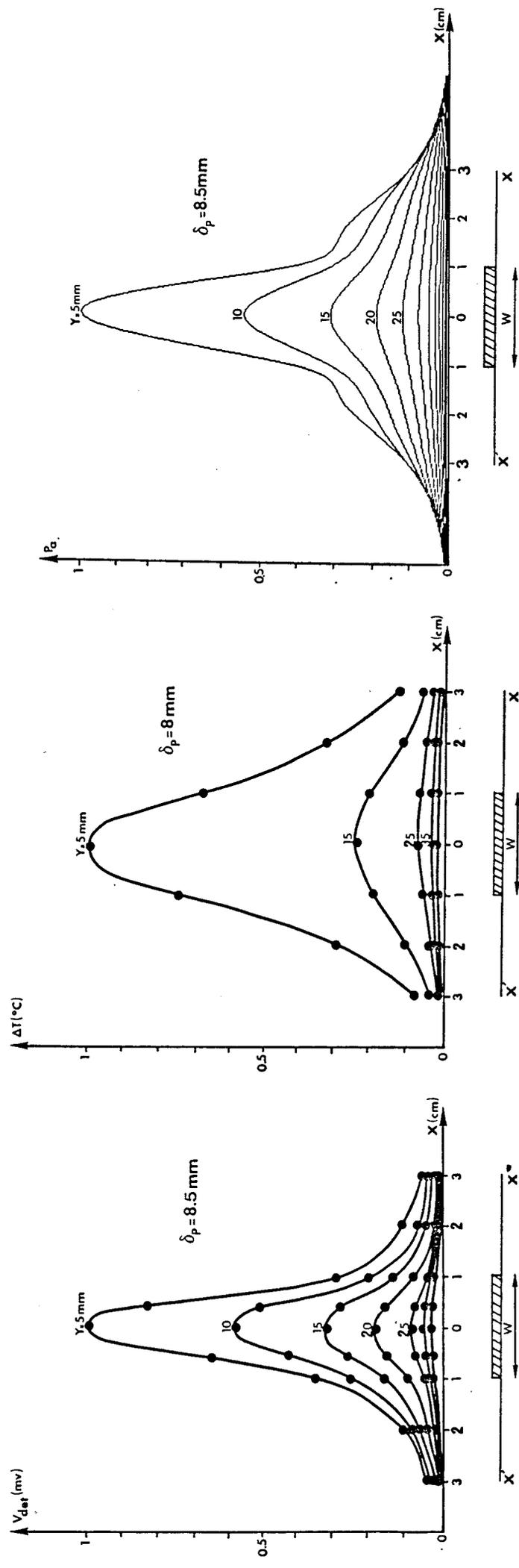


Figure II.39 : Caractérisation d'un applicateur ($W=2\text{cm}, L=6.7\text{cm}$
 $\epsilon_{r0} = 63.0, \sigma_0 = 0.01 \text{ ucm}^{-1}, \epsilon_{r1} = 2.17, \sigma_1 = 0 \text{ ucm}^{-1}, d_1 = 0.0635 \text{ cm}$
 $\epsilon_{r2} = 2.17, \sigma_2 = 0 \text{ ucm}^{-1}, d_2 = 0.0635 \text{ cm}$)

- a) Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$
- b) Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'ox$
- c) Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'ox$
- d) Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$



b)

c)

d)

* cas ou $\epsilon_{r2}' = \epsilon_{r1}'$ avec $d_1 = 2.d_2$

Nous présentons sur la figure II.40 les résultats théoriques et expérimentaux pour une structure comprenant les paramètres suivants:

$$\begin{aligned} W &= 2 \text{ cm} & L &= 7.1 \text{ cm} & f &= 915 \text{ MHz} \\ \epsilon_{ro}' &= 63.0 & \sigma_1 &= 0.011 \text{ v.cm}^{-1} \\ \epsilon_{r1}' &= 4.9 & \sigma_1 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_1 &= 0.316 \text{ cm} \\ \epsilon_{r2}' &= 4.9 & \sigma_2 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_2 &= 0.158 \text{ cm} \end{aligned}$$

Le module du coefficient de réflexion est toujours inférieur à -10 dB. En ce qui concerne les diagrammes de rayonnement, nous retrouvons des évolutions similaires à celles obtenues pour $d_1 = d_2$ avec une profondeur de pénétration de l'ordre de 9 mm. Donc dans le cas présent, l'épaisseur d_1 ne perturbe pas la répartition de l'énergie dans le milieu dissipatif.

* cas ou $\epsilon_{r2}' > \epsilon_{r1}'$:

Les paramètres du modèle sont les suivants :

$$\begin{aligned} W &= 2 \text{ cm} & L &= 6.8 \text{ cm} & f &= 915 \text{ MHz} \\ \epsilon_{ro}' &= 63.0 & \sigma_1 &= 0.011 \text{ v.cm}^{-1} \\ \epsilon_{r1}' &= 2.17 & \sigma_1 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_1 &= 0.0635 \text{ cm} \\ \epsilon_{r2}' &= 4.9 & \sigma_2 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_2 &= 0.158 \text{ cm} \end{aligned}$$

Sur la figure II.41, nous obtenons une bonne adaptation à la fréquence de chauffage $f=915$ MHz. Le fait de diminuer la constante diélectrique de la protection entraîne un élargissement des différents lobes d'énergie et provoque donc une diminution de la profondeur de pénétration qui est égale dans ce cas à 8 mm soit une variation de 10% environ.

* cas ou $\epsilon_{r1}' > \epsilon_{r2}'$

La structure est composée par les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} W &= 2 \text{ cm} & L &= 6.5 \text{ cm} & f &= 915 \text{ MHz} \\ \epsilon_{ro}' &= 63.0 & \sigma_1 &= 0.011 \text{ v.cm}^{-1} \\ \epsilon_{r1}' &= 10.2 & \sigma_1 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_1 &= 0.127 \text{ cm} \\ \epsilon_{r2}' &= 4.9 & \sigma_2 &= 0.0 \text{ v.cm}^{-1} & d_2 &= 0.158 \text{ cm} \end{aligned}$$

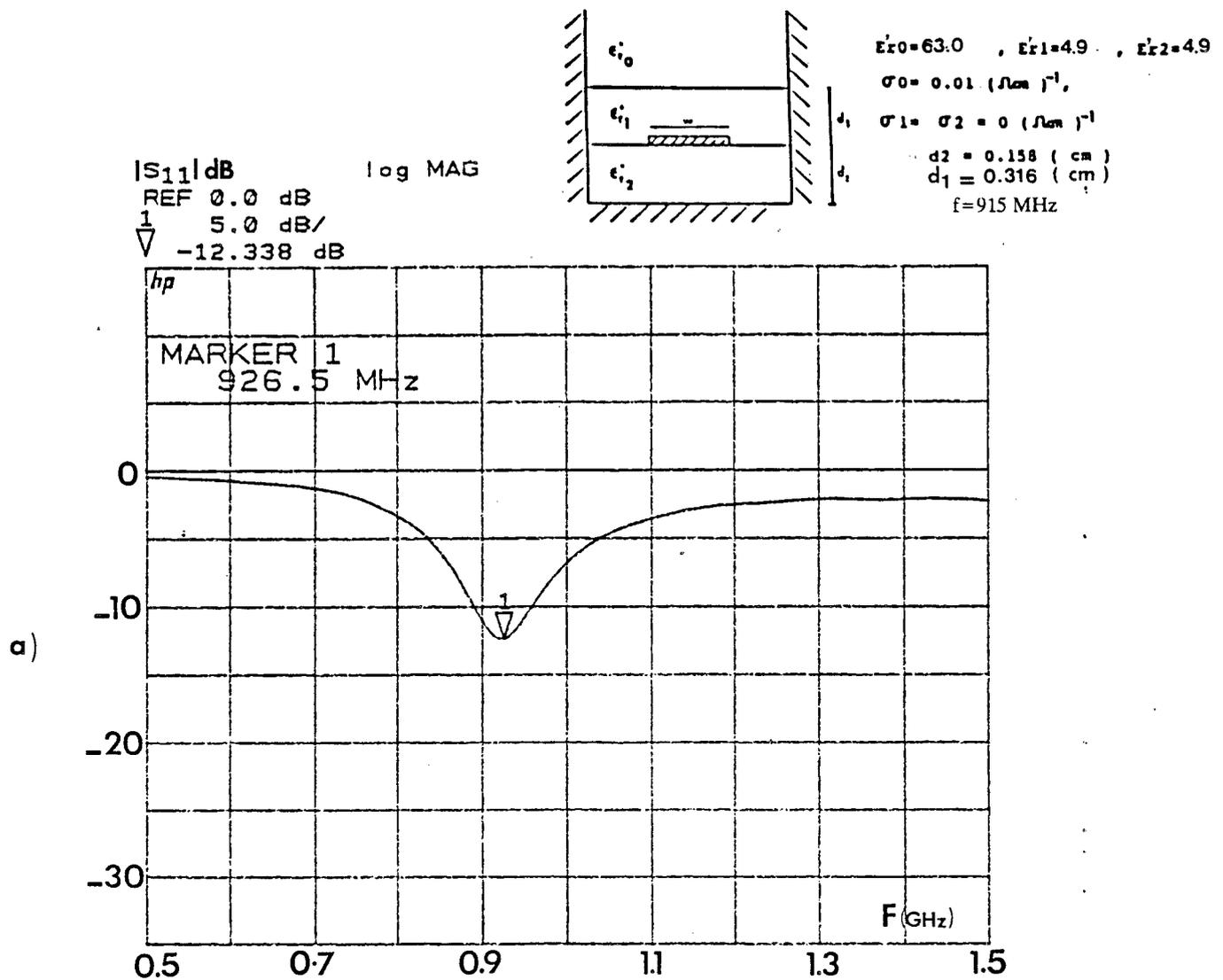
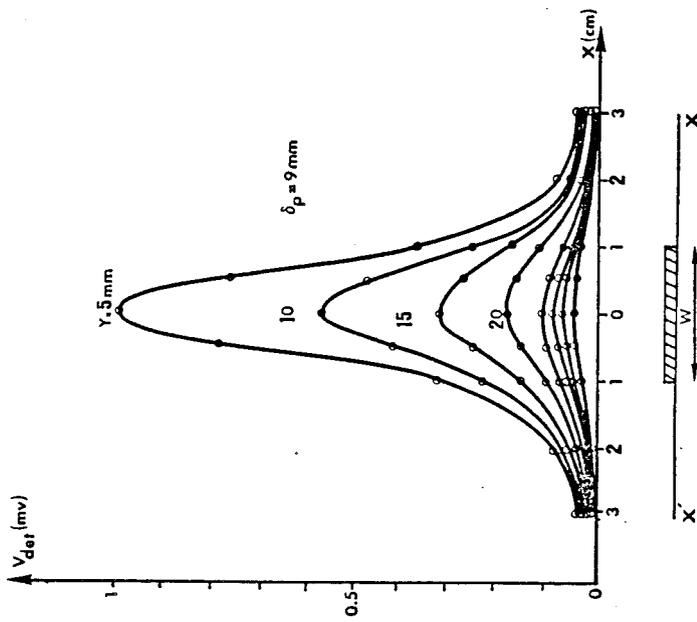
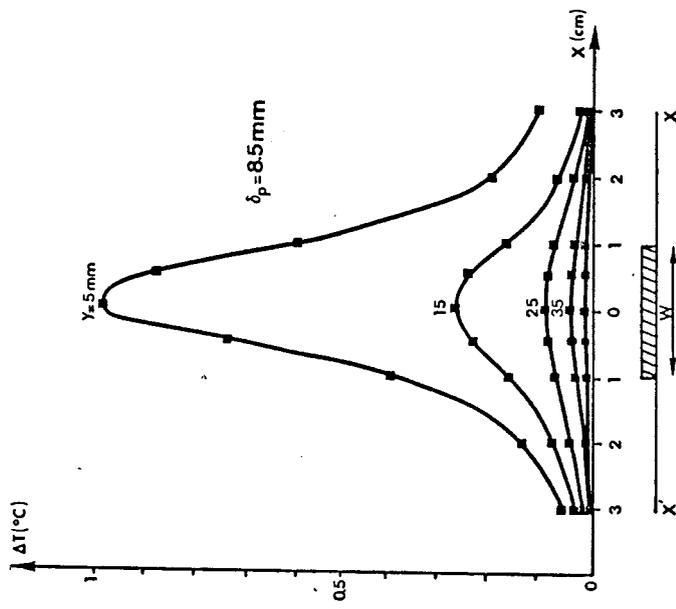


Figure II.40 : Caractérisation d'un applicateur ($W=2\text{cm}$, $L=7\text{cm}$,
 $\epsilon'_{r0}=63.0$, $\sigma_0=0.01\text{ }\Omega\text{cm}^{-1}$, $\epsilon'_{r1}=4.9$, $\sigma_1=0\text{ }\Omega\text{cm}^{-1}$, $d_1=0.316\text{cm}$
 $\epsilon'_{r2}=4.9$, $\sigma_2=0\text{ }\Omega\text{cm}^{-1}$, $d_2=0.158\text{cm}$)

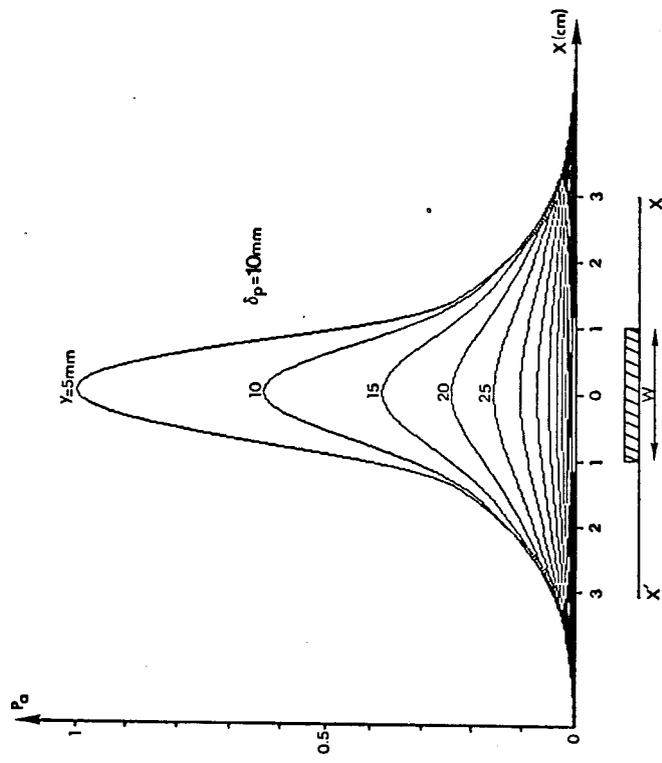
- a) Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$
- b) Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'ox$
- c) Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'ox$
- d) Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$



b)



c)



d)

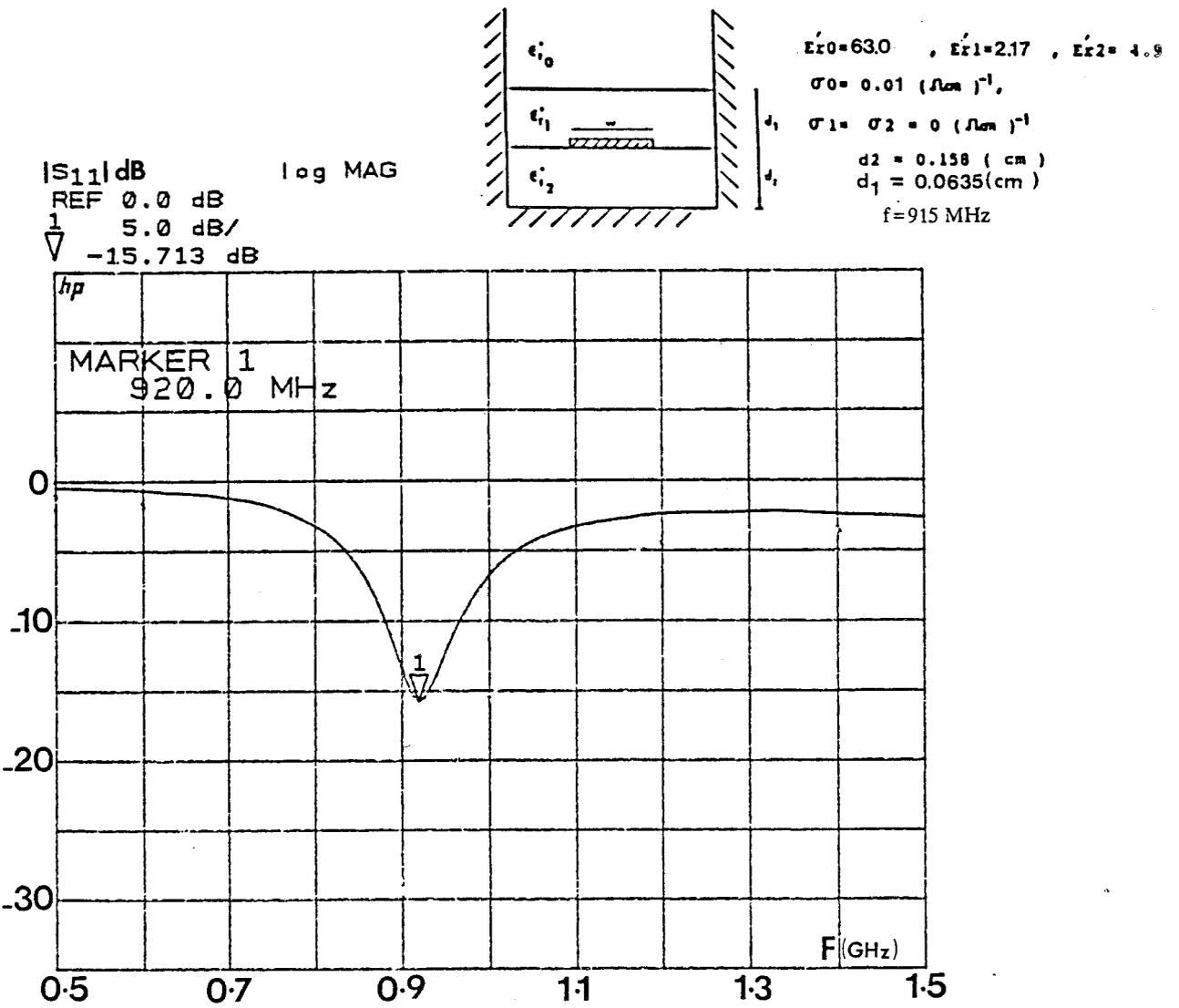
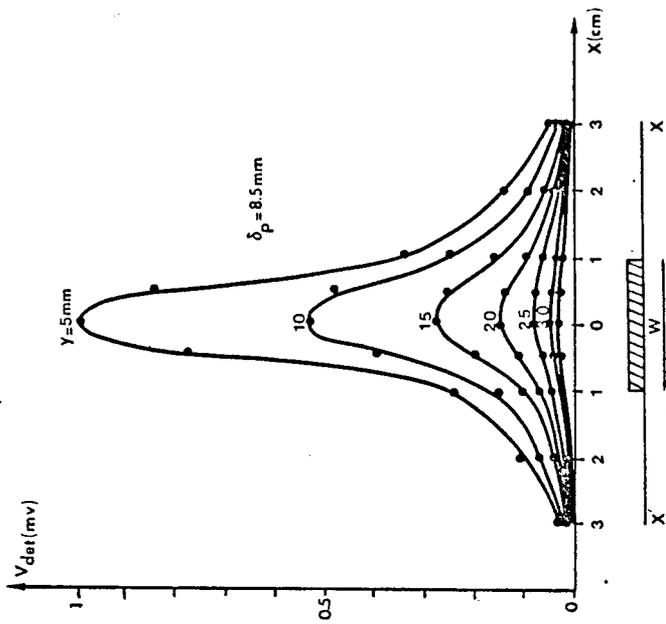
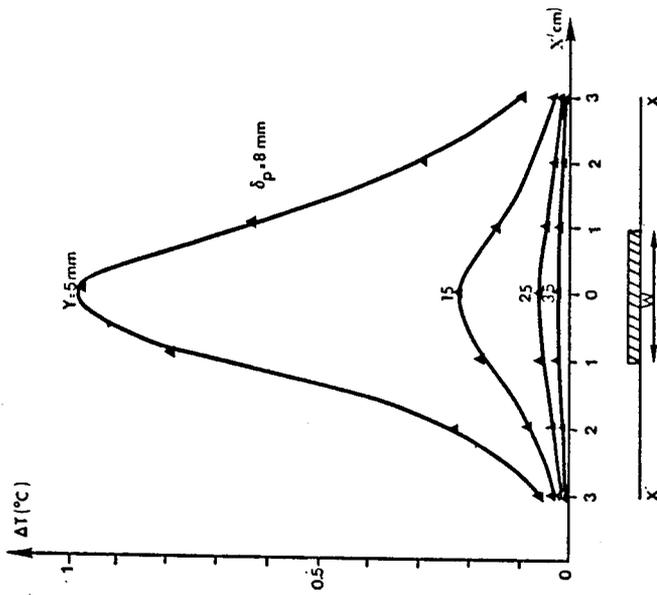


Figure II.41 : Caractérisation d'un applicateur ($W=2\text{cm}, L=6.8\text{cm}, \epsilon_{r0}'=63.0, \sigma_0=0.01\text{u}\text{cm}^{-1}, \epsilon_{r1}'=2.17, \sigma_1=0\text{u}\text{cm}^{-1}, d_1=0.0635\text{cm}, \epsilon_{r2}'=4.9, \sigma_2=0\text{u}\text{cm}^{-1}, d_2=0.158\text{cm}$)

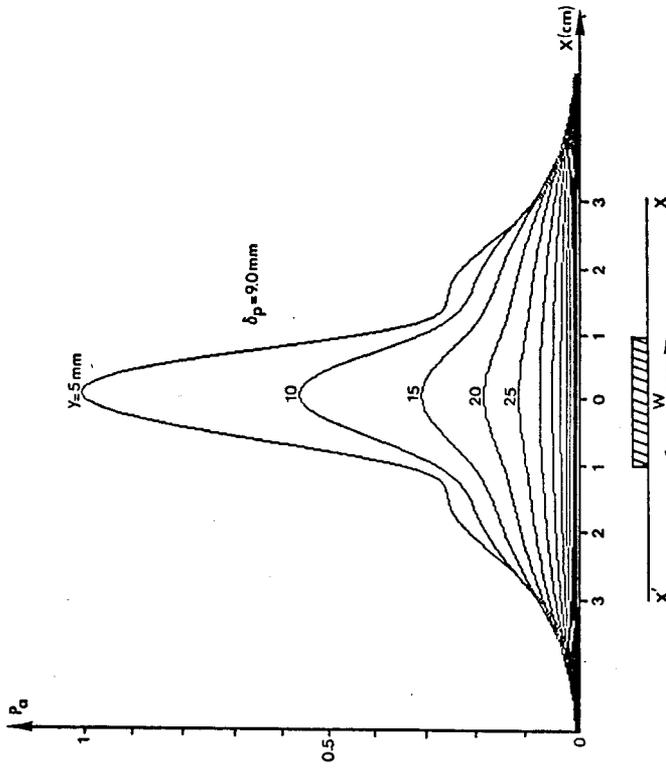
- a) Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$
- b) Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'ox$
- c) Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'ox$
- d) Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$



b)



c)



d)

Nous obtenons, sur la figure II.42, des lobes de rayonnement plus étroits par rapport aux différents cas étudiés. Cependant pour la profondeur de pénétration, l'écart relatif entre les résultats expérimentaux ($\delta_p = 9$ mm) et théoriques ($\delta_p = 11$ mm) est de 20%. Bien qu'acceptable le modèle ne reflète pas dans ce cas la réalité physique expérimentale.

