

n° d'ordre : 961

63309

50376

1992

296

50376

1992

296

THÈSE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

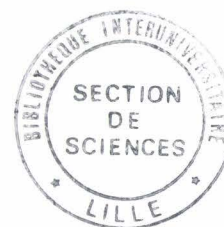
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : **ELECTRONIQUE**



par

Patrick DEHOUR



**Modélisation et Etude expérimentale
de signaux radiométriques microondes :
Couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié**

Soutenue le 28 Octobre 1992 devant la commission d'examen.

Membres du jury :	Mr G. SALMER	Président
	Mr Y. LEROY	Directeur de thèse
	Mr Ph. GELIN	Rapporteur
	Mr F. BARDATI	Rapporteur
	Mr D.V. LAND	Examineur
	Mr J.P. DUBUS	Examineur
	Mr A. MAMOUNI	Examineur



030 042631 2

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (C.H.S.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je remercie Monsieur le Professeur G. SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur Y. LEROY pour son aide et la direction de ce travail.

Que Monsieur le Professeur Ph. GELIN de l'E.N.S.T. de Bretagne, et Monsieur le Professeur F. BARDATI de l'Université de Rome, soient ici remerciés de l'honneur qu'ils me font en jugeant ce travail.

Mes sincères remerciements à Monsieur D. LAND, Senior lecturer à l'Université de Glasgow, Monsieur le Professeur J.P. DUBUS de l'Université de Lille et Monsieur A. MAMOUNI Maître de Conférences à l'Université de Lille, pour leur participation à ce jury d'examen.

Je tiens à exprimer tout particulièrement ma gratitude à Monsieur Ph. WARO, à qui je dois en partie l'aboutissement de ce travail.

Je remercie également Monsieur B. BOCQUET et Melle R. AIT ABDELMALEK pour leur concours à ce travail, ainsi que Monsieur J.C. VAN DE VELDE pour sa disponibilité.

Ce mémoire a été réalisé au C.I.T.I., avec le logiciel de traitement de texte LATEX (imprimante P3400PS) par Madame M. VANDAELE. Je la remercie sincèrement pour la dactylographie de ce mémoire et la qualité de son travail.

Je ne saurais oublier de remercier l'ensemble du personnel du Laboratoire, et en particulier :

- Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN et MICHON de l'atelier de mécanique.
- Monsieur RINGOT de l'atelier d'électronique.
- Monsieur DEHORTER qui a réalisé la reproduction de ce mémoire.

Table des matières

1 Etude théorique du rayonnement d'un guide d'onde rectangulaire fermé sans pertes couplé à un milieu ouvert dissipatif	4
1.1 Introduction	4
1.2 Choix de la méthode	5
1.2.1 Introduction	5
1.2.2 Choix de la méthode	7
1.3 Modèle réel	8
1.3.1 Présentation du modèle	8
1.3.2 Equations de continuité à l'interface	12
1.3.3 Conservation de la puissance à l'interface	13
1.3.4 Conclusion	18
1.4 Modèle simplifié négligeant les modes rétrogrades	18
1.4.1 Présentation du modèle	18
1.4.2 Equations de continuité à l'interface	18
1.4.3 Conservation de la puissance à l'interface	19
1.4.4 Fonctions de couplage	21
1.4.5 Coefficients de réflexion ρ_{mn}^{te}	23
1.4.6 Conclusion	26
1.5 Extension du modèle à un milieu stratifié	26
1.5.1 Présentation du modèle stratifié	26
1.5.2 Equations de propagation et expressions des champs de modes .	27
1.5.3 Equations de continuités aux interfaces	32
1.5.4 Fonctions de couplage	34

1.5.5	Coefficient de réflexion du mode fondamental	36
1.5.6	Conservation de la puissance aux interfaces	36
1.5.7	Conclusion	38
1.6	Test de la méthode et convergence	38
1.6.1	Equations tests	38
1.6.2	Convergence	38
1.7	Conclusion	39
2	Vérification expérimentale en mode actif de la méthode de calcul	45
2.1	Introduction	45
2.2	Evolution tridimensionnelle des champs électriques dans les structures dissipatives	49
2.2.1	Conditions expérimentales	49
2.2.2	Milieux homogènes	50
2.2.2.1	Profondeur de pénétration	50
2.2.2.2	Evolution des champs dans l'ouverture de la sonde	51
2.2.2.2.1	Introduction	51
2.2.2.2.2	Evolution du champ suivant l'axe x de la sonde	51
2.2.2.2.3	Evolution du champ suivant l'axe y de la sonde	52
2.2.3	Milieux stratifiés	53
2.2.3.1	Présentation du modèle expérimental	53
2.2.3.2	Evolution du champ électrique suivant l'axe z	54
2.2.3.3	Evolution du champ Ey dans l'ouverture de la sonde	54
2.3	Coefficient de réflexion	55
2.3.1	Coefficients de réflexions des modes supérieurs évanescents	55
2.3.1.1	Introduction	55
2.3.1.2	Résultats	55
2.3.2	Coefficient de réflexion ρ_{00} du mode fondamental	57
2.3.2.1	Relevés expérimentaux	57
2.3.2.2	Etude fréquentielle	58

2.3.2.3	Comparaison de la méthode au modèle du guide surdimensionné [1]	58
2.4	Bilan des puissances actives à la discontinuité	59
2.4.1	Introduction	59
2.4.2	Relevé expérimental des champs rayonnés dans l'air milieu 1'	60
2.4.2.1	Conditions de la mesure	60
2.4.2.2	Relevés expérimentaux	60
2.4.2.3	Origine des modes de propagation dans l'air	61
2.4.3	Estimation du bilan de puissance	61
2.4.3.1	Estimation expérimentale	61
2.4.3.1.1	Introduction	61
2.4.3.1.2	Calibration de l'antenne de mesure	61
2.4.3.1.3	Bilan de puissance pour un bain d'eau (milieu à fortes pertes)	64
2.4.3.1.4	Bilan de puissance pour un bain de glycérol (milieu à faibles pertes)	64
2.4.3.1.5	Erreur sur la mesure	65
2.4.3.2	Estimation théorique issue de la méthode de calcul	65
2.4.3.3	Conclusion	66
2.4.4	Guide à plan de masse métallique	66
2.4.4.1	Introduction	66
2.4.4.2	Relevé expérimental du paramètre $ Ey ^2(y)$ dans l'ouverture de la sonde	66
2.4.4.3	Bilan des puissances	67
2.4.4.3.1	Bilan expérimental	67
2.4.4.3.2	Erreur sur la mesure	67
2.4.4.3.3	Bilan théorique	68
2.4.5	Bilan de puissance pour les milieux stratifiés	69
2.4.5.1	Introduction	69
2.4.5.2	Mode opératoire	69
2.4.5.3	Résultats	69

2.4.5.4	Conclusion	69
2.4.6	Conclusion	70
2.5	Conclusion	70
3	Radiométrie en champ proche et mise en évidence des lobes diffus	
	(modes rétrogrades)	74
3.1	Introduction	74
3.2	Principes de la radiométrie microonde	75
3.2.1	Bruit thermique [8][9]	75
3.2.2	Signal radiométrique dans le cas d'un milieu isotherme	76
3.2.3	Signal radiométrique dans le cas d'un milieu non isotherme	76
3.2.4	Volume de couplage	77
3.2.5	Principe du radiomètre	78
3.3	Modélisation du signal radiométrique émis en champ proche par le ma- tériau dissipatif et associé aux lobes diffus (modes rétrogrades)	80
3.3.1	Introduction	80
3.3.2	Equations du radiomètre	80
3.3.3	Expressions des couplages C_M et C_D	81
3.3.4	Conclusion	83
3.4	Etude expérimentale	83
3.4.1	Introduction	83
3.4.2	Principe de détermination expérimentale des paramètres C_M et C_D	83
3.4.3	Etude expérimentale pour le cas d'un milieu dissipatif homogène	85
3.4.3.1	Résultats expérimentaux	85
3.4.3.2	Exploitation du facteur d'étalonnage K	85
3.4.3.3	Etude du signal de décalage ΔS	88
3.4.4	Etude expérimentale dans le cas d'un milieu dissipatif stratifié	88
3.4.4.1	Dispositif expérimental	89
3.4.4.2	Exploitation du facteur d'étalonnage K	89
3.4.4.3	Etude du signal de décalage ΔS	90

3.4.5	Bilan des résultats obtenus à 3 GHz (Structures homogènes et stratifiées)	91
3.4.6	Température équivalente de bruit ambiant T_A	92
3.4.7	Conclusion	93
3.5	Procédés d'élimination du signal de décalage ΔS	94
3.5.1	Introduction	94
3.5.2	Action sur T_R	94
3.5.3	Action sur T_A	95
3.5.4	Action sur C_D	95
3.5.5	Etude préliminaire pour la proposition d'un radiomètre à méthode de zéro et correction de décalage	95
3.5.5.1	Principe	96
3.5.5.2	Résultats expérimentaux	97
3.5.6	Conclusion	97
3.6	Conclusion	98
4	Signaux radiométriques en termes d'excès de température d'objets thermogènes	102
4.1	Introduction	102
4.2	Principe de la modélisation des signaux radiométriques en termes d'excès de température	103
4.2.1	Objet thermogène de même permittivité que le milieu environnant	103
4.2.2	Objet thermogène de permittivité différente de celle du milieu environnant	106
4.2.3	Conclusion	108
4.3	Objets thermogènes de même permittivité que le milieu environnant ; comparaison théorie-expérience	108
4.3.1	Milieus homogènes	108
4.3.2	Etude des milieux stratifiés	109
4.3.2.1	Structure à faible couplage sur les lobes diffus	109
4.3.2.2	Structure à fort couplage sur les lobes diffus	109

4.3.2.3	Profondeur de visibilité des objets	110
4.4	Objets de permittivité différente de celle du milieu environnant; comparaison théorie-expérience	111
4.4.1	Introduction	111
4.4.2	Structures ayant une faible contribution aux lobes diffus	111
4.4.3	Structures ayant une forte contribution aux lobes diffus	112
4.5	Proposition d'une méthode de "champ total" [7] prenant en compte la taille limitée d'un objet	113
4.6	Conclusion	114
5	Imagerie thermique et reconnaissance d'objets thermogènes dans les milieux stratifiés	117
5.1	Introduction	117
5.2	Procédé d'imagerie thermique microonde	118
5.2.1	Introduction	118
5.2.2	Matrice mesure	118
5.2.2.1	Définition	118
5.2.2.2	Matrice mesure obtenue par le calcul	119
5.2.3	Matrice sonde	119
5.2.4	Calcul de l'image	121
5.2.4.1	Calcul de la matrice image $I(a,b)$	121
5.2.4.2	Double recouvrement	122
5.2.5	Conclusion	122
5.3	Images radiométriques théoriques d'objets thermogènes	123
5.3.1	Introduction	123
5.3.2	Structure homogène - Rappel	123
5.3.3	Structures stratifiées	124
5.3.3.1	Structure stratifiée glycérol - eau	124
5.3.3.2	Structure stratifiée eau-glycérol-eau	124
5.3.3.3	Conclusion	125
5.4	Images radiométriques expérimentales d'objets thermogènes	125

5.4.1	Introduction	125
5.4.2	Milieu homogène (eau)	126
5.4.3	Structures stratifiées	126
5.4.4	Conclusion	127
5.5	Conclusion	127

Introduction Générale

La radiométrie microonde et ses applications ont fait l'objet de nombreux travaux au sein de l'équipe Nouvelles Applications des Microondes (NAMO) depuis une quinzaine d'années.

Ces études ont notamment porté sur la définition et la réalisation de systèmes radiométriques à puissance totale destinés à des applications médicales, puis intéressant l'Industrie textile et les Ponts et Chaussées. Une partie des activités de ces dernières années a pour objectif de quantifier les informations radiométriques, dans le but d'aboutir à une véritable thermométrie tridimensionnelle des matériaux dissipatifs sous investigation.

Différentes approches ont déjà été étudiées [1] à [6]. La sonde radiométrique employée est constituée par l'ouverture d'un tronçon de guide rectangulaire, rempli d'un diélectrique sans pertes fonctionnant en mode TE_{01} . Le travail présenté ici constitue l'une d'entre elles ; nous traitons le problème du calcul des signaux radiométriques, qui doit être associé à une méthode d'inversion canonique destinée à définir les caractéristiques d'objets thermogènes de formes ramassées. Après des études sur des matériaux homogènes fortement absorbants (eau) [1] [2], nous avons étendu nos investigations à des milieux peu dissipatifs tel le glycérol ; puis à des milieux dissipatifs stratifiés constitués de couches des matériaux précités.

Les trois premiers chapitres regroupent l'étude en mode actif ou passif de la sonde couplée au milieu dissipatif ouvert.

Le premier chapitre concerne l'étude théorique du champ proche rayonné par la sonde ; la modélisation repose sur une méthode de raccordement de modes de fonctions de base orthogonales, conduisant à une expression analytique des champs.

Le deuxième chapitre présente des vérifications expérimentales en mode actif pour des milieux homogènes et stratifiés ; en termes de coefficients de réflexion, champs proches rayonnés et bilans de puissances. Ces résultats permettent d'appréhender dans certains cas l'influence des modes rétrogrades (ou lobes diffus) associés au rayonnement de l'antenne.

Le troisième chapitre correspond à une étude analogue mais réalisée en mode passif, qui conduit elle aussi à étudier les conséquences des modes rétrogrades déjà cités ; qui créent un couplage sur des matériaux dissipatifs situés hors du volume que l'on souhaite soumettre à l'investigation. Nous proposons également des solutions permettant de remédier aux effets indésirables des modes rétrogrades.

Les deux derniers chapitres regroupent l'étude du signal radiométrique associé à des objets thermogènes de formes ramassées (cylindres) plongés dans un milieu dissipatif.

Dans le quatrième chapitre, nous calculons les signaux radiométriques créés par les objets thermogènes dans les situations précitées, et réalisons des vérifications expérimentales.

Le cinquième chapitre rappelle la synthèse d'images d'objets thermogènes en lui apportant des améliorations par une prise en compte plus fine des paramètres de couplage. Nous présentons ensuite des images de synthèses théoriques en milieux homogène et stratifié, ainsi que quelques images expérimentales.

Bibliographie

- [1] A. MAMOUNI
"Radiométrie microonde en champ proche - Applications médicales (thermographie microonde)."
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.

- [2] B. BOCQUET
"Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume"
Thèse de l'Université, Lille, Janvier 1989.

- [3] A. MAMOUNI, P. GELIN, Y. LEROY
Modeling of radiometric signals for medical applications.
Proc of 18th EMC. pp. 632-633, Stockholm 1988.

- [4] F. BARDATI, M. MOGIARDO, D. SOLIMINI
Inversion of microwave thermographic data by the singular fonction method.
IEEE - MTT'S Digest, 1985.

- [5] F. BARDATI, D. SOLIMINI
Radiometric sensing of biological layered media.
Radio science, Vol. 18, number 6, pp. 1393-1402, 1983.

- [6] F. BARDATI, M. MOGIARDO, D. SOLIMINI, P. TOGNALATTI
Biological temperature retrieval by scanning radiometry.
IEEE - MTT'S Digest, 1986.

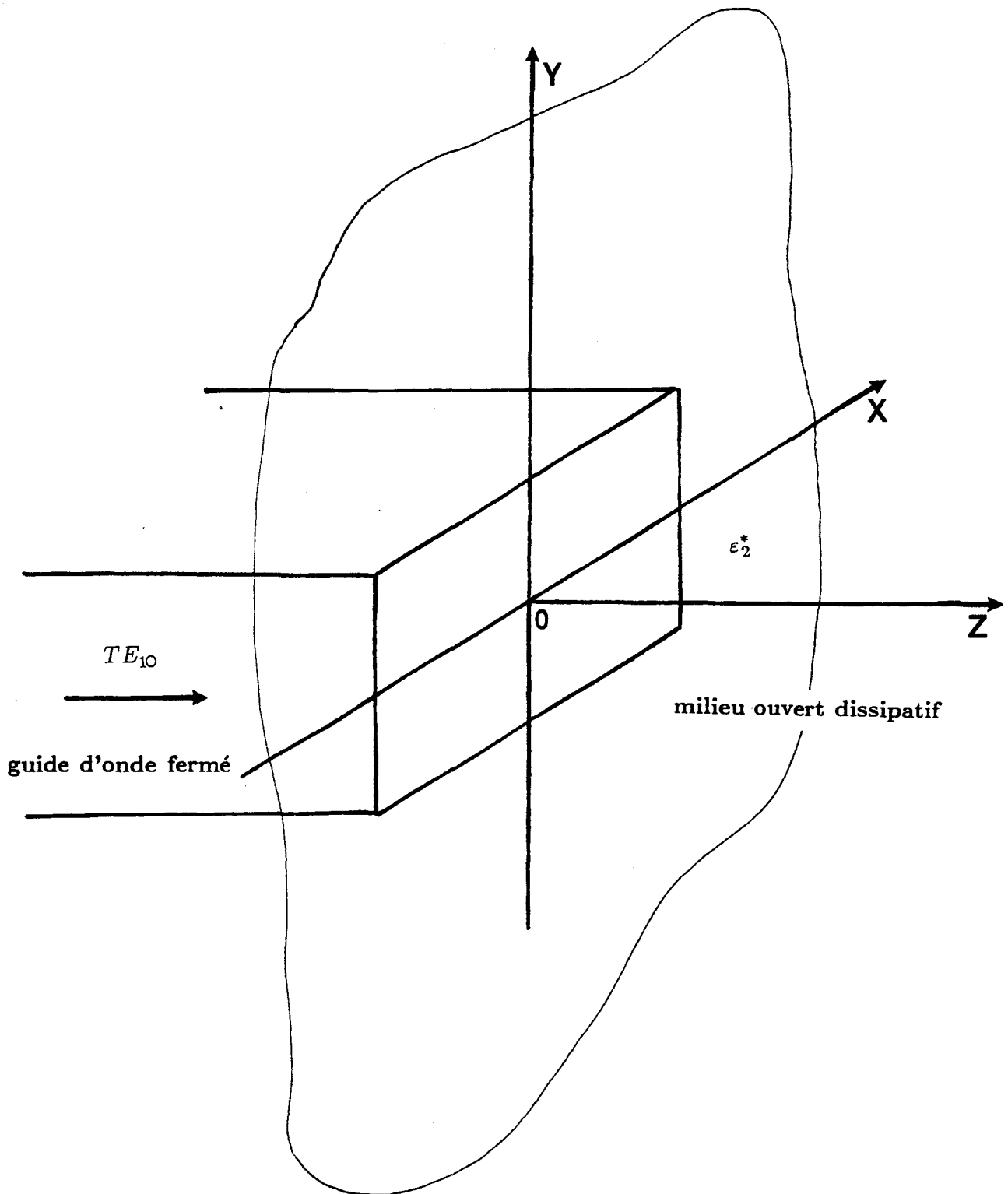


Figure (1.1): Couplage en champ proche d'un guide d'onde rectangulaire fermé, excité par un mode TE_{10} , en contact avec un milieu dissipatif semi-infini.

Chapitre 1

Etude théorique du rayonnement d'un guide d'onde rectangulaire fermé sans pertes couplé à un milieu ouvert dissipatif

1.1 Introduction

L'objet de ce premier chapitre est d'étudier le couplage en champ proche d'un guide d'onde rectangulaire fermé rempli d'un diélectrique sans pertes, excité par un mode TE_{10} , en contact avec un milieu dissipatif semi-infini, figure (1.1). Une étude bibliographique permet de choisir la méthode envisagée pour la définition d'un modèle réel et le traitement d'un modèle simplifié. Nous proposons ensuite le traitement détaillé du couplage d'un guide avec un milieu stratifié dissipatif. Nous terminons cette étude par une discussion sur les problèmes de convergence de la méthode.

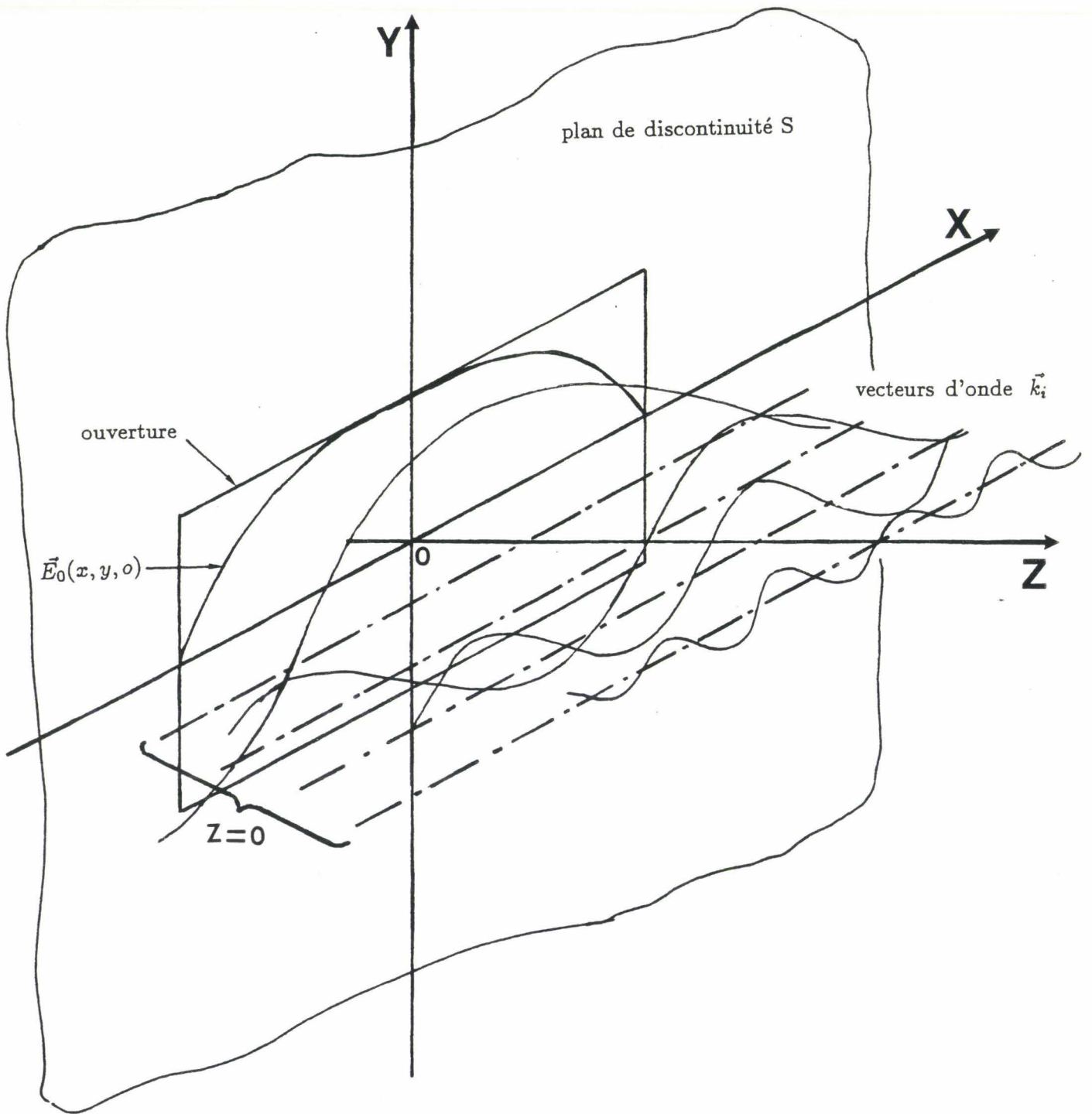


Figure (2.1): Représentation dans l'ouverture de la sonde de la décomposition du champ diffracté en une série de Fourier.

1.2 Choix de la méthode

1.2.1 Introduction

Notre problème se ramène au calcul d'un champ diffracté par une ouverture [1] à [3], dans le sens où l'une des dimensions de l'ouverture est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde incidente. Pour bien comprendre les formalismes employés dans les méthodes traitant notre problème, il faut d'abord définir l'espace de travail (temporel, fréquentiel, spatial, etc . . .) et connaître les propriétés d'un milieu absorbant.

De manière générale on préfère travailler dans un espace inverse; dans notre cas ce sera l'espace des vecteurs d'onde (mètre⁻¹). On décompose le champ diffracté en une infinité de vecteurs d'onde $\vec{k}i$ variant de 0 à l'infini. Si le milieu où l'on décompose le champ diffracté n'est pas borné, tous les vecteurs d'onde ki existent. La figure (2.1) représente cette décomposition qui n'est en fait que la représentation d'une série de Fourier. Le champ diffracté peut être considéré comme la superposition d'ondes planes élémentaires [4][5].

Ce concept fait intervenir la notion de dispersion modale. Le vecteur d'onde réel propre à chaque mode de propagation s'écrit :

$$\vec{K} = p \vec{x} + q \vec{y} + \beta \vec{n}$$

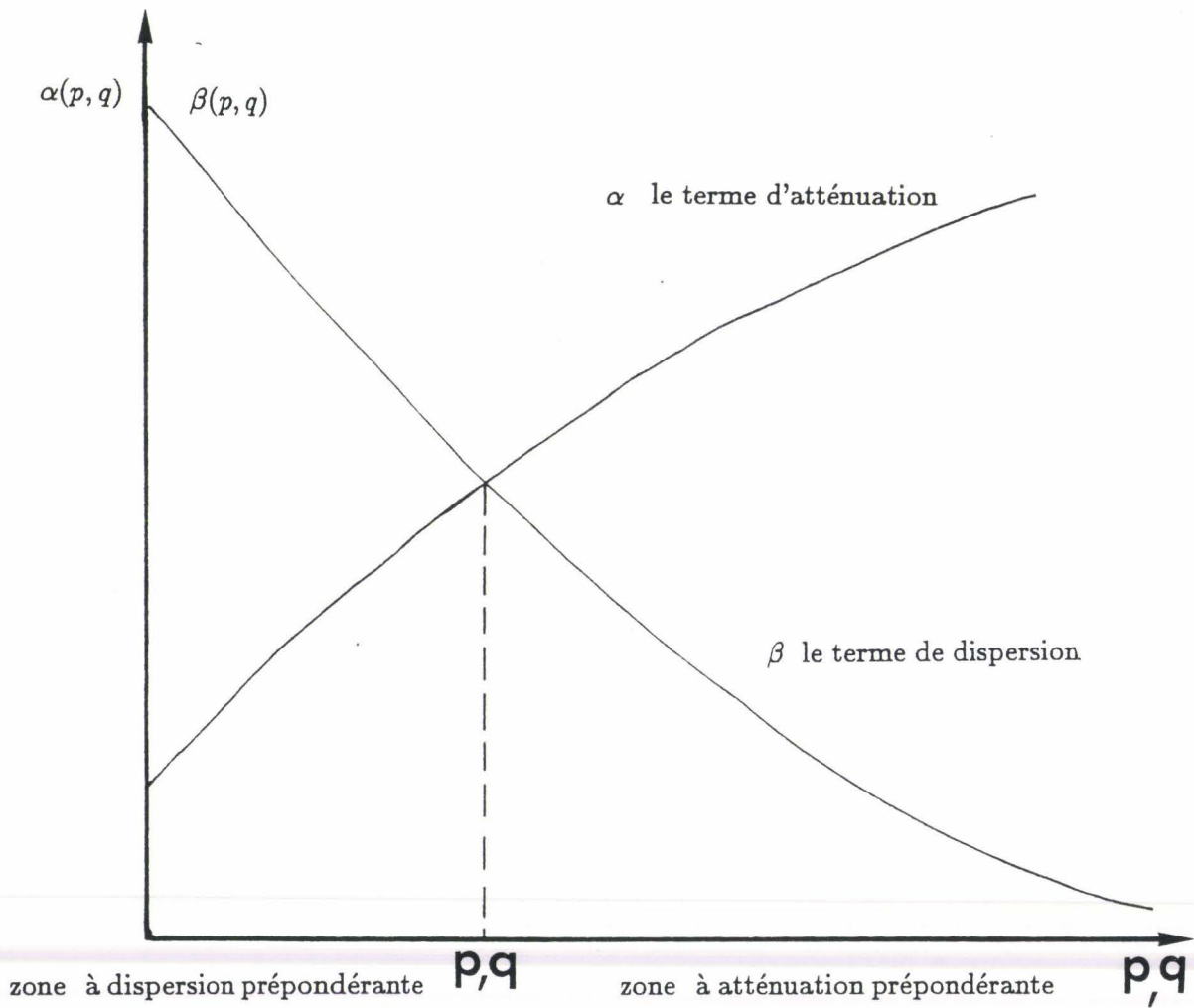
avec :

$$\vec{n} = \vec{x} \wedge \vec{y}$$

Chaque onde plane élémentaire aura donc sa propre direction et vitesse de propagation. Dans ce cas, il faut introduire la notion de vitesse de groupe et par conséquent la notion d'effets de dispersion modale [1] à [3].

Nous ajoutons maintenant à ces premiers concepts les propriétés d'un milieu absorbant. L'absorption se traduit par une atténuation de l'onde dissipée sous forme d'effet joule et un vecteur d'onde qui devient une quantité complexe. Dans notre cas, il s'écrit :

Figure (2.2) : Evolution des vecteurs d'onde α et β en fonction de p et q .



$$\vec{K} = p\vec{x} + q\vec{y} + (\beta - j\alpha)\vec{n}$$

- avec
- β le terme de dispersion suivant la direction \vec{n} ;
 - α le terme d'atténuation suivant la direction \vec{n} ;
 - $\beta - j\alpha$ le vecteur d'onde complexe suivant la direction \vec{n} ;
 - p le vecteur d'onde réel suivant la direction \vec{x} ;
 - q le vecteur d'onde réel suivant la direction \vec{y} ;

p et q sont homogènes à une dispersion.

Nous donnons figure (2.2) une illustration de l'évolution de α et β en fonction de p et q ; on peut définir une zone à dispersion prépondérante ($\beta > \alpha$) et une zone à atténuation prépondérante ($\alpha > \beta$).

Nous n'avons pas envisagé de prendre les vecteurs d'onde transversaux complexes $p = p' - jp''$ et $q = q' - jq''$. Les publications rencontrées [4][6][8][9] ne font, elles aussi, aucune description de cette nature. Le fait de prendre les vecteurs d'ondes transversaux réels est que l'on ne conçoit pas d'absorption dans leurs directions. Pour comprendre ce choix, il faut en connaître les motivations. Il est reconnu qu'une approximation TEM ($p = q = 0$) décrit assez bien l'évolution du champ proche dans un milieu à très fortes pertes (notamment pour la profondeur de pénétration) et qu'elle est complètement erronée pour un milieu à faibles pertes. Pour ce dernier cas, il est avant tout nécessaire d'introduire un nouveau paramètre homogène à une dispersion, plutôt qu'un terme d'atténuation qui a démontré son inutilité pour une approche TEM.

Le cas limite intéressant est qu'un milieu très faiblement dissipatif a sa profondeur de pénétration limitée par sa dispersion modale.

Cette description montre que le terme "phénomènes de diffraction" est assez vague. Il représente en fait plusieurs phénomènes physiques qui sont :

- le couplage d'un mode du guide sur un continuum de modes du milieu infini ;
- la dispersion et l'absorption modale du milieu dissipatif infini.

1.2.2 Choix de la méthode

De manière générale [4], [6] à [10], le champ rayonné par une ouverture dans un milieu semi-infini s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{E}(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}(p, q) e^{-j(p.x+q.y+k_z.z)} dp dq$$

On écrit le champ en tout point sous la forme d'une intégrale de Fourier à deux dimensions. On effectue la somme de modes continus avec $\vec{F}(p, q)$ la fonction de poids relative à chaque mode qui sera à déterminer.

p et q sont les nombres d'ondes transversaux et kz le nombre d'onde suivant la direction de propagation. Par la connaissance du champ dans l'ouverture $\vec{E}_0(x, y, 0)$, on détermine $\vec{F}(p, q)$ par une transformée de Fourier inverse :

$$\vec{F}(p, q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_0(x, y, 0) e^{j(p.x+q.y)} dx dy$$

Pour chaque valeur de p_0 et q_0 , on détermine une fonction de poids $\vec{F}(p_0, q_0)$.

Ici diverses méthodes sont proposées, on peut déterminer $\vec{F}(p_0, q_0)$ par transformée de Fourier rapide FFT, par calcul de résidu où l'on intègre la fonction inverse dans un plan complexe [10], ou encore obtenir une forme analytique des fonctions de poids si l'on connaît les fonctions de bases décrivant ces fonctions. C'est la méthode retenue par A. Guy, pour le traitement tridimensionnel du rayonnement en champ proche d'un guide d'onde à plan de masse métallique couplé à un milieu dissipatif stratifié [6] où il fait apparaître des formes analytiques des fonctions de poids. La méthode présentée par Ph. Gélín [11] à [13] donne également des formes analytiques des fonctions de poids. Il effectue le traitement bidimensionnel d'un guide plan ouvert couplé à un milieu semi-infini sans pertes. Ramené à une forme tridimensionnelle, on écrit le champ ou l'intégrale de Fourier sous la forme suivante :

$$\vec{E}(x, y, z) = \int \int_0^{\infty} \vec{E}(x, y, p, q) q^t(p, q) e^{-jk_z.z} dp dq$$

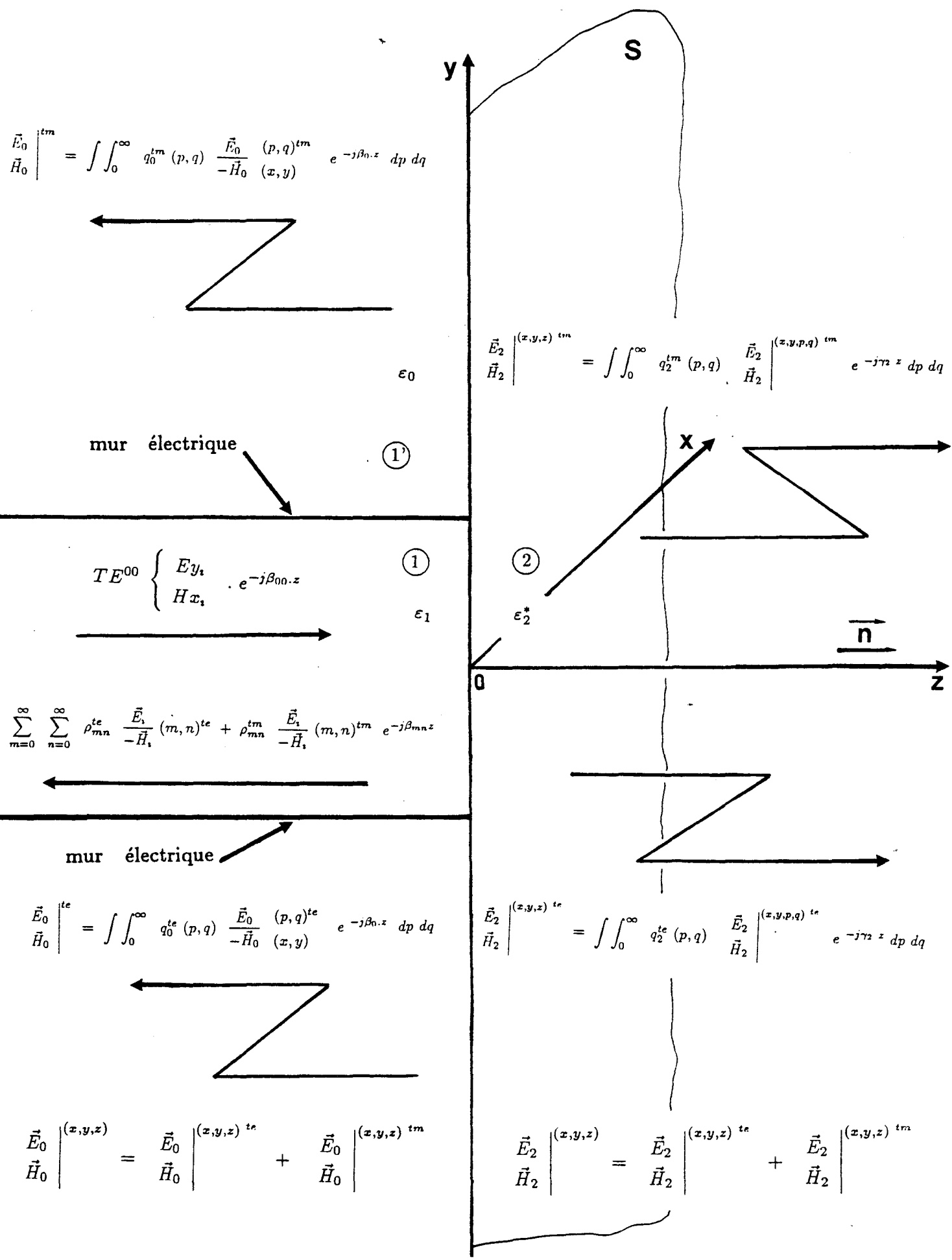


Figure (3.1): Présentation du modèle réel : (1) guide d'onde; (2) milieu dissipatif; (1') air entourant le guide.

$\vec{E}(x, y, p, q)$ est une base de fonctions orthogonales connues, $q^t(p, q)$ est la fonction de couplage ou fonction de poids respective à chaque mode qu'il faudra déterminer. Des relations d'orthogonalités entre modes appliquées sur la discontinuité permettent d'établir une expression analytique de la fonction de poids $q^t(p, q)$.

En exprimant l'orthogonalité des modes avec des polynômes de Laguerre, T.E. Rozzi donne une approche similaire [14], et plus récemment [15] et [16]. Cette méthode a été étendue au cas d'un guide d'onde sans pertes couplé à un milieu dissipatif semi-infini par J.C. Van De Velde, D. Degrugillier et Ph. Gélén [17]. Grâce à cet outil, A. Mamouni a donné une modélisation plus exacte pour une radiométrie en champ proche [18]. Il a également proposé, avec le concours de Ph. Gélén, l'extension de la même méthode pour le traitement d'un modèle stratifié [19].

1.3 Modèle réel

1.3.1 Présentation du modèle

Le modèle est composé d'un guide d'onde rectangulaire fermé rempli d'un diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_1 , couplé à un milieu dissipatif semi-infini de permittivité complexe $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - j \epsilon''_2$ (figure (3.1)). Dans toutes les expressions, on omettra volontairement la dépendance temporelle $e^{j\omega t}$.

a) Dans la zone ①

Le guide est excité par le mode fondamental TE_{10} . Les composantes transversales du champ électromagnétique sont E_y^{10} et H_x^{10} dans le repère (o, x, y) . Les dimensions du guide sont calculées pour ne propager que le mode fondamental. La discontinuité génère une somme de modes réfléchis discrets TE^{mn} et TM^{mn} évanescents; l'énergie de ces modes est stockée à l'interface. Le seul mode réfléchi qui se propage est le mode fondamental affecté de son coefficient de réflexion ρ_{10} .

Le flux de puissance à travers la surface S de chacun de ces modes [11] [13], [20] s'écrit :

$$P_{mn} = \frac{1}{2} \int_S \left(\vec{E}_1^{mn} \wedge \vec{H}_1^{m'n'^*} \right) \vec{n} ds = \frac{1}{2} \langle \vec{H}_1^{m'n'} / \vec{E}_1^{mn} \rangle \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \text{où } \delta_{mm'} &= 1 & \text{si } m &= m' & \text{et } \delta_{nn'} &= 1 & \text{si } n &= n' \\ \delta_{mm'} &= 0 & \text{si } m &\neq m' & \text{et } \delta_{nn'} &= 0 & \text{si } n &\neq n' \end{aligned}$$

le flux existe si $m = m'$ et $n = n'$, cela veut dire que des composantes de champ E et H appartenant à des modes différents ne transportent pas de puissance, ceci dans un même milieu de propagation.

b) Dans la zone (2)

La discontinuité génère un continuum de modes dans le milieu à pertes. Le milieu étant ouvert, tous les modes existent. On établit une nomenclature de modes TE et TM pour disposer des six composantes de champs Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz simultanément et se rapprocher d'une nomenclature de modes hybrides [9] [20] [21]. Pour chacun de ces modes, on définit un flux de puissance à travers S , [10] à [13], donné par la relation (1.2):

$$\begin{aligned} P_{2(p,q)} &= \frac{1}{2} \int_S \left(\vec{E}_2(p,q) \wedge \vec{H}_2^*(p',q') \right) \vec{n} ds = \frac{1}{2} \\ &\langle H_2(p',q') / E_2(p,q) \rangle \delta(p-p') \delta(q-q') \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \text{où } \delta_{(p-p')} &= 1 & \text{si } p &= p' & \text{et } \delta_{(q-q')} &= 1 & \text{si } q &= q' \\ \delta_{(p-p')} &= 0 & \text{si } p &\neq p' & \text{et } \delta_{(q-q')} &= 0 & \text{si } q &\neq q' \end{aligned}$$

le flux existe si $p = p'$ et $q = q'$.

On exprime par l'expression:

$$\int_S \left(\vec{E}_2^{te}(p,q) \wedge \vec{H}_2^{*tm}(p',q') \right) \vec{n} ds = 0$$

le fait qu'il n'existe pas de couplage entre les modes TE et TM du milieu 2, ceci par

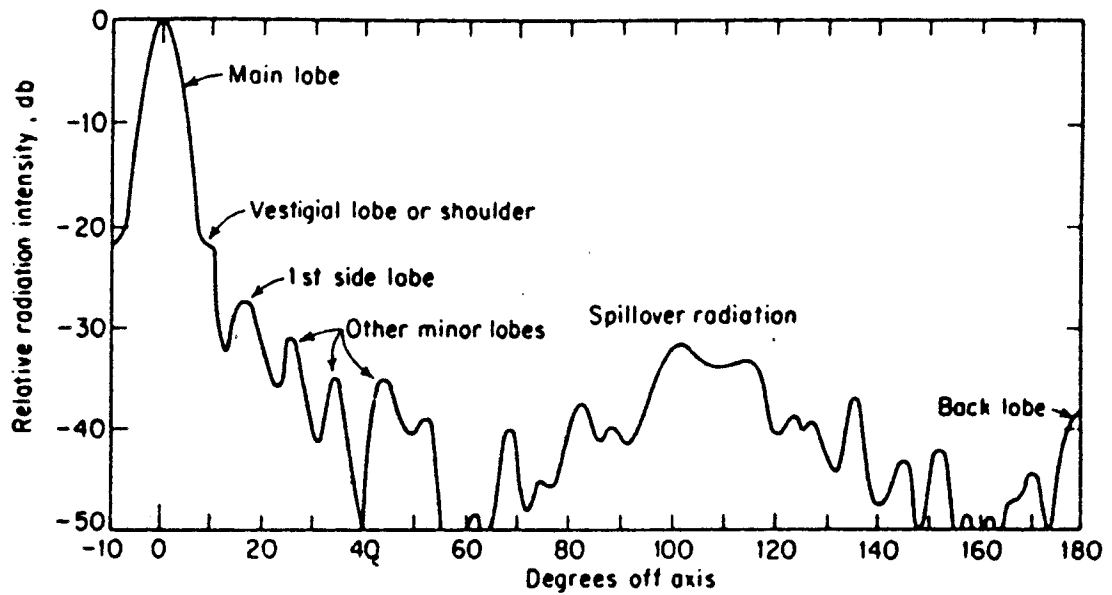


Figure (3.2): Diagramme de rayonnement d'un réflecteur parabolique mettant en évidence les différents lobes rayonnés, d'après (22).

relation d'orthogonalité de ces modes [9].

Pour exprimer le couplage entre les milieux ① et ②, on définit des intégrales du type :

$$\int_S \left(\vec{E}_1^{mn} \wedge \vec{H}_2^*(p, q) \right) \vec{n} ds = \langle H_2(p, q) / E_1^{mn} \rangle \quad (1.3)$$

$$\int_S \left(\vec{E}_{2(p, q)} \wedge \vec{H}_1^{*mn} \right) \vec{n} ds = \langle H_1^{mn} / E_{2(p, q)} \rangle \quad (1.4)$$

On voit ici qu'un mode du milieu ① peut exciter un continuum de modes dans le milieu ②, cela permettra de calculer les fonctions de couplage $q_2^{te}(p, q)$ et $q_2^{tm}(p, q)$ analytiquement.

c) Dans la zone ①'

Si nous nous référons aux caractéristiques de rayonnement des antennes [22], il est bien connu figure 3.2 que celui-ci présente plusieurs lobes secondaires et même un rayonnement strictement vers l'arrière, appelé "back lobe". Ce rayonnement correspond à ce qui est aussi appelé "lobes diffus" dans les antennes radar [23] [24].

Il n'y a aucun couplage direct entre le milieu ① et le milieu ①' (air). Il n'existe pas de discontinuité entre ces deux milieux.

On peut cependant définir un flux de puissance à travers la surface S pour chacun des modes dans l'air donné par :

$$P_0(p, q) = \frac{1}{2} \int_s \left(\vec{E}_0(p, q) \wedge \vec{H}_0^*(p', q') \right) \vec{n} ds = \frac{1}{2} \langle H_0(p', q') / E_0(p, q) \rangle \delta_{(p-p')} \delta_{(q-q')} \quad (1.5)$$

le flux existe si $p = p'$ et $q = q'$.

On peut aussi définir un couplage entre les milieux (2) et (1') par des intégrales du type :

$$\int_s (\vec{E}_0(p, q) \wedge \vec{H}_2^*(p', q')) \vec{n} ds = < H_2(p', q') / E_0(p, q) > \quad (1.6)$$

et

$$\int_s (\vec{E}_2(p, q) \wedge \vec{H}_0^*(p', q')) \vec{n} ds = < H_0(p', q') / E_2(p, q) > \quad (1.7)$$

On remarque qu'un mode du milieu (2) peut exciter un continuum de modes dans l'air (1'). Pour le calcul des fonctions de couplage dans l'air, on aboutit à un système d'intégrales couplées du type :

$$q_2^{te/tm} = q_{20}^{te/tm} + \int \int_0^\infty A. q_0^{te/tm} dp dq \quad (1.8)$$

$$q_0^{te/tm} = \int \int_0^\infty B. q_2^{te/tm} dp dq \quad (1.9)$$

où $q_0^{te/tm}$ sont les fonctions de couplages dans l'air (milieu (1')).

On initialise le système par les fonctions de couplage $q_{20}^{te/tm}$ au premier ordre du milieu à perte (2) qui seront décrites ultérieurement dans le modèle simplifié.

Mais on ne peut traiter le problème dans sa globalité étant donné que l'on ne dispose pas de la représentation complète des modes de part et d'autre de la discontinuité [11]. En effet, la nomenclature des fonctions de base des modes se propageant dans l'air est inconnue. On ne peut donc pas calculer les fonctions $q_0^{te}(p, q)$ et $q_0^{tm}(p, q)$.

1.3.2 Equations de continuité à l'interface

On écrit les conditions de continuité spatiale des champs transversaux, dans le plan de discontinuité définie par le plan $S(o, x, y)$.

(A)

$$\begin{aligned}
 & E_{1x}^{00te} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} E_{1x}^{mnte} + \rho_{mn}^{tm} E_{1x}^{mntm} \right] \\
 & + \int \int_0^{\infty} \left[q_0^{te}(p, q) \cdot E_{0x}^{te}(p, q) + q_0^{tm}(p, q) \cdot E_{0x}^{tm}(p, q) \right] dp dq \\
 & = \int \int_0^{\infty} \left[q_2^{te}(p, q) \cdot E_{2x}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) \cdot E_{2x}^{tm}(p, q) \right] dp dq \quad (1.10)
 \end{aligned}$$

(B)

$$\begin{aligned}
 & E_{1y}^{00te} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} E_{1y}^{mnte} + \rho_{mn}^{tm} E_{1y}^{mntm} \right] \\
 & + \int \int_0^{\infty} \left[q_0^{te}(p, q) \cdot E_{0y}^{te}(p, q) + q_0^{tm}(p, q) \cdot E_{0y}^{tm}(p, q) \right] dp dq \\
 & = \int \int_0^{\infty} \left[q_2^{te}(p, q) \cdot E_{2y}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) \cdot E_{2y}^{tm}(p, q) \right] dp dq \quad (1.11)
 \end{aligned}$$

(C)

$$\begin{aligned}
 & H_{1x}^{00te} - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} H_{1x}^{mnte} + \rho_{mn}^{tm} H_{1x}^{mntm} \right] \\
 & - \int \int_0^{\infty} \left[q_0^{te}(p, q) \cdot H_{0x}^{te}(p, q) + q_0^{tm}(p, q) \cdot H_{0x}^{tm}(p, q) \right] dp dq \\
 & = \int \int_0^{\infty} \left[q_2^{te}(p, q) \cdot H_{2x}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) \cdot H_{2x}^{tm}(p, q) \right] dp dq \quad (1.12)
 \end{aligned}$$

(D)

$$\begin{aligned}
 H_{1y}^{00te} &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} H_{1y}^{mnte} + \rho_{mn}^{tm} H_{1y}^{mntm} \right] \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_0^{te}(p, q) \cdot H_{0y}^{te}(p, q) + q_0^{tm}(p, q) \cdot H_{0y}^{tm}(p, q) \right] dp dq \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_2^{te}(p, q) \cdot H_{2y}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) \cdot H_{2y}^{tm}(p, q) \right] dp dq \quad (1.13)
 \end{aligned}$$

Remarque : L'épaisseur de métal réalisant le guide d'onde n'apparaît pas dans le modèle. Nous considérons donc des murs électriques de conductivité infinie où il n'apparaît aucune discontinuité des composantes transversales du champ magnétique dans le plan S. Ainsi nous supposons nuls les champs électriques transverses et la densité de courant J_s de surface sur l'arête métallique [21] [25].

1.3.3 Conservation de la puissance à l'interface

Le calcul du flux de puissance [7] [26] à travers la surface de discontinuité S est donné par l'intégration sur S de l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 &(A)_{(p,q,m,n)} \times \left[(D^*)_{(p',q',m',n')} \times \delta_{(p-p')} \cdot \delta_{(q-q')} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'} \right] \\
 &- (B)_{(p,q,m,n)} \times \left[(C^*)_{(p',q',m',n')} \times \delta_{(p-p')} \cdot \delta_{(q-q')} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'} \right] \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

avec A, B, C, D définis par les relations (1.10 à 1.13). On pose dans l'écriture de l'équation (1.14), que dans un même milieu de propagation, des composantes de champ E et H appartenant à des modes différents ne transportent pas de puissance.

a) Normalisation

Afin de simplifier les calculs, on normalise à 1 le module du flux de puissance à travers S de chacun des modes existant dans les trois milieux [11] à [14], [18], [19].

On écrit :

$$\left| \frac{1}{2} \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{n} \, ds \right| = 1 \quad (1.15)$$

Dans le guide ① :

$$\langle H_{1m'n'}^{te} / E_{1mn}^{te} \rangle \delta_{mm'} \delta_{nn'} = \frac{2\beta_{mn}^*}{|\beta_{mn}|} \quad (1.16)$$

$$\langle H_{1m'n'}^{tm} / E_{1mn}^{tm} \rangle \delta_{mm'} \delta_{nn'} = \frac{2\beta_{mn}}{|\beta_{mn}|} \quad (1.17)$$

Dans le milieu dissipatif ② :

$$\begin{aligned} 2 p_2^{te} &= \langle H_2^{te}(p', q') / E_2^{te}(p, q) \rangle \delta(p-p') \delta(q-q') \\ &= 2 \frac{(\beta_2 + j\alpha_2)}{|\gamma_2|} (p, q) \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} 2 p_2^{tm} &= \langle H_2^{tm}(p', q') / E_2^{tm}(p, q) \rangle \delta(p-p') \delta(q-q') \\ &= 2 \frac{(\alpha_2 + j\beta_2)(\epsilon''_2 - j\epsilon'_2)}{|\epsilon_2| |\gamma_2|} (p, q) \end{aligned} \quad (1.19)$$

avec :

$$\gamma_2 = \beta_2 - j \alpha_2$$

Dans l'air (1') :

on établit la normalisation par analogie, étant donné que l'on ne connaît pas les fonctions de base des modes de propagation.

$$\langle H_0^{te}(p', q') / E_0^{te}(p, q) \rangle \delta(p-p') \delta(q-q') = 2 \frac{\beta_0^*}{|\beta_0|} (p, q) = 2 P_0^{te}(p, q) \quad (1.20)$$

$$\langle H_0^{tm}(p', q') / E_0^{tm}(p, q) \rangle \delta(p-p') \delta(q-q') = 2 \frac{\beta_0}{|\beta_0|} (p, q) = 2 P_0^{tm}(p, q) \quad (1.21)$$

b) Calcul de la puissance.

En adoptant la normalisation on obtient :

$$\begin{aligned} & - \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |\rho_{mn}^{te}|^2 \frac{\beta_{mn}^*}{|\beta_{mn}|} + |\rho_{mn}^{tm}|^2 \frac{\beta_{mn}}{|\beta_{mn}|} \right\} + \frac{\beta_{oo}}{|\beta_{oo}|} \left(1 + 2jI_m(\rho_{oo}) \right) \\ & - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[|q_0^{te}|^2 \frac{\beta_o^*}{|\beta_0|} (p, q) + |q_0^{tm}|^2 \frac{\beta_o}{|\beta_0|} (p, q) \right] dp dq \\ & = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[|q_2^{te}|^2 p_2^{te}(p, q) + |q_2^{tm}|^2 p_2^{tm}(p, q) \right] dp dq \quad (1.22) \end{aligned}$$

(équation analogue à [11] [13] [15]), avec :

$$\beta_{mn} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_1 \mu_0 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} - \left(\frac{2n\pi}{b} \right)^2}$$

la constante de propagation des modes discrets.

$$\frac{\beta_{mn}}{|\beta_{mn}|} = 1 \quad \text{pour les modes propagés } m = n = 0$$

$$\frac{\beta_{mn}}{|\beta_{mn}|} = j \quad \text{pour les modes évanescents}$$

et

$$\beta_0(p, q) = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - p^2 - q^2} = \sqrt{k_0^2 - p^2 - q^2}$$

la constante de propagation des modes continus dans l'air.

$$\frac{\beta_0}{|\beta_0|} = 1 \quad \text{pour les modes propagés } k_0^2 \geq p^2 + q^2$$

$$\frac{\beta_0}{|\beta_0|} = j \quad \text{pour les modes évanescents } k_0^2 < p^2 + q^2$$

La conservation de la puissance active dans le plan de discontinuité s'écrit (projection de l'équation (1.22) sur l'axe des réels) :

$$\begin{aligned} 1 &= |\rho_{00}|^2 + \int_0^{k_0'} \int_0^{k_0''} |q_0^{te}|^2 + |q_0^{tm}|^2 dp dq \\ &+ \int \int_0^\infty |q_2^{te}|^2 \Re(p_2^{te}) + |q_2^{tm}|^2 \Re(p_2^{tm}) dp dq \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec

$$k_0^2 = k_0'^2 + k_0''^2$$

La conservation de la puissance réactive à l'interface s'écrit (projection de l'équation (1.22) sur l'axe des imaginaires) :

$$\begin{aligned} 2Im(\rho_{00}) + \sum_{m=0}^\infty \sum_{n=0}^\infty \left[|\rho_{mn}^{te}|^2 - |\rho_{mn}^{tm}|^2 \right] + \int_{k_0'}^\infty \int_{k_0''}^\infty \left[|q_0^{te}|^2 - |q_0^{tm}|^2 \right] dp dq \\ = \int \int_0^\infty \left[|q_2^{te}|_{(p,q)}^2 Im(p_2^{te}) + |q_2^{tm}|_{(p,q)}^2 Im(p_2^{tm}) \right] dp dq \end{aligned} \quad (1.24)$$

(sauf $m = n = 0$ pour ρ_{mn}^{te}).