II.4.3 Influence du système de refroidissement sur l'énergie absorbée

Afin d'éviter les brûlures cutanées lors d'une séance d'hyperthermie, un système de refroidissement est généralement adjoint à l'applicateur. Celui-ci peut être intégré dans le boîtier de l'applicateur ou tout simplement intercalé, par un bolus, entre l'applicateur et la peau. Par un dispositif de circulation d'eau, ce système maintient une température constante à l'interface applicateur tissus physiologiques. Ce système de bolus d'eau est le plus souvent utilisé lors des séances d'hyperthermie, en effet celui-ci permet un contact plus uniforme de l'applicateur sur la peau et une meilleur thermostatisation des tissus cutanés.

Il nous est donc apparu intéressant d'étudier l'influence de ce bolus d'eau sur la profondeur de pénétration pour des applicateurs protégés et non protégés par une surcouche diélectrique (de même permittivité que le substrat). Dans le tableau II.1, nous avons reporté les résultats expérimentaux (obtenus sur un milieu liquide: eau salée à 6 g/l) et théoriques concernant la profondeur de pénétration pour différentes applicateurs. Nous constatons que quel que soit le type d'applicateurs étudiés (protégés ou non), la présence du bolus d'eau entraîne une diminution de la profondeur de pénétration δ_p de l'ordre de 1 à 2 mm. A priori la présence de la protection diélectrique n'atténue que très faiblement la puissance absorbée par le milieu dissipatif; l'écart relatif entre un applicateur ayant une surcouche diélectrique + un bolus d'eau et un applicateur sans protection + un bolus d'eau est inférieur ou égale à 10%. De plus la comparaison théorie expérience est tout à fait satisfaisante.

II.5 Synthèse et limitations des applicateurs

Au terme de cette étude, un bilan succinct des résultats obtenus peut être dressé. Le modèle théorique basé sur l'approche dans le domaine spectral, nous permet en effet, dès l'instant où les caractéristiques diélectriques et géométriques des différents milieux sont connus, d'optimiser un applicateur avec ou sans surcouche diélectrique compte tenu du milieu multicouche à chauffer:

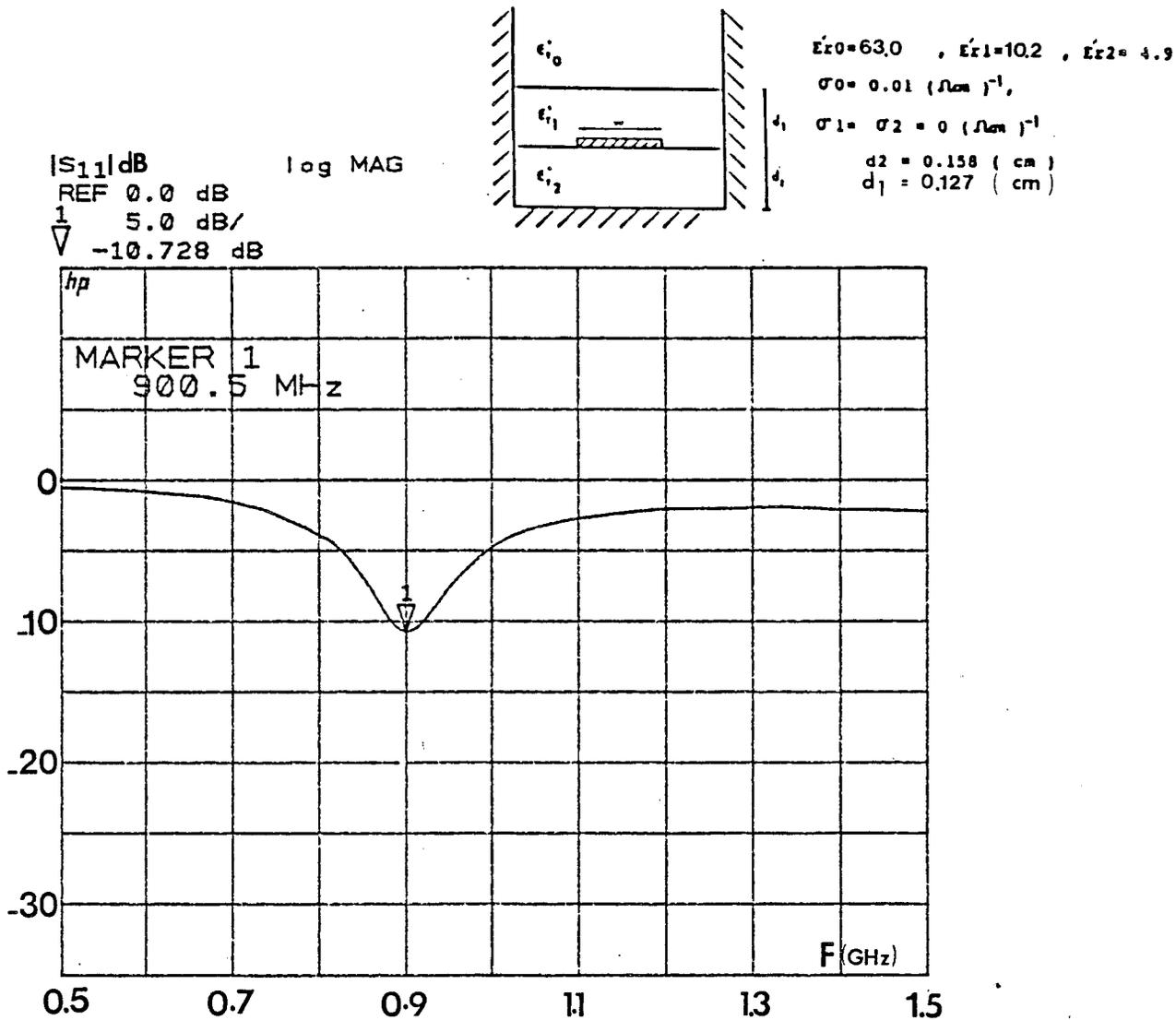
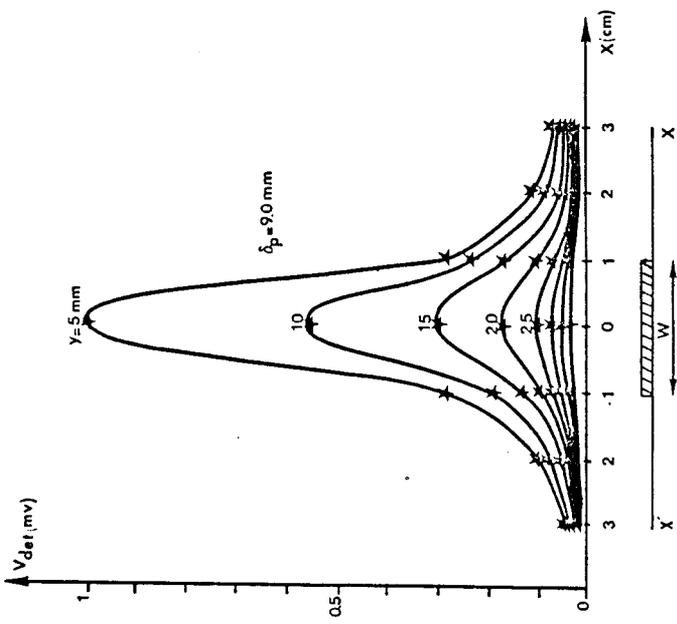
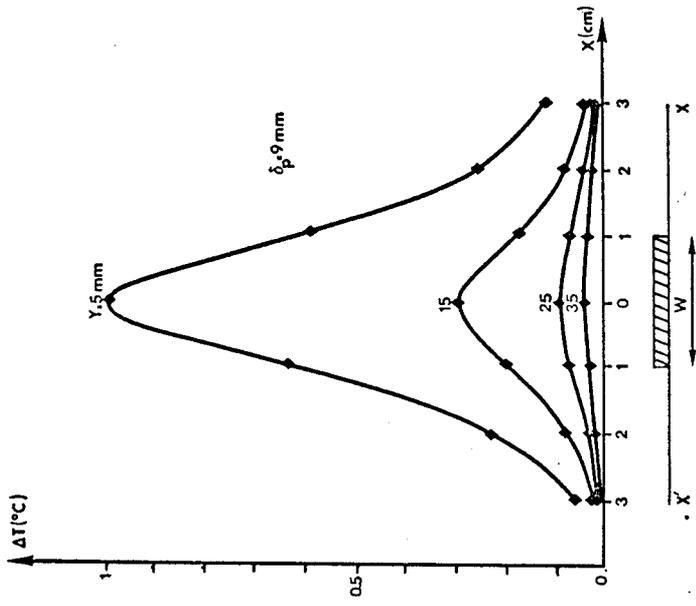


Figure II.42 : Caractérisation d'un applicateur ($W = 2 \text{ cm}$, $L = 6.5 \text{ cm}$,
 $\epsilon_{r0} = 63.0$, $\sigma_0 = 0.01 \mu\text{cm}^{-1}$, $\epsilon_{r1} = 10.2$, $\sigma_1 = 0 \mu\text{cm}^{-1}$, $d_1 = 0.127 \text{ cm}$
 $\epsilon_{r2} = 4.9$, $\sigma_2 = 0 \mu\text{cm}^{-1}$, $d_2 = 0.158 \text{ cm}$)

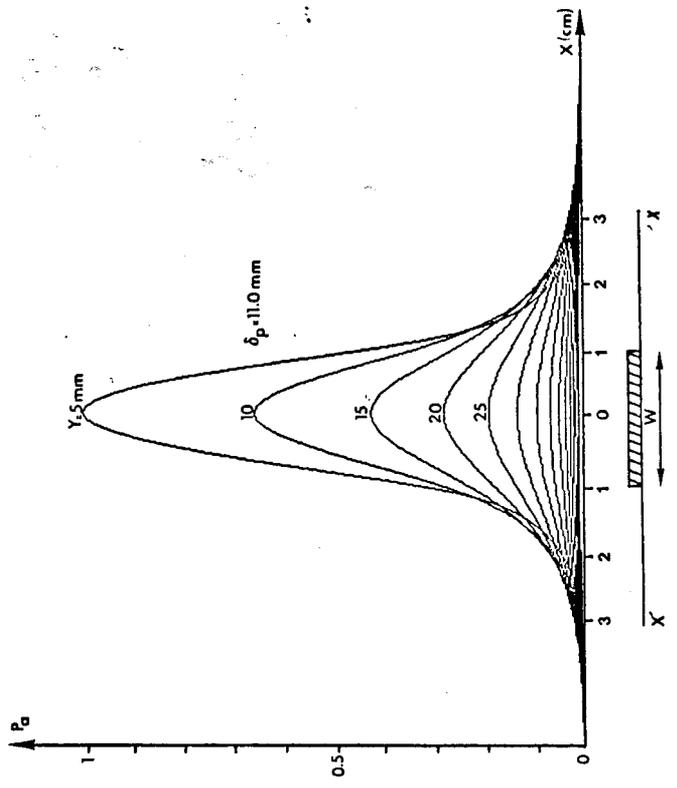
- Evolution du module du coefficient de réflexion dans le plan $z=0$
- Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution saline à 6g/l par un applicateur, dans la direction $x'ox$
- Relevé des écarts de température dans un gel polyacrylamide pour un applicateur, dans la direction $x'ox$
- Distribution de la puissance absorbée (énergie thermique) par un milieu dissipatif (muscle) pour un applicateur, dans la direction $x'ox$



b)

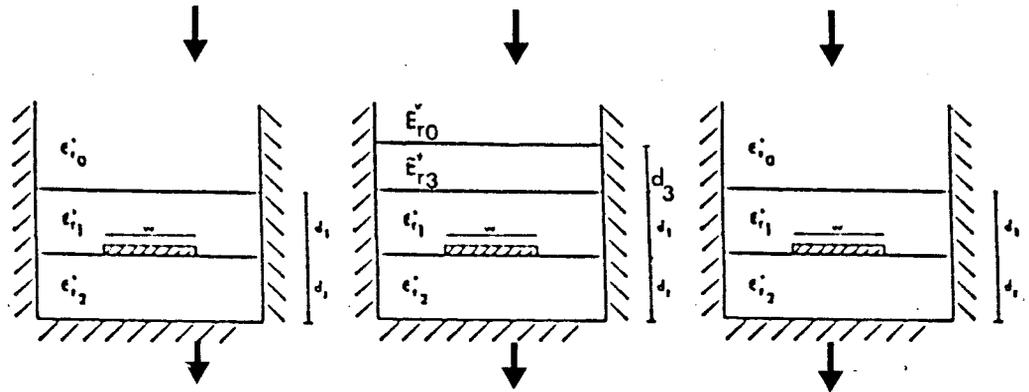


c)



d)

F=915 MHz	APPLICATEUR NON PROTÉGÉ BOLUS D'EAU			APPLICATEUR PROTÉGÉ				
	L(cm)	δ_p (mm)		L(cm)	δ_p (mm)		δ_p (mm)	δ_p (mm)
		MESUREE	THEORIQUE		MESUREE	THEORIQUE		
W=2cm, $\epsilon'_{r2}=4.9, d_2=0.158$	6.2	9.5	11.0	6.7	8.0	8.5	9.0	10.0
W=4cm, $\epsilon'_{r2}=4.9, d_2=0.158$	6.7	13.5	15.5	7.0	12.0	13.0	14.0	15.0



$\epsilon'_{r0}=63.0$, $\epsilon'_{r1}=79.0$, $\epsilon'_{r2}=4.9$ $\sigma_0 = 0.01 (\Omega\text{cm})^{-1}$, $\sigma_2 = 0 (\Omega\text{cm})^{-1}$ $d_2 = 0.158 (\text{cm})$ $\sigma_1 = 0.07 (\Omega\text{cm})^{-1}$ $d_1 = 0.5 (\text{cm})$	$\epsilon'_{r0}=63.0$, $\epsilon'_{r1}=4.9$, $\epsilon'_{r2}=4.9$ $\sigma_0 = 0.01 (\Omega\text{cm})^{-1}$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 0 (\Omega\text{cm})^{-1}$ $d_1 = d_2 = 0.158 (\text{cm})$ $d_3=0.5(\text{cm})$ $\epsilon'_{r3}=79.0$ $\sigma_3=0.07(\Omega\text{cm})^{-1}$	$\epsilon'_{r0}=63.0$, $\epsilon'_{r1}=4.9$, $\epsilon'_{r2}=4.9$ $\sigma_0 = 0.01 (\Omega\text{cm})^{-1}$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 0 (\Omega\text{cm})^{-1}$ $d_1 = d_2 = 0.158 (\text{cm})$
---	--	--

Tableau II.1

- sa longueur de résonance, à la fréquence choisie, est déduite de la valeur de ϵ_{eff} qui dépend de la largeur W du patch rayonnant, de la protection diélectrique et du milieu couplé à l'applicateur;

- le lobe de rayonnement défini par sa largeur à mi-hauteur dépend essentiellement de la largeur W ;

- la profondeur de pénétration de l'énergie absorbée par le milieu dissipatif dépend bien évidemment de ce dernier mais également de la largeur W du ruban métallique.

Cependant il faut noter les faits suivants:

- la protection diélectrique génère une diminution de la permittivité effective et de l'impédance caractéristique quelle que soit sa permittivité complexe (d'où une augmentation des dimensions de l'applicateur) mais ne modifie pratiquement pas le diagramme de rayonnement en champ proche. De part les résultats obtenus, il est préférable d'utiliser une protection ayant les mêmes caractéristiques diélectriques que le substrat;

- le système de refroidissement quant à lui entraîne une diminution de la profondeur de pénétration.

De cette étude, nous constatons qu'il sera difficile avec un seul applicateur à la fréquence fixée par l'hyperthermie de répondre à tous les cas rencontrés en clinique. En effet la profondeur de pénétration reste insuffisante pour les applications envisagées. Plusieurs solutions peuvent être proposées pour augmenter cette profondeur de pénétration:

- soit diminuer la fréquence de travail
- soit augmenter la largeur W de la ligne de propagation
- soit associer plusieurs éléments sur un même substrat [14], [15]

Pour les deux premières solutions, des problèmes d'encombrement et de contact avec la zone à traiter pourraient intervenir. De plus pour des basses fréquences (434 MHz voire 200 MHz), la profondeur de pénétration s'accroît peu pour un même substrat et il devient difficile de localiser l'énergie absorbée car les dimensions de l'applicateur deviennent très importantes. L'étude théorique d'un applicateur de contact à la fréquence de 434 MHz montre une augmentation de 20% de cette profondeur par rapport à un applicateur fonctionnant à 915 MHz. En ce qui concerne la largeur W , les

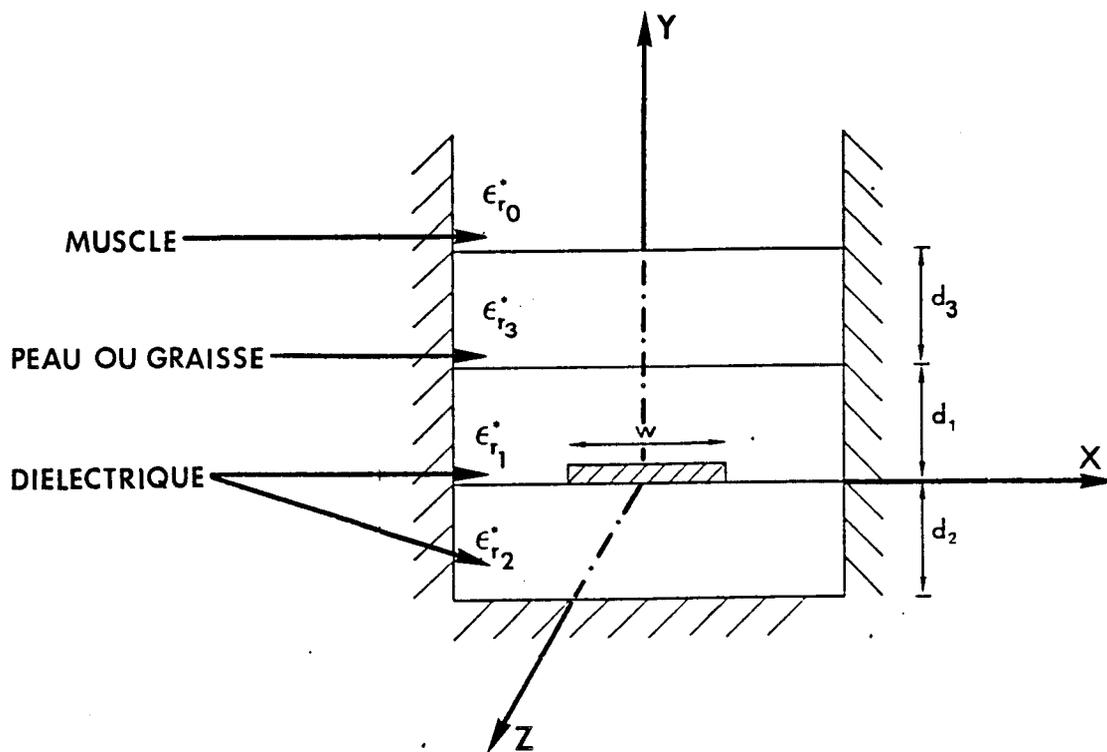


Figure II.43 : Structure étudiée

MUSCLE	PEAU	GRAISSE	DIELECTRIQUE	
$\epsilon'_{r0}=48.8$	$\epsilon'_{r3}=48.8$	$\epsilon'_{r3}=11.9$	$\epsilon'_{r1}=4.9$	$\epsilon'_{r2}=4.9$
$\sigma_0=0.011$ ucm ⁻¹	$\sigma_3=0.011$ ucm ⁻¹	$\sigma_3=0.008$ ucm ⁻¹	$\sigma_1=0$ ucm ⁻¹	$\sigma_2=0$ ucm ⁻¹

Tableau II.2

variations de la profondeur de pénétration sont très faibles pour des largeurs supérieures à 5 cm (cf. la courbe II.37). Il nous reste donc la dernière solution qui permettrait d'accroître ce paramètre [15] et de mieux focaliser l'énergie absorbée. Une étude complète reste à faire qui n'a pas été effectuée dans le cadre de ce travail. Par contre, nous nous sommes intéressé à l'influence des différents milieux (peau et graisse), entre l'applicateur et le milieu sous investigation, sur les paramètres de propagation et sur l'énergie rayonnée par l'applicateur.

II.6 Structure multicouche

La structure étudiée, figure II.43, est constituée d'une protection diélectrique, d'une épaisseur de peau ou d'une couche de graisse placée au contact du muscle. Nous présentons dans ce paragraphe uniquement l'influence de ces couches sur la valeur de la permittivité effective et sur la répartition d'énergie absorbée par le milieu couplé à l'applicateur. Les caractéristiques diélectriques des différentes couches sont regroupés dans le tableau II.2 Ce qu'il est intéressant de connaître en hyperthermie est le dépôt de puissance dans le muscle ou la tumeur donc en profondeur, cette puissance étant transformée en chaleur, sa connaissance nous donne donc à priori des informations sur l'élévation de température que l'on peut espérer. L'étude a donc été menée essentiellement sur le dépôt de puissance au niveau du muscle.