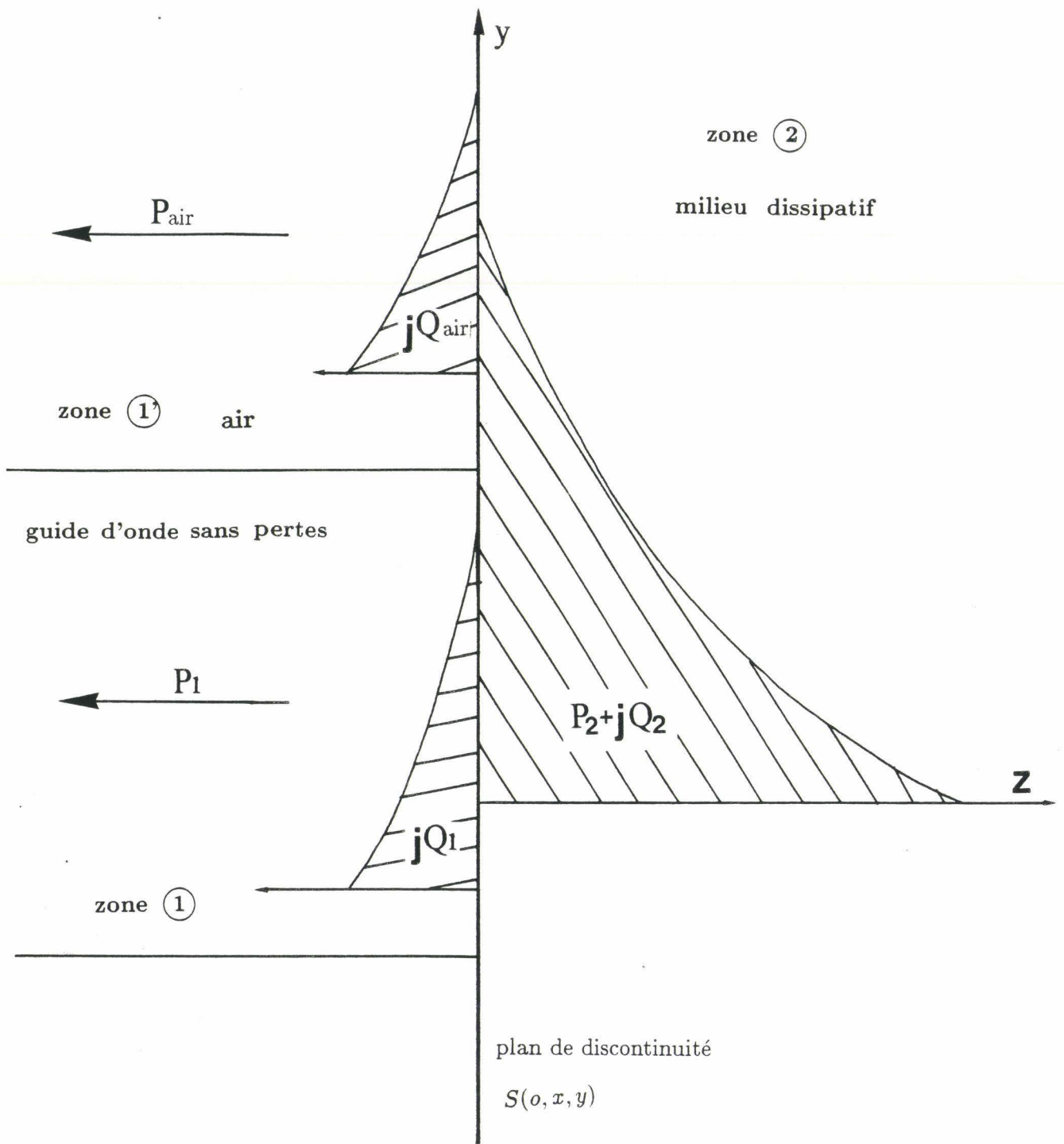


Figure (3.3): Bilan et répartition des puissances actives et réactives dans les milieux de propagation de part et d'autre de la discontinuité.

La figure (3.3) illustre la répartition des puissances actives et réactives à l'interface S. Si on appelle les puissances actives :

$$\begin{aligned}
 P_1 &= |\rho_{00}|^2 \\
 P_2 &= \int \int_0^\infty |q_2^{te}|^2 \Re(p_2^{te}) + |q_2^{tm}|^2 \Re(p_2^{tm}) dp dq \\
 P_{air} &= \int_0^{k'_0} \int_0^{k''_0} [|q_0^{te}|^2 + |q_0^{tm}|^2] dp dq
 \end{aligned}$$

et les puissances réactives

$$\begin{aligned}
 Q_1 &= 2 \operatorname{Im}(\rho_{00}) + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [| \rho_{mn}^{te} |^2 - | \rho_{mn}^{tm} |^2] \\
 Q_2 &= \int \int_0^\infty |q_2^{te}|^2 \operatorname{Im}(p_2^{te}) + |q_2^{tm}|^2 \operatorname{Im}(p_2^{tm}) dp dq \\
 Q_{air} &= \int_{k'_0}^{\infty} \int_{k''_0}^{\infty} [|q_0^{te}|^2 - |q_0^{tm}|^2] dp dq
 \end{aligned}$$

On montre que P_1, P_{air} sont des puissances de modes propagés et Q_1, Q_{air} les puissances de modes évanescents stockées à l'interface S. Pour la quantité $P_2 + jQ_2$ nous ne pouvons pas faire la même distinction. La puissance réactive Q_2 n'a pas de localisation précise et on ne peut la dissocier spatialement de la puissance P_2 . C'est pour cela que l'on parle de modes à la fois propagés et évanescents.

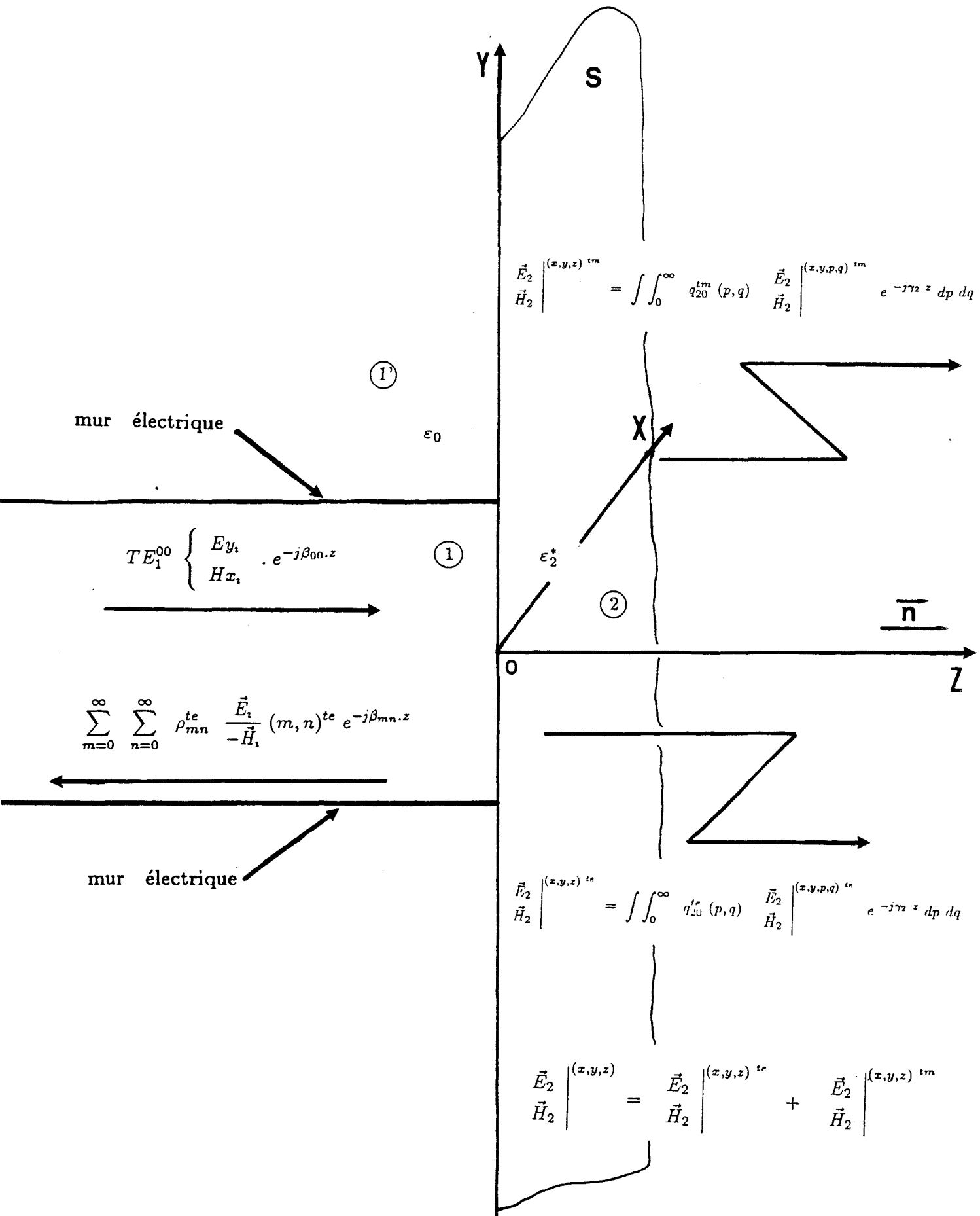


Figure (4.1): Présentation du modèle simplifié négligeant les modes rétrogrades.

1.3.4 Conclusion

Le traitement du modèle réel n'est pas possible sans une représentation complète des modes de part et d'autre de la discontinuité [11]. Cependant, on remarque que toute la puissance active n'est pas couplée au milieu à perte. Une partie de celle-ci est rayonnée dans l'air ; il sera important d'en définir la valeur suivant le milieu dissipatif et les caractéristiques du guide d'onde auquel il est couplé.

1.4 Modèle simplifié négligeant les modes rétrogrades

1.4.1 Présentation du modèle

La simplification abordée ici nous permet de calculer les fonctions de couplage au premier ordre dans le milieu dissipatif q_{20}^{te} , q_{20}^{tm} . On ne fait donc pas apparaître les modes de propagation existants dans l'air. On néglige également dans le guide les coefficients de réflexion des modes supérieurs ρ_{mn}^{tm} par rapport aux coefficients ρ_{mn}^{te} (figure 4.1).

1.4.2 Equations de continuité à l'interface

On simplifie les équations (1.10) à (1.13) adoptées pour le modèle réel.

①

$$\begin{aligned}
 & E_{1x}^{00te} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} \cdot E_{1x}^{mnte} \right] \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_{20(p,q)}^{te} \cdot E_{2x(p,q)}^{te} + q_{20(p,q)}^{tm} \cdot E_{2x(p,q)}^{tm} \right] dp dq \quad (1.25)
 \end{aligned}$$

②

$$\begin{aligned}
 & E_{1y}^{00te} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} \cdot E_{1y}^{mnte} \right] \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_{20(p,q)}^{te} \cdot E_{2y(p,q)}^{te} + q_{20(p,q)}^{tm} \cdot E_{2y(p,q)}^{tm} \right] dp dq \quad (1.26)
 \end{aligned}$$

③

$$\begin{aligned}
 & H_{1x}^{00te} - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} \cdot H_{1x}^{mnte} \right] \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_{20(p,q)}^{te} \cdot H_{2x(p,q)}^{te} + q_{20(p,q)}^{tm} \cdot H_{2x(p,q)}^{tm} \right] dp dq \quad (1.27)
 \end{aligned}$$

④

$$\begin{aligned}
 & H_{1y}^{00te} - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_{mn}^{te} \cdot H_{1y}^{mnte} \right] \\
 &= \int \int_0^{\infty} \left[q_{20(p,q)}^{te} \cdot H_{2y(p,q)}^{te} + q_{20(p,q)}^{tm} \cdot H_{2y(p,q)}^{tm} \right] dp dq \quad (1.28)
 \end{aligned}$$

1.4.3 Conservation de la puissance à l'interface

a) - Conservation de la puissance active.

En appliquant les hypothèses du modèle et en simplifiant l'équation (1.23), elle devient :

$$1 = \left| \rho_{00} \right|^2 + \int \int_0^{\infty} \left[\left| q_{20}^{te} \right|^2 \Re (p_2^{te}) + \left| q_{20}^{tm} \right|^2 \Re (p_2^{tm}) \right] dp dq \quad (1.29)$$

En faisant l'hypothèse que les fonctions de couplages q_{20}^{te}, q_{20}^{tm} du premier ordre restent peu différentes des fonctions de couplages rigoureuses q_2^{te}, q_2^{tm} du modèle réel, nous avons accès à une estimation de la puissance active rayonnée dans l'air évidemment, sans connaître sa distribution spatiale et modale. Nous reviendrons par la suite sur la validité de cette hypothèse en fonction notamment de la nature du milieu dissipatif

② . On traduit ce fait par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 & \int \int_0^{k_0} \left| q_0^{te} \right|^2 + \left| q_0^{tm} \right|^2 dp dq \neq 1 - \left| \rho_{00} \right|^2 \\
 & - \int \int_0^{\infty} \left[\left| q_{20}^{te} \right|^2 \Re (p_2^{te}) + \left| q_{20}^{tm} \right|^2 \Re (p_2^{tm}) \right] dp dq \quad (1.30)
 \end{aligned}$$

En d'autres termes, la puissance active rayonnée dans l'air est obtenue à partir de la différence entre la puissance incidente et les puissances réfléchiée et absorbée par le milieu dissipatif données par le calcul. Cette hypothèse va se révéler intéressante pour l'interprétation de résultats expérimentaux.

b) - Conservation de la puissance réactive à l'interface

Après simplification de l'équation (1.24), elle s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & 2Im(\rho_{00}) + \underbrace{\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty}}_{\text{sauf } m=n=0} |\rho_{mn}^{te}|^2 \\
 & = \int \int_0^{\infty} \left[|q_{20}^{te}|^2 Im(p_2^{te}) + |q_{20}^{tm}|^2 Im(p_2^{tm}) \right] dp dq \quad (1.31)
 \end{aligned}$$

Avec la suppression des coefficients de réflexion des modes supérieurs dans le guide, l'équation devient :

$$2Im(\rho_{00}) = \int \int_0^{\infty} \left[|q_{20}^{te}|^2 Im(p_2^{te}) + |q_{20}^{tm}|^2 Im(p_2^{tm}) \right] dp dq \quad (1.32)$$

Connaissant les fonctions $\rho_{00}, q_{20}^{te}, q_{20}^{tm}, p_2^{te}, p_2^{tm}$, le calcul numérique nous donne une égalité stricte de l'équation (1.32). En effet, il est mathématiquement faux de considérer les coefficients de réflexion supérieurs dans le guide sans prendre en compte les modes stockés à la discontinuité dans l'air [11]. On peut donc avoir accès à une estimation de la puissance stockée à l'interface air-milieu dissipatif dans le modèle réel, en écrivant :

$$\int \int_{k_0}^{\infty} \left[|q_0^{tm}|^2 - |q_0^{te}|^2 \right] dp dq \neq \underbrace{\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty}}_{\text{sauf } m=n=0} |\rho_{mn}^{te}|^2 \quad (1.33)$$

si on néglige le terme :

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |\rho_{mn}^{tm}|^2$$

1.4.4 Fonctions de couplage

Le calcul des fonctions de couplage fait intervenir les propriétés d'orthogonalité des modes [11] [27] et les propriétés de l'impulsion de Dirac.

a) - Calcul de q_{20}^{te}

On intègre sur la surface de discontinuité S les expressions suivantes :

$$(1) (p, q) \cdot H_{2y}^{*te}(p', q') \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') \quad - (2) (p, q) \cdot H_{2x}^{*te}(p', q') \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q')$$

(1.34)

$$(4) (p, q) \cdot E_{2x}^{*te}(p', q') \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') \quad - (3) (p, q) \cdot E_{2y}^{*te}(p', q') \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q')$$

(1.35)

On obtient :

$$q_{20}^{te} \begin{pmatrix} p, q \\ m', n' \\ m, n \end{pmatrix} = \frac{(\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \beta_{m'n'} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'}) + \beta_{00}}{(\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \beta_{m'n'} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'}) + \beta_2 - j \alpha_2}$$

$$\cdot \frac{|\gamma_2|}{2(\beta_2 + j\alpha_2)} \cdot \langle H_2^{te} / E_1^{00} \rangle \quad (1.36)$$

b) - Calcul de q_{20}^{tm}

On intègre sur la surface de discontinuité S les expressions suivantes :

$$(1)_{(p,q)} \cdot H_{2y}^{*tm}{}_{(p',q')} \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') - (2)_{(p,q)} \cdot H_{2x}^{*tm}{}_{(p',q')} \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') \quad (1.37)$$

$$(4)_{(p,q)} \cdot E_{2x}^{*tm}{}_{(p',q')} \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') - (3)_{(p,q)} \cdot E_{2y}^{*tm}{}_{(p',q')} \cdot \delta(p-p') \cdot \delta(q-q') \quad (1.38)$$

On obtient :

$$q_{20}^{tm} \begin{pmatrix} p, q \\ m', n' \\ m, n \end{pmatrix} = \frac{(\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \beta_{m'n'} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'}) + \beta_{00}}{[(\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \beta_{m'n'} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'}) (\beta_2 - j \alpha_2) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'')]}$$

$$\cdot \frac{|\gamma_2| |\varepsilon_2|}{2 (\varepsilon_2' + j \varepsilon_2'')} \cdot \langle H_2^{tm} / E_1^{00} \rangle \quad (1.39)$$

c) - Commentaire

L'interprétation correcte des symboles de Kroneker $\delta_{mm'}$ et $\delta_{nn'}$ permet de retrouver les fonctions de couplages q_{20}^{te} et q_{20}^{tm} du milieu dissipatif déjà publiées [17] [18]. En effet pour $m = n = 0$, l'expression $\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \beta_{m'n'} \delta_{mm'} \delta_{nn'}$ devient β_{00} .

On obtient :

$$q_{20}^{te}(p, q) = \frac{\beta_{00}}{(\beta_{00} + \beta_2 - j \alpha_2)} \cdot \frac{|\gamma_2|}{(\beta_2 + j \alpha_2)} \cdot \langle H_{2(p,q)}^{te} / E_1^{00} \rangle \quad (1.40)$$

$$q_{20}^{tm}(p, q) = \frac{\beta_{00}}{[\beta_{00}(\beta_2 - j \alpha_2) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'')] } \cdot \frac{|\gamma_2| |\varepsilon_2|}{(\varepsilon_2' + j \varepsilon_2'')} \cdot \langle H_{2(p,q)}^{tm} / E_1^{00} \rangle \quad (1.41)$$

Remarque : l'expression de $\langle H_2^{te} / E_1^{00} \rangle$ est similaire à celle de [6].

1.4.5 Coefficients de réflexion ρ_{mn}^{te}

On intègre sur la surface S les équations suivantes :

$$(1') \quad (1)_{(m,n)} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} H_{1y}^{*m'n'} \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.42)$$

$$(2') \quad (2)_{(m,n)} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} H_{1x}^{*m'n'} \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.43)$$

$$(3') \quad (3)_{(m,n)} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} E_{1y}^{*m'n'} \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.44)$$

$$(4') \quad (4)_{(m,n)} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} E_{1x}^{*m'n'} \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.45)$$

① - ②' donne: ⑤

$$\begin{aligned}
 & \langle H_1^{00} / E_1^{00} \rangle + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{mn}^{te} \langle H_1^{mnte} / E_1^{mnte} \rangle = \\
 & \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \left\{ \int \int_0^{\infty} \left[q_{20}^{te} \binom{m,n}{m',n'} \langle H_1^{mnte} / E_2^{te} \rangle + \right. \right. \\
 & \left. \left. q_{20}^{tm} \binom{m,n}{m',n'} \langle H_1^{mnte} / E_2^{tm} \rangle \right] dp dq \right\} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'} \quad (1.46)
 \end{aligned}$$

③' - ④' donne: ⑥

$$\begin{aligned}
 & - \langle H_1^{00} / E_1^{00} \rangle^* + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{mn}^{te} \langle H_1^{mnte} / E_1^{mnte} \rangle^* = \\
 & \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \left\{ \int \int_0^{\infty} \left[q_{20}^{te} \binom{m,n}{m',n'} \langle H_1^{mnte} / E_2^{te} \rangle + \right. \right. \\
 & \left. \left. q_{20}^{tm} \binom{m,n}{m',n'} \langle H_1^{mnte} / E_2^{tm} \rangle \right] dp dq \right\} \cdot \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'} \quad (1.47)
 \end{aligned}$$

a) - Coefficient de réflexion du mode fondamental ρ_{00}^{te}

Par addition des équations (5) et (6) , on obtient :

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{mn}^{te} \cdot 2 \frac{(\beta_{mn}^* + \beta_{mn})}{|\beta_{mn}|} =$$

$$\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \int \int_0^{\infty} \left(q_{20}^{te} \binom{m,n}{m',n'} \cdot \left(\frac{\beta_{mn}^*}{(\beta_2 - j \alpha_2)} - 1 \right) \cdot \langle H_2^{te} / E_1^{mn} \rangle^* \right.$$

$$\left. + q_{20}^{tm} \binom{m,n}{m',n'} \cdot \left(\frac{\beta_{mn}^* (\beta_2 - j \alpha_2)}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'')} - 1 \right) \cdot \langle H_2^{tm} / E_1^{mn} \rangle^* \right) \cdot dp dq \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.48)$$

Cette équation donne le coefficient de réflexion fondamental ρ_{00} pour $m = 0$ et $n = 0$ et une infinité d'équations sans dimension qui peuvent servir d'équations tests.

b) - Coefficients de réflexions des modes supérieurs ρ_{mn}^{te}

Par soustraction des équations (5) et (6) , on obtient :

$$\underbrace{\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty}}_{\text{sauf } m=n=0} \rho_{mn}^{te} \cdot 2 \frac{(\beta_{mn}^* - \beta_{mn})}{|\beta_{mn}|} =$$

$$\underbrace{\sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty}}_{\text{sauf } m'=n'=0} \int \int_0^{\infty} \left(q_{20}^{te} \binom{m,n}{m',n'} \cdot \left(1 + \frac{\beta_{mn}^*}{(\beta_2 - j \alpha_2)} \right) \cdot \langle H_2^{te} / E_1^{mn} \rangle^* \right.$$

$$\left. + q_{20}^{tm} \binom{m,n}{m',n'} \cdot \left(1 + \frac{\beta_{mn}^* (\beta_2 - j \alpha_2)}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'')} \right) \cdot \langle H_2^{tm} / E_1^{mn} \rangle^* \right) \cdot dp dq \cdot \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.49)$$

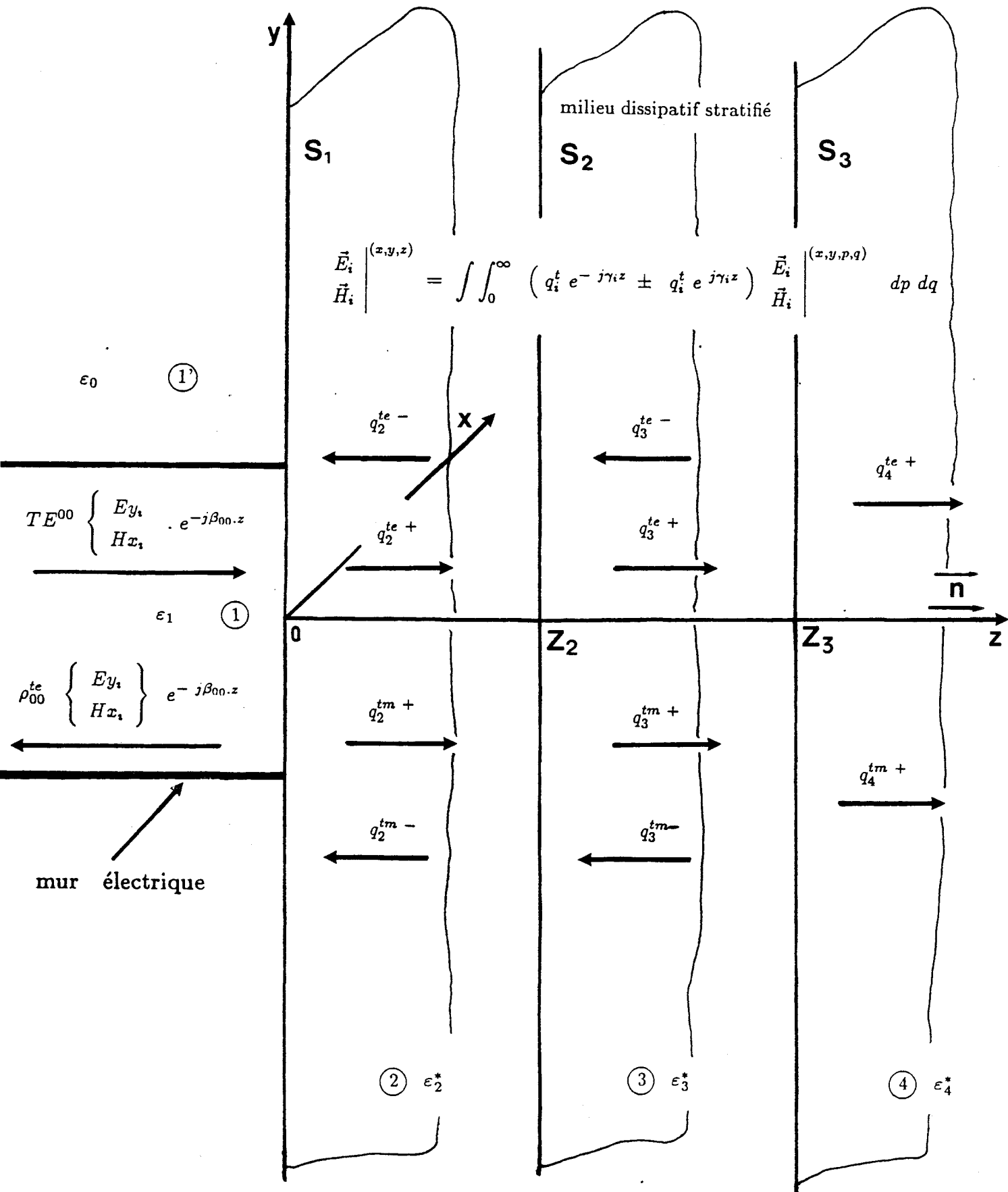


Figure (5.1): Présentation du modèle stratifié.

On obtient le coefficient de réflexion ρ_{mn}^{te} pour chaque couple m et n correspondant.

c) - Equation test

A l'ordre $m = 0$ et $n = 0$, l'équation (1.49) donne une équation test sans dimension, elle s'écrit :

$$4 = \int \int_0^\infty \left(q_{20}^{te} \frac{((\beta_2 - j \alpha_2) + \beta_{00})}{(\beta_2 - j \alpha_2)} \cdot \langle H_2^{te} / E_1^{mn} \rangle^* + q_{20}^{tm} \frac{(\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'') + \beta_{00} (\beta_2 - j \alpha_2))}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j \varepsilon_2'')} \cdot \langle H_2^{tm} / E_1^{mn} \rangle^* \right) \cdot dp dq \quad (1.50)$$

l'équation est analogue à [11] [13] [17] .

1.4.6 Conclusion

Le traitement du modèle simplifié négligeant les modes rétrogrades, permet de calculer les composantes tridimensionnelles du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif ε_2 . L'erreur commise provient du fait que l'on ne considère que les fonctions de couplage q_{20}^{te} et q_{20}^{tm} (premier ordre). Nous montrons par ailleurs qu'il est possible d'estimer la puissance transmise aux modes se propageant dans l'air.

1.5 Extension du modèle à un milieu stratifié

Nous proposons l'étude détaillée d'un guide d'onde rectangulaire fermé sans pertes couplé à un milieu stratifié dissipatif semi-infini.

1.5.1 Présentation du modèle stratifié

La structure considérée est composée de trois milieux à pertes de permittivités différentes $\varepsilon_i = \varepsilon_i' - j\varepsilon_i''$ (figure 5.1).

Les plans de séparation entre les différents milieux sont $S_1(x, y, 0); S_2(x, y, z_2); S_3(x, y, z_3)$. Dans le guide d'onde sans pertes ε_1 , milieu ①, on ne prend en compte

que le coefficient de réflexion ρ_{00}^{te} du mode fondamental TE^{00} incident. Dans l'air, milieu (1), les modes continus n'apparaissent pas dans les équations, bien qu'ils puissent exister.

Dans les milieux dissipatifs (2) et (3), la fonction de couplage est une superposition d'une fonction de couplage en transmission q^{t+} et d'une fonction de couplage en réflexion q^{t-} [9], du fait des plans de discontinuité S_2 et S_3 . Le milieu (4) est semi-infini.

Les fonctions de couplage $q_i^{te\pm}, q_i^{tm\pm}$ seront donc une approximation du premier ordre, analogue à celle définie pour le modèle simplifié (paragraphe 1.4).

1.5.2 Equations de propagation et expressions des champs de modes

a) Dans le guide d'onde

A partir des équations de Maxwell et dans le repère considéré figure (5.2), l'équation de propagation pour le guide s'écrit :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - k_1^2 \right] \begin{bmatrix} Ez \\ Hz \end{bmatrix} = 0 \quad (1.51)$$

où compte tenu des conditions aux limites, l'équation caractéristique s'écrit :

$$k_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta_{mn}^2 = (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + \left(\frac{2n\pi}{b} \right)^2 \quad (1.52)$$

avec

- k_1 la constante de propagation
- $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$ vecteur d'onde dans l'air.

On en déduit pour le mode fondamental ($m = n = 0$) la constante de phase :

$$\beta_{00} = \left[k_0^2 \varepsilon_1 - \frac{\pi^2}{a^2} \right]^{1/2} \quad (1.53)$$

et l'expression des composantes transversales du champ dans le guide :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{1y} \\ H_{1x} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} A_1 \\ -B_1 \end{pmatrix} \cdot H_{mn} (2m+1) \cdot \frac{\pi}{a} \cdot \cos \left[(2n+1) \frac{\pi}{a} x \right] \\ &\cdot \cos \left[\frac{2n\pi}{b} y \right] \cdot e^{j(\omega t - \beta_{mn} \cdot z)} \end{aligned} \quad (1.54)$$

avec :

$$A_1 = j \frac{\omega \mu_0}{k_{1(m,n)}^2} (-1)^{m+n+1} ; \quad B_1 = j \frac{\beta_{mn}}{k_{1(m,n)}^2} (-1)^{m+n+1}$$

En normalisant à 1, le module du flux de puissance du mode fondamental à travers la surface S_1 , on a :

$$1 = \left| \frac{1}{2} \iint_{S_1} \left(\vec{E}_1^{00} \wedge \vec{H}_1^{00} \right) \cdot \vec{n} \, ds \right| \quad (1.55)$$

On définit l'amplitude du mode fondamental :

$$H_{00} = \frac{2\pi}{a} \left(\omega \mu_0 |\beta_{00}| a b \right)^{-1/2} \quad (1.56)$$

b) Dans le milieu stratifié

Pour un milieu à pertes, la notion d'ondes progressives ou évanescentes n'a plus de sens physique. La constante de propagation devient une quantité complexe avec un terme d'atténuation α_i et un terme de phase β_i . Par ailleurs, la nature semi-infini

du milieu transforme les modes discrets en modes continus caractérisés par des vecteurs d'ondes transversaux continus p et q . Dans ces conditions, les équations de propagation s'écrivent :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - k_i^2 \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (1.57)$$

où

$$k_i^2 = k_0^2 \varepsilon_i - \gamma_i^2 = p^2 + q^2 \quad (1.58)$$

avec $i = 2, 3, 4$.

p et q sont réels variant de 0 à l'infini avec

$$\gamma_i(p, q) = \beta_i(p, q) - j \alpha_i(p, q)$$

On en déduit les constantes de phase :

$$\beta_i(p, q) = \left(\frac{k_0^2 \varepsilon_i' - p^2 - q^2}{2} + \frac{1}{2} \left((k_0^2 \varepsilon_i' - p^2 - q^2)^2 + (k_0^2 \varepsilon_i'')^2 \right)^{1/2} \right)^{1/2} \quad (1.59)$$

et les constantes d'atténuation :

$$\alpha_i(p, q) = \frac{k_0^2 \varepsilon_i''}{2\beta_i(p, q)} \quad (1.60)$$

Il existe une infinité de valeur de α_i et β_i .

Remarque : Nous pouvons aboutir à l'expression de β et α pour une onde TEM à partir des expressions de $\beta(p, q)$ et $\alpha(p, q)$ définies ci-dessus. Il suffit pour cela de considérer uniquement les vecteurs d'ondes transversaux fondamentaux, c'est-à-dire $p = 0$ et $q = 0$. On trouve bien les expressions classiques [2] :

$$\beta(0, 0) = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon' + \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}{2}}$$

et

$$\alpha(0, 0) = k_0 \sqrt{\frac{-\epsilon' + \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}{2}}$$

avec

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

Avant de formuler les expressions de composantes de champs de mode *TE* et *TM* , il est nécessaire d'en discuter l'obtention. Il faut que ces champs de modes soient des fonctions de bases orthogonales. En les prenant du même type que celles se propageant dans le guide d'onde (équation 1.54), avec la transformation des fonctions discrètes en fonctions continues de p et q , on obtient :

- Mode *TE*

$$\begin{cases} E_{xi} \\ H_{yi} \end{cases} = \begin{cases} -A \\ -B \end{cases} H_i \cdot q \cdot \sin px \sin qy$$

$$\begin{cases} E_{yi} \\ H_{xi} \end{cases} = \begin{cases} -A \\ +B \end{cases} H_i \cdot p \cdot \cos px \cos qy$$

$$H_{zi} = H_i \sin px \cos qy \tag{1.61}$$

avec :

$$A = \frac{j\omega\mu_0}{p^2 + q^2} ; B = \frac{(\alpha_i + j\beta_i)}{p^2 + q^2}$$

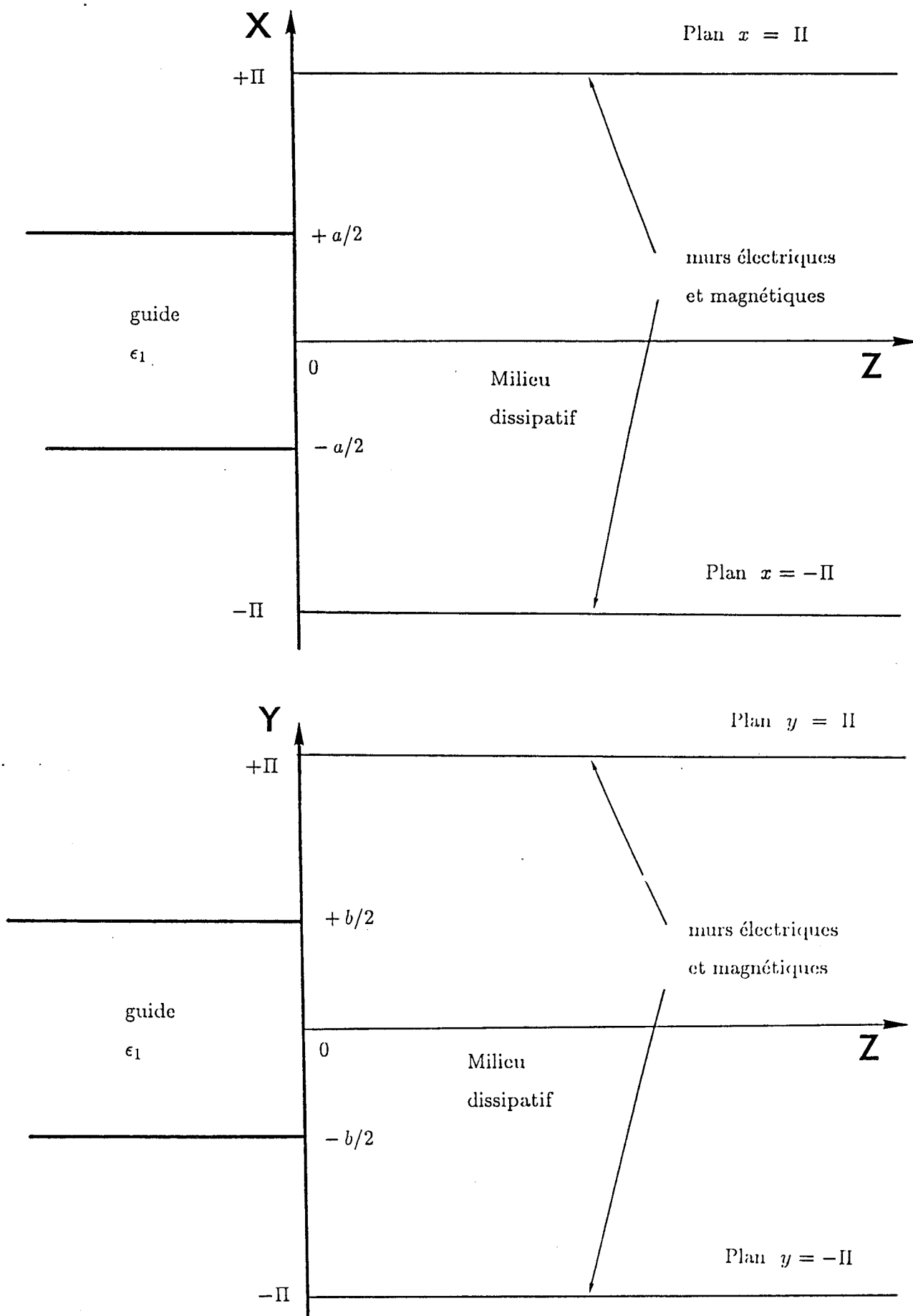


Figure (5.2): Structure considérée, où l'on a fait apparaître des murs électriques et magnétiques en $x = \pm \Pi$ et $y = \pm \Pi$, afin de satisfaire la normalisation des amplitudes H_i et E_i .

• Mode *TM*

$$\begin{cases} E_{xi} \\ H_{yi} \end{cases} = \begin{cases} C \\ D \end{cases} E_i \cdot p \cdot \sin px \sin qy$$

$$\begin{cases} E_{yi} \\ H_{xi} \end{cases} = \begin{cases} -C \\ D \end{cases} E_i \cdot q \cdot \cos px \cos qy$$

$$E_{zi} = E_i \cos px \sin qy \tag{1.62}$$

avec : $C = B$; $D = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_i}{p^2 + q^2}$

Pour définir l'amplitude des champs de mode, on normalise à 1 le module du flux de puissance associé à chacun des modes à travers les surfaces S_i correspondantes. D'où :

$$H_i = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2\omega\mu_0 |\gamma_i|} \right]^{1/2} \tag{1.63}$$

$$E_i = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2\omega\epsilon_0 |\epsilon_i| |\gamma_i|} \right]^{1/2} \tag{1.64}$$

Pour établir une normalisation correcte des amplitudes H_i et E_i , expression (1.63) et (1.64), nous considérons des murs électriques et magnétiques dans le milieu dissipatif suivant x et y . Ils sont placés suffisamment loin, dans les plans $x = \pm \Pi$ et $y = \pm \Pi$, de telle façon qu'ils ne perturbent pas le champ établi dans le milieu dissipatif, figure (5.2). Cette normalisation restreint le choix des nombres d'ondes à des valeurs entières. On montre qu'il n'est pas nécessairement utile de borner l'intervalle d'intégration (murs électriques et magnétiques) et que les nombres d'ondes peuvent être choisis réels. Pendant le déroulement des calculs, une analyse plus fine montre l'égalité suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sin(px) \cdot \sin(p'x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(px) \cdot \cos(p'x) \cdot dx = \pi \cdot \delta(p - p')$$

Cette équation montre implicitement qu'il n'y a pas de couplage entre deux modes d'un même milieu de propagation.

1.5.3 Equations de continuités aux interfaces

Nous disposons de trois surfaces de discontinuités ; plans S_1, S_2, S_3 où nous écrivons la continuité spatiale des champs.

a) Représentation des champs dans le milieu stratifié.

Le formalisme adopté pour l'écriture du champ dans les milieux (2) , (3) et

(4) est le suivant :

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} E_{xi} \\ E_{yi} \end{array} \right| (x, y, z) &= \int \int_0^\infty \left(q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot E_{i|_y}^{te} \\ &+ \left(q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot E_{i|_y}^{tm} dp dq \end{aligned}$$

$$E_{zi}(x, y, z) = \int \int_0^\infty \left(q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot E_{iz}^{tm} dp dq$$

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} H_{xi} \\ H_{yi} \end{array} \right| (x, y, z) &= \int \int_0^\infty \left(q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{te-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot H_{i|_y}^{te} \\ &+ \left(q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{tm-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot H_{i|_y}^{tm} dp dq \end{aligned}$$

$$H_{zi}(x, y, z) = \int \int_0^\infty \left(q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{te-} e^{j\gamma_i z_i} \right) \cdot H_{iz}^{te} dp dq \quad (1.65)$$

pour $i = 2$ on a $0 < z < z_2$

$i = 3$ on a $z_2 < z < z_3$

$i = 4$ on a $z > z_3$ où q_4^{te-} et q_4^{tm-} sont nuls du fait de la nature semi-infinie du milieu (4)

Dans ces expressions, on a volontairement omis le terme $e^{j\omega t}$.

b) Equations de continuités

Plan S_1 ($z = 0$) équations numérotées : S11 à S14.

$$\begin{aligned}
 E_{1\left| \frac{x}{y} \right.}^{oo^{te}} (1 + \rho_{00}^{te}) &= \int_0^\infty \int_0^\infty (q_{2(pq)}^{te+} + q_{2(pq)}^{te-}) E_{2\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_{2(pq)}^{tm+} + q_{2(pq)}^{tm-}) E_{2\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq \\
 H_{1\left| \frac{x}{y} \right.}^{oo^{te}} (1 - \rho_{00}^{te}) &= \int_0^\infty \int_0^\infty (q_{2(pq)}^{te+} - q_{2(pq)}^{te-}) H_{2\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_{2(pq)}^{tm+} - q_{2(pq)}^{tm-}) H_{2\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq
 \end{aligned}
 \tag{1.66}$$

Plan S_i ($z = z_i$) $i = 2$ ou 3 équations numérotées : Si1 à Si4

$$\begin{aligned}
 &\int_0^\infty \int_0^\infty (q_i^{te+} \cdot e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} \cdot e^{j\gamma_i z_i}) E_{i\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_i^{tm+} \cdot e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} \cdot e^{j\gamma_i z_i}) E_{i\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq \\
 &= \int_0^\infty \int_0^\infty (q_{i+1}^{te+} \cdot e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} \cdot e^{j\gamma_{i+1} z_i}) E_{i+1\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} \cdot e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} \cdot e^{j\gamma_{i+1} z_i}) E_{i+1\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq \\
 &\int_0^\infty \int_0^\infty (q_i^{te+} \cdot e^{j\gamma_i z_i} - q_i^{te-} \cdot e^{-j\gamma_i z_i}) H_{i\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_i^{tm+} \cdot e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{tm-} \cdot e^{j\gamma_i z_i}) H_{i\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq \\
 &= \int_0^\infty \int_0^\infty (q_{i+1}^{te+} \cdot e^{-j\gamma_{i+1} z_i} - q_{i+1}^{te-} \cdot e^{j\gamma_{i+1} z_i}) H_{i+1\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} \cdot e^{-j\gamma_{i+1} z_i} - q_{i+1}^{tm-} \cdot e^{j\gamma_{i+1} z_i}) H_{i+1\left| \frac{x}{y} \right. (pq)}^{tm} dpdq
 \end{aligned}
 \tag{1.67}$$

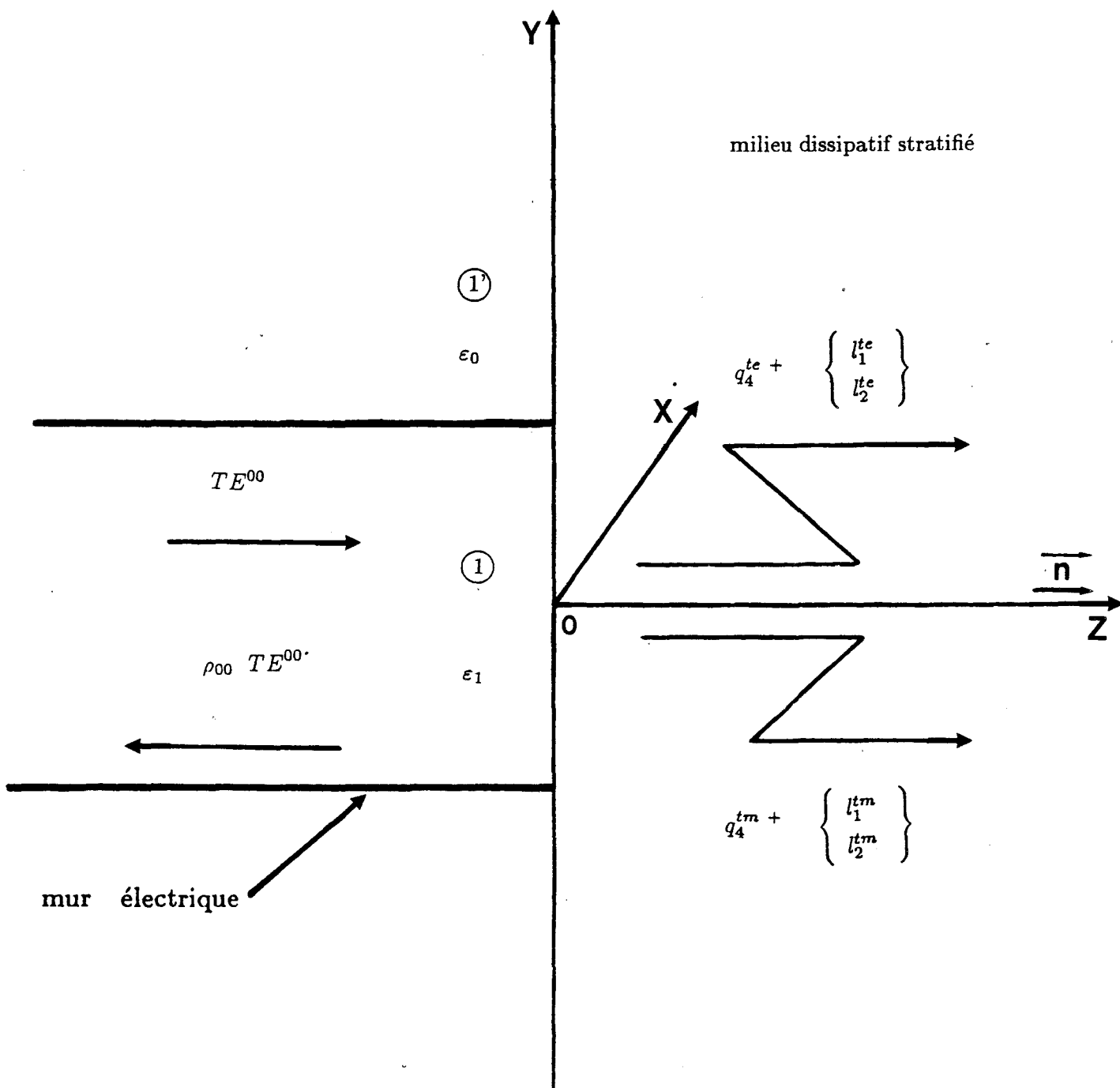


Figure (5.3): Représentation du milieu stratifié par les seules fonctions q_4^{te} et q_4^{tm} ; affectées des fonctions de l_1 et l_2

1.5.4 Fonctions de couplage

Le milieu dissipatif stratifié peut être décrit par les seules fonctions q_4^{te+} et q_4^{tm+} affectées des fonctions $l_1^{(te,tm)}$, $l_2^{(te,tm)}$ qui rendent compte des différents milieux (figure 5.3).

Pour le calcul pratique des fonctions de couplages q_i , on intègre sur les surfaces de discontinuité S_i correspondante des équations du type :

$$\left\{ \begin{array}{l} (S_{i1}) \quad H_{i+1,y}^* \\ (S_{i4}) \quad E_{i+1,x}^* \end{array} \right| \begin{array}{l} \delta(p-p')\delta(q-q') - (S_{i2}) H_{i+1,x}^* \\ - (S_{i3}) E_{i+1,y}^* \end{array} \left| \delta(p-p')\delta(q-q') \right. \quad (1.68)$$

on obtient :

$$q_{4(p,q)}^{te+} = \frac{\beta_{00}}{(\beta_{00} \cdot l_1^{te} + (\beta_2 - j\alpha_2) l_2^{te})} \cdot \frac{|\gamma_2|}{(\beta_2 + j\alpha_2)} < H_2^{te} / E_1^{00} > \quad (1.69)$$

$$q_{4(p,q)}^{tm+} = \frac{\beta_{00}}{(\beta_{00}(\beta_2 - j\alpha_2) \cdot l_1^{tm} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 (\epsilon_2' - j\epsilon_2'') l_2^{tm})} \cdot \frac{|\gamma_2| |\epsilon_2|}{(\epsilon_2' + j\epsilon_2'')} < H_2^{tm} / E_1^{00} > \quad (1.70)$$

$$l_1^{(te,tm)} = (F^{(te,tm)+} + F^{(te,tm)-})$$

$$l_2^{(te,tm)} = (F^{(te,tm)+} - F^{(te,tm)-}) \quad (1.71)$$

$$F^{(te,tm)+} = \delta_1^{(te,tm)} \delta_3^{(te,tm)} + \delta_2^{(te,tm)} \delta_4^{(te,tm)}$$

$$F^{(te,tm)-} = \delta_1^{(te,tm)} \delta_5^{(te,tm)} + \delta_2^{(te,tm)} \delta_6^{(te,tm)} \quad (1.72)$$

$$\frac{\delta_1^{te}}{\delta_2^{te}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{|\gamma_3|}{|\gamma_4|}} \cdot \frac{\gamma_3 \pm \gamma_4}{\gamma_3} \cdot A$$

$$\begin{matrix} \delta_3^{te} \\ \delta_4^{te} \end{matrix} = \frac{1}{2} \cdot D \frac{\gamma_2 \pm \gamma_3}{\gamma_2} \cdot B$$

$$\begin{matrix} \delta_5^{te} \\ \delta_6^{te} \end{matrix} = \frac{1}{2} \cdot D \frac{\gamma_2 \mp \gamma_3}{\gamma_2} \cdot C$$

$$\begin{matrix} \delta_1^{tm} \\ \delta_2^{tm} \end{matrix} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{|\gamma_3| |\varepsilon_3|}{|\gamma_4| |\varepsilon_4|}} \cdot \left(\frac{\gamma_4}{\gamma_3} \pm \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_3} \right) \cdot A$$

$$\begin{matrix} \delta_3^{tm} \\ \delta_4^{tm} \end{matrix} = \frac{1}{2} \cdot E \left(\frac{\gamma_3}{\gamma_2} \pm \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \right) \cdot B$$

$$\begin{matrix} \delta_5^{tm} \\ \delta_6^{tm} \end{matrix} = \frac{1}{2} \cdot E \left(\frac{\gamma_3}{\gamma_2} \mp \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \right) \cdot C$$

$$A = e^{-(\gamma_4 \mp \gamma_3) z_3}$$

$$C = e^{-(\gamma_2 \pm \gamma_3) z_2}$$

$$E = \sqrt{\frac{|\gamma_2| |\varepsilon_2|}{|\gamma_3| |\varepsilon_3|}}$$

$$B = e^{(\gamma_2 \mp \gamma_3) z_2}$$

$$D = \sqrt{\frac{|\gamma_2|}{|\gamma_3|}}$$

Les autres fonctions de couplage découlent des précédentes comme suit :

$$q_3^{(te,tm)+} = q_4^{(te,tm)+} \cdot \delta_1^{(te,tm)}$$

$$q_3^{(te,tm)-} = q_4^{(te,tm)+} \cdot \delta_2^{(te,tm)}$$

$$\begin{aligned}
 q_2^{(te,tm)+} &= f\left(q_3^{(te,tm)+}, q_3^{(te,tm)-}\right) = q_4^{(te,tm)+} \cdot F^{(te,tm)+} \\
 q_2^{(te,tm)-} &= f\left(q_3^{(te,tm)+}, q_3^{(te,tm)-}\right) = q_4^{(te,tm)+} \cdot F^{(te,tm)-} \quad (1.73)
 \end{aligned}$$

Ces calculs montrent que les fonctions de couplage dépendent aussi bien de la nature et de la géométrie du milieu stratifié $(\varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4, z_2, z_3)$ que des caractéristiques de la sonde.

1.5.5 Coefficient de réflexion du mode fondamental

On obtient le coefficient de réflexion ρ_{00} par l'intégration sur la surface S_1 des équations suivantes :

$$\begin{cases} (S_{12}) \times H_{1x}^{00*} \\ (S_{13}) \times E_{1y}^{00*} \end{cases} \quad (1.74)$$

qui est la simplification du mode opératoire définie au paragraphe (1.4.5).

On obtient :

$$\begin{aligned}
 \rho_{00} &= \int \int_0^\infty \left(q_4^{te+} \frac{(\beta_{00} \cdot l_1^{te} - (\beta_2 - j\alpha_2) \cdot l_2^{te})}{4(\beta_2 - j\alpha_2)} \langle H_2^{te}/E_1^{00} \rangle^* \right. \\
 &+ \left. q_4^{tm+} \cdot \frac{(\beta_{00}(\beta_2 - j\alpha_2) l_1^{tm} - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j\varepsilon_2'') l_2^{tm})}{4 \cdot \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j\varepsilon_2'')} \langle H_2^{tm}/E_1^{00} \rangle^* \right) \cdot dp dq \quad (1.75)
 \end{aligned}$$

les équations (1.74) donnent également une équation test sans dimension :

$$\begin{aligned}
 4 &= \int \int_0^\infty \left(q_4^{te+} \frac{(\beta_{00} \cdot l_1^{te} + (\beta_2 - j\alpha_2) \cdot l_2^{te})}{(\beta_2 - j\alpha_2)} \langle H_2^{te}/E_1^{00} \rangle^* \right. \\
 &+ \left. q_4^{tm+} \cdot \frac{[(\beta_2 - j\alpha_2) \cdot \beta_{00} l_1^{tm} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j\varepsilon_2'') l_2^{tm})]}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_2' - j\varepsilon_2'')} \langle H_2^{tm}/E_1^{00} \rangle^* \right) \cdot dp dq \quad (1.76)
 \end{aligned}$$

1.5.6 Conservation de la puissance aux interfaces

On applique aux trois systèmes d'équations de continuité des plans S_1, S_2 et S_3 , le traitement exposé au paragraphe (1.3.3) pour le calcul du flux de puissance.

a) Interface S_1

On obtient :

$$1 + 2jIm(\rho_{00}) = |\rho_{00}|^2 + \int \int_0^\infty \left[|q_4^{te}|^2 l_1^{te} \cdot l_2^{te*} \cdot p_2^{te} + |q_4^{tm}|^2 \cdot l_1^{tm} \cdot l_2^{tm*} \cdot p_2^{tm} \right] dpdq \quad (1.77)$$

la conservation de la puissance active sur S_1 s'écrit :

$$1 = |\rho_{00}|^2 + \int \int_0^\infty |q_4^{te}|^2 \Re(l_1^{te} \cdot l_2^{te*} \cdot p_2^{te}) + |q_4^{tm}|^2 \Re(l_1^{tm} \cdot l_2^{tm*} \cdot p_2^{tm}) dp dq \quad (1.78)$$

la conservation de la puissance réactive sur S_1 s'écrit :

$$2 Im(\rho_{00}) = \int \int_0^\infty |q_4^{te}|^2 Im(l_1^{te} \cdot l_2^{te*} \cdot p_2^{te}) + |q_4^{tm}|^2 Im(l_1^{tm} \cdot l_2^{tm*} \cdot p_2^{tm}) dp dq \quad (1.79)$$

b) Interfaces S_i $i = 2$ et 3

On obtient les expressions :

$$\begin{aligned} & \int \int_0^\infty \left\{ |q_i^{te+}|^2 e^{-2\alpha_i z_i} - |q_i^{te-}|^2 e^{2\alpha_i z_i} + 2j Im(q_i^{te-} \cdot q_i^{te+*} \cdot e^{2j\beta_i z_i}) \right\} \times 2p_i^{te} \\ & + \left\{ |q_i^{tm+}|^2 e^{-2\alpha_i z_i} - |q_i^{tm-}|^2 e^{2\alpha_i z_i} + 2j Im(q_i^{tm-} \cdot q_i^{tm+*} \cdot e^{2j\beta_i z_i}) \right\} \times 2p_i^{tm} dp dq \\ & = \int \int_0^\infty \left\{ |q_{i+1}^{te+}|^2 e^{-2\alpha_{i+1} z_i} - |q_{i+1}^{te-}|^2 e^{2\alpha_{i+1} z_i} + 2j Im(q_{i+1}^{te-} \cdot q_{i+1}^{te+*} \cdot e^{2j\beta_{i+1} z_i}) \right\} \times 2p_{i+1}^{te} \\ & + \left\{ |q_{i+1}^{tm+}|^2 e^{-2\alpha_{i+1} z_i} - |q_{i+1}^{tm-}|^2 e^{2\alpha_{i+1} z_i} + 2j Im(q_{i+1}^{tm-} \cdot q_{i+1}^{tm+*} \cdot e^{2j\beta_{i+1} z_i}) \right\} \times 2p_{i+1}^{tm} dp dq \end{aligned} \quad (1.80)$$

c) Commentaire

On remarque que l'équation (1.78) sur la conservation de la puissance active sur S_1 est identique à l'équation (1.29) du paragraphe 1.4.3 aux fonctions $l_1^{te}, l_2^{te}, l_1^{tm}, l_2^{tm}$ près. Les remarques établies au paragraphe 1.4.3 sont donc toujours valables.

1.5.7 Conclusion

Nous disposons d'une méthode de calcul du champ électromagnétique dans un milieu absorbant stratifié. Elle rend compte des phénomènes de champ proche et de la nature tridimensionnelle du milieu couplé à la sonde. Nous en déduisons les paramètres de couplage C_i , qui interviennent dans le calcul des signaux radiométriques (voir chapitres 2, 3 et 4).

1.6 Test de la méthode et convergence

1.6.1 Equations tests

A l'issu des calculs, nous avons définis des équations tests sans dimension (1.50) et (1.76) suivant le modèle considéré. Nous choisirons les vecteurs d'ondes P_{max} et Q_{max} vérifiant ces équations afin de prendre un nombre de vecteurs d'ondes transversaux suffisant suivant le milieu dissipatif. Il est apparu également qu'un nombre de vecteurs d'ondes suffisamment grand fait converger l'intégrale (1.50) ou (1.76) vers le nombre 4. Le temps calcul dépendra uniquement de P_{max} et Q_{max} donc de la précision voulue sur le calcul intégral d'un milieu considéré.