II.6.2 Influence de la peau

Nous constatons, figure II.44, quelle que soit l'épaisseur de la peau, la permittivité effective reste constante. Cette épaisseur est généralement voisine de 0.1 cm. Nous calculerons donc la répartition de la puissance absorbée pour une épaisseur de peau $d_3 = 0.1$ cm. La figure II.45 représente les lobes de rayonnement dans le muscle, on s'aperçoit qu'ils sont pratiquement identiques à ceux obtenus pour un applicateur simple placé directement au contact du gel. La profondeur de pénétration est du même ordre de grandeur $\delta_p = 10$ mm, donc apparemment la peau n'influence pratiquement pas la puissance absorbée par le muscle.

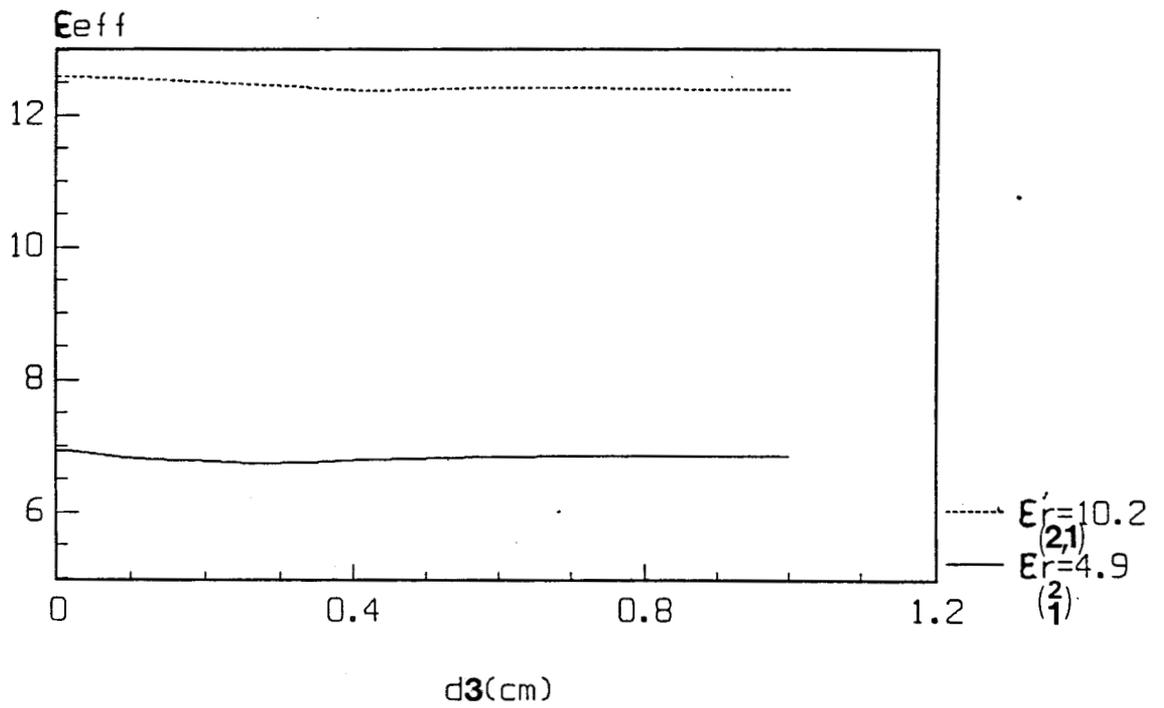


Figure II.44 : Evolution de ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur de peau

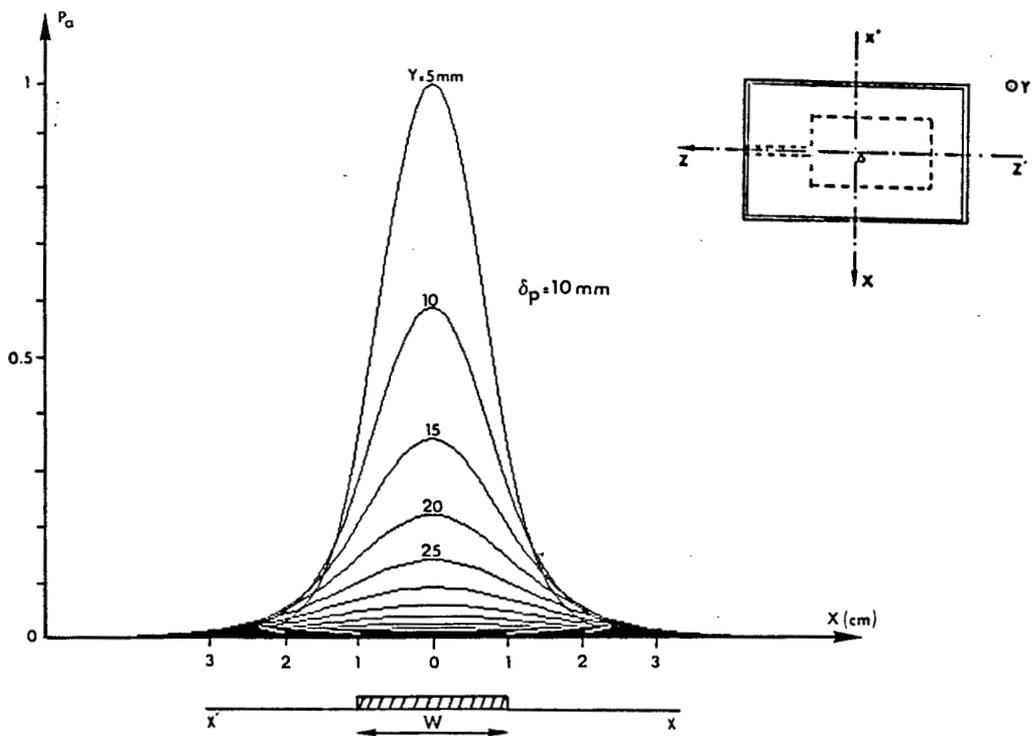


Figure II.45 : Distribution de la puissance absorbée par le muscle

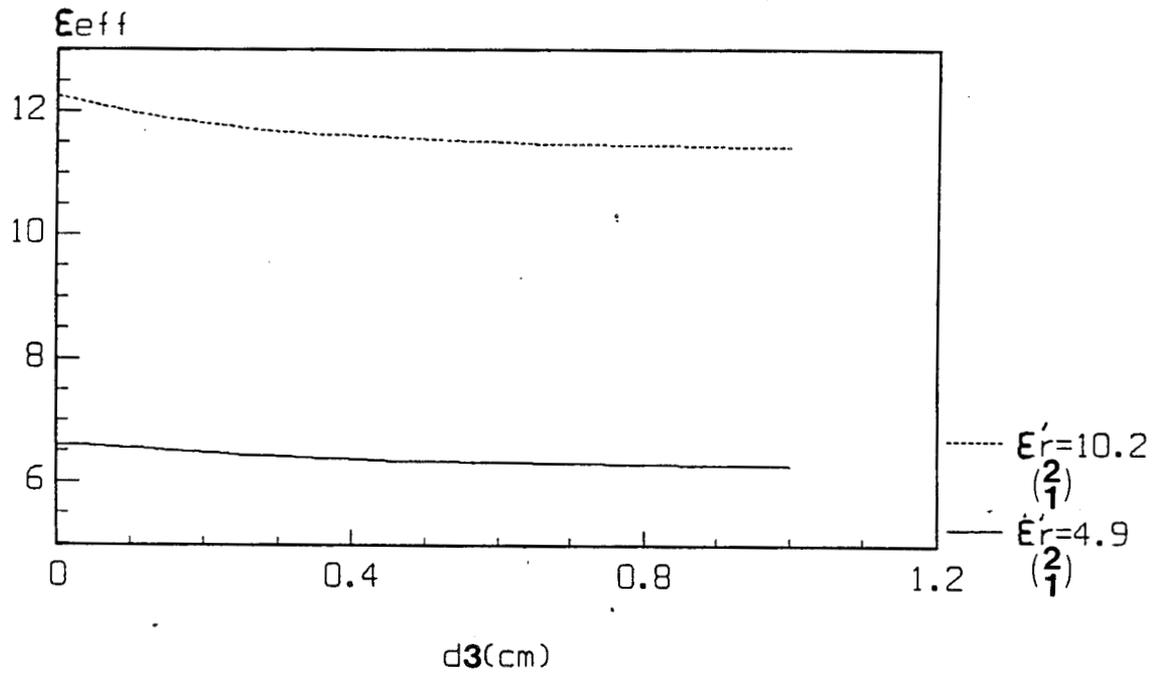


Figure II.46 : Evolution de ϵ_{eff} en fonction de l'épaisseur de la graisse

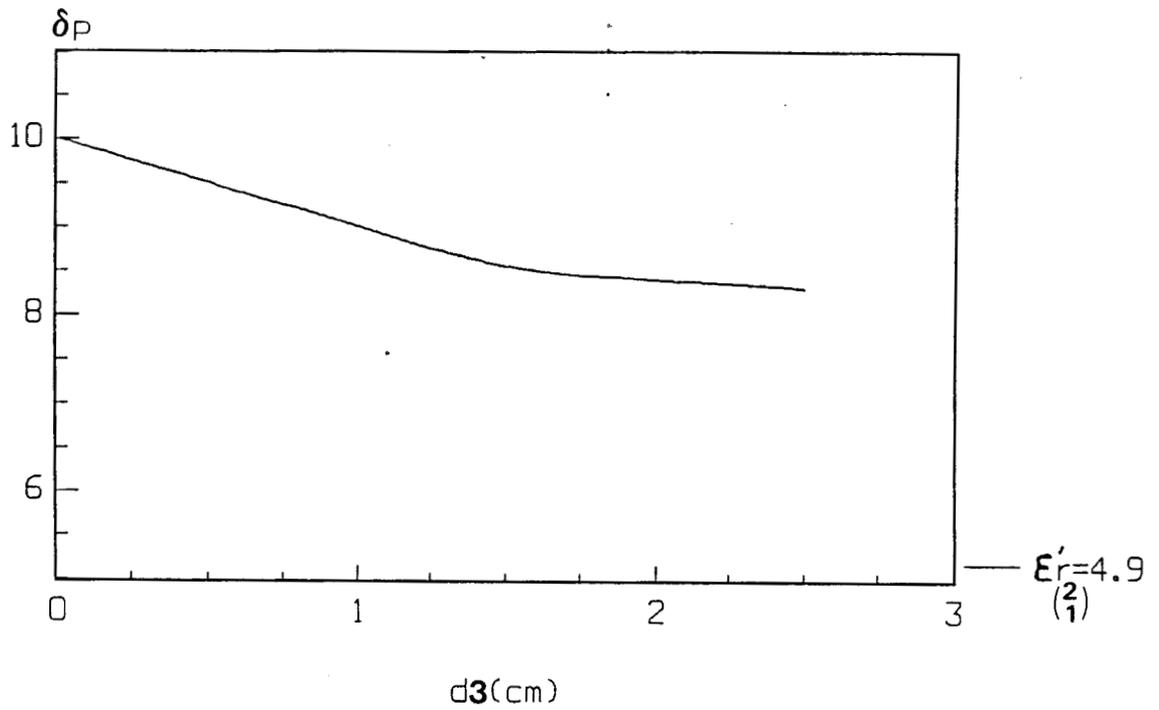


Figure II.47 : Evolution de la profondeur de pénétration en fonction de l'épaisseur de graisse

II.6.3 Influence de la graisse

La valeur de ϵ_{eff} ne varie que très peu quand l'épaisseur de graisse augmente (figure II.46), par contre, comme cette épaisseur varie d'un individu à un autre, nous avons reporté sur la figure II.47 l'évolution de la profondeur de pénétration en fonction de l'épaisseur de graisse. Nous constatons que la puissance absorbée est maximale quand l'épaisseur de graisse est faible d'où une profondeur de pénétration qui tend à croître quand d_3 diminue [16].

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des études expérimentales et théoriques qui se sont révélées nécessaires pour être en mesure de concevoir et d'élaborer des applicateurs de contact recouverts d'une protection diélectrique à la fréquence de chauffage considérée. Dans cette seconde partie de ce mémoire, nous nous sommes efforcé d'atteindre deux objectifs:

- le premier concerne l'adaptation des applicateurs face à un milieu dissipatif, à la fréquence de chauffage ;
- le second est relatif à la reconstruction des lobes de rayonnement de l'énergie absorbée par le milieu à pertes sous investigation.

Au terme de cette recherche, il apparaît que le modèle utilisé, ne nécessitant pas des temps de calcul très importants, s'avère suffisant pour des réalisations rapides. De plus les performances hyperfréquences obtenues pour ce type d'applicateur sont comparables au applicateur de type fente [17], [18]. En effet, celles-ci ont été comparées [19] pour une même structure avec une largeur de fente optimum. En ce qui concerne le chauffage des tissus biologiques, ces deux types d'applicateurs présentent des résultats équivalents (même profondeur de pénétration, même répartition d'énergie absorbée par le milieu), par contre pour le contrôle de la température par radiométrie microonde, il s'avère que les applicateurs de type fente, ayant une bande passante plus large, sont mieux appropriés pour une utilisation en hyperthermie contrôlée par radiométrie. A cette fin un axe de développement doit être envisagé pour les applicateurs "patch", il s'agit des réseaux de patch permettant de résoudre les problèmes de profondeur de pénétration et de bande passante.

Avant d'entreprendre un tel dispositif, il nous est apparu intéressant d'étudier un modèle plus élaboré tenant compte de la longueur du patch, c'est ce modèle bidimensionnel qui fait l'objet du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE DU SECOND CHAPITRE

- [1] E. Lier
"Improved formulas for input impedance of coax-fed microstrip patch antenna"
IEEE Proceedings, vol.119, n°4, pp 161-164, Augst. 1982
- [2] H.G. Oltman
"Electromagnetically coupled microstrip dipole antenna elements"
Proceedings of the 8th european microwave conference, pp 281-285,
Paris, 1978
- [3] J. Béra
"Réalisation et caractérisation d'antennes plaquées de type patch à éléments multiples: application à la radiométrie microonde"
Rapport D.E.A., Lille, Juillet 1987
- [4] A.G. Derneryd
"Linearly polarized microstrip antenna"
IEEE Trans., M.T.T., AP-24, pp 846-851, Nov. 1976
- [5] J. Béra, L. Dubois, J. Pribetich, M. Chivé
"Modélisation basée sur l'approche dans le domaine spectral d'applicateurs en structure plaquée (microfente, microruban)."
G.R.E.C.O. Microantennes, 01 Mars 1990, Rennes
- [6] J. Béra, J. Pribetich, M. Chivé
"Modélisation d'un applicateur de type microruban par l'approche spectrale, en vue d'applications industrielles et médicales"
10^{ème} Colloque Optique Hertzienne et Diélectriques, 6-8 Septembre 1989, Rennes.

- [7] Russel, W. Dearnley, R. Alain, F. Barel
"A comparaisn of models to determine the resonant frequency of rectangular microstrip antenna"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, vol. n°37, n°1, Juin 1989
- [8] J. Pribetich, R. Ledée, P. Kennis, P. Pribetich, M. Chivé
"Modelling of microstrip antenna with dielectric protective layer for lossy medium"
Electronics letters, vol. 24, n°23, pp 1464-1465, 10th Nov. 1988
- [9] J. Béra, L. Dubois, J. Pribetich, M. Chivé
"Modelling printed circuit applicators for biomedical applications"
Symposium on antenna technology and applied electromagnetics ANTEM 90, 15-17 Août 1990, Winnipeg (Canada).
- [10] M. Chivé, L. Dubois, J. Béra, J. Pribetich
"Modelling of printed applicators based on the spectral domain approach"
COMAC-BME Workshop on superficial heating devices, 22-24 Mars 1990, Londres (G.B).
- [11] T.C. Edwards
"Conception des circuits microondes"
Edition Masson
- [12] L. Dubois, J. Béra, J. Pribetich, M. Chivé
"Modelization by spectral domain approach of printed circuit applicators for biomedical applications"
International conference IASTED, 15-17 Août 1990, Honolulu (USA).
- [13] J. Béra, L. Dubois, J. Pribetich, M. Chivé
"Etude théorique et expérimentale d'applicateurs en structure plaquée pour applications biomédicales"
J.I.N.A., Nice, Novembre 1990

- [14] R. Ledée, J. Béra, M. Chivé
"Multiapplicateurs et reseaux d'applicateurs en structure plaquée pour l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde"
10^{ème} Colloque Optique Hertzienne et Diélectriques, 6-8 Septembre 1989, Rennes.
- [15] E. Tanabe, A. McEven and all
"A multielement microstrip antenna for local hyperthermia"
Proceedings of the 1983 Microwave Theory and Techniques Symposium, pp 183-185
- [16] R.H. Johnson, J.R James and all
"New low-profile applicators for local heating of tissues"
IEEE Trans. Biomedical Engineering, vol. BME-31, n°1, pp. 28-37, Janv. 1984
- [17] R. Ledée
"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée"
Thèse de 3^{ème} cycle, Lille, Décembre 1987
- [18] P. Pribetich
"Contribution à l'étude d'un applicateur microonde de type fente, excité par une ligne microruban"
Thèse de 3^{ème} cycle, Lille, Juin 1984
- [19] L. Dubois
Thèse de 3^{ème} cycle en cours, Lille

TROISIEME CHAPITRE

ETUDE PRELIMINAIRE DE LA MODELISATION

BIDIMENSIONNELLE D'APPLICATEURS

EN STRUCTURE PLAQUEE

TROISIEME CHAPITRE

ETUDE PRELIMINAIRE DE LA MODELISATION

BIDIMENSIONNELLE D'APPLICATEURS

EN STRUCTURE PLAQUEE

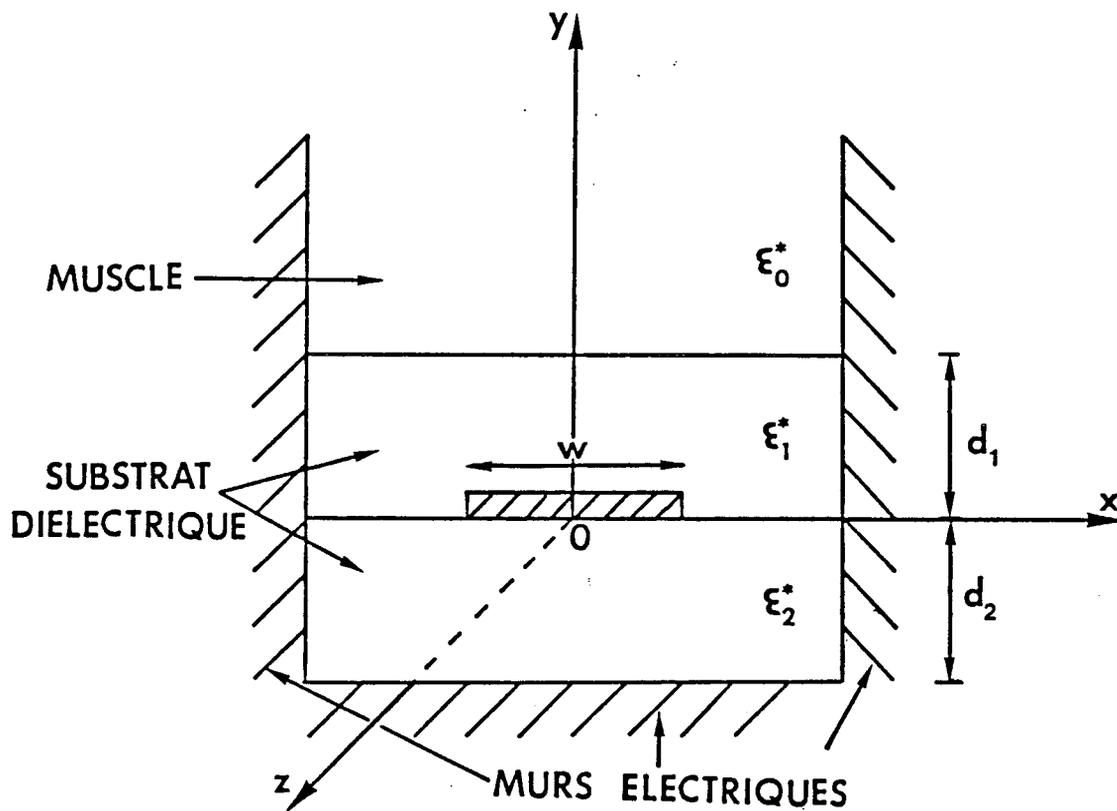


Figure III.1 : Structure étudiée

III.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié quantitativement la plupart des phénomènes physiques se produisant lorsque l'on applique une ligne de propagation recouverte d'une protection sur un ou plusieurs milieux dissipatifs. Confronté à la réalité expérimentale, cet outil de simulation a donné des résultats dans l'ensemble en bon accord avec l'expérience. Ces résultats encourageants ont orienté nos recherches vers une modélisation bidimensionnelle.

En effet l'inconvénient majeur des applicateurs de type "patch" est lié à une largeur de bande étroite (≈ 50 à 100 MHz), aussi un décalage de la fréquence de résonance de quelques mégahertz peut donc entraîner une mauvaise adaptation de l'applicateur couplé au volume à chauffer. Afin d'éviter un ajustement empirique des dimensions de l'applicateur, nous avons intégré la longueur L de l'élément rayonnant dans notre logiciel de simulation. Ce qui nous permet d'accéder à la fréquence de travail désirée (fréquence de résonance du patch).

Dans ce chapitre, nous explicitons tout d'abord la démarche entreprise pour obtenir cette modélisation bidimensionnelle, ensuite nous validons cette démarche par des confrontations avec d'autres modèles et avec l'expérience, à la fois sur des milieux sans pertes et fortement dissipatifs, la fin de ce chapitre, est alors consacrée à la description d'un applicateur de type endocavitaire destiné au chauffage de zones internes du corps humain.

III.2 Mise en oeuvre de la modélisation bidimensionnelle

III.2.1 Formulation du problème

A partir des travaux de Itoh [1] utilisant l'approche dans le domaine spectral à deux dimensions pour des antennes rayonnant dans l'air, nous avons adapté ce formalisme pour étudier notre structure représentée figure III.1.