1.6.2 Convergence

Une étude mathématique a été menée sur la convergence des fonctions à intégrer. Celles-ci ont toujours donné des critères de convergence suffisants. Le domaine d'intégration des intégrales est défini dans l'espace des réels avec des variables d'intégrations p et q posées réelles. Nous faisons intervenir les propriétés de l'impulsion de Dirac pour le calcul des fonctions de couplage ou de poids.

$$q_{(p',q')}^{te/tm} = \int \int_{-\infty}^{\infty} q_{(p,q)}^{te/tm} \delta(p - p') \delta(q - q') dp dq \quad (1.81)$$

Nous obtenons ainsi une forme analytique des fonctions $q_{(p,q)}^{te/tm}$.

1.7 Conclusion

La présentation du modèle réel met en valeur les types et les conditions de propagation dans les milieux composant la structure. Cependant le traitement global du modèle réel n'est pas possible sans une répartition complète des modes de part et d'autre de la discontinuité. Nous avons donc définis un modèle simplifié qui rend compte des phénomènes de champ proche et de la nature tridimensionnelle du milieu couplé à la sonde, mais qui néglige les modes rétrogrades et assimile les vecteurs d'ondes transversaux à des quantités réelles. Le modèle simplifié a été étendu à la propagation dans un milieu absorbant stratifié. Nous abordons maintenant les vérifications expérimentales de la méthode.

Bibliographie

- [1] KALITEEVSKI
"Optique ondulatoire"
Edition Mir, 1978.

- [2] L. LANDAU, E. LIFCHITZ
"Electrodynamique des milieux continus"
Phys. théorique, tome VIII, Edit. Mir. 1969.

- [3] J.A. STRATTON
"Théorie de l'électromagnétisme"
Dunod, 1961.

- [4] C.T. TSAI, C.H. DURNEY, D.A. CHRISTENSEN
"Calculated power absorption patterns for hypertermia Applicators consisting of electric dipole arrays"
Journal of microwave power, 19 (1), 1984.

- [5] M. SPAJER, D. COURJON, K. SARAYEDDINE, A. JALOCHA,
J.M. VIGOUREUX
"Microscopie en champ proche par réflexion"
Journal de Physique III, Janvier 1991.

- [6] A. GUY
"Electromagnetic Fields and relative heating Patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with Bilayered biological tissue"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques. Vol. Mtt-19, n° 2, February 1971.
- [7] R.H. Mac PHIE, A.I. ZAGHLOUL
"Radiation from a rectangular waveguide with infinite flange - Exact solution by the correlation matrix method"
IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol. AP-28, n° 4, July 1980.
- [8] J.A. ENCINAR, J.M. REBOLLAR
"Convergence of numerical solutions of open ended waveguide by modal analysis and hybrid modal-Spectral techniques"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-34, July 1986.
- [9] K.S. NIKITA and N.K. UZUNOGLU
"Analysis of the power coupling from a waveguide hyperthermia applicator into a three layered tissue model"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 37, n° 11, November 1989.
- [10] T. ITOCH, R. MITTRA
"A new method of solution for radiation from a flanged waveguide."
Proceedings of the IEEE, July 1971.
- [11] PH. GELIN
"Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques. Applications aux résonateurs diélectriques"
Thèse d'Etat, Lille, 1981.
- [12] PH. GELIN, M. PETENZI, J. CITERNE
"New rigorous analysis of the step discontinuity in a slab dielectric waveguide"
Electronics Letters, Vol. 15, n° 12, 7th June 1979.

- [13] PH. GELIN, M. PETENZI, J. CITERNE
"Rigorous analysis of the scattering of surface waves in an abruptly ended slab dielectric waveguide"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-29, n° 2, February 1981.
- [14] T.E. ROZZI
"Rigorous analysis of the step discontinuity in a planar dielectric waveguide"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-26, n° 10, October 1978.
- [15] K. MATSUMURA, Y. TOMABECHI
"Reflection and transmission characteristics of an uncoincidental junction on rectangular dielectric waveguides."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 37, n° 2, February 1989.
- [16] Y. TOMABECHI, K. MATSUMURA
"Reflection and transmission coefficients of rectangular dielectric waveguide discontinuity with an air gap."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 38, n° 6, June 1990.
- [17] D. DEGRUGILLIER
"Faisabilité d'une méthode modale pour l'étude de discontinuités entre structures fermées et ouvertes"
Mémoire DEA, Lille, 1983.
- [18] A. MAMOUNI
"Radiométrie microonde en champ proche - Applications médicales (thermographie microonde)."
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.
- [19] A. MAMOUNI, B. BOCQUET, M. HOCHEDÉZ, PH. GELIN, Y. LEROY
"Modélisation de l'émission thermique de tissus stratifiés".
Journées Nationales microondes, 1989.

- [20] C.N. CAPSALIS, N.K. UZUNOGLU
"Coupling between an abruptly terminated optical fiber and a dielectric planar waveguide."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-35, n° 11, November 1987.
- [21] J. R. MOSIG, T.K. SARKAR
"Comparison of quasi-static and exact electromagnetic fields from a horizontal electric dipole above a lossy dielectric backed by an imperfect ground plane."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT-34, n° 4, April 1986.
- [22] MERRILL I., SKOLNIK
"Introduction to radar systems"
- [23] CARPENTIER M.H.
"Le Radar" Presses universitaires de France.
- [24] THOUREL L.
"Les antennes. Applications aux radars et aux techniques spatiales" Dunod.
- [25] L. BEYNE, D. De ZUTTER
"Green's function for layered lossy media with special application to microstrip antennas."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 36, n° 5, May 1988.
- [26] J.D. WADE, R.H. MACPHIE
"Conservation of complex power technique for waveguide junctions with finite wall conductivity."
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 38, n° 4, April 1990.

[27] H. SHIGESAWA, M. TSUJI

"A new equivalent network method for analyzing discontinuity properties of open dielectric waveguides."

IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 37, n° 1, January 1989.

Chapitre 2

Vérification expérimentale en mode actif de la méthode de calcul

2.1 Introduction

Les interactions entre l'onde incidente guidée et la discontinuité réalisée par l'ouverture du guide monomode au contact d'un milieu dissipatif dépendent des paramètres primaires du système qui sont :

- les permittivités ε_1 et ε_2^* des milieux ;
- les dimensions a et b du guide ;
- la fréquence.

Une fois injectés dans le programme de calcul (établi à partir des équations du chapitre 1), ces paramètres primaires permettent de connaître d'autres paramètres caractéristiques du système :

la distribution tridimensionnelle des champs dans le milieu dissipatif, la profondeur de pénétration, le coefficient de réflexion dans l'ouverture, etc...

Des travaux antérieurs ont montré [1] que dans un certain nombre de cas les coefficients de réflexion sont peu différents de ceux de l'optique géométrique surtout

pour $\frac{|\varepsilon_2|}{\varepsilon_1} > 1$ ce qui conduit en fait dans le deuxième milieu, à un confinement plus important des champs sur l'axe Oz . M. Hochedez-Robillard [2] a proposé une méthode semi-empirique de détermination de la profondeur de pénétration, reposant sur un modèle combinant l'optique géométrique associée au mode TE_{01} (et donc aux paramètres primaires précités) et des effets de diffraction. On retient de ces travaux que dans le cas des milieux à fortes pertes (eau, tissus à forte teneur en eau) vers 3 GHz, la profondeur de pénétration est très proche des prévisions de l'optique géométrique. Par contre, dans le cas de milieux moins dissipatifs et pour lesquels ε_1 et ε_2' sont plus voisins tels le chloroforme ou les tissus adipeux aux mêmes fréquences, ce sont les effets de diffraction qui limitent fortement la pénétration des ondes. Par ailleurs, B. Bocquet [3] a montré par le calcul que la pénétration des ondes devrait aussi dépendre du rapport a/b entre les dimensions du guide.

En ce qui nous concerne, nous comprenons que la profondeur de pénétration d'un matériau dissipatif est liée à deux grandeurs physiques qui sont son absorption modale due aux pertes et sa dispersion modale mise en évidence par un effet de diffraction important. Nous rappelons que l'absorption modale et la dispersion modale constituent ce que l'on appelle aussi la diffraction de l'onde incidente par une ouverture en contact avec un milieu dissipatif.

Les vérifications expérimentales menées en mode actif, dans ce deuxième chapitre, ont essentiellement pour but d'estimer la validité du modèle simplifié présenté au premier chapitre. Rappelons que ce modèle simplifié néglige les modes rétrogrades dans l'air et considère dans le milieu dissipatif des vecteurs d'ondes réels pour les directions différentes de Oz .

Nous commençons par étudier des évolutions de champs électriques dans des structures dissipatives en contact avec notre capteur radiométrique. Nous poursuivons par une étude du coefficient de réflexion. Dans les différents cas, on considère des structures homogènes et stratifiées. Enfin, nous apportons quelques arguments expérimentaux, qui démontrent l'existence de modes de propagations rétrogrades ; ces conclusions

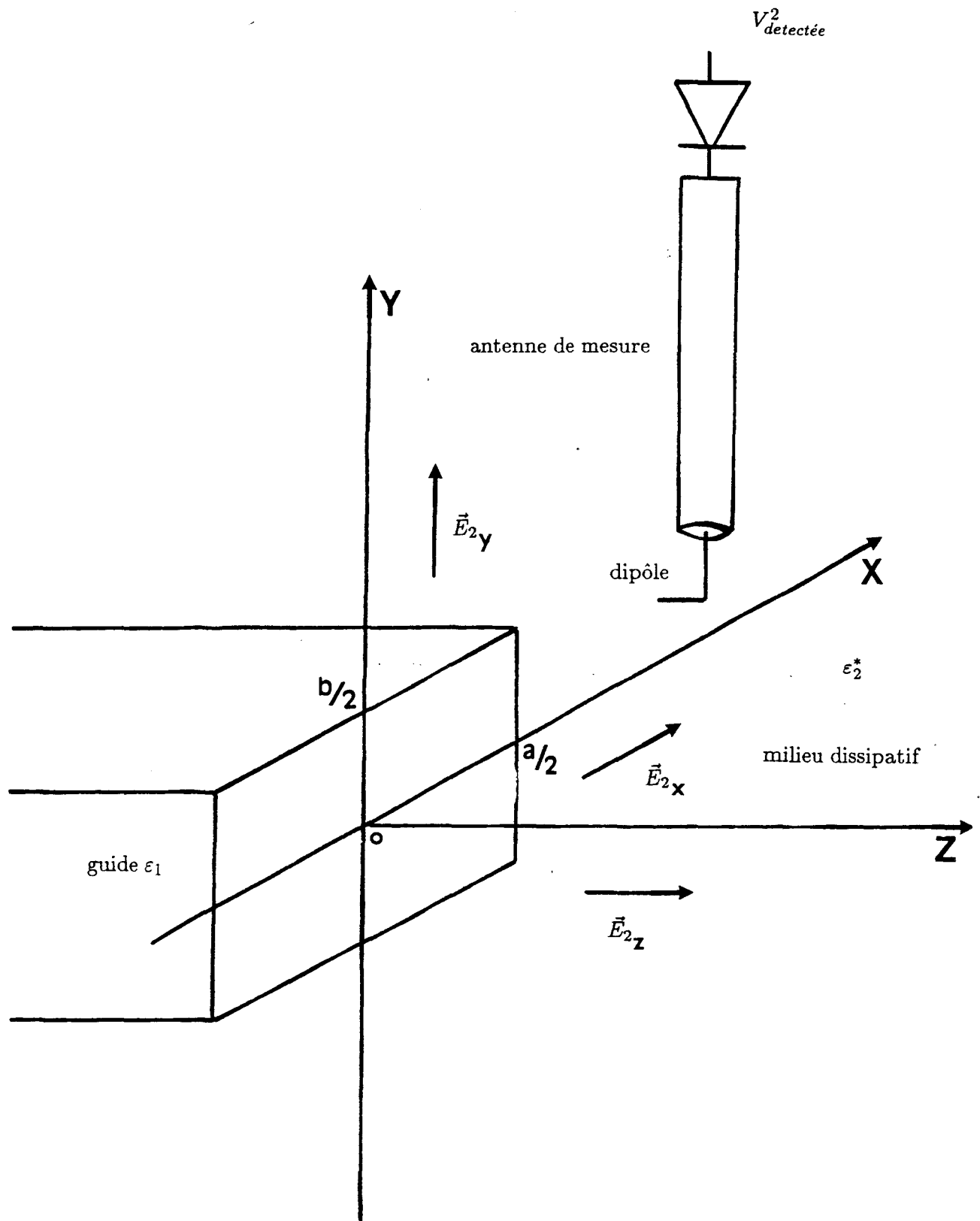


Figure (2.1): Dispositif expérimental pour la mesure des composantes de champ électrique E_x, E_y, E_z .

sont basées en particulier sur des bilans de puissance dans les structures étudiées.

Grâce à ces confrontations expérimentales, nous mettons en évidence les lacunes du modèle simplifié, décrivant le couplage en champ proche d'un guide d'onde avec un milieu dissipatif semi-infini. Ces remarques permettent d'estimer les erreurs commises sur les différents résultats issus de ce modèle et de tirer des conclusions utiles aux applications de la radiométrie microonde.

Dans ces études, la permittivité ϵ_1 du guide d'onde est égale à 25 ou 16. Le rapport a/b est égal à deux. Ces valeurs sont souvent considérées car elles réalisent une adaptation satisfaisante avec les tissus biologiques [2][4].

2.2 Evolution tridimensionnelle des champs électriques dans les structures dissipatives

2.2.1 Conditions expérimentales

Les mesures des champs électriques sont effectuées avec une antenne monopole filaire, suivie d'une détection quadratique. Nous présentons sur la figure (2.1) les projections des champs électriques \vec{E}_x , \vec{E}_y , \vec{E}_z dans le repère considéré. Pour mesurer l'une de ces composantes, on place le dipôle dans la direction correspondante. Ce type de mesure est un élément de comparaison intéressant, mais il comporte plusieurs inconvénients. D'une part, le dipôle de mesure ainsi que le coaxial perturbent le champ électrique à mesurer. D'autre part, l'erreur de positionnement du dipôle de mesure n'est pas négligeable. En général, le dipôle est désadapté, mais la puissance détectée est bien proportionnelle au carré de l'amplitude du champ au point considéré et pour la direction de l'antenne. Cependant ce type de capteur ne permet pas d'avoir directement des mesures comparables sur des milieux différents : un étalonnage préalable est nécessaire.

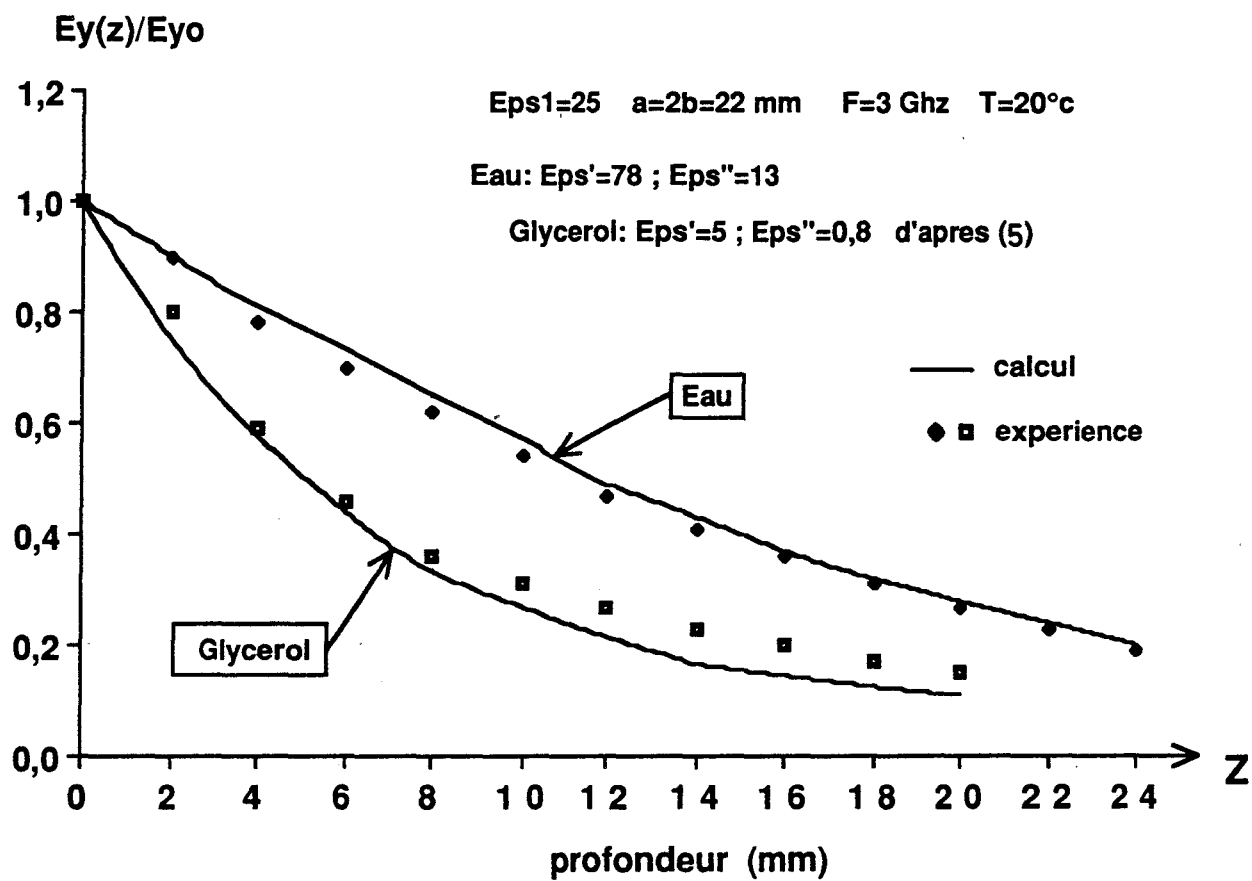


Figure (2.2): Evolution du champ électrique $|E_y|_{(z)}$ normalisé pour l'eau ($\epsilon' = 78 ; \epsilon'' = 13$) milieu à fortes pertes et le glycérol ($\epsilon' = 5 ; \epsilon'' = 0,8$) milieu à faibles pertes.

2.2.2 Milieux homogènes

2.2.2.1 Profondeur de pénétration

La profondeur de pénétration δ est liée à l'évolution du champ électrique dans le milieu dissipatif sur l'axe Oz (figure (2.1)). Comme en TEM, cette décroissance est exponentielle; il est d'usage de retenir pour profondeur de pénétration δ la valeur de z pour laquelle le champ atteint l'amplitude $0,37 E_0$ avec E_0 l'amplitude en $z = 0$.

Nous considérons, dans le cadre de notre étude, la profondeur de pénétration d'un matériau dissipatif comme la conséquence de l'absorption et la dispersion modale.

Les relevés expérimentaux, figure (2.2), donnent une illustration de ces deux effets. Nous considérons l'évolution du champ $|Ey|_{(z)}$ normalisé d'une part dans l'eau, milieu à fortes pertes [5] ($\alpha_{TEM} = 46 \text{ m}^{-1}$ à 3 GHz) et d'autre part, dans le glycérol, milieu à faibles pertes [5] ($\alpha_{TEM} = 11,2 \text{ m}^{-1}$ à 3 GHz). Or on constate que la profondeur de pénétration de l'onde dans l'eau est supérieure à celle dans le glycérol. Bien que le glycérol soit beaucoup moins absorbant que l'eau, sa dispersion modale est tellement importante que c'est elle qui limite la propagation selon la direction Oz . Dans le cas de l'eau, c'est l'absorption modale qui limite la profondeur de pénétration. Notons que la méthode de calcul confirme bien les évolutions expérimentales. Ce type de résultat est important pour la radiométrie microonde où la visibilité d'un objet thermogène dépend essentiellement de la profondeur de pénétration (voir chapitre 4).

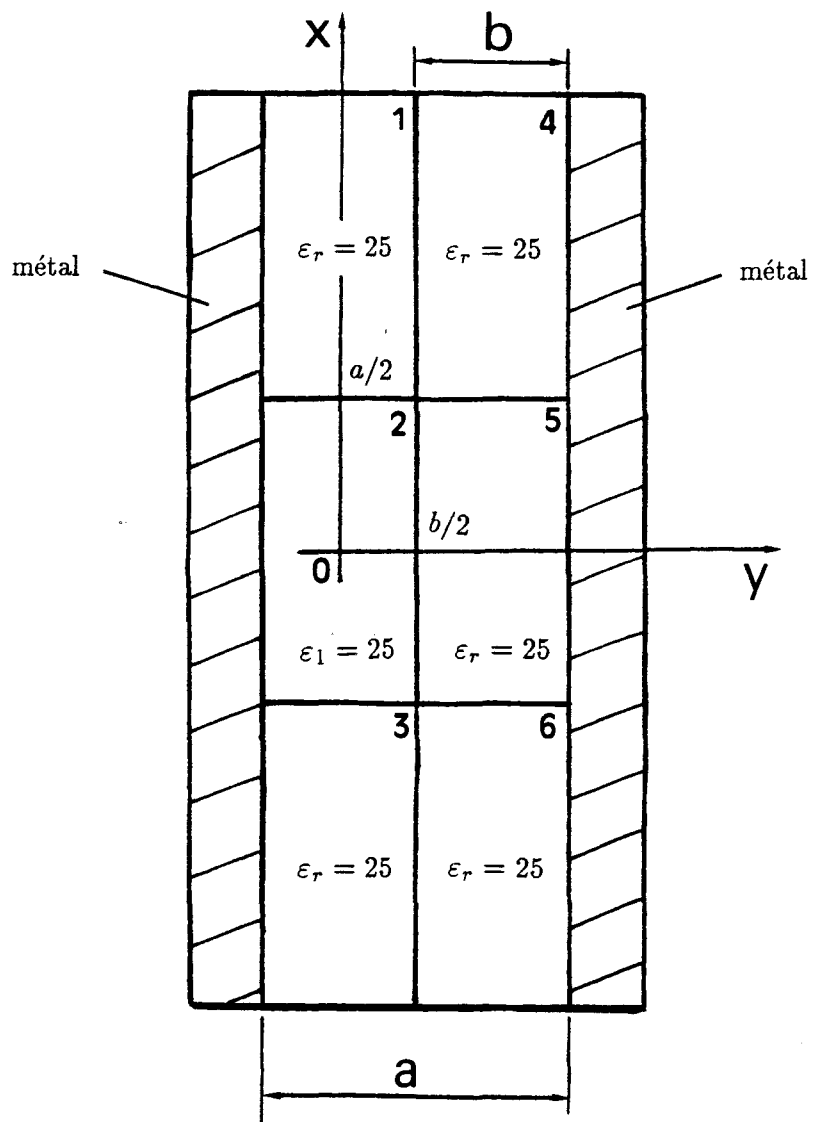


Figure (2.3): Multisonde utilisée par le système d'Imagerie Radiométrique.

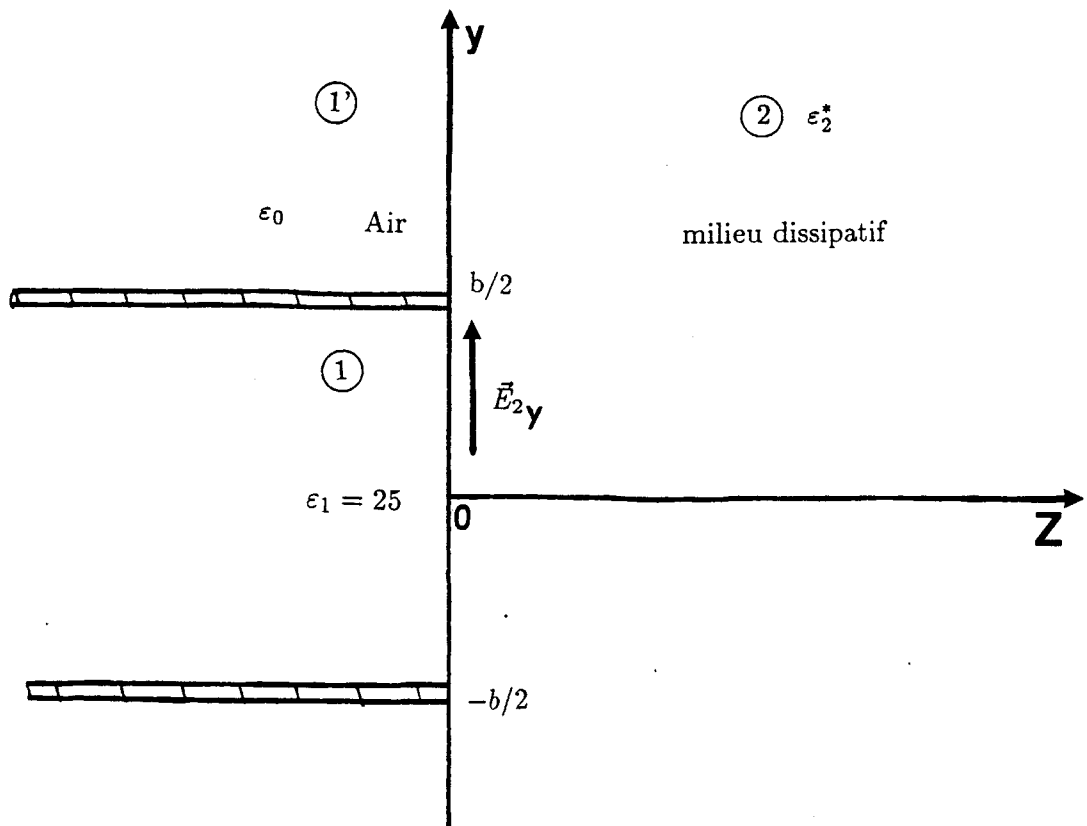


Figure (2.4): Modèle théorique utilisé pour la modélisation exposée au chapitre 1.

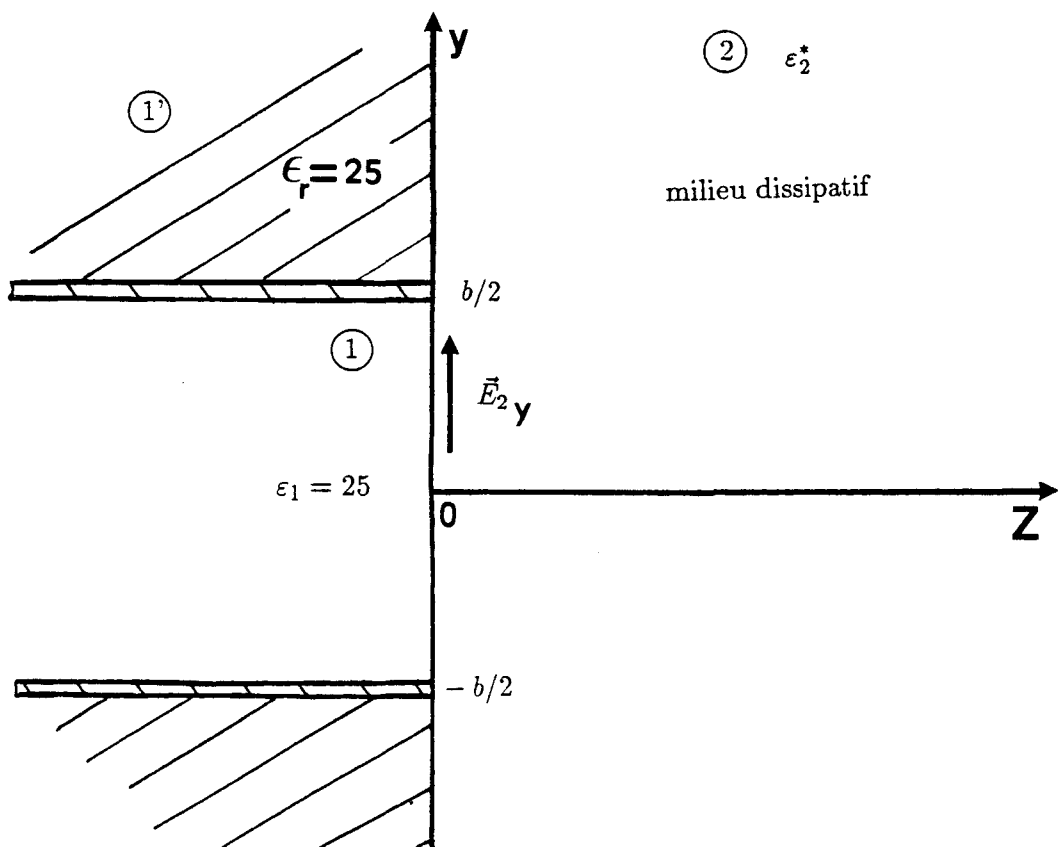


Figure (2.5): Modèle expérimental constitué d'une sonde entourée d'un diélectrique sans perte $\epsilon_r = 25$, utilisé pour simuler la multisonde.

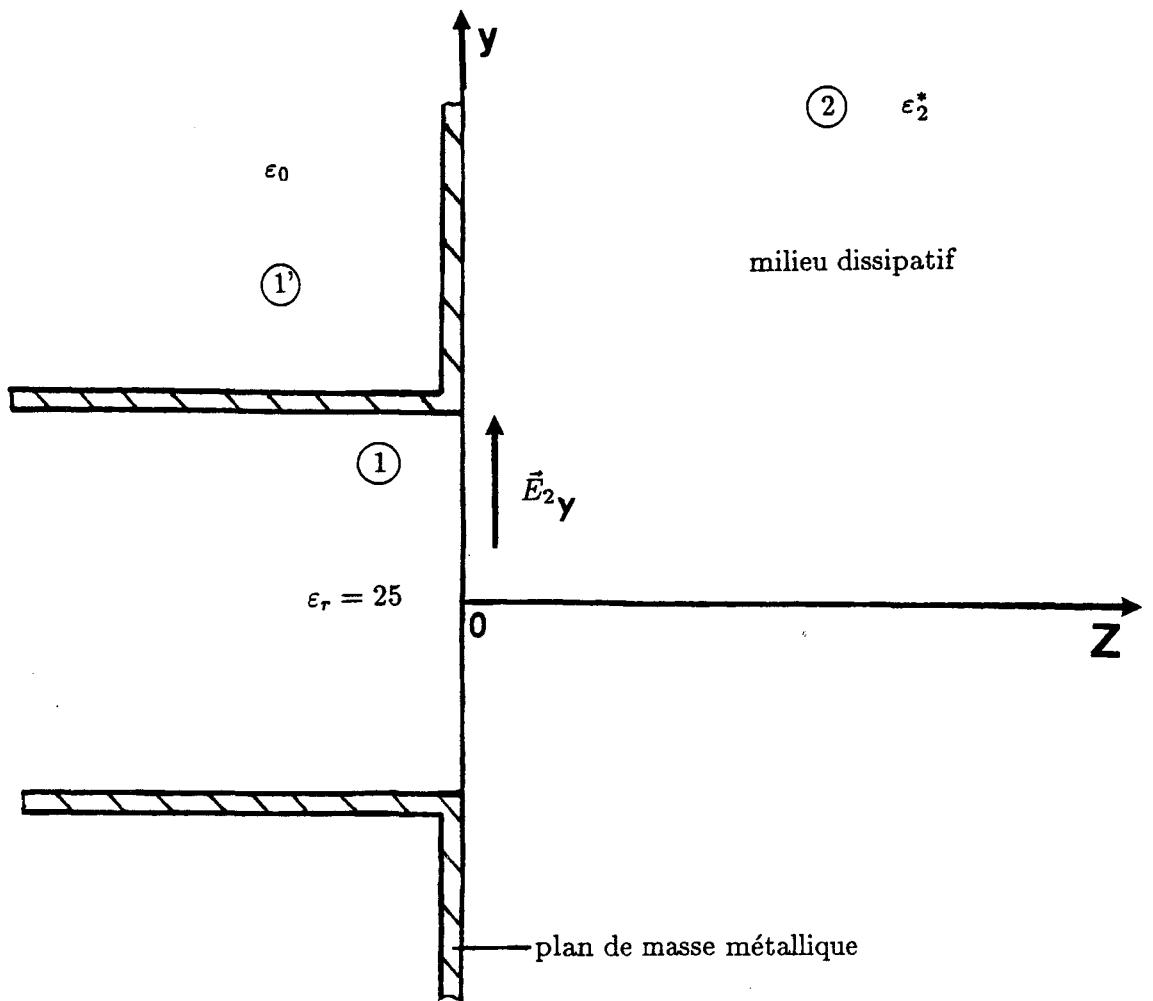


Figure (2.6) : Modèle expérimental constitué d'une sonde entourée d'un plan de masse métallique dans son plan d'ouverture.

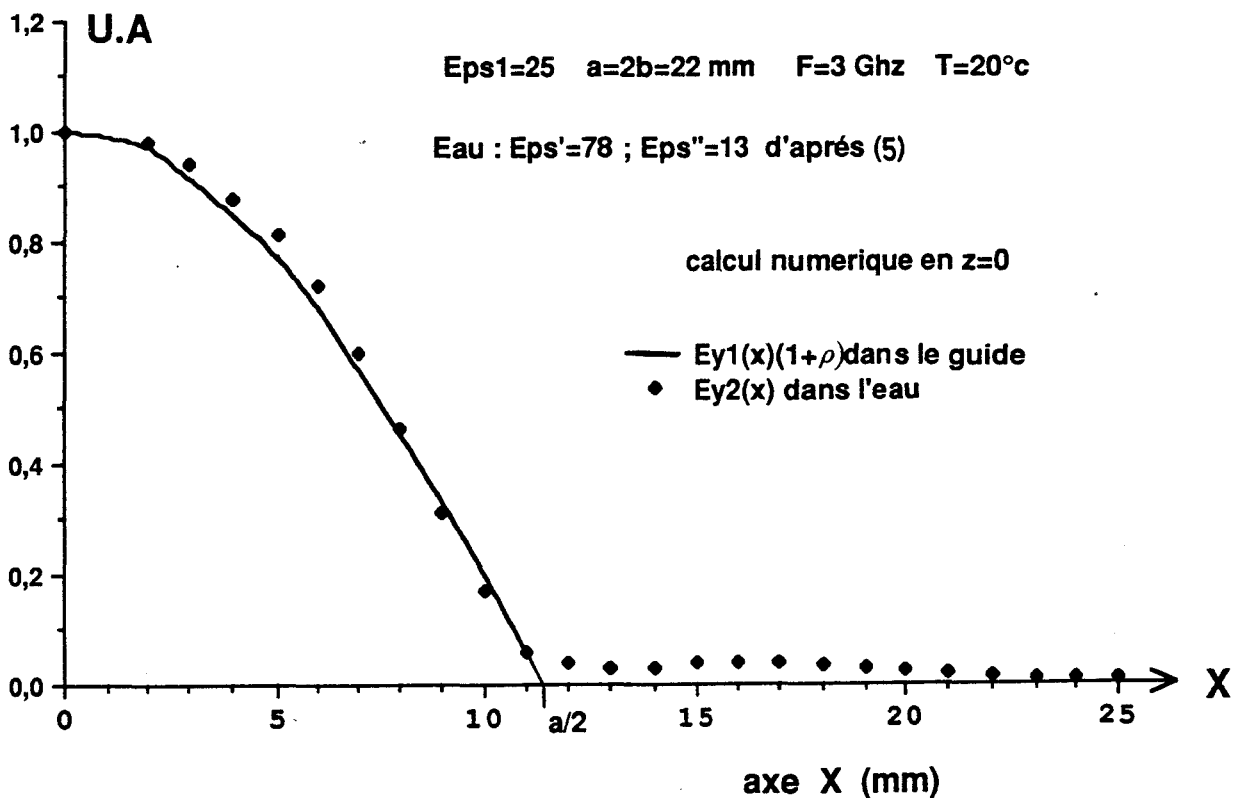


Figure (2.7) : Evolution des champs $Ey_1(x)(1 + \rho)$ dans le guide et $Ey_2(x)$ dans l'eau à la discontinuité en $z = 0$ (valeurs calculées).

2.2.2.2 Evolution des champs dans l'ouverture de la sonde

2.2.2.2.1 Introduction

Nous présentons maintenant plusieurs relevés expérimentaux intéressants pour nos applications en radiométrie [3][6][7]. La multisonde utilisée en radiométrie est composée de 6 sondes accolées, figure (2.3). Dans notre modèle théorique, d'un guide d'onde couplé à un milieu dissipatif, donné figure (2.4), le guide est supposé être entouré d'air. Que devient la distribution des champs dans l'ouverture de la sonde avec la structure donnée par la multisonde ?

Pour répondre à ce problème, nous allons étudier trois structures différentes, qui sont :

- une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'air, notre modèle théorique figure (2.4) ;
- une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'un diélectrique sans pertes $\varepsilon_r = 25$, un cas assez proche de celui de la multisonde, figure (2.5) ;
- une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'un plan de masse métallique dans son plan d'ouverture, figure (2.6) ; dans la suite de notre exposé cette sonde sera appelée "guide à plan de masse métallique".

2.2.2.2.2 Evolution du champ suivant l'axe x de la sonde

Dans un premier temps, nous allons comparer les quantités $(1 + \rho) \cdot Ey(x)$ dans le guide et $Ey_2(x)$ dans le milieu dissipatif en $z = 0$. Ces deux quantités sont calculées à partir du modèle simplifié au chapitre 1. Elles doivent respecter les équations de continuité, ce qui se traduit en $z = 0$ par des évolutions similaires suivant l'axe x . Mais il est illusoire de retrouver une parfaite identité entre ces deux termes, étant donné que le modèle est simplifié (il nous manque la représentation du champ $Ey_0(x)$ dans l'air à la discontinuité). Cette identité ne peut constituer un test pour la méthode de calcul. La figure (2.7) correspond à un cas où la condition d'égalité entre les deux

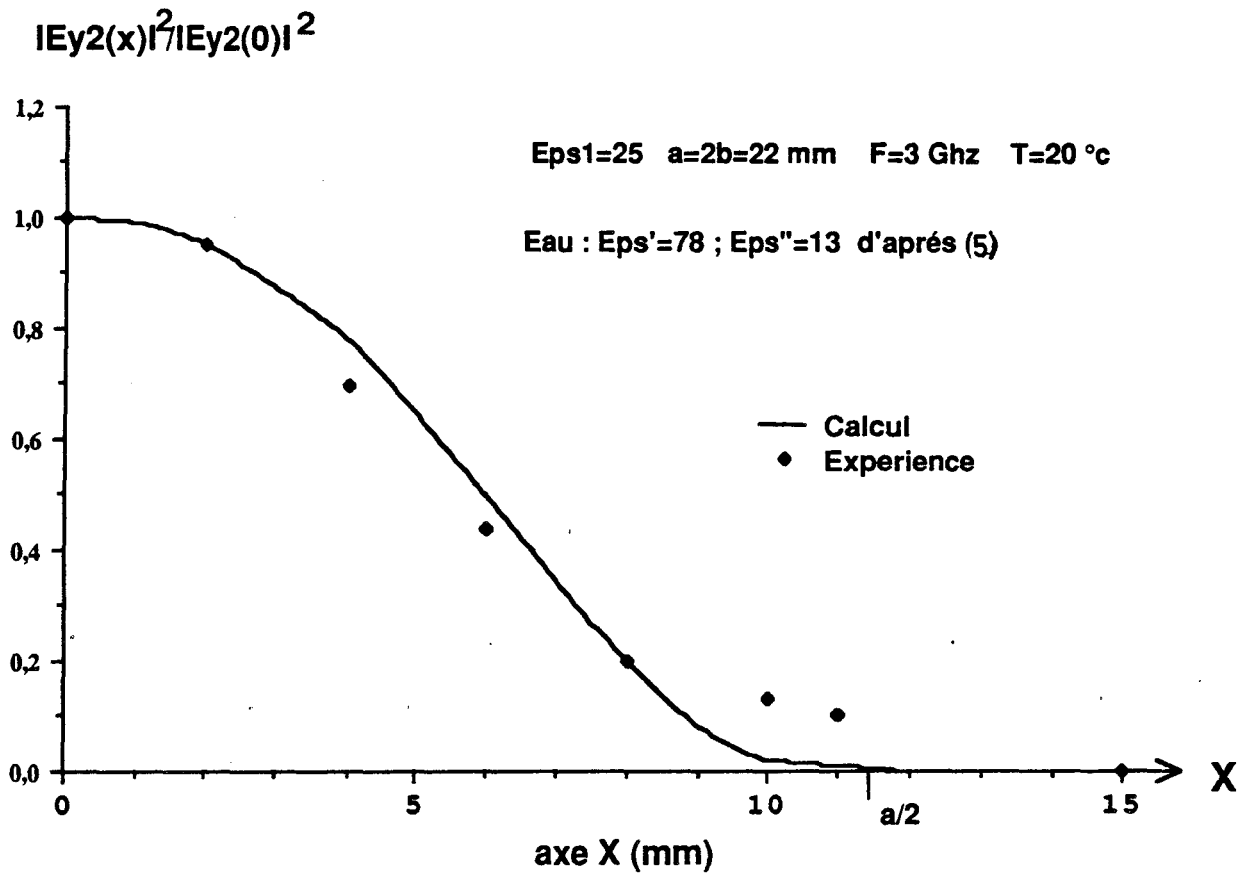


Figure (2.8): Evolution du champ $|E_{y2}|^2(x)$ relevé expérimentalement dans l'eau et calculé à partir du modèle simplifié en $z \neq 0$.

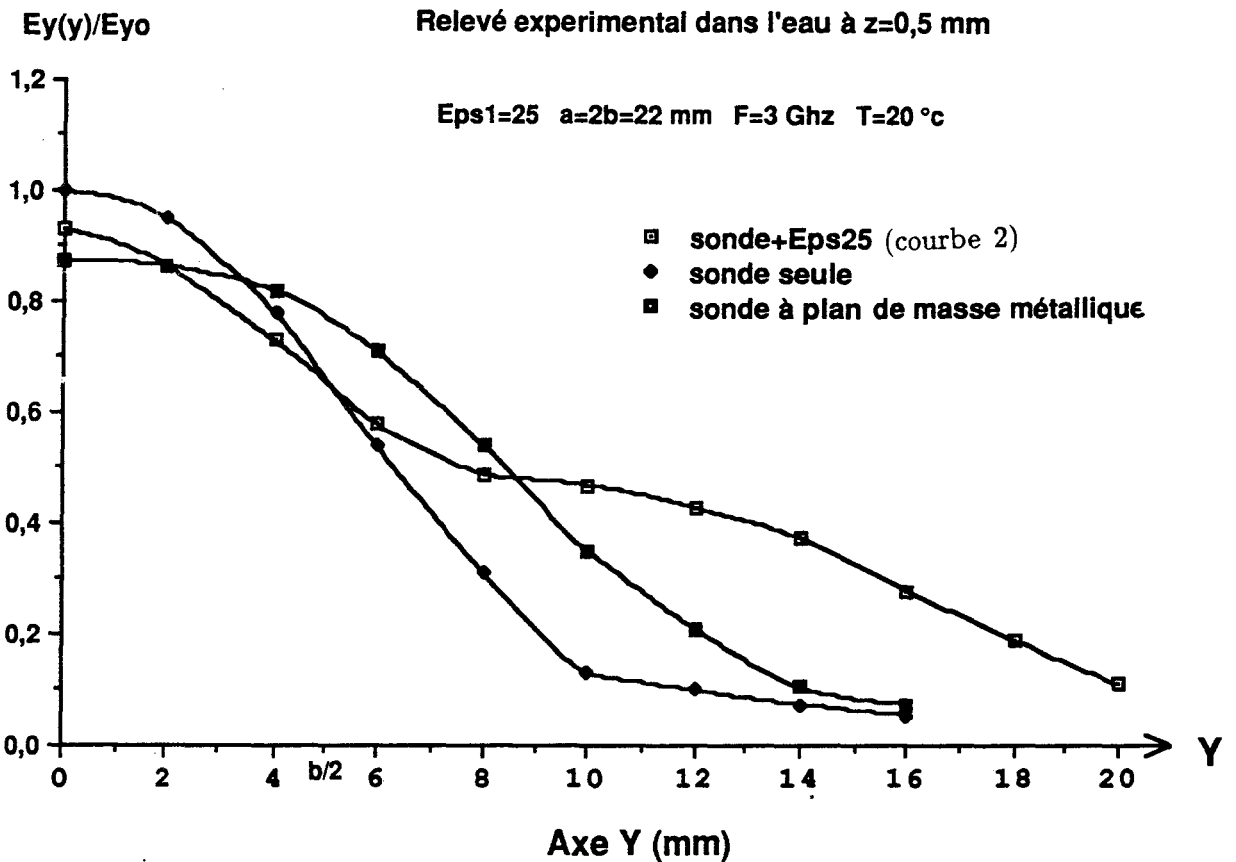


Figure (2.9): Evolution du champ $|E_{y2}|(y)$ relevé expérimentalement dans l'eau en $z \neq 0$ pour les trois cas de figures (2.4) à (2.6).

termes est vérifiée dans l'ouverture de la sonde.

On donne également figure (2.8), l'évolution du champ $|Ey_{(x)}|^2$ dans l'eau, relevé expérimentalement. Pour les milieux à pertes, le champ reste dans l'ensemble concentré dans l'ouverture de la sonde [2] [7] [8]. Ainsi l'influence d'un plan métallique ou d'un diélectrique entourant la sonde est négligeable sur les évolutions du champ suivant le petit côté de la sonde. Le relevé expérimental confirme le calcul numérique excepté sur les bords du guide d'onde. Cette différence a plusieurs origines, d'abord une perturbation maximale de l'antenne de mesure près des bords métalliques du guide où le champ varie très vite. A ceci s'ajoute une différence importante entre le modèle théorique et le dispositif expérimental sur les bords du guide. Théoriquement le modèle est constitué de murs électriques d'épaisseur nulle, tandis que le dispositif expérimental est constitué d'une arête métallique d'épaisseur 0.5 mm.

2.2.2.2.3 Evolution du champ suivant l'axe y de la sonde

La figure (2.9) présente l'évolution du champ $|Ey_{(y)}|$ relevé expérimentalement dans l'eau, suivant l'axe y ($z \neq 0$) pour les trois cas de figures présentées :

- une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'air, notre modèle, figure (2.4) ;
- une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'un diélectrique sans pertes $\varepsilon_r = 25$, cas de la multisonde, figure (2.5) ;
- et une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'un plan de masse métallique, figure (2.6).

Pour le premier cas de figure (2.4) d'une sonde $\varepsilon_1 = 25$ entourée d'air, des confrontations théorie-expérience satisfaisantes sont données dans [8]. On retrouve un étalement du champ en dehors de l'ouverture du guide suivant le grand côté qui traduit les effets de la dispersion modale sur un milieu fortement dissipatif tel que l'eau. Pour les dispositifs expérimentaux, figures (2.5)(2.6), nous mettons en évidence expérimentalement figure (2.9), les évolutions du champ Ey suivant l'axe y différentes de celles données pour le dispositif expérimental figure (2.4). Ces relevés montrent que l'on commet une erreur mesurable, quand on assimile le diagramme de rayonnement d'une sonde

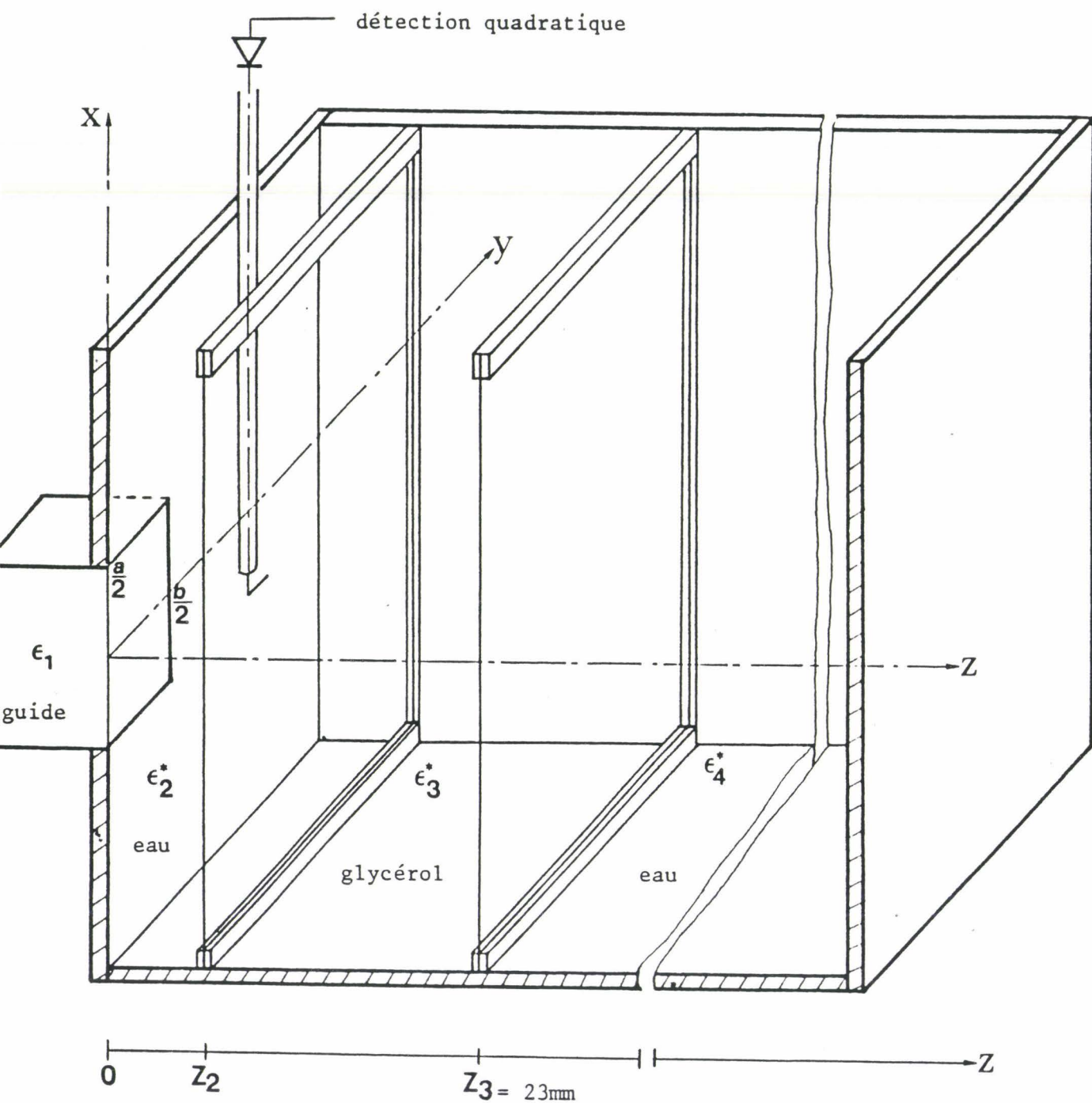


Figure (2.10): Plan en coupe du dispositif expérimental pour la mesure de champ en milieu stratifié ($Z_2 = 2\text{ mm}$ ou 5 mm ; $Z_3 = 23\text{ mm}$).

seule à celui d'une sonde composant la multisonde.

Dans l'exposé du modèle simplifié, chapitre 1, paragraphe 3, figure (3.1), nous définissons le milieu (1') comme étant de l'air. Or l'influence de la permittivité de ce milieu n'apparaît pas dans les équations. En effet, les équations seraient identiques pour un milieu (1') rempli d'un diélectrique sans pertes de permittivité diélectrique 25 ou de tout autre matériau même dissipatif. Le modèle simplifié apparaît encore plus faux à l'issu des résultats expérimentaux qui montrent (courbe 2) que la puissance électromagnétique a tendance à se propager dans les milieux à permittivité plus élevée. Ceci contredit les hypothèses de départ qui consistent à négliger la puissance dans le milieu (1'). Pour le guide à plan de masse métallique, le problème est tout autre, on doit prendre en compte le plan métallique par des conditions aux limites ($\sigma \rightarrow \infty$) et de nouvelles équations de continuité.

2.2.3 Milieux stratifiés

2.2.3.1 Présentation du modèle expérimental

Le modèle expérimental, destiné à vérifier certains de nos calculs numériques, est présenté figure (2.10), c'est une cuve à compartiments étanches. Un film de mylar transparent aux microondes assure la séparation des différents milieux. Ce modèle est destiné à réaliser, dans des conditions assez voisines, des cas pratiques, soit des tissus vivants composés de trois couches (peau, gras, muscle). On remplit donc le premier et le troisième compartiment d'eau, pour simuler les tissus à fortes teneurs en eau. En effet, les permittivités complexes de l'eau et des tissus musculaires sont respectivement de $\epsilon_2^* = 78 + j 13$ et $\epsilon_2^* = 46 + j 13$ à 3 GHz ; celles du glycérol et des tissus adipeux respectivement de $\epsilon_2^* = 5 + j 0,8$ et $\epsilon_2^* = 5,6 + j 0,8$ à 3 GHz [9] à [11]. L'épaisseur de la première couche d'eau est de 2 ou 5 mm ; et respectivement l'épaisseur de glycérol vaut 21 ou 18 mm. Nous rappelons que la sonde est constituée d'un guide rempli d'un diélectrique sans pertes, de permittivité 16 ou 25 assez proche de celle composant la première couche [2] [4].

$E_y(z)/E_{y0}$

$\epsilon_{s1}=16$ $a=2b=27$ mm $F=3$ GHz $T=20^\circ\text{C}$

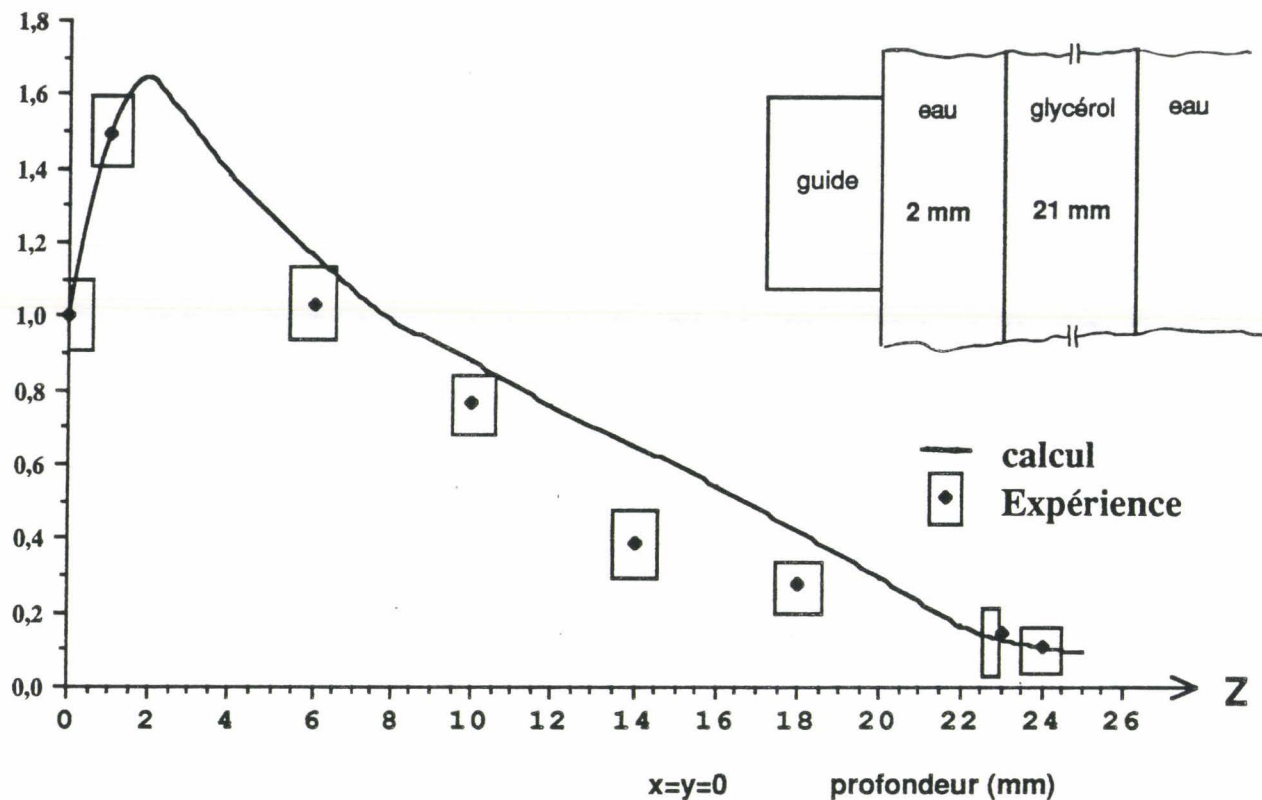


Figure (2.11) : Evolution du champ $|E_y|(z)$ à 3 GHz (eau : $\epsilon' = 78; \epsilon'' = 13$; glycérol : $\epsilon' = 5; \epsilon'' = 0,8$ d'après [5]). Comparaison théorie-expérience.