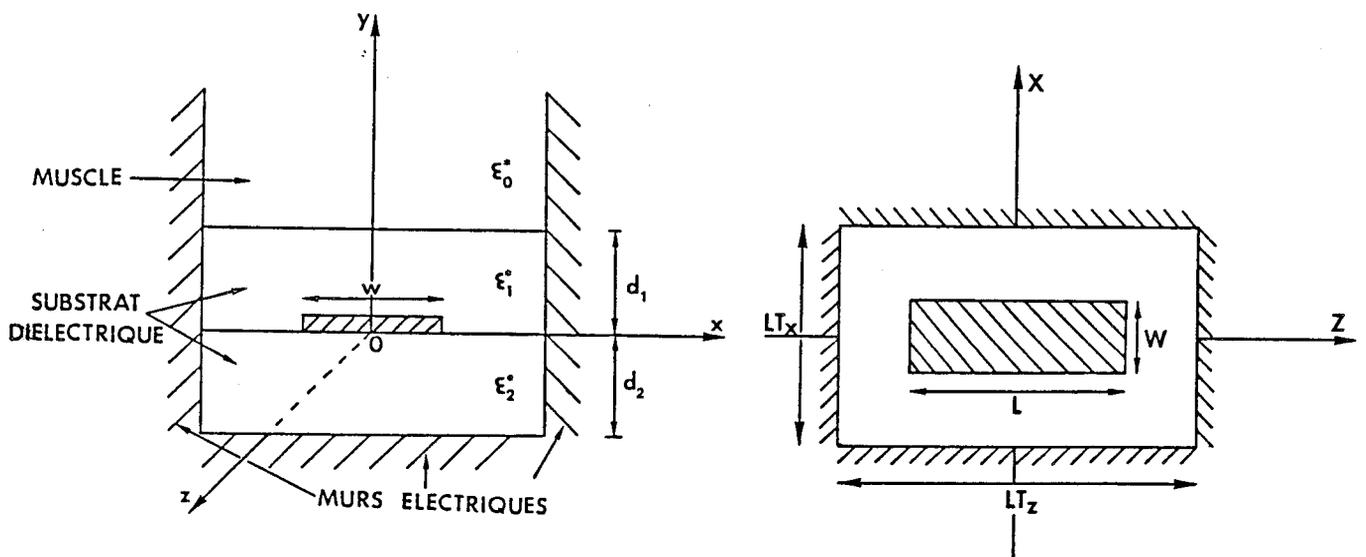


Figure III.2 : Modèle d'étude

Chapitre III.2

Le principe de la méthode de Itoh consiste à déterminer les champs électromagnétiques en tout point de l'espace transformé de Fourier pour des structures ouvertes (résonateurs) sans murs électriques. Le champ électrique rayonné dans l'air est obtenu, à partir des transformées de Fourier inverses, par des intégrales doubles s'étendant à l'infini :

$$E_{xi}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{xi}(\alpha, \beta) \cdot e^{-\gamma_i^*(y-d_i)} \cdot e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta \quad (\text{III.1})$$

$$E_{yi}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{yi}(\alpha, \beta) \cdot e^{-\gamma_i^*(y-d_i)} \cdot e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta \quad (\text{III.2})$$

$$E_{zi}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{zi}(\alpha, \beta) \cdot e^{-\gamma_i^*(y-d_i)} \cdot e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta \quad (\text{III.3})$$

où i : l'indice du milieu;

d_i : l'épaisseur de la couche étudiée;

γ_i^* : la constante de propagation;

β, α : les variables dans l'espace transformé.

$\tilde{E}_{xi}, \tilde{E}_{yi}, \tilde{E}_{zi}$: sont les transformées de Fourier des composantes de champs E_{xi}, E_{yi}, E_{zi} .

Ces expressions traduisent en fait une superposition sur (α, β) d'ondes inhomogènes, suivant l'axe y , se propageant dans une direction définie par le vecteur d'onde.

Le problème essentiel de cette analyse réside dans l'évaluation des intégrales doubles. La méthode de résolution de ces intégrales nécessite une étude très approfondie dans le plan complexe des chemins d'intégrations [2].

Pour s'affranchir de ce problème et afin de permettre une modélisation plus rapide de notre structure, notre démarche a consisté comme pour le modèle unidimensionnel, à placer des courts circuits électriques perpendiculairement aux directions ox et oz représentés sur la figure III.2. Dans ces conditions, les intégrales doubles de Fourier se ramènent à des doubles sommations sur α et β .

III.2.2 Expression des champs dans les différents milieux

Dans ce paragraphe, nous ne redéfinirons pas toute l'analyse des champs évoquée dans le chapitre I mais nous justifierons les modifications apportées au modèle unidimensionnel pour obtenir cette approche bidimensionnelle.

La présence des murs électriques en $\pm Lx/2$ et $\pm Ltz/2$, permet de décomposer les champs en une double série de Fourier, les champs longitudinaux dans les différents milieux sont obtenus par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (& \tilde{E}_{za}(\alpha_m, Y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{zb}(\alpha_m, Y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{zc}(\alpha_m, Y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{zd}(\alpha_m, Y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)) \quad (III.4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{zi}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (& \tilde{H}_{za}(\alpha_m, Y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{zb}(\alpha_m, Y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{zc}(\alpha_m, Y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{zd}(\alpha_m, Y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)) \quad (III.5)
 \end{aligned}$$

où $\tilde{E}_{za}, \tilde{E}_{zb}, \tilde{E}_{zc}, \tilde{E}_{zd}, \tilde{H}_{za}, \tilde{H}_{zb}, \tilde{H}_{zc}, \tilde{H}_{zd}$ représentent les composantes dans l'espace transformé de Fourier des champs électriques et magnétiques.

Chapitre III.4

Pour appréhender le comportement fréquentiel de cette structure, l'étude de deux modes fondamentaux s'avère nécessaire. En s'inspirant des travaux de Itoh [2], nous avons gardé la même parité que dans le modèle unidimensionnel dans la direction ox c'est à dire un mode de type pair, dans la direction oz nous avons étudié le cas d'un mode de type impair.

La parité respective de chacun des modes simplifie les équations III.4 et III.5, les composantes des champs longitudinaux sont obtenus alors par les formules suivantes:

$$E_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{zd}(\alpha_m, y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \quad (\text{III.6})$$

$$H_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{H}_{zb}(\alpha_m, y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \quad (\text{III.7})$$

$$\text{avec } \alpha_m = \frac{2\pi}{LT_x} \left(m - \frac{1}{2} \right)$$

$$\beta_n = \frac{2\pi n}{LT_z}$$

n, m nombres entiers

LTx: distance entre les murs électriques dans la direction ox

LTz: distance entre les murs électriques dans la direction oz

\tilde{E}_{zd} et \tilde{H}_{zb} : composantes longitudinales dans l'espace transformé de Fourier

Dans les différents milieux de la structure étudiée, nous obtenons les composantes longitudinales suivantes:

- dans la région 0 (le milieu sous investigation):

$$E_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} M(m) e^{-k_{m0}(y - D_1)} \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \quad (\text{III.8})$$

$$H_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} N(m) e^{-k_{m0}(y - D_1)} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \quad (\text{III.9})$$

- dans la région 1 (la protection diélectrique):

$$E_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [O(m) \operatorname{sh}(K_{m1} y) + P(m) \operatorname{ch}(K_{m1} y)] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \quad (\text{III.10})$$

$$H_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [Q(m) \operatorname{sh}(K_{m1} y) + R(m) \operatorname{ch}(K_{m1} y)] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \quad (\text{III.11})$$

- dans la région 2 (le substrat diélectrique):

$$E_{z2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [S(m) \operatorname{sh}(K_{m2} y) + T(m) \operatorname{ch}(K_{m2} y)] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \quad (\text{III.12})$$

$$H_{z2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [U(m) \operatorname{sh}(K_{m2} y) + V(m) \operatorname{ch}(K_{m2} y)] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \quad (\text{III.13})$$

où les variables indicées par (m) et (n) sont les inconnues;

$$K_{m0} = \sqrt{\beta_n^2 + \alpha_m^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_0^*}$$

$$K_{m1} = \sqrt{\beta_n^2 + \alpha_m^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_1^*}$$

$$K_{m2} = \sqrt{\beta_n^2 + \alpha_m^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2^*}$$

Ces composantes longitudinales permettent de déterminer l'ensemble des composantes des champs électromagnétiques de la structure étudiée (ces différentes composantes sont explicitées dans l'annexe 4). L'écriture des composantes transversales et la transposition des équations de continuité aux interfaces (ces conditions restent

inchangées par rapport au modèle unidimensionnel) dans l'espace transformé, nous conduit à la résolution du système matriciel suivant:

$$[B] \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_m, Y, \beta_n) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, Y, \beta_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_m, Y, \beta_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, Y, \beta_n) \end{bmatrix} \quad (\text{III.14})$$

où \tilde{J}_x , \tilde{J}_z et \tilde{E}_x , \tilde{E}_z sont respectivement les densités de courant superficielles et les champs électriques dans l'espace transformé

[B]: est une matrice (2x2) dont les éléments dépendent de la permittivité complexe ϵ_i^* des différents milieux, de la pulsation ω , de la constante de propagation γ^* et des variables de Fourier α_m, β_n

De même que dans le chapitre I, la résolution du système III.14 est réalisée en utilisant la méthode des moments (cf. l'annexe II du chapitre I). Cette méthode nous conduit à une équation déterminantale qui nous fournit les valeurs propres f (fréquence de résonance), solutions du problème obtenues en annulant le déterminant de cette équation, la fréquence de résonance complexe f se met sous la forme :

$$f = f_r + j f_i \quad (\text{III.15})$$

où f_r : partie réelle de la fréquence de résonance

f_i : partie imaginaire de la fréquence de résonance

A ce stade du développement analytique, nous sommes en présence de tous les éléments pour résoudre le système III.14, il nous reste à définir les densités de courant sur l'applicateur.

III.2.3 Choix des fonctions de base

Le choix des fonctions de base a été établi à partir des résultats expérimentaux [3] et numériques [4] des distributions des densités de courant sur des éléments

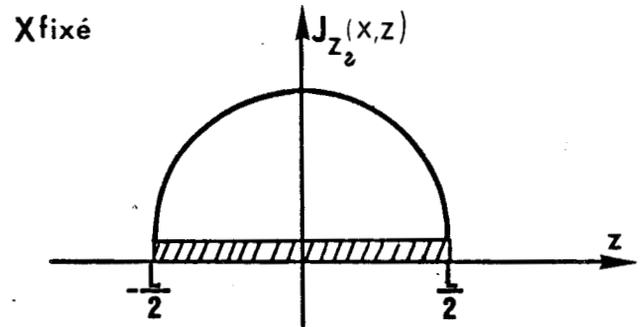
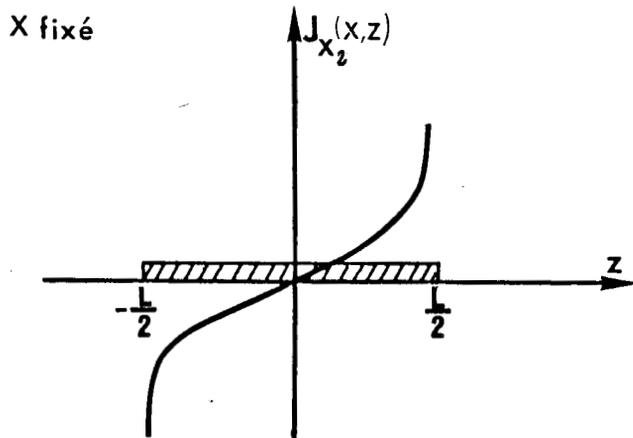
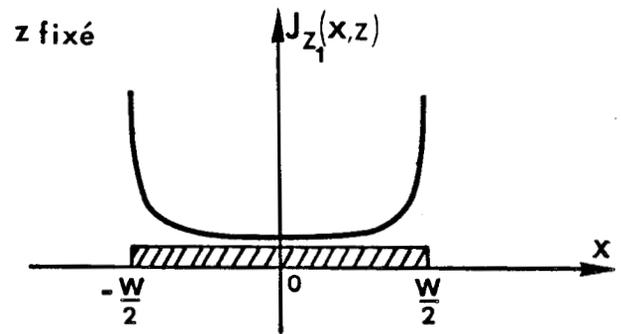
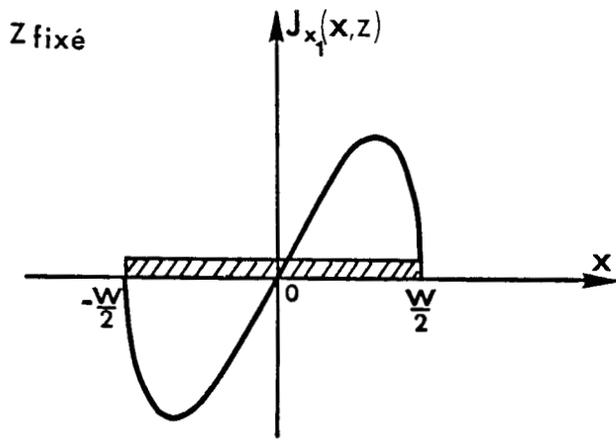


Figure III.3 : Fonctions de base $J_x(x,z)$

Figure III.4 : Fonctions de base $J_z(x,z)$

rayonnants dans l'air. Ces fonctions sont représentées sur la figure III.3 et III.4, pour une cavité résonnante excitée le long de l'axe oz et définies ci-dessous :

$$J_z(x, 0, z) = \frac{T_0(x)}{\sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - x^2}} \cdot \frac{L}{W} \cdot U_1(z) \cdot \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 - z^2} = Jz1 \cdot Jz2 \quad (\text{III.16})$$

$$J_x(x, 0, z) = \frac{T_1(z)}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 - z^2}} \cdot \frac{W}{L} \cdot U_2(x) \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - x^2} = Jx1 \cdot Jx2 \quad (\text{III.17})$$

avec W : la largeur du ruban métallique;
 L : la longueur du ruban métallique;
 $U_2(x)$, $U_1(z)$, $T_1(z)$, $T_0(x)$: sont les polynômes de Tchebyshev de première et seconde espèce.

Pour la résolution numérique, il est nécessaire de tronquer l'ordre des développements des diverses fonctions de base. Ces troncatures sont délicates, en effet nous sommes en présence d'une double sommation sur α et β . N'ayant pas de références sur les problèmes de convergence relative, nous avons utilisé comme conditions initiales les conclusions tirées du modèle unidimensionnel. Cependant afin de ne pas augmenter les incertitudes numériques et les temps de calcul, nous utiliserons une fonction de base dans chaque direction (ox et oz).

Compte tenu du nombre important de paramètres, notre étude de convergence a consisté à faire varier les distances des murs électriques (LT_x en fonction de la largeur du patch W et LT_z en fonction de la longueur du patch L) et les valeurs N et M (termes des séries de Fourier) dans les directions ox et oz.

La structure étudiée est composée d'un élément rayonnant dans l'air recouvert d'une protection diélectrique, définie par les paramètres suivants ;

$$\begin{aligned} \epsilon_{r0}' &= 1.0 & \sigma_0 &= 0.0 \text{ u.cm}^{-1} \\ \epsilon_{r1}' = \epsilon_{r2}' &= 2.32 & \sigma_1 = \sigma_2 &= 0.0 \text{ u.cm}^{-1} \\ W &= 1.9 \text{ cm} & L &= 2.29 \text{ cm} \\ d_1 = d_2 &= 0.159 \text{ cm} \end{aligned}$$

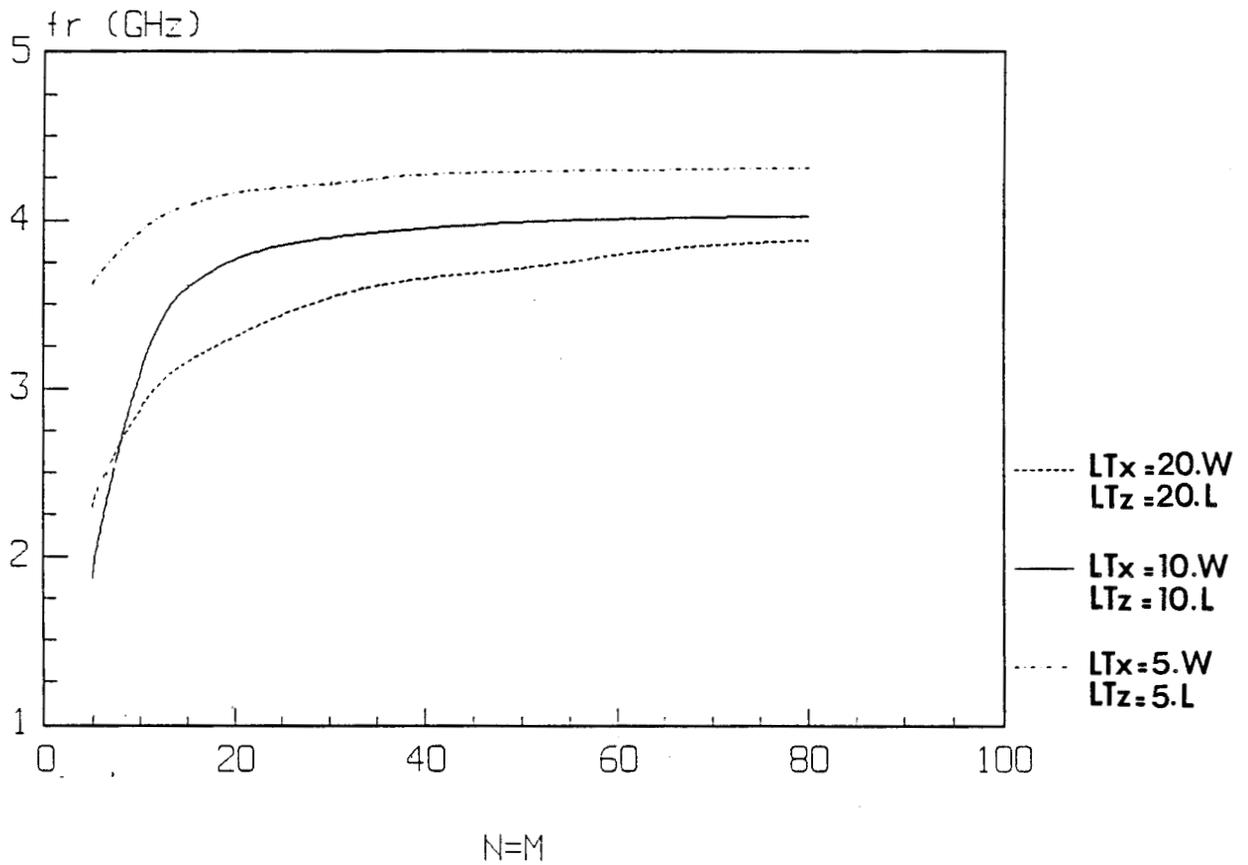


Figure III.5 : Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction des troncatures N et M pour plusieurs largeurs de structure LT_x et LT_z

Nous présentons figure III.5 une étude de convergence sur la fréquence de résonance en fonction des distances entre les murs électriques (LT_x et LT_z) et des troncatures (N et M).

Dans le cas où $LT_x=20W$ et $LT_z=20L$, nous constatons qu'il faut augmenter beaucoup plus le nombre de terme N et M, par rapport au cas où ($LT_x=5W$, $LT_z=5L$) et ($LT_x=10W$, $LT_z=10L$), pour obtenir une convergence satisfaisante. Pour ces deux derniers cas, la partie réelle de la fréquence de résonance varie très peu à partir des valeurs $N=M>20$.

Remarque :

Cette structure a été étudiée expérimentalement par Bahl [5] et numériquement par Roudot [6] utilisant l'approche dans le domaine spectral associée à une méthode asymptotique pour résoudre le système d'équations III.14. Les résultats concernant la fréquence de résonance de ces deux auteurs sont les suivants :

$$f_r \text{ (Roudot)} = 3.964 \text{ GHz}$$

$$f_r \text{ (Bahl)} = 3.934 \text{ GHz}$$

En se fixant des distances LT_x et LT_z suffisamment grandes pour ne pas perturber la structure ($LT_x=10.W$ et $LT_z=10.L$), nous obtenons, avec notre simulation, pour des valeurs N et M supérieures ou égales à 40, une fréquence de résonance $f_r=3.95$ GHz.

Ce résultat très satisfaisant ne nous permet pas pour l'instant de valider complètement notre modèle. De plus les temps de calcul sont importants, à titre indicatif, sur un microordinateur (Compaq 386/33), pour $N=M=40$ le temps de calcul pour obtenir la fréquence de résonance est de 15 minutes, pour $N=M=80$ le temps de calcul est d'une heure.

A la lumière de ces premiers résultats, en fixant $LT_x=10W$ et $LT_z=10L$, nous avons fait varier N et M séparément afin de pouvoir chiffrer ces deux valeurs. Les évolutions figure III.6 montrent que les troncatures effectuées suivant l'axe oz prédominent sur celles de l'axe ox. Pour une valeur de $M=10$, à partir de $N=40$, nous aboutissons à une fréquence proche de celle obtenue ci-dessus. Donc nous nous sommes fixé une valeur de $M=10$ et $N=40$. Nous ne prétendons pas que ce critère soit toujours suffisant pour cette approche bidimensionnelle, cependant nous vérifierons la stabilité des résultats obtenus en les comparant aux travaux publiés dans la littérature.