$E_y(z)/E_{y0}$

$\epsilon_{s1}=16$ $a=2b=27$ mm $F=3$ GHz $T=20^\circ\text{C}$

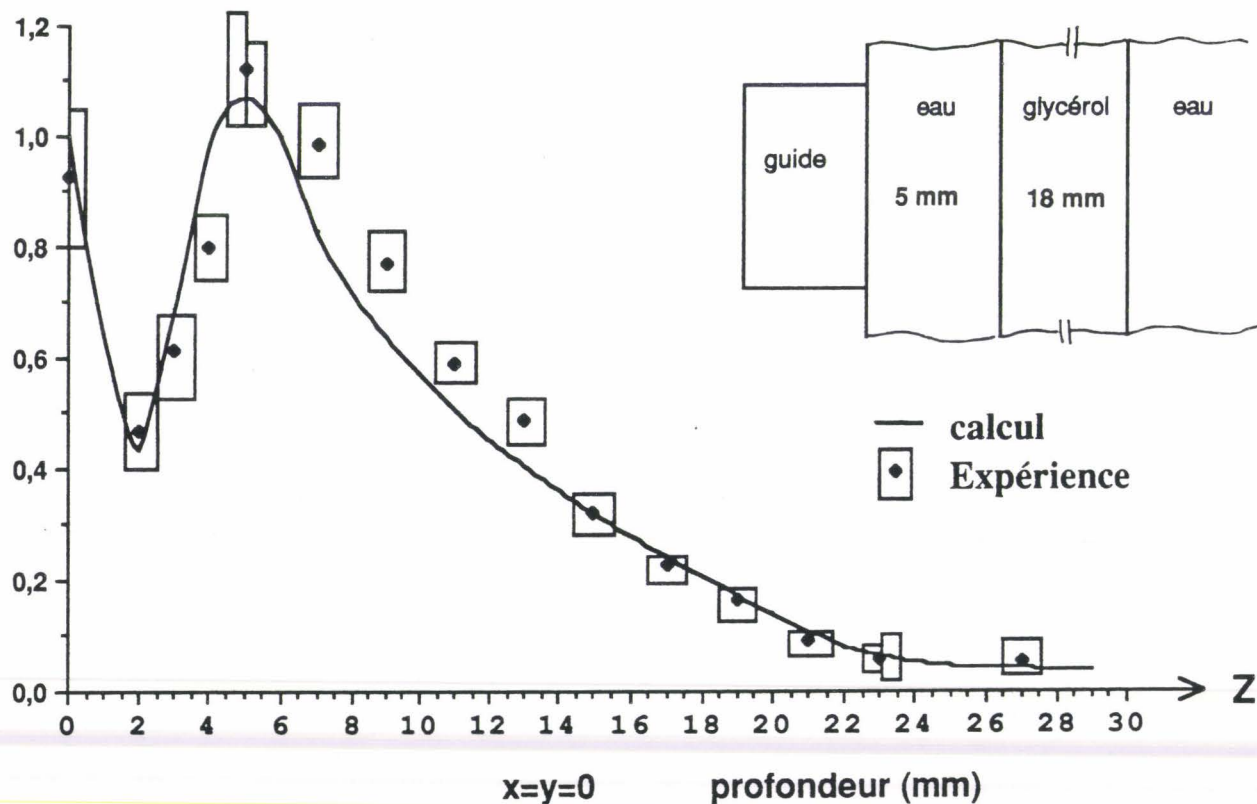


Figure (2.12) : Evolution du champ $|E_y|(z)$ à 3 GHz (eau : $\epsilon' = 78; \epsilon'' = 13$; glycérol : $\epsilon' = 5; \epsilon'' = 0,8$ d'après [5]).

$E_y(z)/E_{y0}$

$\epsilon_{s1}=25$ $a=2b=22$ mm $F=3$ GHz $T=20^\circ\text{C}$

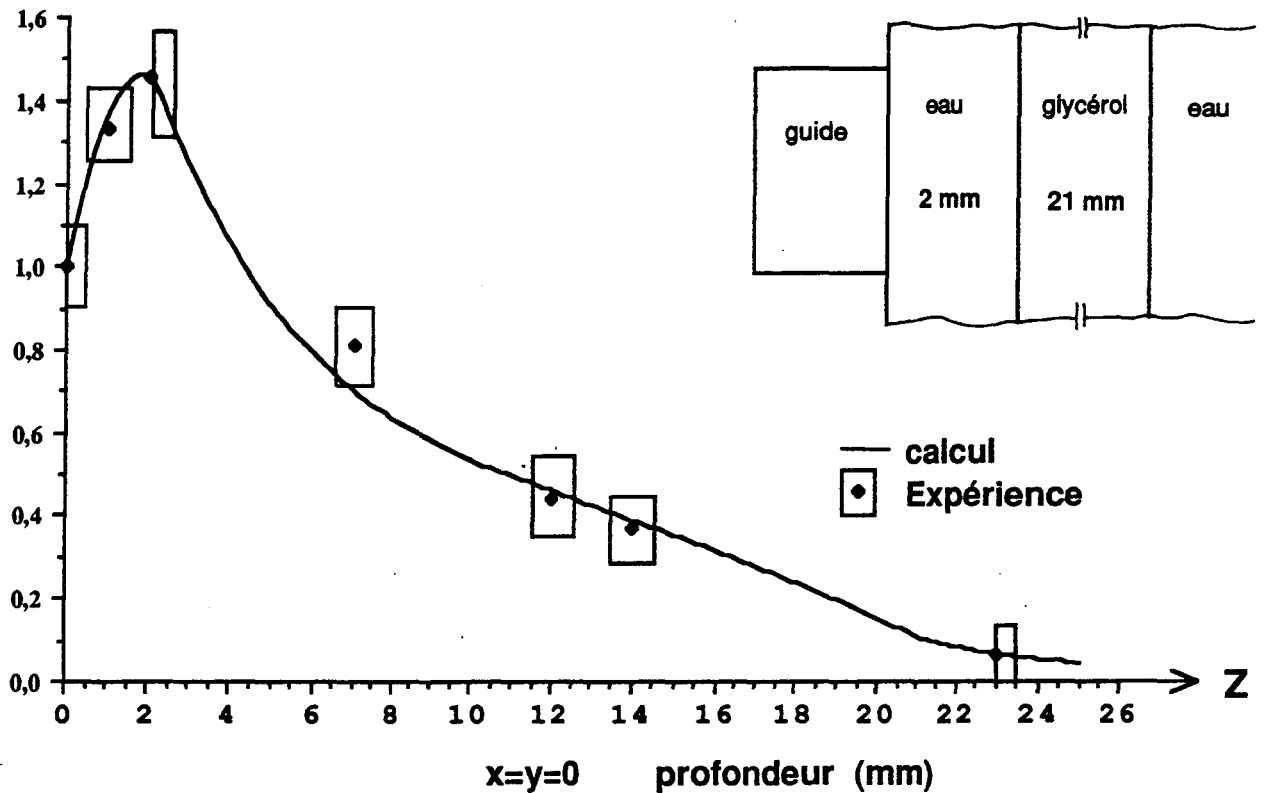


Figure (2.13): Evolution du champ $|E_y|_{(z)}$ à 3 GHz (eau: $\epsilon' = 78$; $\epsilon'' = 13$; glycérol: $\epsilon' = 5$; $\epsilon'' = 0,8$ d'après [5]).

$E_y(x)/E_{y0}$

$\epsilon_{s1}=25$ $a=2b=22$ mm $F=3$ GHz $T=20^\circ\text{C}$

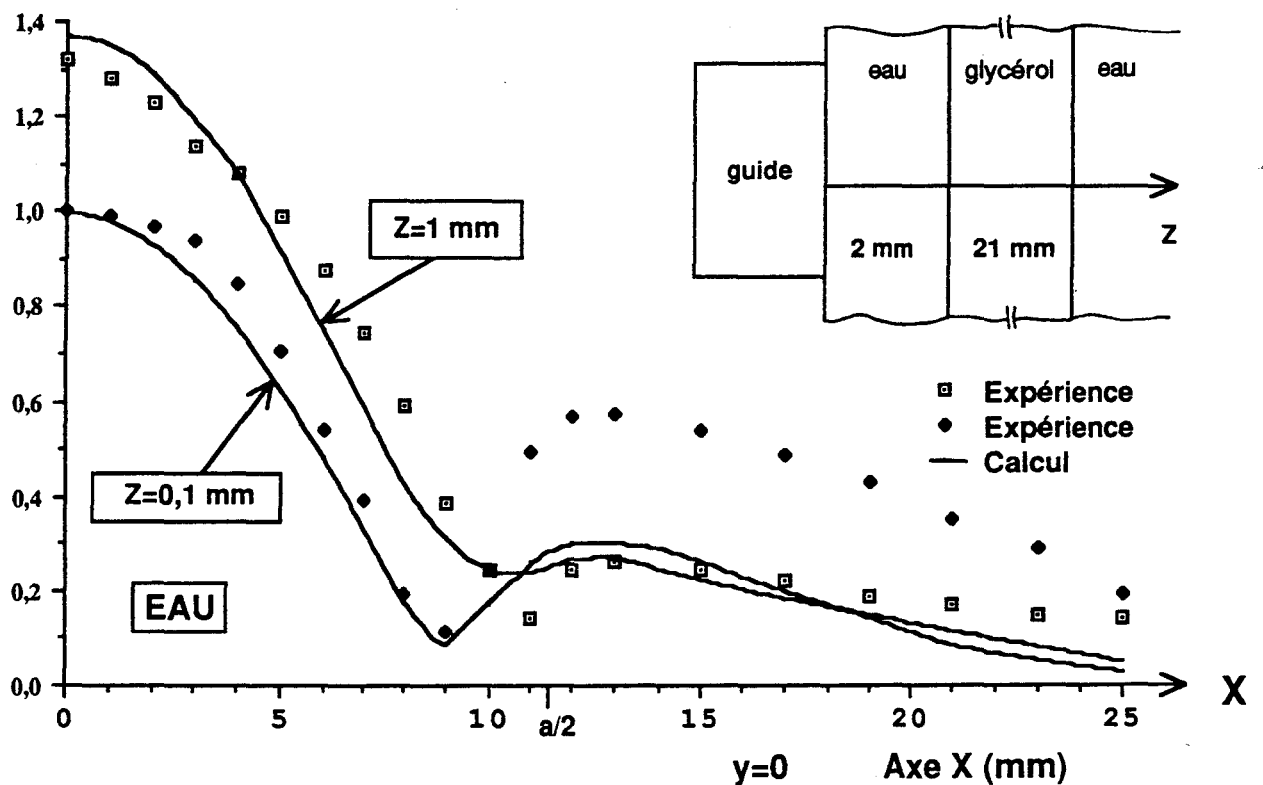


Figure (2.14): Evolution du champ $|E_y|_{(x)}$ dans les plans $z = 0,1$ mm et $z = 1$ mm à 3 GHz. Comparaison théorie-expérience.

$E_y(x)/E_{y0}$

$\epsilon_{ps1}=16$ $a=2b=27$ mm $F=3$ GHz $T=20$ °C

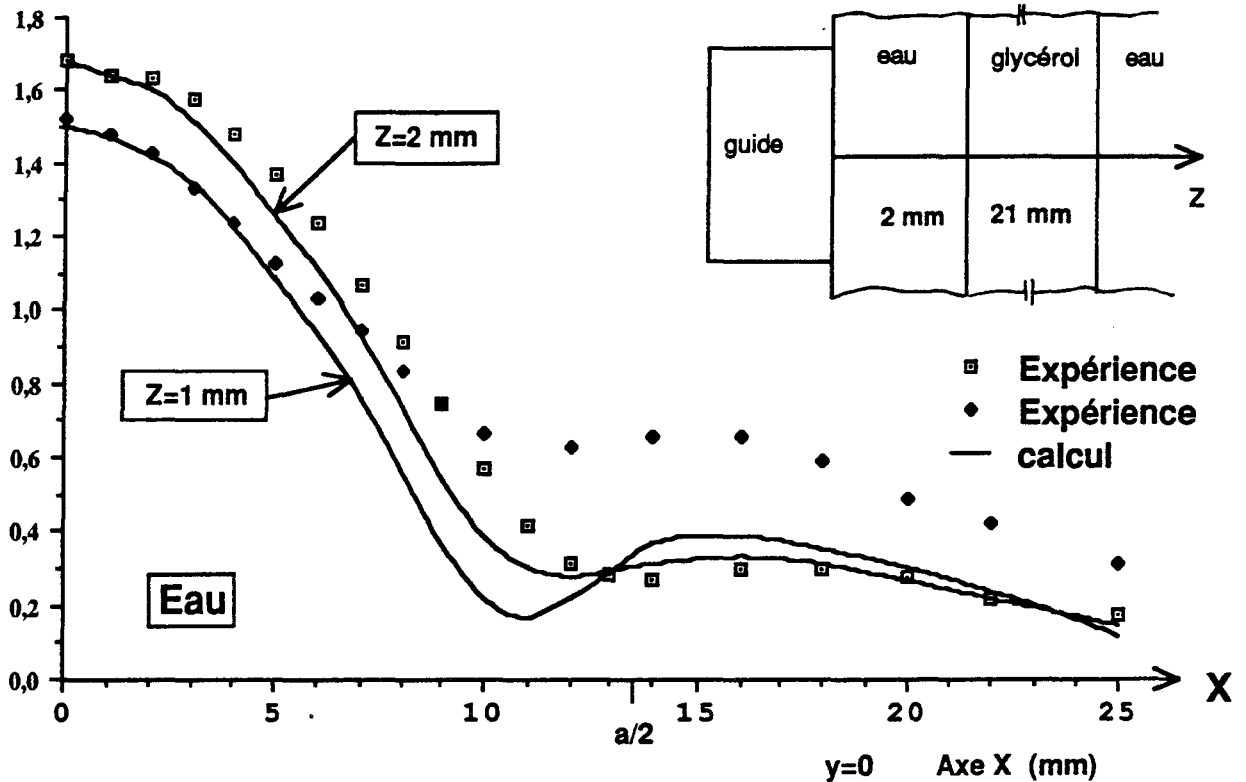


Figure (2.15): Evolution du champ $|E_y|(x)$ dans les plans $z = 1$ mm et $z = 2$ mm à 3 GHz. Comparaison théorie-expérience.

$E_y(x)/E_{y0}$

$\epsilon_{ps1}=16$ $a=2b=27$ mm $F=3$ GHz $T=20$ °C

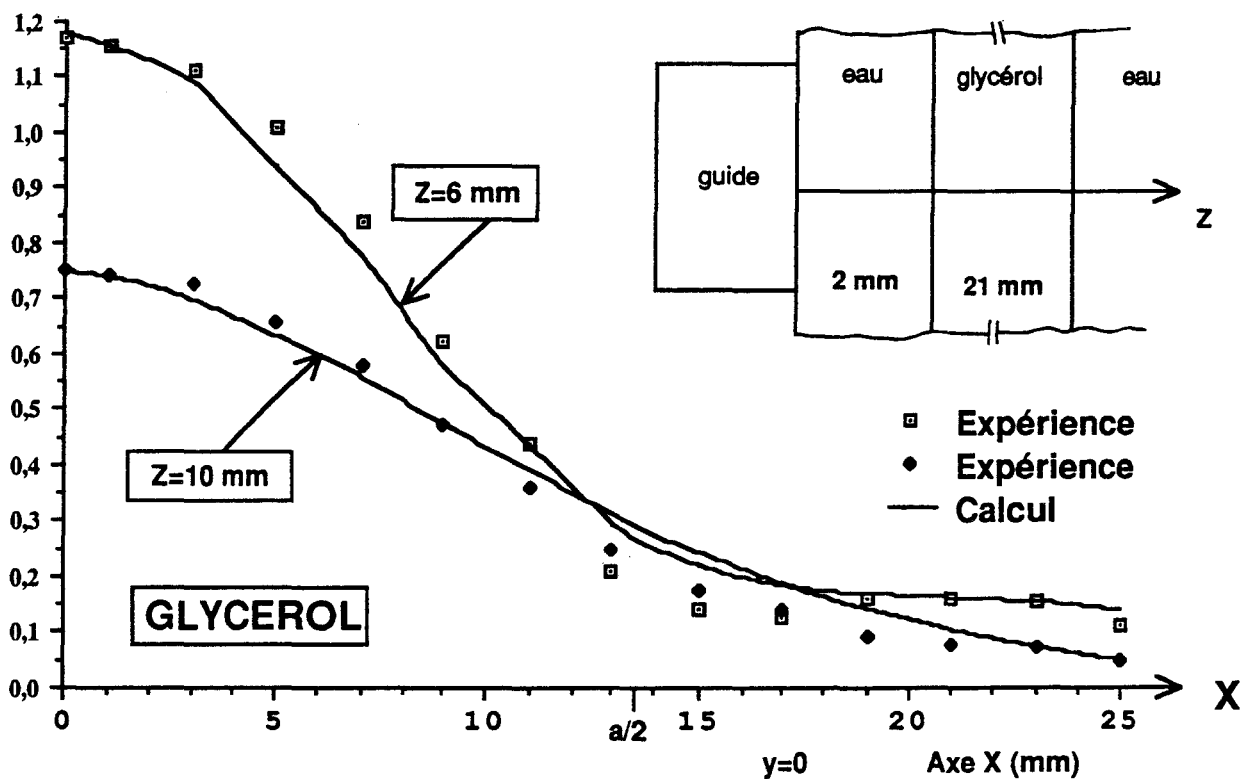


Figure (2.16): Evolution du champ $|E_y|(x)$ dans les plans $z = 6$ mm et $z = 10$ mm à 3 GHz. Comparaison théorie-expérience.

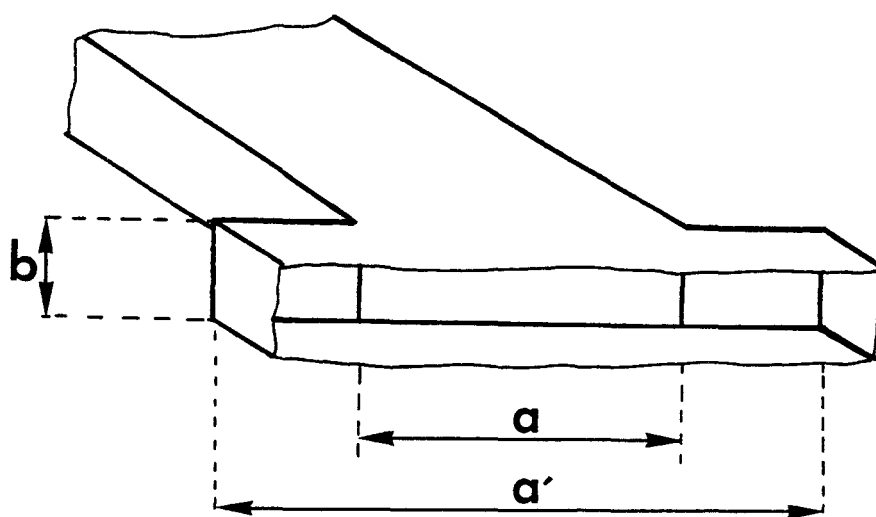
2.2.3.2 Evolution du champ électrique suivant l'axe z

Les figures (2.11)(2.12)et (2.13) mettent en évidence le phénomène de réflexions multiples, qui bouleverse totalement les évolutions monotones du champ rencontrées en milieu homogène. Pour les cas considérés, on constate ici un bon accord entre la théorie approchée et l'expérience.

2.2.3.3 Evolution du champ E_y dans l'ouverture de la sonde

Les relevés figures (2.14) et (2.15) montrent un bon accord entre les calculs théoriques du modèle simplifié et l'expérience, excepté lorsque l'on se place en dehors du volume situé dans le prolongement de la sonde. A ce sujet, les études menées sur le milieu homogène n'ont pas révélé une telle différence, figure (2.8) du paragraphe (2.2.2.2) et [2][7][8]. Comme nous l'avons déjà montré pour le cas de structures homogènes, une explication possible est que l'épaisseur de métal faisant office de guide d'onde n'est pas négligeable ; elle est de 0,5 mm alors que théoriquement nous la prenons d'épaisseur nulle. En effet, physiquement sur l'arête métallique du guide, il n'y a pas continuité des composantes transversales du champ magnétique ; il y a création d'une densité de courant qui n'apparaît pas dans le modèle théorique (chapitre 1, paragraphe 1.3.2). Dans le cas de la structure stratifiée étudiée, il faut également penser au rôle joué par un dioptre eau-glycérol près du plan d'ouverture de la sonde. La couche d'eau ($|\epsilon_2^*| = 80$) de faible épaisseur (environ 2 mm) située entre deux milieux à faible permittivité, l'air ($\epsilon_r = 1$) et le glycérol ($|\epsilon_2^*| = 6$), fait office de guide d'onde. Ce phénomène apparaît dans les résultats issus du calcul théorique, mais il est encore plus apparent dans les résultats expérimentaux. Cela peut s'expliquer par le fait que le modèle simplifié ne tient pas compte les modes rétrogrades ainsi que la discontinuité entre l'air et le milieu dissipatif stratifié. Nous remarquons enfin que le désaccord entre l'expérience et le calcul diminue au fur et à mesure que l'onde pénètre dans la structure pour devenir négligeable une fois que le dioptre eau-glycérol est franchi, figure (2.16).

Figure(3.1):Modele du guide surdimensionné présentant une discontinuité de largeur,d'après Audet [1].



2.3 Coefficient de réflexion

2.3.1 Coefficients de réflexions des modes supérieurs évanescents

2.3.1.1 Introduction

Nous ne savons pas déterminer expérimentalement ces coefficients de réflexions. Afin de valider notre méthode de calcul, nous comparons nos résultats à ceux calculés par Audet [1] à partir d'une méthode tridimensionnelle (guide surdimensionné). La prise en compte des modes supérieurs de propagation est limitée par le surdimensionnement maximal du guide. Nous limitons notre étude aux cas présentés par Audet sur des guides constitués d'une discontinuité de largeur $a' > a$ et $b' = b$, figure (3.1).

2.3.1.2 Résultats

Tableau 2.1 :

Mode (m,n)	Guide surdimensionné[1] (discontinuité de largeur $\frac{a'}{a} = 6,12; b = b'$)	Milieu semi-infini
$ \rho_{00} $	0,842	0,831
$ \rho_{10} $	0,0001	0,0004
$ \rho_{20} $	0,0002	0,0006
$ \rho_{30} $	0,0004	0,0014
$ \rho_{40} $	0,0007	0,0003
$ \rho_{50} $	0,0015	0,0004

$$\begin{aligned} \epsilon_1 = 1 \quad \epsilon_2' = 64 \quad \epsilon_2'' \neq 0 \quad F = 9 \text{ GHz} \\ a = 22,86 \text{ mm} \quad b = 10,16 \text{ mm} \end{aligned}$$

Pour un rapport $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} > 5$ donnant une faible dispersion modale, soit des effets de diffractions faibles, les résultats calculés par Audet [1], à partir d'un guide constitué d'une discontinuité de largeur sont en accord avec les résultats issus de notre modèle. Pour les deux modèles, la convergence des calculs est réalisée en prenant un nombre de modes limités.

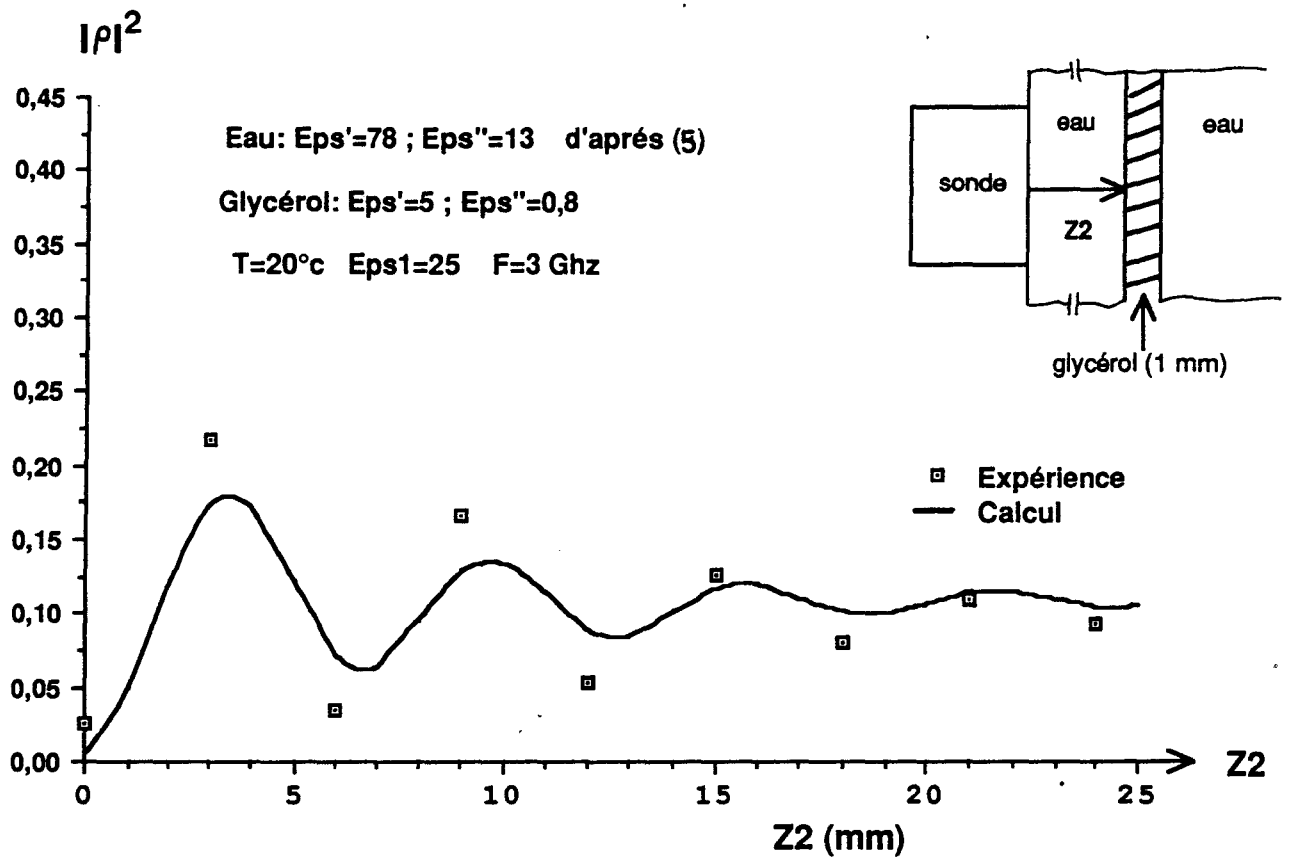


Figure (3.2): Evolution du coefficient de réflexion en puissance $|\rho|^2$ à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié, en fonction de l'épaisseur de la première couche d'eau Z_2 . Comparaison théorie-expérience à 3 GHz.

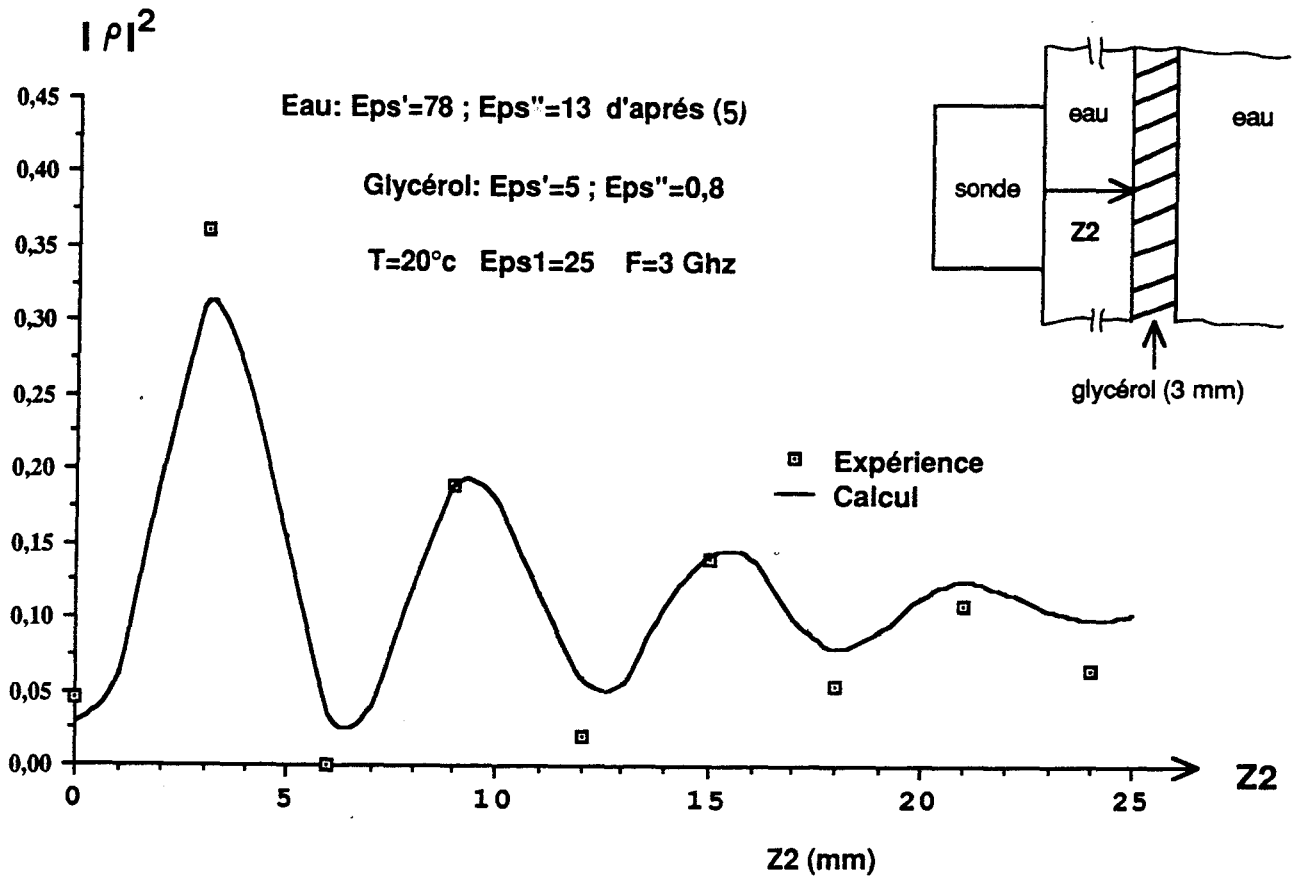


Figure (3.3): Evolution du coefficient de réflexion $|\rho|^2$ à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié, en fonction de l'épaisseur de la première couche d'eau Z_2 . Comparaison théorie-expérience à 3 GHz.