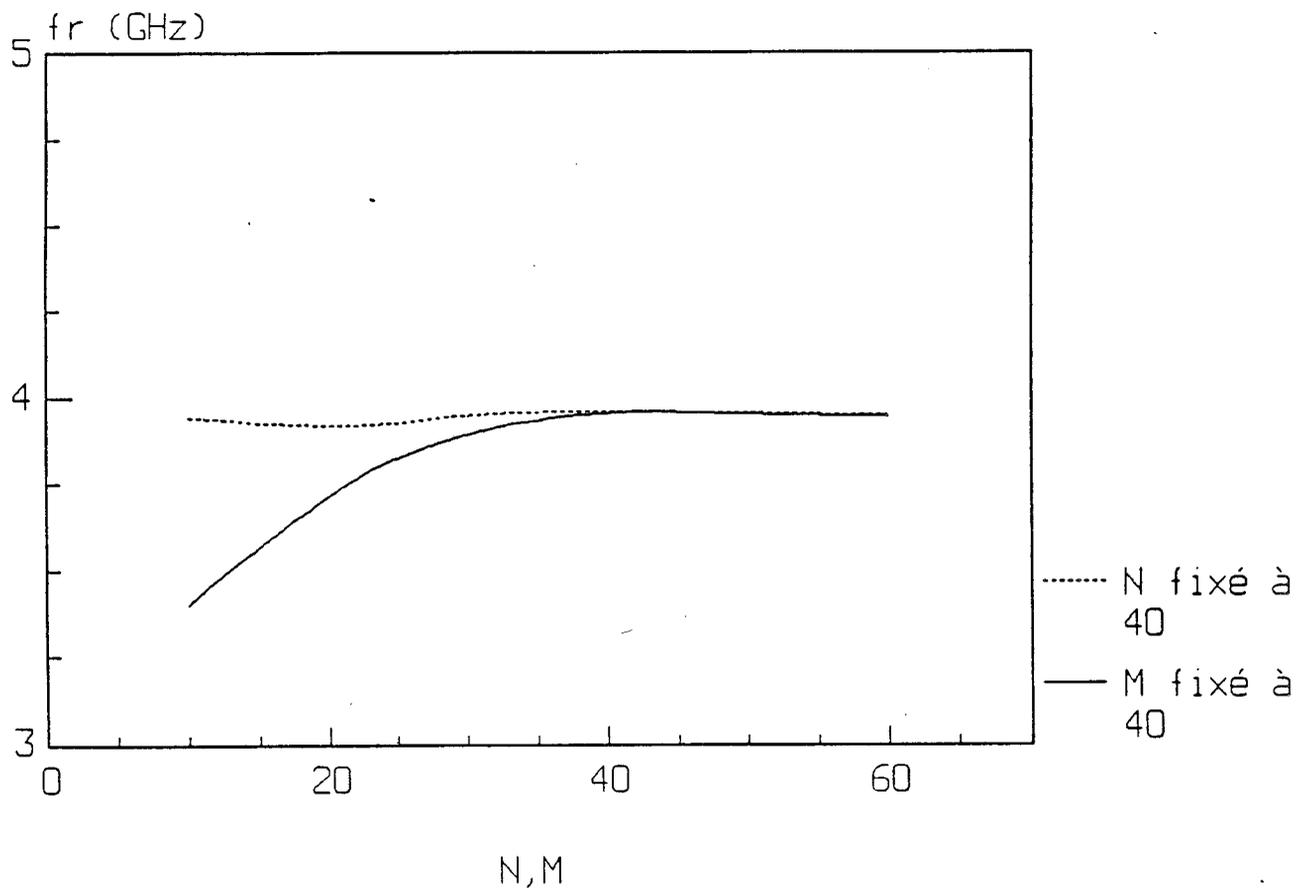
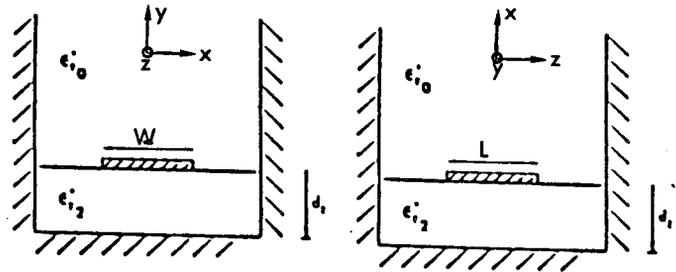


Figure III.6 : Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction des troncatures N et M



ϵ_{r0}'	1.0	1.0	1.0
σ_0 (U.cm^{-1})	0.0	0.0	0.0
ϵ_{r2}'	2.35	2.56	2.56
σ_2 (U.cm^{-1})	0.0	0.0	0.0
d_2 (cm)	0.158	0.146	0.146
W (cm)	1.5	6.0	4.0
L (cm)	1.0	4.0	6.0
fr (GHz) Roudot [6]	8.58	2.42	1.68
fr (GHz) Expérience [1]	8.29	-	-
fr (GHz) Expérience [7]	-	2.37	1.53
fr (GHz) notre modèle	8.24	2.32	1.58
$\Delta f = \frac{f_{\text{rth}} - f_{\text{rexp}}}{f_{\text{rexp}}}$	0.6%	2.1%	3.2%

TABLEAU I

III.2.4 Validation de l'étude

Avant de donner quelques exemples de résultats obtenus par l'approche que nous venons de décrire et de confronter notre modèle à la réalité expérimentale, nous allons résumer maintenant les paramètres essentiels de cette approche bidimensionnelle.

Les grandeurs d'entrée concernent :

- d'une part les caractéristiques du substrat diélectrique, de la couche protectrice et du milieu dissipatif c'est à dire la permittivité relative ϵ_{ri} , la conductivité σ_i et l'épaisseur de ces différentes couches d_i ;

- d'autre part les caractéristiques géométriques de la structure, à savoir ; les dimensions de l'applicateur (W et L) et les distances entre les murs électriques suivant les directions ox et oz, respectivement LTx et LTz;

- enfin le nombre de fonctions de base fixé à une fonction dans chaque direction (ox et oz), le nombre de terme des séries de Fourier M et N dont les valeurs choisies sont respectivement 10 et 40.

La grandeur de sortie que notre modèle permet d'obtenir concerne la fréquence de résonance complexe à partir de laquelle nous en déduisons le facteur de qualité.

* Cavité résonnante dans l'air sans protection diélectrique

Les résultats que nous avons obtenus avec notre simulation bidimensionnelle relatifs à trois cavités dont les différents paramètres sont reportés dans le tableau I, seront comparés d'une part aux expériences de Itoh, Menzel [1] et de Penard [7] et d'autre part au modèle de Roudot [6].

Nous remarquons que les valeurs théoriques obtenues pour la fréquence de résonance sont satisfaisants ($\Delta f < 5\%$). Le faible écart entre nos résultats et ceux de Roudot provient certainement du choix de la méthode de résolution du système d'équations (III.14).

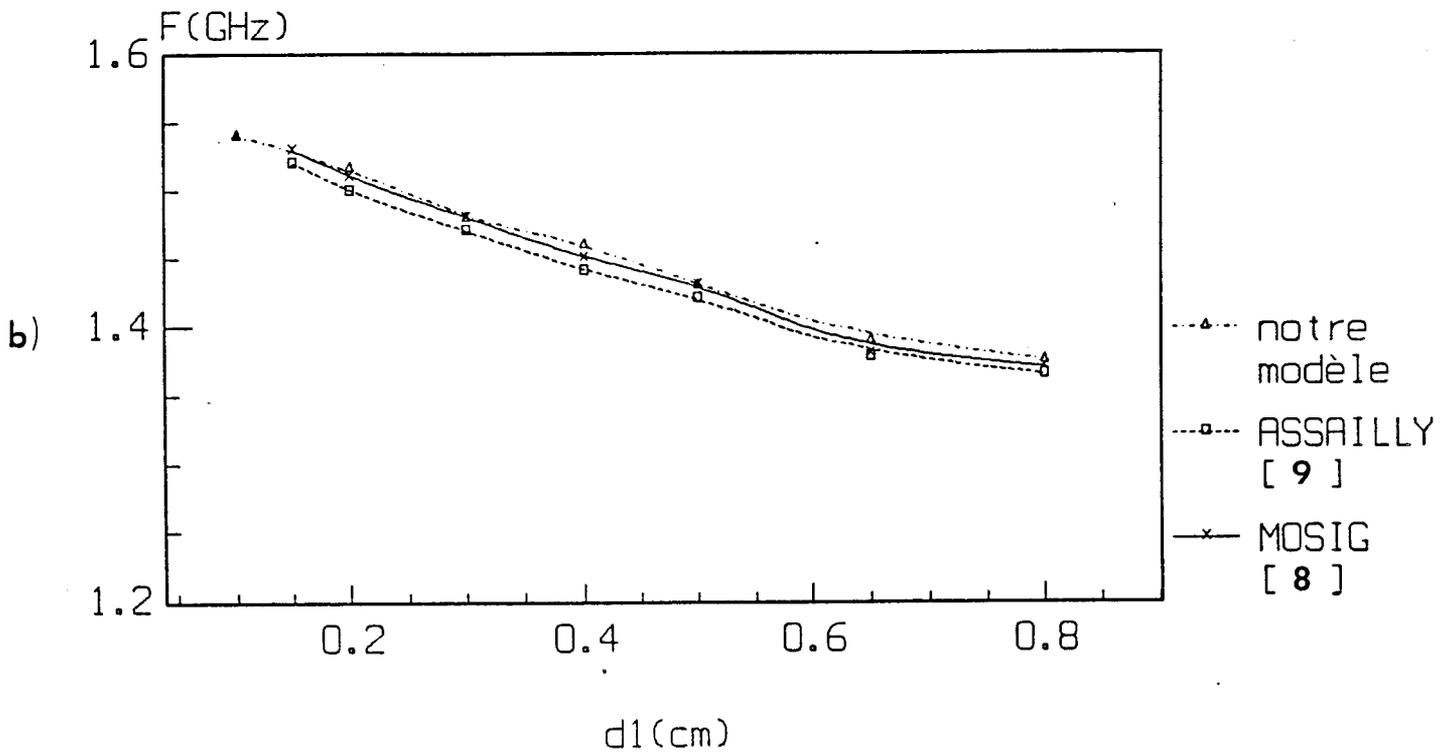
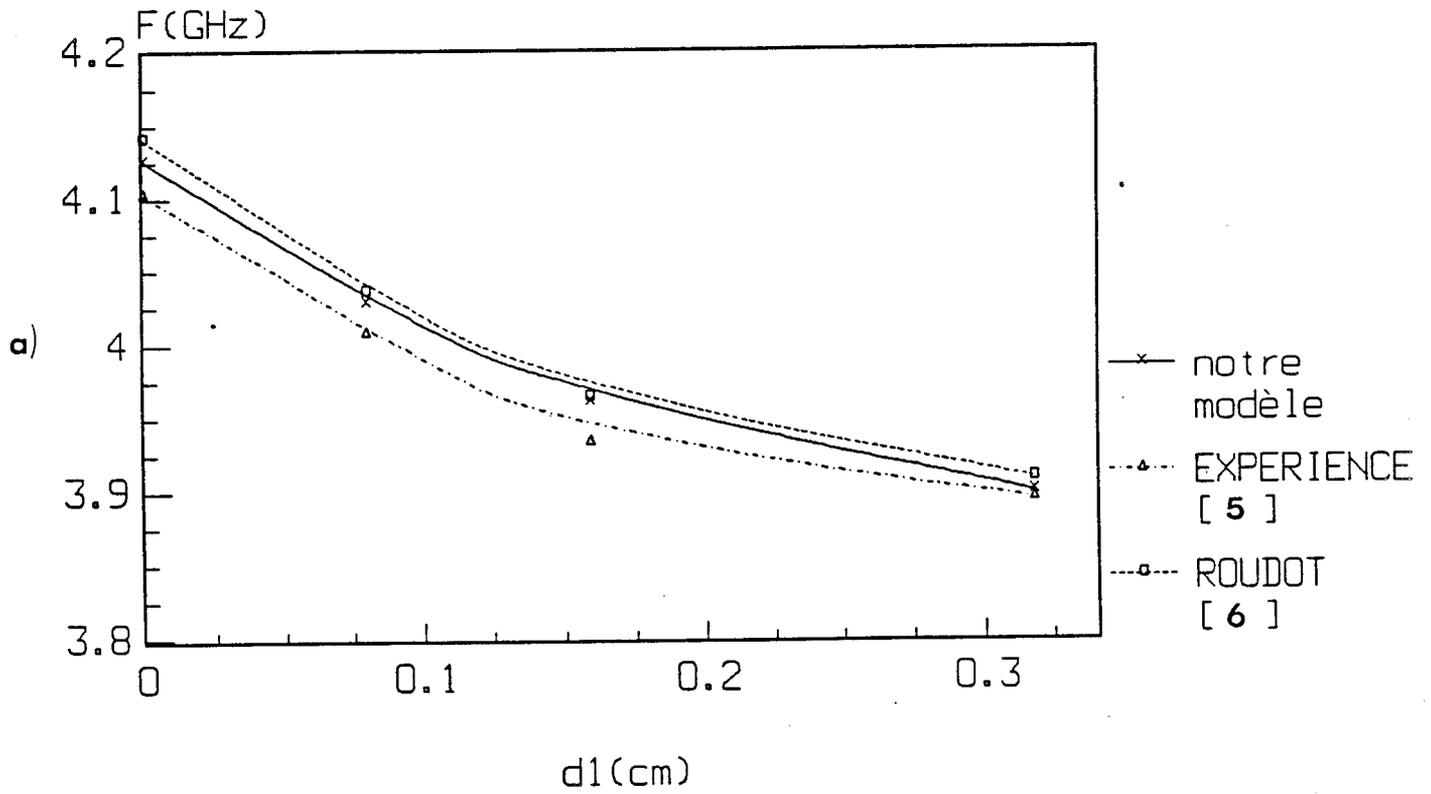


Figure III.7 : Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la protection d_1 : comparaisons avec d'autres travaux

* Cavité résonnante avec une protection diélectrique

Les premiers résultats présentés figure III.7 concernent l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur d_1 de la protection diélectrique. Les cavités résonnantes ont pour paramètres :

Cavité 1		Cavité 2	
$\epsilon_{r0}' = 1.0$	$\sigma_0 = 0 \text{ ucm}^{-1}$	$\epsilon_{r0} = 1.0$	$\sigma_0 = 0 \text{ ucm}^{-1}$
$\epsilon_{r1}' = \epsilon_{r2} = 2.32$		$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.56$	
$d_2 = 0.159 \text{ cm}$		$d_2 = d_1 \text{ (cm)}$	
$W = 1.9 \text{ cm}$	$L = 2.29 \text{ cm}$	$W = 4.0 \text{ cm}$	$L = 6.0 \text{ cm}$

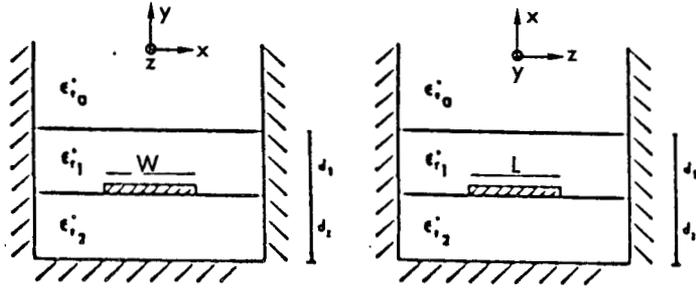
Ces résultats sont comparés, sur la figure III.7.a, pour la cavité 1 avec ceux de Roudot [6] et les résultats expérimentaux de Bahl [5], pour la cavité 2, figure III.7.b, avec ceux de Assailly [9] et Mosig [8]. On remarque que les courbes sont pratiquement parallèles et que l'écart entre elles est très faible ($< 4\%$). De plus la présence de la couche diélectrique de protection de l'antenne abaisse la fréquence de résonance. L'écart relatif entre les fréquences de résonance de la cavité avec et sans protection défini par:

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \frac{f_r(d_2=0) - f_r(d_2)}{f_r(d_2=0)}$$

où $f_r(d_2=0)$ est la partie réelle de la fréquence de résonance de la cavité sans protection

$f_r(d_2)$, la partie réelle de la fréquence de résonance de la cavité avec une protection d'épaisseur d_2

est de 5% pour une épaisseur de 0.32 cm, alors qu'il est seulement de 2% pour une épaisseur de 0.08 cm (figure III.7.b).



ϵ_{r0}'	1.0	1.0	1.0	
σ_0 ($\mu\text{.cm}^{-1}$)	0.0	0.0	0.0	
ϵ_{r1}'	2.32	2.32	2.32	
σ_1 ($\mu\text{.cm}^{-1}$)	0.0001	0.0001	0.0001	
d_1 (cm)	0.08	0.159	0.318	
ϵ_{r2}'	2.32	2.32	2.32	
σ_2 ($\mu\text{.cm}^{-1}$)	0.0001	0.0001	0.0001	
d_2 (cm)	0.159	0.159	0.159	
W (cm)	1.9	1.9	1.9	
L (cm)	22.9	22.9	22.9	
fr (GHz)	4.06	3.96	3.90] Roudot [6]
Q	31	32	32	
fr (GHz)	4.0	3.93	3.89] Expérience [5]
Q	46	45	43	
fr (GHz)	3.98	3.92	3.90] notre modèle
Q	65	64	65	

TABLEAU II

Remarque:

Cette approche bidimensionnelle permet à partir de la fréquence de résonance complexe de déterminer le coefficient de qualité de la cavité résonnante. Ce coefficient est défini par la formule suivante:

$$Q = \frac{f_r}{2 f_i}$$

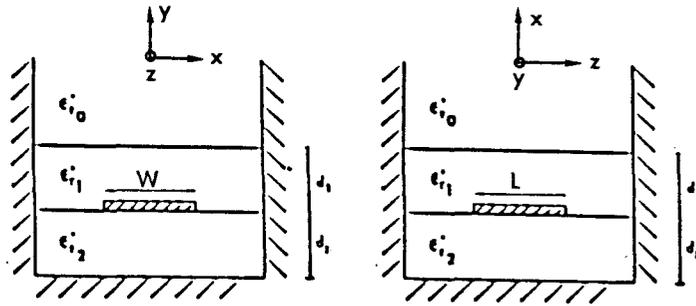
où f_r : représente la partie réelle de la fréquence de résonance

f_i : représente la partie imaginaire de la fréquence de résonance

En l'absence de milieu dissipatif, celui-ci se justifie par l'existence de pertes par rayonnement. Dans le cas de milieu à fortes pertes, l'énergie perdue rend compte des pertes globales en volume. A titre indicatif nous avons comparé ce coefficient de qualité pour différentes cavités rayonnantes dans l'air. Les résultats reportés dans le tableau 2, montrent que ce coefficient varie peu lorsque l'on augmente l'épaisseur de la couche protectrice. De plus les écarts importants entre notre modèle et l'expérience sont certainement dû à la non prise en compte des ondes de surface se propageant le long de l'interface diélectrique-air générées par la présence du substrat diélectrique.

Dans un souci de vérification, nous avons réalisé quatre cavités excitées par une ligne microruban posée sur le même diélectrique et couvertes par une protection diélectrique de permittivité différente de celle du substrat. A l'aide du modèle unidimensionnel, nous avons calculé l'impédance caractéristique afin de déterminer l'impédance d'entrée de chaque cavité. Une fois l'alimentation calculée, nous avons relevé, à l'aide de l'analyseur de réseau HP8510, la fréquence de résonance des cavités. Les résultats reportés dans le tableau 3 montrent une diminution de l'écart relatif (entre la théorie et l'expérience), en ce qui concerne la fréquence de résonance, entre le modèle unidimensionnel (de l'ordre de 6%) et bidimensionnel (de l'ordre de 2%). A titre indicatif nous avons donné l'écart relatif théorie-expérience de l'impédance d'entrée, celui-ci reste inférieur à 7%.

L'étude présentée ne constitue naturellement qu'une première étape visant à valider notre modèle. Ces quelques résultats, dans le cas de structures sans pertes, n'ont en effet pour but que de tester notre programme et permettre ainsi la mise en évidence des principaux problèmes numériques. Bien entendu, le but de notre travail demeure l'étude d'une structure en présence de milieux dissipatifs. Au vue des comparaisons théorie-expérience et avec d'autres travaux publiés, il serait présomptueux de dire que ce modèle soit adapté aux antennes rayonnant dans l'air. En effet, notre modèle ne



ϵ_{r0}'	1.0	1.0	1.0	1.0	
σ_0 (μcm^{-1})	0.0	0.0	0.0	0.0	
ϵ_{r2}'	2.17	2.33	4.9	10.2	
σ_2 (μcm^{-1})	0.0	0.0	0.0	0.0	
ϵ_{r1}'	2.17	2.17	2.17	2.17	
σ_1 (μcm^{-1})	0.0	0.0	0.0	0.0	
d_1 (cm)	0.0635	0.0635	0.0635	0.0635	
d_2 (cm)	0.0635	0.079	0.158	0.127	
W (cm)	2.0	2.0	2.0	2.0	
L (cm)	2.62	2.61	2.57	2.53	
$Z_{(z=0)\text{th}}$ (Ω)	117.0	117.0	114.0	113.0	
$Z_{(z=0)\text{exp}}$ (Ω)	110.0	122.0	116.0	121.0	
$\Delta Z = \frac{Z_{\text{th}} - Z_{\text{exp}}}{Z_{\text{th}}}$	6.0%	4.3%	1.7%	7.0%	
$f_{r\text{exp}}$ (GHz)	3.75	3.74	3.73	3.71	Modèle unidimensionnel
$f_{r\text{th}}$ (GHz)	4.0	4.0	4.0	4.0	
$\Delta f = \frac{f_{r\text{th}} - f_{r\text{exp}}}{f_{r\text{th}}}$	6.2%	6.5%	6.7%	7.2%	
$f_{r\text{th}}$ (GHz)	3.77	3.87	3.80	3.67	Modèle bidimensionnel
$\Delta f = \frac{f_{r\text{th}} - f_{r\text{exp}}}{f_{r\text{th}}}$	0.6%	3.4%	1.8%	1.0%	

TABLEAU III

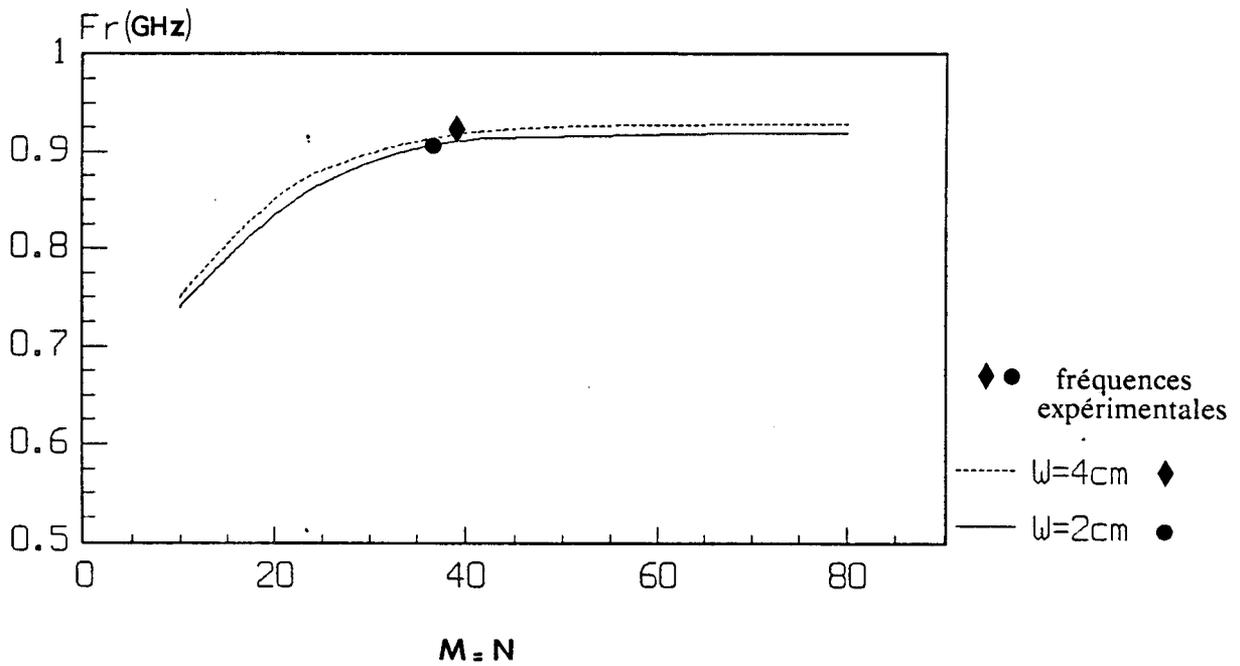


Figure III.8 : Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction des troncatures N et M

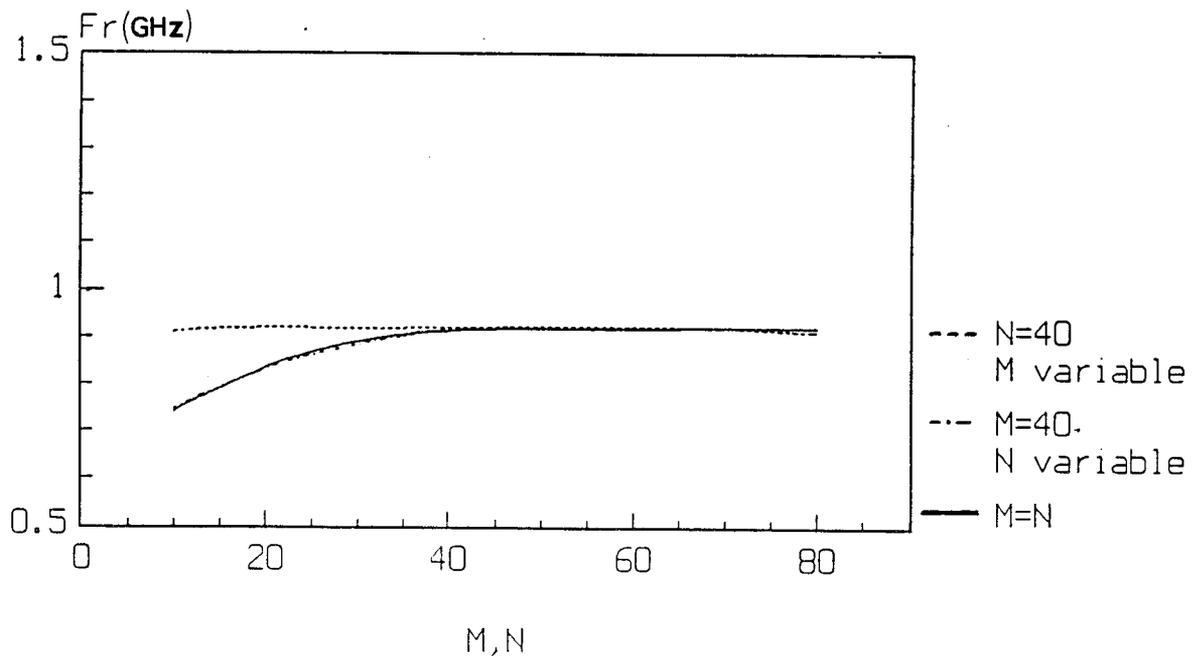


Figure III.9 : Évolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction de N, M

prend pas en compte tous les phénomènes physiques et notamment les ondes de surface qui permettent d'obtenir le champ rayonné. Cependant les différentes hypothèses de cette étude vont nous permettre d'aborder la modélisation bidimensionnelle des applicateurs de contact sur des milieux dissipatifs.

III.3 Etude de la structure sur milieux dissipatifs

III.3.1 Résultats typiques

Avant d'aborder l'influence de la couche protectrice sur la fréquence de résonance, nous avons vérifié les hypothèses énoncées précédemment pour une structure sans pertes. Pour cela nous avons étudié l'évolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction du nombre M et N, LTx et LTz étant fixées respectivement à 10 fois la largeur W et 10 fois la longueur L de l'élément rayonnant. La figure III.8 représente cette évolution pour deux applicateurs placés au contact du milieu dissipatif (gel polyacrylamide de permittivité $\epsilon_{r0}' = 63.0$, $\sigma_0 = 0.011 \text{ Ucm}^{-1}$), ayant pour caractéristiques:

$$* W = 2 \text{ cm} \quad L = 6.7 \text{ cm}$$

$$\epsilon_{r1}' = \epsilon_{r2}' = 4.9$$

$$d_2 = d_1 = 0.158 \text{ cm}$$

$$* W = 4.0 \text{ cm} \quad L = 7.0 \text{ cm}$$

$$\epsilon_{r1}' = \epsilon_{r2}' = 4.9$$

$$d_2 = d_1 = 0.158 \text{ cm}$$

Pour chaque applicateur, nous avons indiqué sur les courbes leur fréquence expérimentale obtenue, de plus sur la figure III.9 nous avons représenté l'évolution de f_r pour des valeurs de M fixée, N variable et inversement N fixée et M variable.

Nous constatons en premier lieu une convergence des courbes vers la solution désirée donc à posteriori ceci confirme les hypothèses adoptées au début de l'étude, en second lieu nous obtenons une très bonne concordance entre fréquence calculée et mesurée, à partir du couple de valeurs (M,N)=(10,40). Les vérifications expérimentales de la fréquence de résonance pour les diverses structures étudiées ont donc été effectuées pour ce couple (M,N), les résultats obtenus sont analysés ci-dessous (au paragraphe III.3.3).

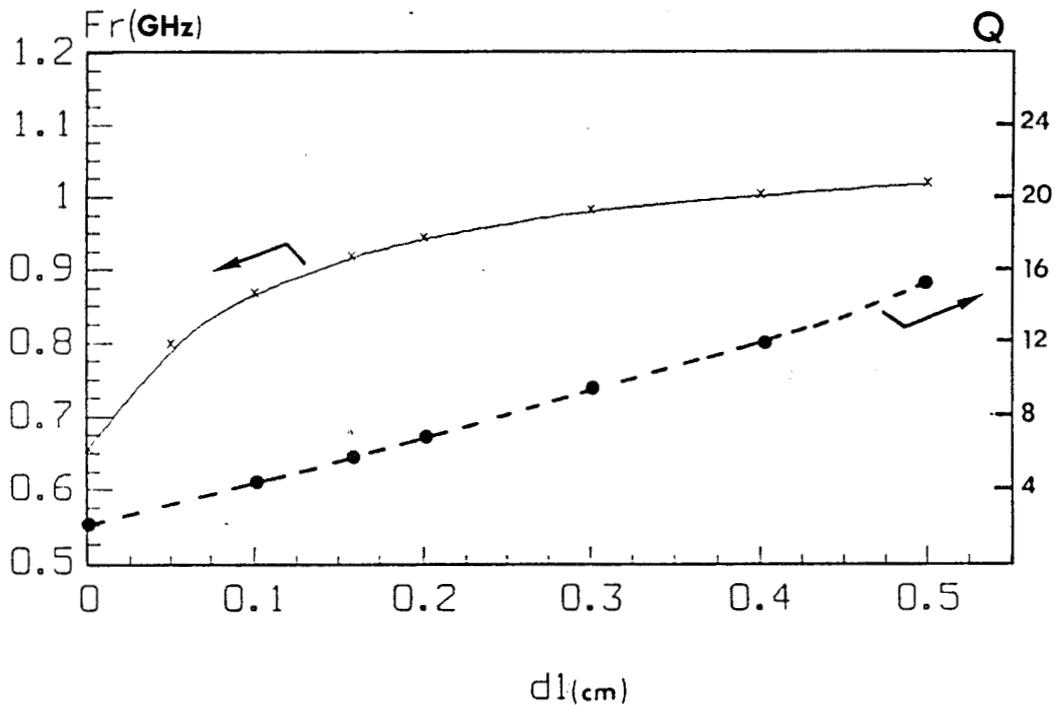
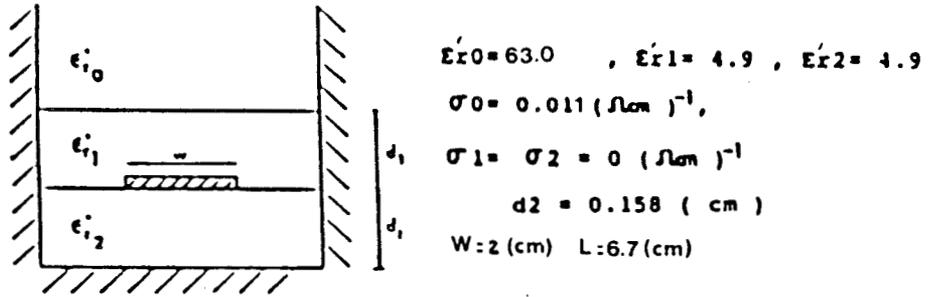


Figure III.10 : Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance et du coefficient de qualité en fonction de l'épaisseur de la surcouche dl

III.3.2 Evolution de f_r et de Q en fonction de l'épaisseur d_1

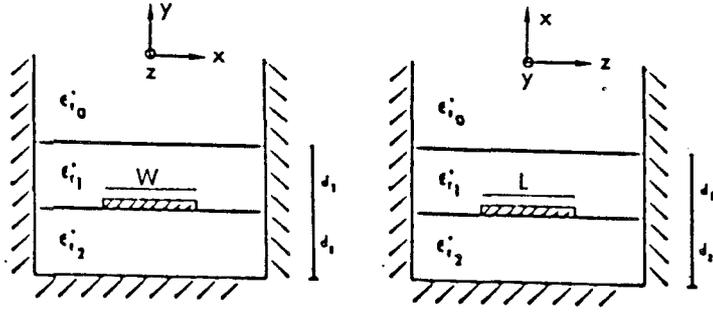
Les résultats obtenus, présentés figure III.10, mettent en évidence la croissance de la fréquence de résonance quand l'épaisseur de la protection d_1 augmente. Les résultats de cette étude confirment les évolutions de la permittivité effective du second chapitre, à savoir une diminution de ϵ_{eff} quand d_1 augmente pour une largeur de ruban fixée. En ce qui concerne le facteur de qualité, l'influence de l'épaisseur d_1 se manifeste essentiellement par une augmentation des pertes en volume. Donc apparemment nous avons intérêt à utiliser une épaisseur de protection la plus faible possible afin de minimiser ces pertes.

III.3.3 Résultats numériques et expérimentaux

Les dimensions des structures et les résultats des mesures sont résumés dans le tableau IV et font apparaître un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience $\Delta f < 5\%$; signalons en effet que nos structures étaient posées au contact du gel dont les pertes sont analogues à celle du muscle ($\epsilon_r''_{\text{muscle}} \approx \epsilon_r''_{\text{gel}} = 0.011 \nu \text{cm}^{-1}$). On note une légère augmentation de l'écart relatif théorie-expérience pour une fréquence de chauffage de 2.45 GHz par rapport à celui obtenu pour une fréquence $f = 915$ MHz.

Sur le tableau V, nous avons reporté l'écart relatif entre la fréquence de résonance théorique et expérimentale, à la fois pour le modèle unidimensionnel et bidimensionnel. Nous constatons une diminution de cet écart en faveur du modèle bidimensionnel.

Compte tenu de ces résultats probants, il nous a paru intéressant d'utiliser cette technologie (ligne microruban) pour l'étude d'un nouveau type d'applicateur décrit ci-dessous.



ϵ_{ro}'	63.0	63.0	63.0	63.0	63.0	59.0	59.0	59.0	59.0
σ_o (μcm^{-1})	0.011	0.011	0.011	0.011	0.011	0.022	0.022	0.022	0.022
ϵ_{r2}'	4.9	4.9	4.9	10.2	2.17	4.9	4.9	10.2	10.2
σ_2 (μcm^{-1})	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
ϵ_{r1}'	4.9	4.9	4.9	10.2	2.17	4.9	4.9	10.2	10.2
σ_1 (μcm^{-1})	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
d_2 (cm)	0.158	0.158	0.158	0.127	0.0635	0.158	0.158	0.127	0.127
d_1 (cm)	0.158	0.158	0.158	0.127	0.0635	0.158	0.158	0.127	0.127
W (cm)	2.0	4.0	6.0	2.0	2.0	2.0	4.0	2.0	4.0
L (cm)	2.7	7.0	7.1	4.85	9.63	2.7	3.2	1.8	1.9
$f_{r \text{ exp}}$ (GHz)	0.905	0.925	0.925	0.9	0.89	2.5	2.58	2.39	2.34
$f_{r \text{ th}}$ (GHz)	0.913	0.922	0.902	0.867	0.879	2.42	2.48	2.35	2.28
$\Delta f = \frac{f_{r \text{ th}} - f_{r \text{ exp}}}{f_{r \text{ exp}}}$	0.8%	0.3%	2.5%	3.8%	1.2%	3.2%	3.7%	2.0%	2.6%

TABLEAU IV

W (cm)	2.0	4.0	6.0	2.0	4.0	6.0	2.0	4.0
L (cm)	6.4	6.8	6.9	6.7	7.0	7.1	2.7	3.2
f_{exp} (GHz)	0.955	0.9	0.89	0.905	0.925	0.925	2.5	2.58
f_{rth} (GHz)	0.915	0.915	0.915	0.915	0.915	0.915	2.45	2.45
$\Delta f = \frac{f_{rth} - f_{exp}}{f_{exp}}$	4.4%	1.6%	2.7%	1.1%	1.1%	1.1%	2.0%	5.3%
f_{rth} (GHz)	0.958	0.89	0.88	0.913	0.922	0.902	2.42	2.48
$\Delta f = \frac{f_{rth} - f_{exp}}{f_{exp}}$	0.3%	1.1%	1.1%	0.8%	0.3%	2.5%	3.3%	4.0%

Modèle unidimensionnel

Modèle bidimensionnel

Applicateur non protégé Applicateur protégé

Les paramètres géométriques et électriques des structures sont:

- applicateur non protégé: $\epsilon'_{r0} = 63.0$, $\sigma_0 = 0.011 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$
 $\epsilon'_{r2} = 4.9$, $\sigma_1 = 0.0 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$, $d_1 = 0.158 \text{ cm}$

- applicateur protégé: $\epsilon' = 63.0$, $\sigma = 0.011 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$
 $\epsilon'_{r0} = 4.9$, $\sigma_1 = 0.0 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$, $d_1 = 0.158 \text{ cm}$
 $\epsilon'_{r2} = 4.9$, $\sigma_2 = 0.0 \text{ } \mu\text{cm}^{-1}$, $d_2 = 0.158 \text{ cm}$

TABLEAU V

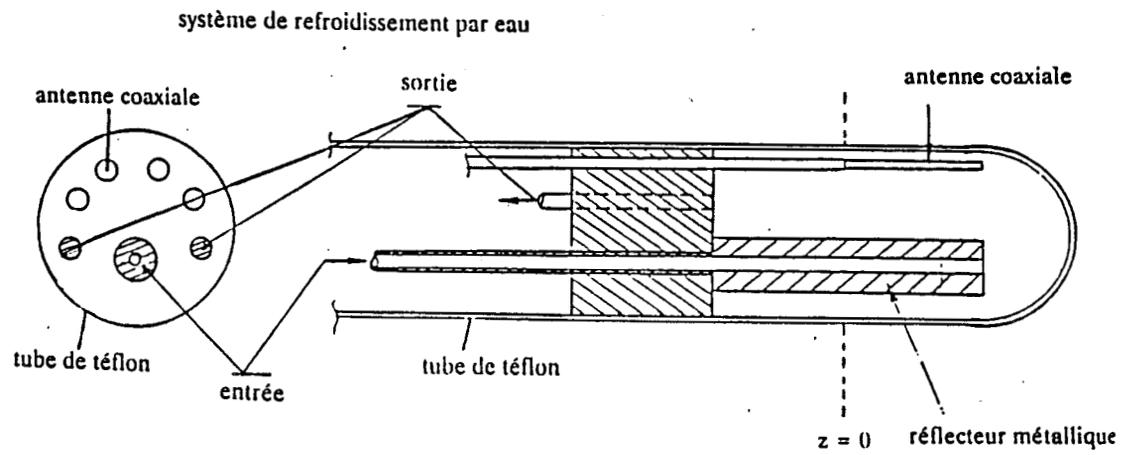


Figure III.11 : Schéma d'un applicateur endocavitaire associant un réflecteur et 4 antennes

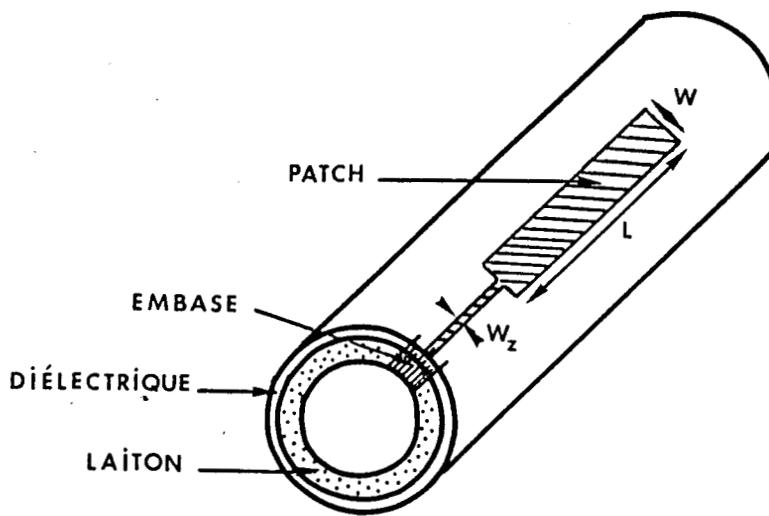


Figure III.12 : Schéma d'un applicateur endocavitaire en structure plaquée

III.4 Réalisation d'un applicateur endocavitaire en structure plaquée

III.4.1 Conception

Parmi les différentes techniques qui permettent de réaliser une hyperthermie localisée dans une tumeur semi-profonde, l'hyperthermie endocavitaire présente un avantage important. En effet le dépôt de puissance s'effectue au sein même de la tumeur ce qui élimine partiellement les problèmes liés aux différents milieux entre les tissus (peau, graisse, muscle). L'applicateur endocavitaire présenté sur la figure III.11 est constitué d'une association d'antennes coaxiales associées à un réflecteur et montées dans une gaine en téflon pour être insérées dans les cavités naturelles [10], [11]. Actuellement les problèmes essentiels de ce type d'applicateur résident d'une part dans la reconstruction des champs électromagnétiques rayonnés et d'autre part dans la focalisation de l'énergie dans le milieu à traiter par les différentes antennes filaires. Notons que la propagation du champ électromagnétique, dans les tissus à chauffer, s'effectue selon un mode quasi-TEM. La profondeur de pénétration est donc dans ce cas limitée par la décroissance de type exponentielle des ondes dans les milieux dissipatifs.

Une solution originale pour contourner ces difficultés consiste à utiliser la conception des applicateurs planaires en structure plaquée. Bien entendu, la forme cylindrique de l'applicateur devrait nous obliger à travailler en coordonnées cylindriques pour la détermination des champs électromagnétiques rayonnés. Cependant nous avons essentiellement voulu étudier la faisabilité du dispositif et les performances d'un tel applicateur, du point de vue expérimental.

L'applicateur endocavitaire en structure plaqué est composé (figure III.12) :

- d'un cylindre creux en laiton servant de plan de masse;
- d'une gaine en téflon servant de diélectrique;
- d'une ligne de propagation réalisée avec du cuivre autocollant recouverte d'un film plastique qui permet d'isoler l'élément rayonnant et son alimentation.

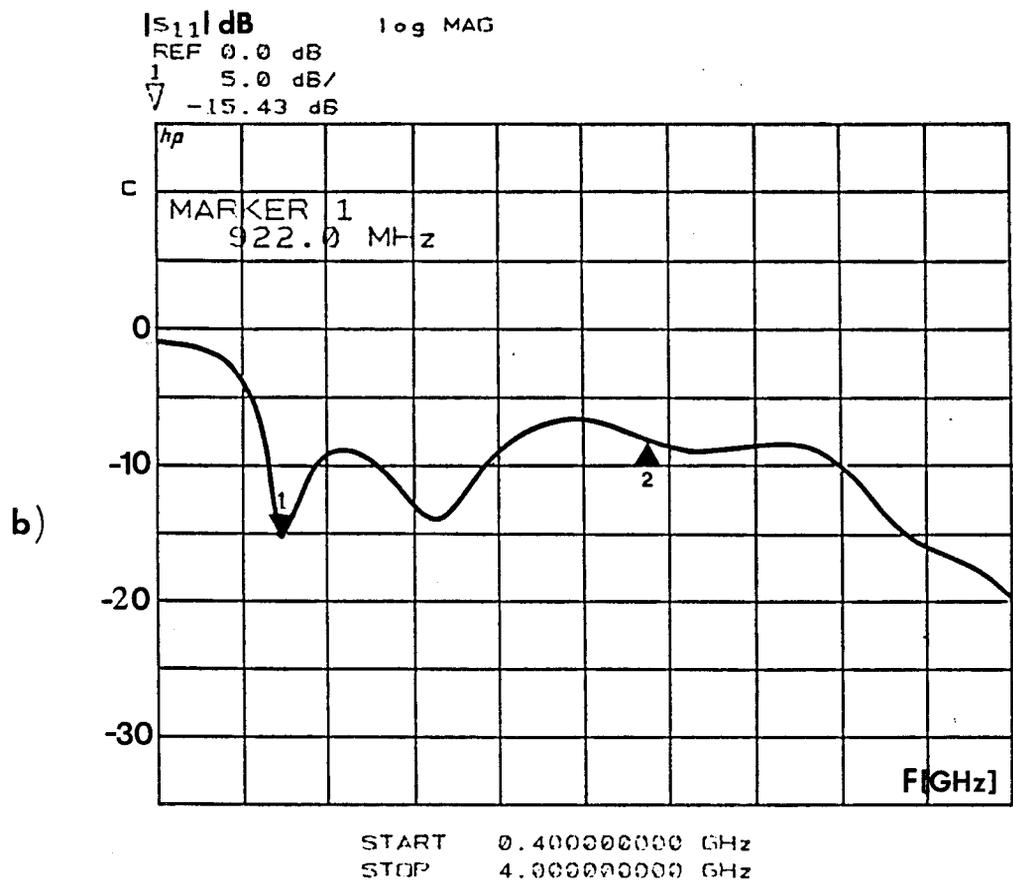
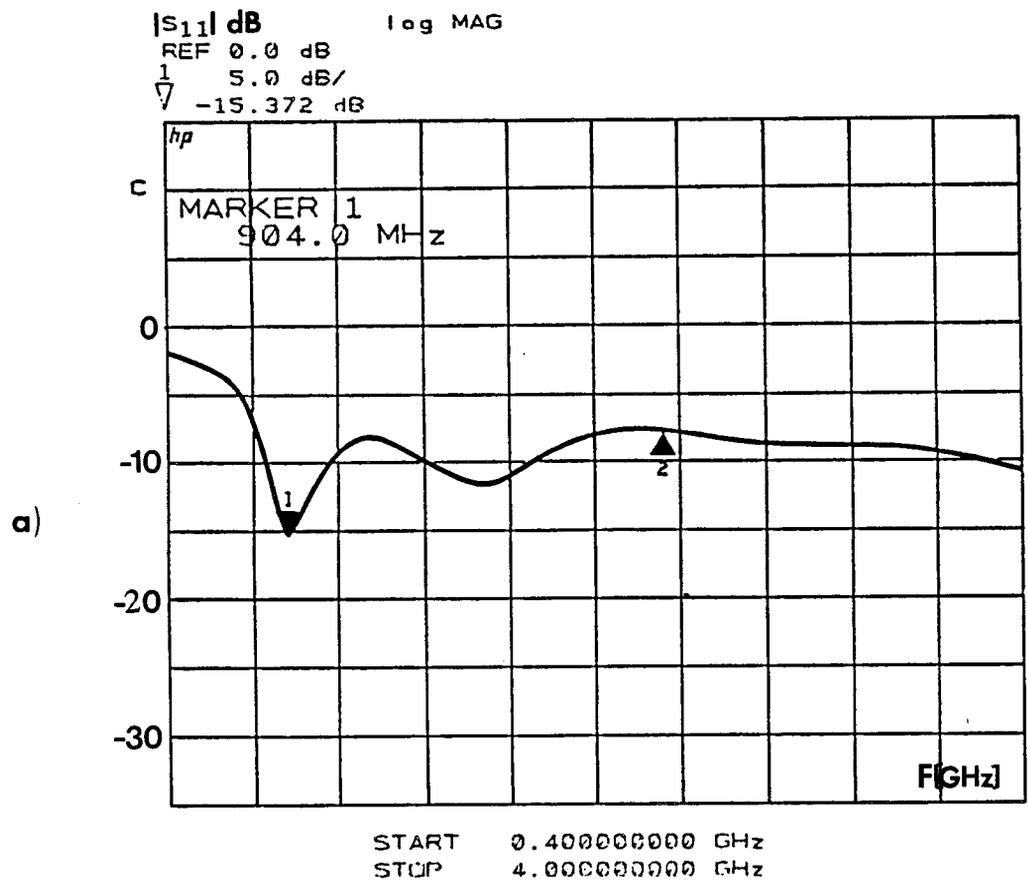


Figure III.13 : Evolution du module du coefficient de réflexion

a) $W=1\text{cm}$, $L=7.6\text{cm}$, $\phi=1,9\text{cm}$

b) $W=2\text{cm}$, $L=9.2\text{cm}$, $\phi=3,8\text{cm}$

Pour cette étude de faisabilité, nous avons réalisé deux applicateurs endocavitaires de différentes largeurs ($W=1, 2\text{cm}$) et de différents diamètres ($\phi=1.9/3.8\text{cm}$) ayant comme diélectrique du téflon de permittivité relative $\epsilon_r'=2.2$ et d'épaisseur $d_2=0.02\text{ cm}$. A l'aide du modèle bidimensionnel, nous avons déterminé les longueurs L des applicateurs plans afin qu'ils soient le mieux adaptés à la fréquence de chauffage $f=915\text{ MHz}$, ce sont ces longueurs que nous avons choisies, en première approche, pour concevoir nos applicateurs cylindriques.

III.4.2 Performances microondes

III.4.2.1 Mesure de l'adaptation

La mesure du module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ a été effectuée sur le gel polyacrylamide. Afin de rester dans les mêmes conditions expérimentales, des gorges (du diamètre des applicateurs) ont été réalisées sur ce gel. Sur la figure III.13, on note, outre la bonne adaptation réalisée à la fréquence de chauffage ($|S_{11}|\approx -15\text{dB}$), l'adaptation réalisée dans la bande de fréquence (1-2GHz). Ces applicateurs peuvent donc être utilisés à la fois comme émetteur pour l'hyperthermie à 915 MHz ou à 2450 MHz et comme récepteur pour la radiométrie microonde dans la bande (1-2GHz).

III.4.2.2 Mesure de l'énergie absorbée par le milieu dissipatif

L'énergie absorbée par le milieu dissipatif est relevée à l'aide des dispositifs décrit au chapitre précédent (dans un milieu équivalent; eau salée à 6g/l et dans le gel de type polyacrylamide). Sur la figure III.14, nous avons représenté le diagramme des lobes de rayonnement des deux applicateurs étudiés, nous constatons que la profondeur de pénétration est voisine des applicateurs planaires, pour une même largeur W de ligne de propagation:

applicateurs planaires

substrat: $\epsilon_{r2}'=4.9$

surcouche: $\epsilon_{r1}'=4.9$

$W=1\text{cm}, L=5.8\text{cm}$ $\delta_p=7\text{mm}$

$W=2\text{cm}, L=6.2\text{cm}$ $\delta_p=9\text{mm}$

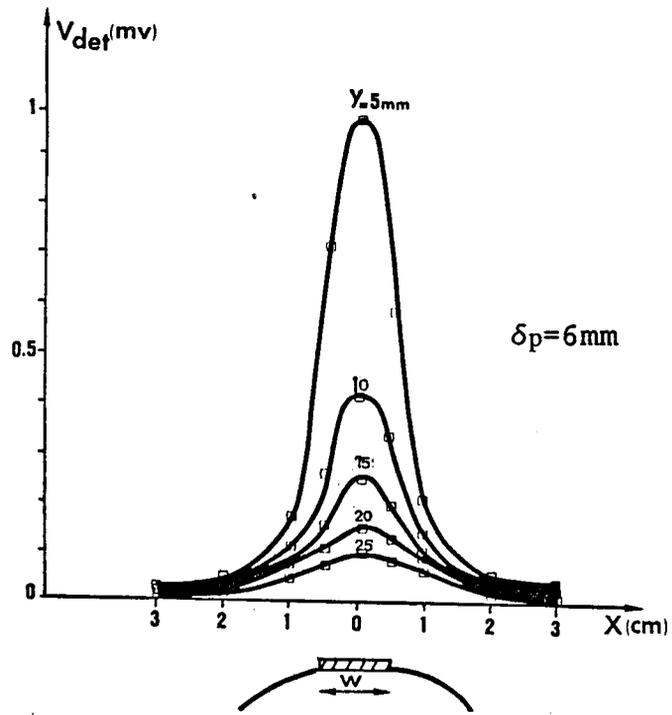
applicateurs cylindriques

substrat: $\epsilon_{r2}'=2.2$

surcouche: film plastique

$W=1\text{cm}, L=7.6\text{cm}$ $\delta_p=6\text{mm}$

$W=2\text{cm}, L=9.2\text{cm}$ $\delta_p=8\text{mm}$



a)

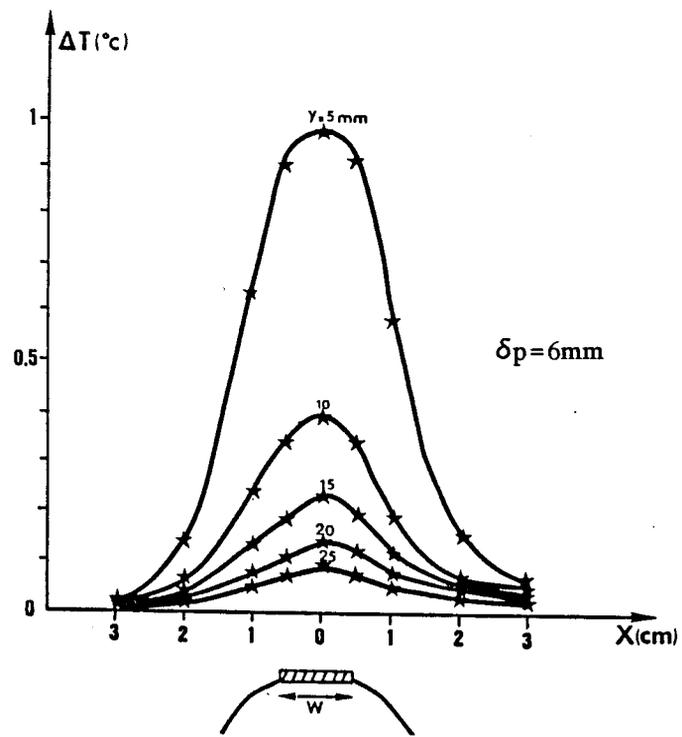
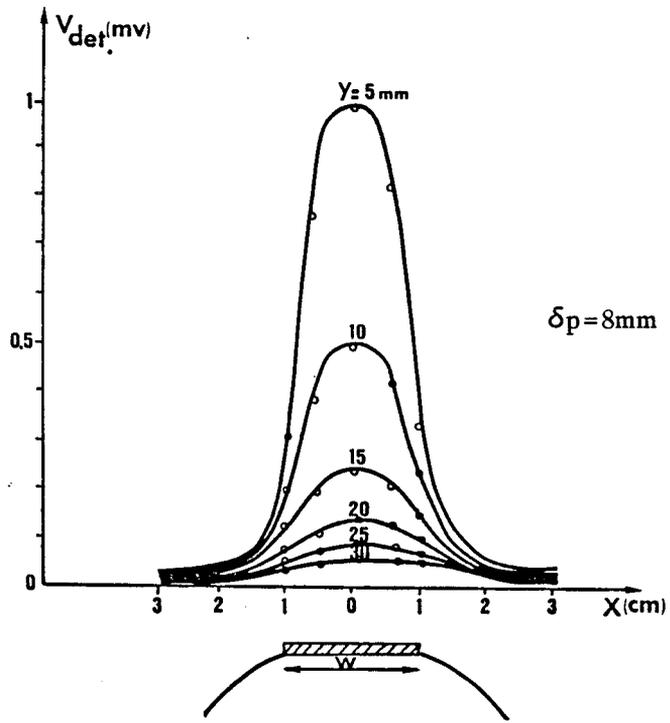
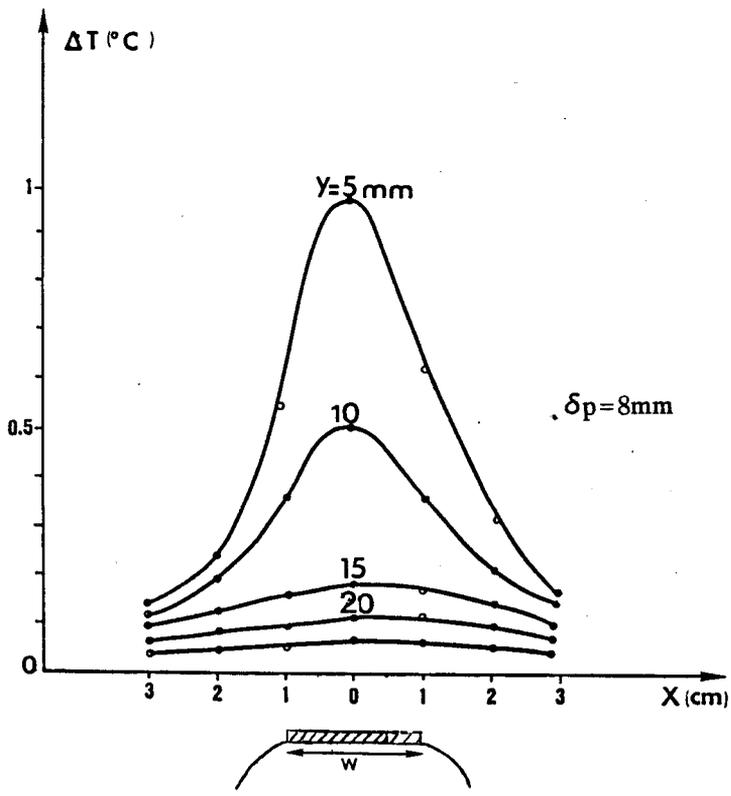


Figure III.14 : Relevé de l'énergie rayonnée dans une solution salée à $6g/l$ et des différences de température dans un gel polyacrylamide dans la direction $x'ox$

- a) $W = 1cm$, $L = 7.6cm$, $\phi = 1,9cm$
- b) $W = 2cm$, $L = 9.2cm$, $\phi = 3,8cm$



b)



III.4.3 Les avantages de ce type d'applicateur

Les avantages apportés par cet applicateur endocavitaire, en structure plaquée, sont liés :

- à l'élément rayonnant qui est directement au contact de la tumeur à traiter, cette disposition permet de chauffer plus efficacement la zone tumorale;
- à la profondeur de pénétration qui est plus élevée pour ce type d'applicateur par rapport aux applicateurs existants, de type coaxial. A titre d'exemple, nous avons reporté ci-dessous les profondeurs de pénétration obtenues dans une solution salée à 6g/l pour les applicateurs patch cylindriques et coaxiaux, à la fréquence $f=915$ MHz:

Applicateurs coaxiaux	Applicateurs patch cylindriques
	substrat $\epsilon_{r2}'=2.2$, $d_2=0.02$ cm
	surcouche film plastique
1 antenne coaxiale: $\delta_p=4$ mm	W=1cm, L=7.6cm $\delta_p=6$ mm
2 antennes coaxiales alimentées en phase : $\delta_p=9$ mm	W=2cm, L=9.2cm $\delta_p=8$ mm
4 antennes coaxiales alimentées en phase : $\delta_p=10$ mm	W=3cm, L=9.6cm $\delta_p=11$ mm

- aux diagrammes de rayonnement, en champ proche, des applicateurs peuvent être calculés numériquement permettant ainsi à l'aide des mesures de températures radiométriques à l'intérieur du milieu traité et de surface, de réaliser une reconstruction des profils thermiques [12] sous l'applicateur;
- au système de refroidissement assuré par le cylindre métallique et par une circulation d'eau à l'intérieur de celui-ci risque d'être plus efficace qu'une simple circulation d'eau utilisée habituellement.

Cette première approche nous montre tout l'intérêt de ce type d'applicateur dont l'optimisation et la modélisation sont loin d'être achevées.

III.5 Perspectives d'utilisation de cette approche bidimensionnelle

Dans ce chapitre, nous avons présenté le début d'une étude bidimensionnelle des applicateurs de contact, de type microruban. Cette démarche nous a permis d'accéder à plusieurs caractéristiques de l'applicateur, à savoir la fréquence de résonance, le coefficient de réflexion et ceci quelles que soient les caractéristiques géométriques et physiques de la structure. Cependant la détermination de la configuration des diagrammes de rayonnement (en champ proche) dans les différents milieux dissipatifs, pour une structure multicouche, reste en cours de modélisation. A partir de cette étude, nous devrions obtenir une meilleure connaissance des expressions des champs électromagnétiques dans les milieux biologiques.

Par ailleurs, une autre voie de recherche possible consisterait à modéliser deux voir plusieurs éléments rayonnants par cette approche. Le couplage entre ces éléments permettrait d'accéder très certainement à des profondeurs de pénétration plus importantes et à une meilleure focalisation de l'énergie absorbée par les tissus physiologiques.

BIBLIOGRAPHIE DU TROISIEME CHAPITRE

- [1] T. Itoh, W. Menzel
"A full wave analysis method for open microstrip structures"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, Vol. AP-29, n°1, Jan. 1981
- [2] T. Itoh
"Analysis of microstrip resonators"
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, vol.MTT-22,N°11, pp 946-952, Nov. 1974
- [3] R.H. Jansen, I.G. Eddison and R.G. Arnold
"Recent developments in the CAD of high packing density MMICS"
M.I.O.P. 1989, Sindelfingen
- [4] H. Legay, J.M. Floc'h, G. Piton, J. Citerne
"Etude d'une antenne plane rectangulaire alimentée par couplage électromagnétique avec une ligne microruban"
J.N.M. Juin 1989, pp 21-23, Montpellier
- [5] I.J. Bahl, S.S. Stuchly and P. Bhartia
"Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer"
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, Vol. AP-30, n°2, Mar. 1982
- [6] B. Roudot
"Analyse d'antennes imprimées par une approche dans le domaine spectral"
Thèse 3ème cycle, Université de Rennes, Juillet 1985
- [7] E. Penard
"Etude d'antennes imprimées par la méthode de la cavité: applications au couplage"
Thèse 3ème cycle, Université de Rennes, Décembre 1982

- [8] J.R. Mosig, B. Roudot, F.E Cardiol
"Radome effects on microstrip antenna parameters"
7th E.M.C Rome, 7 - 11 Septembre 1987, pp. 771-777
- [9] S. Assailly, C. Terret, J.P. Daniel
" Protection of microstrip antennas: choice of a radome"
International Symposium on antennas, Nice, 8-10 Nov. 1988
- [10] J.J. Fabre, J.C. Camart, M. Chive, E. Player, B. Prevost
"Design of miniatur antennas for interstitial and intracavitary
microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry"
à paraître dans International Journal of Hyperthermia
- [11] J.C. Camart
"Etude d'antennes filaires coaxiales subminiatures pour hyperthermie
microonde"
D.E.A., Lille, Juillet 1990
- [12] L. Dubois
Thèse de 3ème cycle en cours, Lille

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail était d'étudier la possibilité de réaliser des applicateurs biomédicaux, en structure plaquée, à partir d'une ligne microruban protégée ou non par une surcouche de diélectrique placée au contact des milieux dissipatifs, pour une utilisation en hyperthermie microonde et d'élaborer des modèles simples capables de rendre compte le plus fidèlement possible du fonctionnement de ces applicateurs.

Pour mener à bien un tel objectif, une étude préliminaire importante a dû être effectuée. C'est ainsi qu'il nous a fallu tout d'abord construire les outils théoriques nécessaires à la conception de ces applicateurs en adaptant une méthode numérique basée sur l'approche dans le domaine spectral permettant la détermination:

- de la constante de phase et de l'impédance caractéristique, nécessaires pour obtenir les différentes valeurs des éléments constituant le schéma équivalent type ligne de transmission proposé pour déterminer les paramètres géométriques de l'applicateur à sa fréquence propre de résonance;

- du diagramme de rayonnement de l'énergie absorbée par le ou les milieux dissipatifs placés au contact de l'applicateur.

Il nous a fallu ensuite étudier les principaux problèmes liés à l'utilisation de cette méthode numérique, notamment les problèmes de convergence relative. Nous avons pu ainsi déterminer le critère de convergence le mieux adapté pour le type de structure étudiée. Après avoir testé la validité de nos logiciels par comparaison avec d'autres auteurs, nous avons présenté des résultats typiques à la fois pour des applicateurs recouverts ou non d'une couche de diélectrique.

Forts des résultats obtenus, nous avons alors pu réaliser et caractériser des applicateurs simples, placés au contact d'un milieu semi-infini. La bonne concordance théorie-expérience obtenue, à la fréquence de chauffage $f=915$ MHz, en ce qui concerne l'adaptation et les diagrammes de l'énergie absorbée par le milieu dissipatif, nous a incité à étudier un modèle multicouche. Nous avons pu mettre ainsi en évidence l'effet du système de refroidissement (bolus d'eau thermostatée) mais aussi d'une couche de peau ou de graisse sur l'énergie absorbée par un milieu à fortes pertes.

Compte tenu des résultats probants, il nous a paru intéressant d'aller plus loin et d'étudier, par une approche bidimensionnelle, nos applicateurs de contact. Cette approche possédant l'avantage de nous fournir la fréquence de résonance complexe. Les accords très satisfaisants obtenus entre les résultats fournis par le modèle analytique et l'expérimentation, nous ont permis de créer un nouveau type d'applicateur: l'applicateur endocavitaire en structure plaquée. Si les premiers résultats obtenus sont très encourageants, nous espérons que ce type d'applicateur permettra d'ouvrir une nouvelle voie dans la conception d'applicateurs en structure plaquée.

Compte tenu des nombreux domaines abordés au cours de ce travail tant au plan des modélisations, des conceptions technologiques des applicateurs ainsi que de leurs caractérisations expérimentales, il ne nous a pas été possible d'exploiter autant que nous l'aurions souhaité toutes les perspectives d'utilisation de ce type d'applicateur; notamment dans l'utilisation des diagrammes des champs pour les reconstructions unidimensionnelles et bidimensionnelles de température en dosimétrie microonde à partir des mesures de température par radiométrie microonde utilisant le même applicateur que celui servant au chauffage microonde des tissus. Nous espérons néanmoins que le travail présenté dans le cadre de ce mémoire constitue une première étape intéressante d'études plus exhaustives des applicateurs biomédicaux, en structure plaquée, pour les applications à l'hyperthermie microonde et à la radiométrie microonde.

ANNEXES

ANNEXE I

Expressions des champs électromagnétiques dans les différents milieux. En considérant les expressions des champs sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z) &= \vec{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e^{-j\gamma^* z} e^{-j\omega t} \\ \vec{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z) &= \vec{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e^{-j\gamma^* z} e^{-j\omega t}\end{aligned}\quad (\text{A.I.1})$$

Nous obtenons, en appliquant l'équation d'Helmholtz, les champs transversaux suivants:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \vec{n} \wedge \vec{\nabla}_t H_z - j \gamma^* \vec{\nabla}_t E_z \right) \\ \vec{H}_t &= -\frac{1}{k^2} \left(j \omega \epsilon \vec{n} \wedge \vec{\nabla}_t E_z + j \gamma^* \vec{\nabla}_t H_z \right)\end{aligned}\quad (\text{A.I.2})$$

$$\text{avec } k^2 = -\gamma^{*2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon^*$$

\vec{n} : vecteur unitaire suivant l'axe oz

En coordonnées cartésiennes rectangulaires, les expressions des champs deviennent:

$$\begin{aligned}E_x &= \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \left(\frac{-\delta H_z}{\delta Y} \right) - j \gamma^* \left(\frac{\delta E_z}{\delta X} \right) \right) \\ E_y &= \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \left(\frac{\delta H_z}{\delta X} \right) - j \gamma^* \left(\frac{\delta E_z}{\delta Y} \right) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.I.3})$$

$$\begin{aligned}H_x &= \frac{-1}{k^2} \left(j \omega \epsilon \left(\frac{-\delta E_z}{\delta Y} \right) + j \gamma^* \left(\frac{\delta H_z}{\delta X} \right) \right) \\ H_y &= \frac{-1}{k^2} \left(j \omega \epsilon \left(\frac{\delta E_z}{\delta X} \right) + j \gamma^* \left(\frac{\delta H_z}{\delta Y} \right) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.I.4})$$

Les solutions du système d'équations (I.14) s'écrivent :

- dans le milieu 0

Afin d'obtenir une onde progressive vers les z positifs s'affaiblissant avec la distance, on s'impose les conditions suivantes:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[K_{m0}] > 0 \\ \operatorname{Im}[K_{m0}] > 0 \end{aligned} \quad (\text{A.I.5})$$

Nous en déduisons à partir des expressions (A.I.3) et (A.I.4) les champs électromagnétiques :

$$\tilde{E}_{x0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M K_0 \left[\frac{-\omega \mu_0}{\gamma^*} K_{m0} N(m) - \alpha_m M(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x)$$

$$\tilde{E}_{y0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M K_0 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} N(m) - K_{m0} M(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x)$$

$$\tilde{E}_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M M(m) e^{-K_{m0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x) \quad (\text{A.I.6})$$

$$\tilde{H}_{x0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M K_0 \left[\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_0^* K_{m0}}{\gamma^*} M(m) + \alpha_m N(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x)$$

$$\tilde{H}_{y0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M K_0 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_0^* \alpha_m}{\gamma^*} M(m) - K_{m0} N(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x)$$

$$\tilde{H}_{z0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M N(m) e^{-K_{m0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x) \quad (\text{A.I.7})$$

$$\text{avec } K_0 = \frac{j \gamma^*}{\gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_0^*}$$

$$K_{m0}^2 = \alpha_m^2 + \gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_0^*$$

- dans le milieu 1

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x1}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^M K_1 \left[\frac{\omega \mu_0 K_{m1}}{\gamma^*} (Q(m) \operatorname{ch}K_{m1} y + R(m) \operatorname{sh}K_{m1} y) \right. \\ &\quad \left. - \alpha_m (O(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \right] \sin \alpha_m x \\ \tilde{E}_{y1}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^M K_1 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} (Q(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \right. \\ &\quad \left. + K_{m1} (O(m) \operatorname{ch}K_{m1} y + P(m) \operatorname{sh}K_{m1} y) \right] \cos \alpha_m x \\ \tilde{E}_{z1}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^M (O(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \cos \alpha_m x \quad (\text{A.I.8}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{x1}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^M K_1 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_1^* K_{m1}}{\gamma^*} (O(m) \operatorname{ch}K_{m1} y + P(m) \operatorname{sh}K_{m1} y) \right. \\ &\quad \left. + \alpha_m (Q(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \right] \cos \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{y1}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^M K_1 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_1^* \alpha_m}{\gamma^*} (O(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \right. \\ &\quad \left. + K_{m1} (Q(m) \operatorname{ch}K_{m1} y + R(m) \operatorname{sh}K_{m1} y) \right] \sin \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\tilde{H}_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M K_1 (Q(m) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m) \operatorname{ch}K_{m1} y) \sin \alpha_m x \quad (\text{A.I.9})$$

$$\text{avec } K_1 = \frac{j \gamma^*}{\gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_1^*}$$

$$K_{m1}^2 = \alpha_m^2 + \gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_1^*$$

- dans le milieu 2

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x2}(x, Y, z) = & \sum_{m=1}^M K_2 \left[\frac{\omega \mu_0 K_{m2}}{\gamma^*} (U(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + V(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right. \\ & \left. - \alpha_m (S(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + T(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right] \sin \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{y2}(x, Y, z) = & \sum_{m=1}^M K_2 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} (U(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + V(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right. \\ & \left. + K_{m2} (S(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + T(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right] \cos \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\tilde{E}_{z2}(x, Y, z) = \sum_{m=1}^M K_2 (S(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + T(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \cos \alpha_m x \quad (\text{A.I.10})$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{x2}(x, Y, z) = & \sum_{m=1}^M K_2 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_2^* K_{m2}}{\gamma^*} (S(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + T(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right. \\ & \left. + \alpha_m (U(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + V(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right] \cos \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{y2}(x, Y, z) = & \sum_{m=1}^M K_2 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_2^* \alpha_m}{\gamma^*} (T(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + S(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right. \\ & \left. + K_{m2} (V(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + U(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right] \sin \alpha_m x \end{aligned}$$

$$\tilde{H}_{z2}(x, Y, z) = \sum_{m=1}^M K_2 (U(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + V(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \sin \alpha_m x \quad (\text{A.I.11})$$

$$\text{avec } K_2 = \frac{j \gamma^*}{\gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2^*}$$

$$K_{m2}^2 = \alpha_m^2 + \gamma^{*2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2^*$$

ANNEXE II

La résolution du système d'équations (I.35) repose essentiellement sur le choix d'une base complète de fonctions correspondant aux densités de courant surfaciques et sur la définition d'un produit scalaire.

Pour cela nous décomposons les densités de courant sur le ruban métallique, sur une base complète de fonctions:

$$J_x(x, 0) = \sum_{i=1}^I A_i J_{xi}(x, 0)$$

$$J_z(x, 0) = \sum_{j=1}^J C_j J_{zj}(x, 0)$$

où A_i, C_j sont les coefficients de pondération des fonctions de base $J_{xi}(x, 0)$ et $J_{zj}(x, 0)$, ces fonctions devront s'annuler en $|x| > W/2$.

En tenant compte du fait que le champ électrique est nul sur un conducteur parfait mais que les densités de courant superficiel n'existent que sur ce conducteur, on définit alors un produit scalaire de ces deux grandeurs sous la forme:

$$\langle E_x(x, 0) J_x^*(x, 0) \rangle = \int_{-\frac{Ll}{2}}^{\frac{Ll}{2}} J_x^*(x, 0) E_x(x, 0) dx = 0$$

$$\langle E_z(x, 0) J_z^*(x, 0) \rangle = \int_{-\frac{Ll}{2}}^{\frac{Ll}{2}} J_z^*(x, 0) E_z(x, 0) dx = 0$$

Par application du théorème de Parseval, ces produits scalaires se transforment en sommations discrètes sur les coefficients de Fourier de ces produits de fonctions:

$$\langle J_x^*(x, 0) E_x(x, 0) \rangle = c \sum_{m=1}^M \tilde{J}_x^*(\alpha_{m'}, 0) \tilde{E}_x(\alpha_{m'}, 0)$$

$$\langle J_z^*(x, 0) E_z(x, 0) \rangle = c \sum_{m=1}^M \tilde{J}_z^*(\alpha_{m'}, 0) \tilde{E}_z(\alpha_{m'}, 0)$$

où c est un coefficient qui dépend de la transformée de Fourier.

Annexe II.2

Compte tenu de ces différentes définitions et de la nullité des produits scalaires, le système I.37 peut s'écrire sous la forme :

$$\sum_{i=1}^I M_{11}(n, i) A_i + \sum_{j=1}^J M_{12}(n, j) C_j = 0$$

$$\sum_{i=1}^I M_{21}(p, i) A_i + \sum_{j=1}^J M_{22}(p, j) C_j = 0$$

où : * I et J correspondent respectivement au nombre de fonction de base utilisées pour décomposer Jx et Jz

* les quantités M₁₁(n,i), M₁₂(n,j), M₂₁(p,i), M₂₂(p,j) s'expriment ainsi:

$$M_{11}(n, i) = \sum_{m=1}^M \tilde{J}_{xn}^*(\alpha_m) B_{11}(\alpha_m, \gamma^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \tilde{J}_{xi}(\alpha_m)$$

$$M_{12}(n, j) = \sum_{m=1}^M \tilde{J}_{xn}^*(\alpha_m) B_{12}(\alpha_m, \gamma^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \tilde{J}_{zj}(\alpha_m) \quad (n=1 \text{ à } I)$$

$$M_{21}(p, i) = \sum_{m=1}^M \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_m) B_{21}(\alpha_m, \gamma^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \tilde{J}_{xi}(\alpha_m)$$

$$M_{22}(p, j) = \sum_{m=1}^M \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_m) B_{22}(\alpha_m, \gamma^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \tilde{J}_{zj}(\alpha_m) \quad (p=1 \text{ à } J)$$

Nous obtenons finalement un système homogène de la forme :

$$[M] \begin{bmatrix} A_i \\ C_j \end{bmatrix} = [0]$$

où la dimension de la matrice M est donnée par I+J

ANNEXE III

Calcul du flux de puissance P :

$$\begin{aligned}
 P &= P_2 + P_1 + P_0 \\
 &= \frac{1}{2 \text{LT}} \sum_{m=1}^M \int_{-d_2}^0 \left(\tilde{E}_{x2}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{y2}^*(\alpha_m Y) - \tilde{E}_{y2}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{x2}^*(\alpha_m Y) \right) dy \\
 &+ \frac{1}{2 \text{LT}} \sum_{m=1}^M \int_0^{d_1} \left(\tilde{E}_{x1}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{y1}^*(\alpha_m Y) - \tilde{E}_{y1}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{x1}^*(\alpha_m Y) \right) dy \\
 &+ \frac{1}{2 \text{LT}} \sum_{m=1}^M \int_{d_1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{x0}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{y0}^*(\alpha_m Y) - \tilde{E}_{y0}(\alpha_m Y) \tilde{H}_{x0}^*(\alpha_m Y) \right) dy
 \end{aligned}$$

- dans le milieu 0 :

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}_{x0}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M k_0 \left[\frac{-\omega \mu_0}{\gamma^*} K_{m0} N(m) - \alpha_m M(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \\
 &= C_1 e^{-K_{m0}^*(y-d_1)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}_{y0}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M k_0 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} N(m) - K_{m0} M(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \\
 &= C_2 e^{-K_{m0}^*(y-d_1)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{H}_{x0}^*(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_0 \left(\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_0^* K_{m0}}{\gamma^*} M(m) + \alpha_m N(m) \right) e^{-K_{m0}(y-d_1)} \right]^* \\
 &= C_3^* e^{-K_{m0}^*(y-d_1)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{H}_{y0}^*(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_0 \left[\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_0^* \alpha_m}{\gamma^*} M(m) - K_{m0} N(m) \right] e^{-K_{m0}(y-d_1)} \right]^* \\
 &= C_4^* e^{-K_{m0}^*(y-d_1)}
 \end{aligned}$$

$$P_0 = \frac{C_1 C_4^* - C_2 C_3^*}{(K_{m0} + K_{m0}^*) 2 \text{LT}}$$

Annexe III.2

- dans le milieu 1:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{x1}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M k_1 \left[\frac{\omega \mu_0 K_{m1}}{\gamma^*} (Q(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y + R(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y) \right. \\ &\quad \left. - \alpha_m (O(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y + P(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y) \right] \\ &= G_1 \operatorname{ch}K_{m1} Y + G_2 \operatorname{sh}K_{m1} Y \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_{y1}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M k_1 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} (Q(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y + R(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y) \right. \\ &\quad \left. + K_{m1} (O(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y + P(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y) \right] \\ &= G_3 \operatorname{ch}K_{m1} Y + G_4 \operatorname{sh}K_{m1} Y \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{x1}^*(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_1 \left(\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_1^* K_{m1}}{\gamma^*} (O(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y + P(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y) \right) \right. \\ &\quad \left. + \alpha_m (Q(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y + R(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y) \right]^* \\ &= G_5^* \operatorname{ch}K_{m1}^* Y + G_6^* \operatorname{sh}K_{m1}^* Y \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{y1}^*(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_1 \left(\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_1^* \alpha_m}{\gamma^*} (O(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y + P(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y) \right) \right. \\ &\quad \left. + K_{m1} (Q(m) \operatorname{ch}K_{m1} Y + R(m) \operatorname{sh}K_{m1} Y) \right]^* \\ &= G_7^* \operatorname{ch}K_{m1}^* Y + G_8^* \operatorname{sh}K_{m1}^* Y \end{aligned}$$

Annexe III.3

$$\begin{aligned}
 P_1 = & \frac{(G_1 G_7^* - G_3 G_9^*)}{4 LT} \left[\frac{\text{sh}(K_{m1} + K_{m1}^*) d_1}{K_{m1} + K_{m1}^*} + \frac{\text{sh}(K_{m1} - K_{m1}^*) d_1}{K_{m1} - K_{m1}^*} \right] \\
 & + \frac{(G_2 G_8^* - G_4 G_{10}^*)}{4 LT} \left[\frac{\text{sh}(K_{m1} + K_{m1}^*) d_1}{K_{m1} + K_{m1}^*} - \frac{\text{sh}(K_{m1} - K_{m1}^*) d_1}{K_{m1} - K_{m1}^*} \right] \\
 & + \frac{(G_1 G_8^* - G_3 G_9^*)}{4 LT} \left[\frac{\text{ch}(K_{m1} + K_{m1}^*) d_1 - 1}{K_{m1} + K_{m1}^*} + \frac{\text{ch}(K_{m1}^* - K_{m1}) d_1 - 1}{K_{m1}^* - K_{m1}} \right] \\
 & + \frac{(G_2 G_7^* - G_4 G_{10}^*)}{4 LT} \left[\frac{\text{ch}(K_{m1} + K_{m1}^*) d_1 - 1}{K_{m1} + K_{m1}^*} + \frac{\text{ch}(K_{m1} - K_{m1}^*) d_1 - 1}{K_{m1} - K_{m1}^*} \right]
 \end{aligned}$$

- dans le milieu 2 :

$$\begin{aligned}
 \check{E}_{x2}(\alpha_m, y) &= \sum_{m=1}^M k_2 \left[\frac{\omega \mu_0 K_{m2}}{\gamma^*} (U(m) \text{ch}K_{m2}(y) + V(m) \text{sh}K_{m2}(y)) \right. \\
 &\quad \left. - \alpha_m (S(m) \text{sh}K_{m2}(y) + T(m) \text{ch}K_{m2}(y)) \right] \\
 &= Q_1 \text{sh}K_{m2}(y) + Q_5 \text{ch}K_{m2}(y)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \check{E}_{y2}(\alpha_m, y) &= \sum_{m=1}^M k_2 \left[\frac{-\omega \mu_0 \alpha_m}{\gamma^*} (U(m) \text{sh}K_{m2}(y) + V(m) \text{ch}K_{m2}(y)) \right. \\
 &\quad \left. + K_{m2} (S(m) \text{ch}K_{m2}(y) + T(m) \text{sh}K_{m2}(y)) \right] \\
 &= Q_2 \text{ch}K_{m2}(y) + Q_6 \text{sh}K_{m2}(y)
 \end{aligned}$$

Annexe III.4

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{x2}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_2 \left(\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_2^* K_{m2}}{y^*} (S(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + T(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \alpha_m (U(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + V(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right) \right]^* \\ &= Q_3^* \operatorname{ch}K_{m2}^*(Y) + Q_7^* \operatorname{sh}K_{m2}^*(Y) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{y2}(\alpha_m, Y) &= \sum_{m=1}^M \left[k_2 \left(\frac{-\omega \epsilon_0 \epsilon_2^* \alpha_m}{y^*} (T(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y) + S(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + K_{m2} (V(m) \operatorname{sh}K_{m2}(Y) + U(m) \operatorname{ch}K_{m2}(Y)) \right) \right]^* \\ &= Q_4^* \operatorname{sh}K_{m2}^*(Y) + Q_8^* \operatorname{ch}K_{m2}^*(Y) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_2 &= \left(\frac{Q_1 Q_4^* - Q_6 Q_7^*}{4 LT} \right) \left[\frac{\operatorname{sh}(K_{m2} + K_{m2}^*) d_2}{K_{m2} + K_{m2}^*} - \frac{\operatorname{sh}(K_{m2}^* - K_{m2}) d_2}{K_{m2}^* - K_{m2}} \right] \\ &\quad + \left(\frac{-Q_2 Q_3^* + Q_5 Q_9^*}{4 LT} \right) \left[\frac{\operatorname{sh}(K_{m2} + K_{m2}^*) d_2}{K_{m2} + K_{m2}^*} - \frac{\operatorname{sh}(K_{m2}^* - K_{m2}) d_2}{K_{m2}^* - K_{m2}} \right] \\ &\quad + \left(\frac{Q_5 Q_4^* - Q_6 Q_9^*}{4 LT} \right) \left[\frac{1 - \operatorname{ch}(K_{m2} + K_{m2}^*) d_2}{K_{m2} + K_{m2}^*} - \frac{1 - \operatorname{ch}(K_{m2}^* - K_{m2}) d_2}{K_{m2}^* - K_{m2}} \right] \\ &\quad + \left(\frac{Q_1 Q_8^* - Q_2 Q_7^*}{4 LT} \right) \left[\frac{1 - \operatorname{ch}(K_{m2} + K_{m2}^*) d_2}{K_{m2} + K_{m2}^*} + \frac{1 - \operatorname{ch}(-K_{m2}^* + K_{m2}) d_2}{-K_{m2}^* + K_{m2}} \right] \end{aligned}$$

ANNEXE IV

Expressions des champs électromagnétiques dans les différents milieux. En considérant les expressions des champs sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}(x, y, z) e^{-j\omega t} \\ \vec{H} &= \vec{H}(x, y, z) e^{-j\omega t}\end{aligned}$$

Nous obtenons, en appliquant les équations de Maxwell, les champs transversaux suivants:

$$\vec{E}_t = \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \vec{n} \wedge \vec{\nabla}_t H_z + \frac{\delta}{\delta z} \left(\vec{\nabla}_t E_z \right) \right)$$

$$\vec{H}_t = \frac{1}{k^2} \left(-j \omega \epsilon \vec{n} \wedge \vec{\nabla}_t E_z + \frac{\delta}{\delta z} \left(\vec{\nabla}_t H_z \right) \right)$$

$$\text{avec } k^2 = -\beta_n^2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r^*$$

\vec{n} : vecteur unitaire suivant l'axe oz

En coordonnées cartésiennes rectangulaires, les expressions des champs deviennent:

$$E_x = \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \left(\frac{-\delta H_z}{\delta y} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{\delta E_z}{\delta x} \right) \right)$$

$$E_y = \frac{1}{k^2} \left(j \omega \mu_0 \left(\frac{\delta H_z}{\delta x} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{\delta E_z}{\delta y} \right) \right)$$

$$H_x = \frac{1}{k^2} \left(j \omega \epsilon \left(\frac{\delta E_z}{\delta y} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{\delta H_z}{\delta x} \right) \right)$$

$$H_y = \frac{1}{k^2} \left(-j \omega \epsilon \left(\frac{\delta E_z}{\delta x} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{\delta H_z}{\delta y} \right) \right)$$

Annexe IV.2

Les solutions du système d'équations de Helmholtz s'écrivent :

- dans le milieu 0

$$E_{x_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_0 [j \omega \mu_0 K_{m_0} N(m, n) + \alpha_m \beta_n M(m, n)] e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{y_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_0 [j \omega \mu_0 \alpha_m N(m, n) + K_{m_0} \beta_n M(m, n)] e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{z_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N M(m, n) e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{x_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_0 [-j \omega \epsilon_0 \epsilon_0^* K_{m_0} M(m, n) + \alpha_m \beta_n N(m, n)] e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{y_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_0 [j \omega \epsilon_0 \epsilon_0^* \alpha_m M(m, n) - K_{m_0} \beta_n N(m, n)] e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{z_0}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N N(m, n) e^{-K_{m_0}(y-d_1)} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } K_0 = \frac{1}{-\beta_n^2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_0^*}$$

$$K_{m_0}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_0^*$$

Annexe IV.3

- dans le milieu 1

$$E_{x1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_1 [-j \omega \mu_0 K_{m1} (Q(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y + R(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y) \\ + \alpha_m \beta_n (O(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y)] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{y1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_1 [j \omega \mu_0 \alpha_m (Q(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y) \\ - K_{m1} \beta_n (O(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y + P(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y)] \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (O(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{x1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_1 [j \omega \epsilon_0 \epsilon_1^* K_{m1} (O(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y + P(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y) \\ + \alpha_m \beta_n (Q(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y)] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{y1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_1 [j \omega \epsilon_0 \epsilon_1^* \alpha_m (O(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + P(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y) \\ + K_{m1} \beta_n (Q(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y + R(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y)] \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{z1}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (Q(m, n) \operatorname{sh}K_{m1} y + R(m, n) \operatorname{ch}K_{m1} y) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } K_1 = \frac{1}{-\beta_n^2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_1^*}$$

$$K_{m1}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_1^*$$

- dans le milieu 2

$$E_{x2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 [-j \omega \mu_0 K_{m2} (U(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y) + V(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y)) + \alpha_m \beta_n (S(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + T(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y))] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{y2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 [j \omega \mu_0 \alpha_m (U(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + V(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y)) + \beta_n K_{m2} (S(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y) + T(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y))] \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$E_{z2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 (S(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + T(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y)) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$H_{x2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 [j \omega \epsilon_0 \epsilon_2^* K_{m2} (S(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y) + T(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y)) + \alpha_m \beta_n (U(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + V(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y))] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{y2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 [j \omega \epsilon_0 \epsilon_2^* \alpha_m (T(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y) + S(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y)) + K_{m2} \beta_n (V(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + U(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y))] \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$H_{z2}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N K_2 (U(m, n) \operatorname{sh}K_{m2}(y) + V(m, n) \operatorname{ch}K_{m2}(y)) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

avec $K_2 = \frac{1}{-\beta_n^2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2^*}$

$$K_{m2}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2^*$$



RESUME

L'objet de ce travail concerne la modélisation et la conception d'applicateurs, réalisés en technologie "microruban" protégés ou non par une couche de diélectrique, destinés aux applications médicales (l'hyperthermie et radiométrie microonde).

La première partie de ce mémoire est consacrée à la détermination des paramètres électromagnétiques d'une ligne microruban de forme rectangulaire placée au contact des tissus physiologiques. A partir de ces paramètres, un schéma équivalent de type circuit a pu être élaboré, celui-ci nous a permis de déterminer les caractéristiques géométriques des applicateurs. De plus, cette approche nous permet d'obtenir le diagramme de l'énergie absorbée et la profondeur de pénétration correspondante, par le ou les milieux sous investigation, des applicateurs étudiés. La méthode de simulation numérique utilisée est basée sur l'approche dans le domaine spectral. Après avoir énoncé les principaux problèmes liés à cette méthode, nous avons testé la validité du logiciel de simulation par comparaison avec d'autres travaux.

Dans la seconde partie, nous présentons les résultats typiques, les caractérisations et les réalisations technologiques entrepris pour ce type d'applicateur. Nous avons principalement étudié l'influence d'une protection diélectrique sur les performances microondes et thermiques des applicateurs.

Dans la dernière partie de ce travail, par une approche bidimensionnelle nous avons déterminé la fréquence de résonance complexe de ces applicateurs. De ces études, nous avons créé un nouveau type d'applicateur: l'applicateur endocavitaire, en structure plaquée, utilisé à la fois pour l'hyperthermie et la radiométrie microonde.

MOTS CLES

- Microondes - Hyperthermie - Radiométrie - Capteurs - Applicateurs en structure plaquée - Endocavitaire