Tableaux 2.2 et 2.3 :

Mode (m,n)	Guide surdimensionné [1] (discontinuité de largeur $\frac{a'}{a} = 6,12 ; b = b'$)	Milieu semi-infini
$ \rho_{00} $	0,096	0,191
$ \rho_{10} $	0,079	0,136
$ \rho_{20} $	0,043	0,07
$ \rho_{30} $	0,03	0,03
$ \rho_{40} $	0,023	0,004
$ \rho_{50} $	0,019	0,002

$$\varepsilon_1 = 1 \quad \varepsilon_2' = 1 \quad \varepsilon_2'' \neq 0 \quad F = 9 \text{ GHz}$$

$$a = 22,86 \text{ mm} \quad b = 10,16 \text{ mm}$$

Mode (m,n)	Guide surdimensionné [1] discontinuité de largeur $\frac{a'}{a} = 10 ; b = b'$)	Milieu semi-infini
$ \rho_{00} $	0,0923	0,1995
$ \rho_{10} $	0,0775	0,1215
$ \rho_{20} $	0,0429	0,0115
$ \rho_{30} $	0,0298	0,0036
$ \rho_{40} $	0,0229	0,0018
$ \rho_{50} $	0,0187	0,001

$$\varepsilon_1 = 16 \quad \varepsilon_2' = 16 \quad \varepsilon_2'' = 2,3 \quad F = 9 \text{ GHz}$$

$$a = 5,715 \text{ mm} \quad b = 2,54 \text{ mm}$$

Un rapport $\frac{|\varepsilon_2'|}{\varepsilon_1} \neq 1$ correspond à de forts effets de diffraction pour notre modèle, qui se traduit par une dispersion modale importante. Dans ce cas, notre modèle donne des résultats différents de ceux du guide surdimensionné [1]. En effet, pour le guide surdimensionné, il n'y a pas de discontinuité de hauteur ($b = b'$), donc peu d'effets de diffraction.

Les séries données par notre méthode convergent plus rapidement. Il se pose pour le guide surdimensionné des problèmes liés à la convergence des calculs, étant données les limites du nombre de modes de propagation pris en compte.

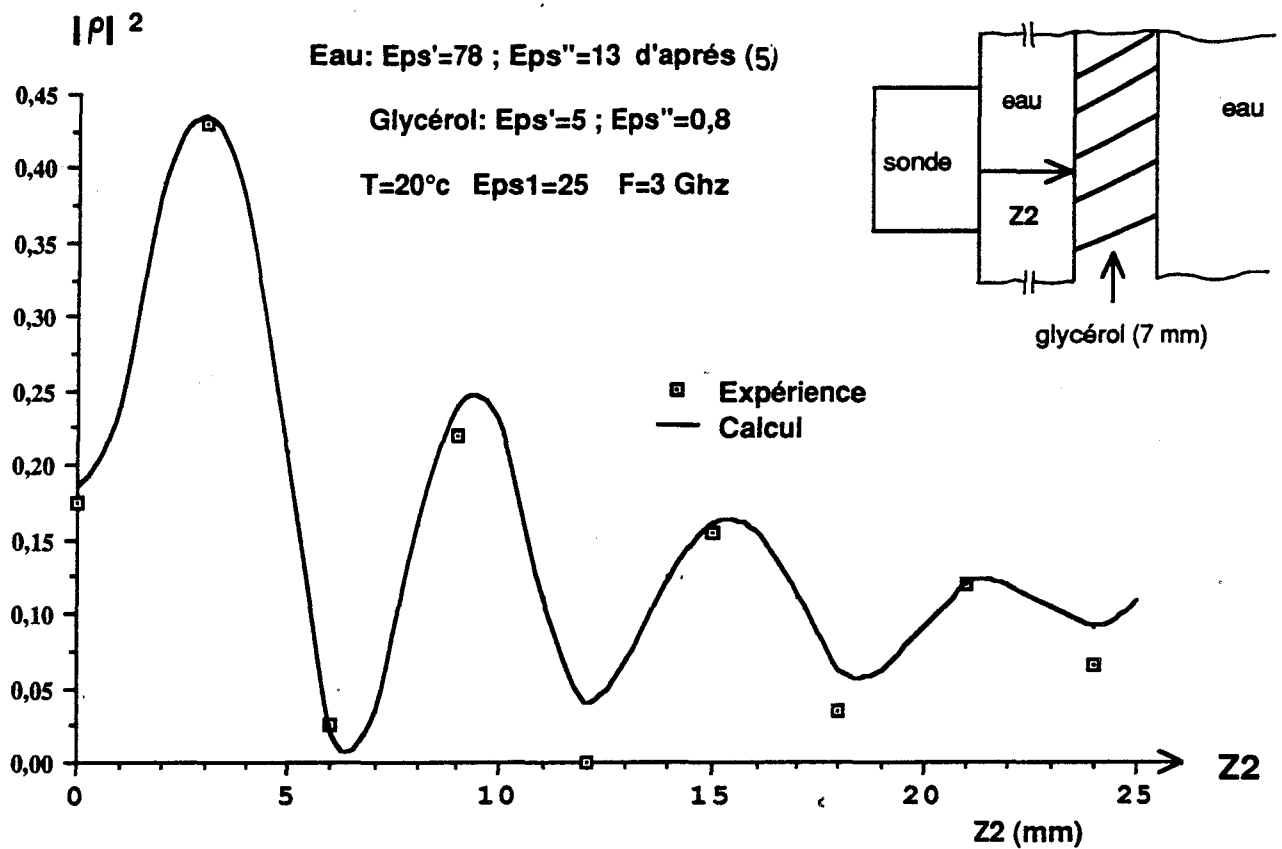


Figure (3.4) : Evolution du coefficient de réflexion $|\rho|^2$ à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié, en fonction de l'épaisseur de la première couche d'eau Z_2 . Comparaison théorie-expérience à 3 GHz.

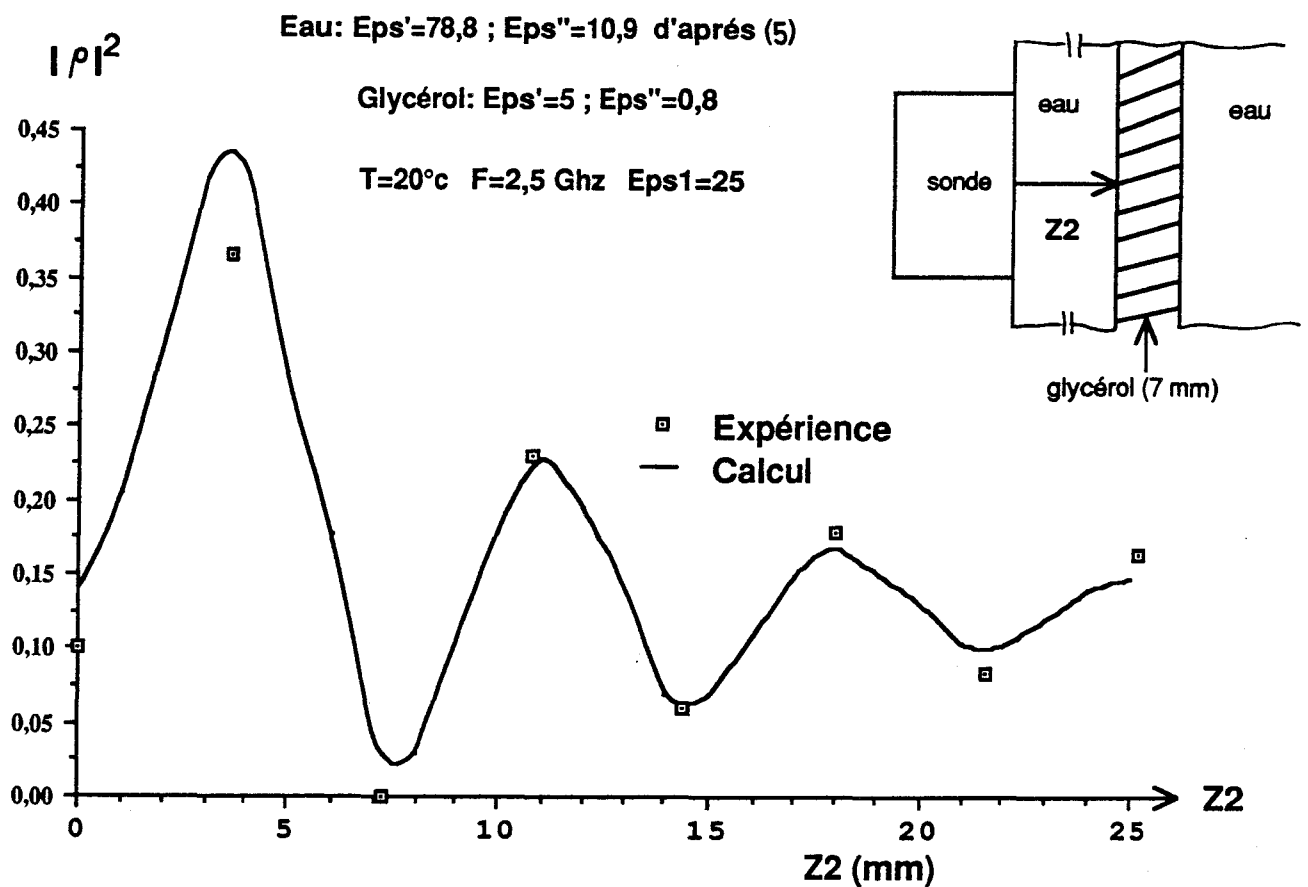


Figure (3.5) : Evolution du coefficient de réflexion $|\rho|^2$ à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié, en fonction de l'épaisseur de la première couche d'eau Z_2 . Comparaison théorie-expérience à 2,5 GHz.

2.3.2 Coefficient de réflexion ρ_{00} du mode fondamental

2.3.2.1 Relevés expérimentaux

On donne figures (3.2) à (3.4) l'évolution du coefficient de réflexion à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié à 3 GHz pour des structures correspondantes à trois épaisseurs de glycérol 1,3 et 7 mm (deuxième couche). Sur les trois figures, nous faisons varier l'épaisseur de la première couche d'eau entre 0 à 3 cm. Les périodicités des trois courbes sont identiques car elles dépendent de la fréquence de travail. L'amplitude des maximums et minimums dépend de l'épaisseur de la couche de glycérol. Suivant les cas de figure, on obtient des coefficients de réflexion qui peuvent parfois atteindre 0,4 à 0,45 en puissance.

Parmi les tests utilisables en mode actif, on peut remarquer que la mesure du coefficient de réflexion n'est pas perturbée par le dispositif expérimental et constitue le seul test expérimental valable de la méthode : ce n'est pas le cas lors de la mesure du champ électrique avec une antenne monopole. En se rapportant au chapitre 1, la formule du coefficient de réflexion (1.75) et celle appelée équation test sans dimension (1.76) sont issues du même système d'équation (1.74). En d'autres termes, valider expérimentalement le coefficient de réflexion revient à valider l'équation test sans dimension. On aurait pu se passer de l'équation test en intégrant le nombre de modes p et q suffisant pour arriver à la convergence du coefficient de réflexion. Il est aussi remarquable de souligner que le modèle simplifié donne des valeurs acceptables pour le coefficient de réflexion, même s'il ne donne qu'une estimation de la répartition des puissances dans le milieu à pertes (2) et l'air (1') comme nous l'exposerons par la suite. Par ailleurs, on constate que les valeurs expérimentales du coefficient de réflexion confirment bien les évolutions théoriques aux marges d'erreurs expérimentales près (figures (3.2) à (3.4)). (L'incertitude sur le positionnement mécanique des couches peut atteindre $\pm 0,5$ mm).

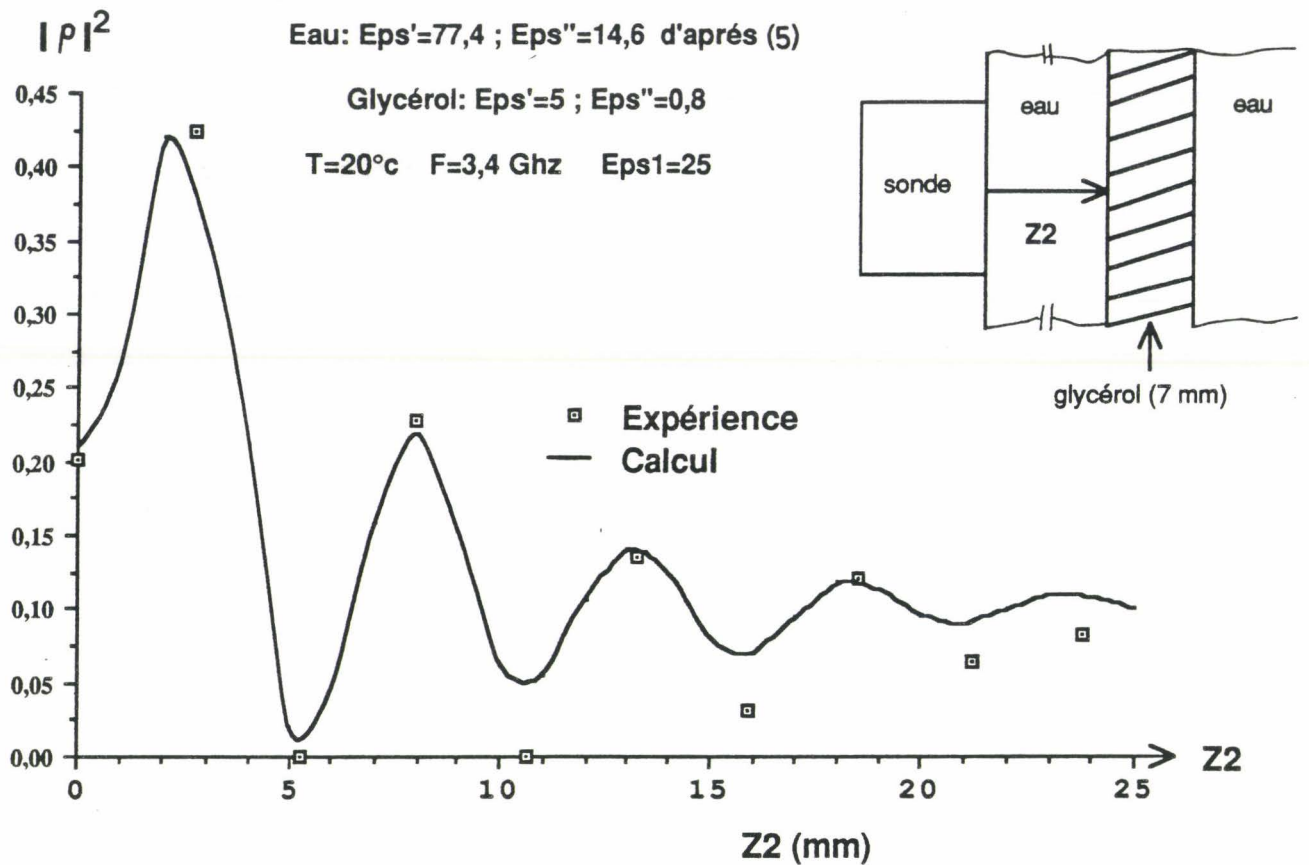


Figure (3.6) : Evolution du coefficient de réflexion $|\rho|^2$ à la discontinuité entre le guide et le milieu stratifié, en fonction de l'épaisseur de la première couche d'eau Z_2 . Comparaison théorie-expérience à 3,4 GHz.

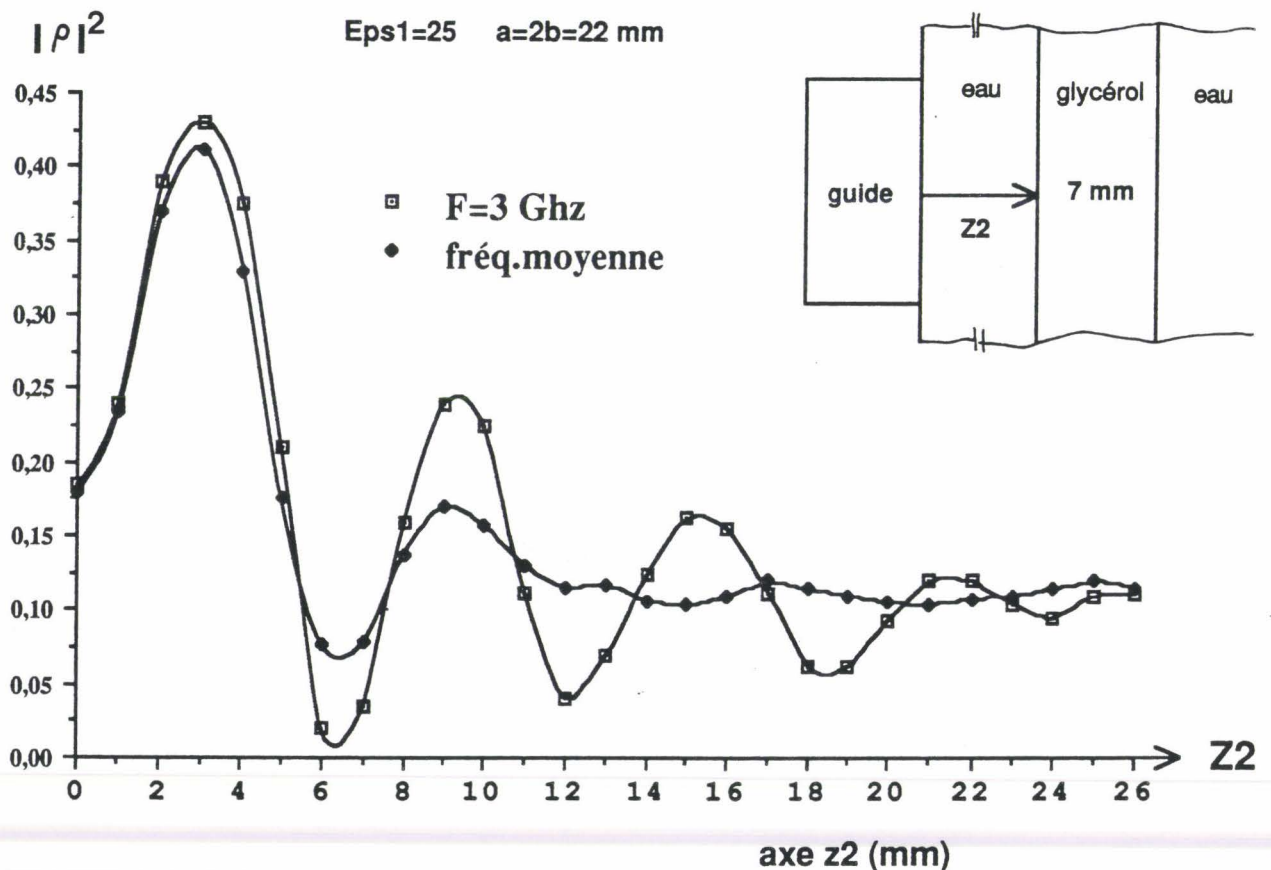


Figure (3.7) : Evolution du coefficient de réflexion en puissance $|\rho|^2$ moyen intégré sur la bande de fréquence 2,5 - 3,4 GHz.

2.3.2.2 Etude fréquentielle

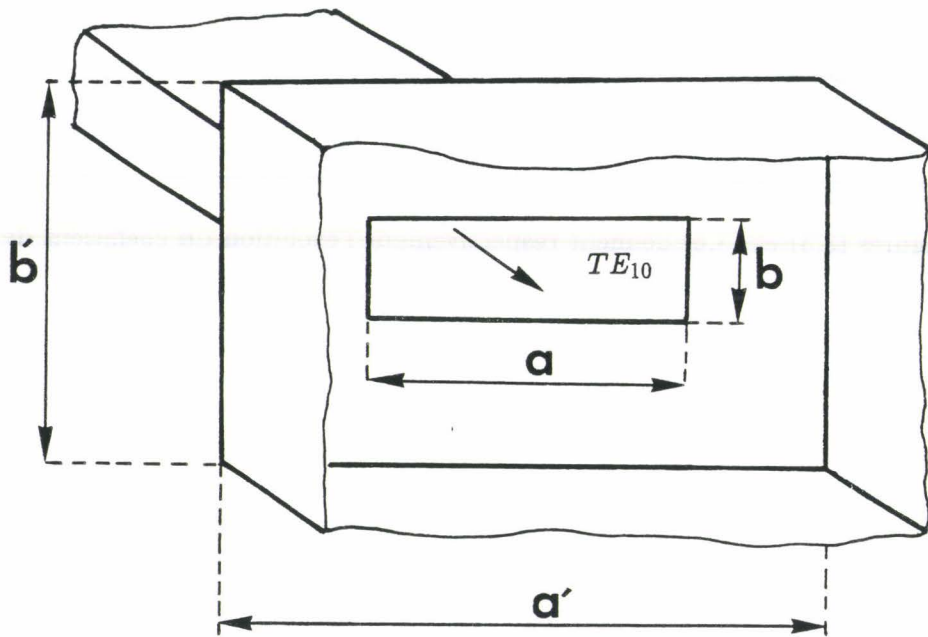
Les figures (3.5) et (3.6) donnent respectivement l'évolution du coefficient de réflexion à 2,5 GHz et 3,4 GHz, fréquences qui limitent la bande passante de la sonde. Comme prévu, la période des courbes $|\rho|^2$ fonction de z augmente quand la fréquence baisse.

Nous présentons figure (3.7) le coefficient de réflexion moyen calculé sur une bande de fréquence 2,5 - 3,4 GHz. Nous remarquons pour une structure donnée qu'il est proche de celui obtenu à 3 GHz. Pour cette bande de fréquence, l'hypothèse d'assimiler le coefficient de réflexion à 3 GHz au coefficient de réflexion moyen reste valable pour une épaisseur de la première couche inférieure à 7 mm. De manière plus générale, on constate que la condition est remplie pour $z_2 < \lambda_{min}$, avec λ_{min} la valeur minimale de $\lambda_{TEM} = \frac{C}{\sqrt{|\epsilon_2^*|} \cdot f}$ dans la bande de fréquence considérée et ϵ_2^* la permittivité du matériau composant la première couche. Pour les autres cas de structures, il est préférable de considérer le coefficient de réflexion moyen. Ceci est une hypothèse importante pour la modélisation des signaux radiométriques (chapitre 3). Elle reste valable pour des structures biologiques stratifiées [peau (1 à 2 mm), gras (2 à 7 mm), muscle] tant que z_2 est inférieur à λ_{min} de la première couche.

2.3.2.3 Comparaison de la méthode au modèle du guide surdimensionné [1]

Nous avons repris des résultats d'Audet [1] dans le cas où il considère un guide surdimensionné avec une discontinuité de largeur $a' > a$ et une discontinuité de hauteur, $b' > b$ figure (3.8).

Pour un rapport $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \gg 1$, cas des figures (3.9) et (3.10), on note un bon accord de notre méthode avec la méthode tridimensionnelle du guide surdimensionné. Dans les deux cas, on observe peu d'effets de diffraction; les deux modèles convergent rapidement vers le même résultat.



Figure(3.8):Modèle du guide surdimensionné présentant une discontinuité de largeur et de hauteur,d'après Audet [1].

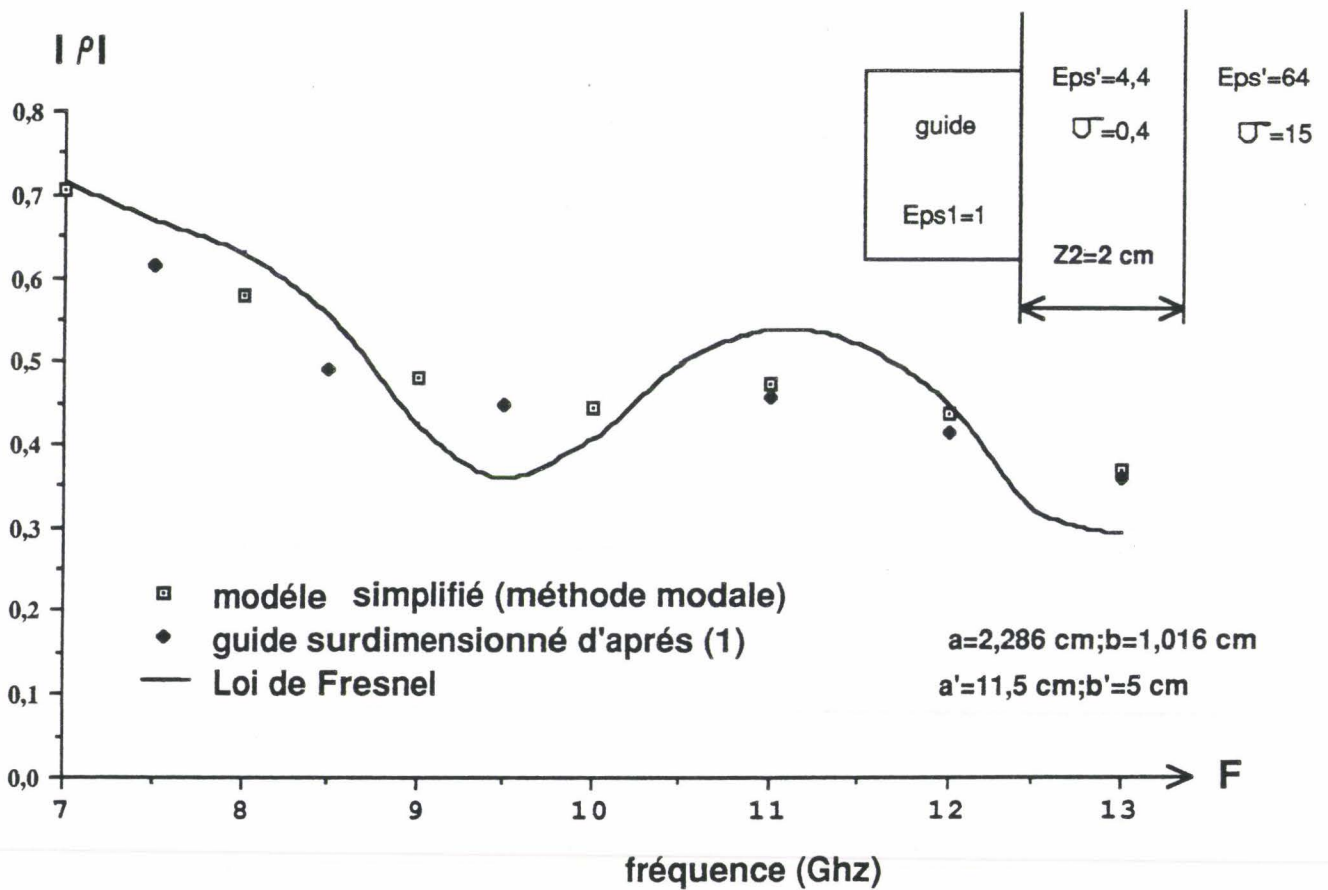


Figure (3.9) : Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion en module $|\rho|$
 Comparaison avec le modèle du guide surdimensionné d'après [1].

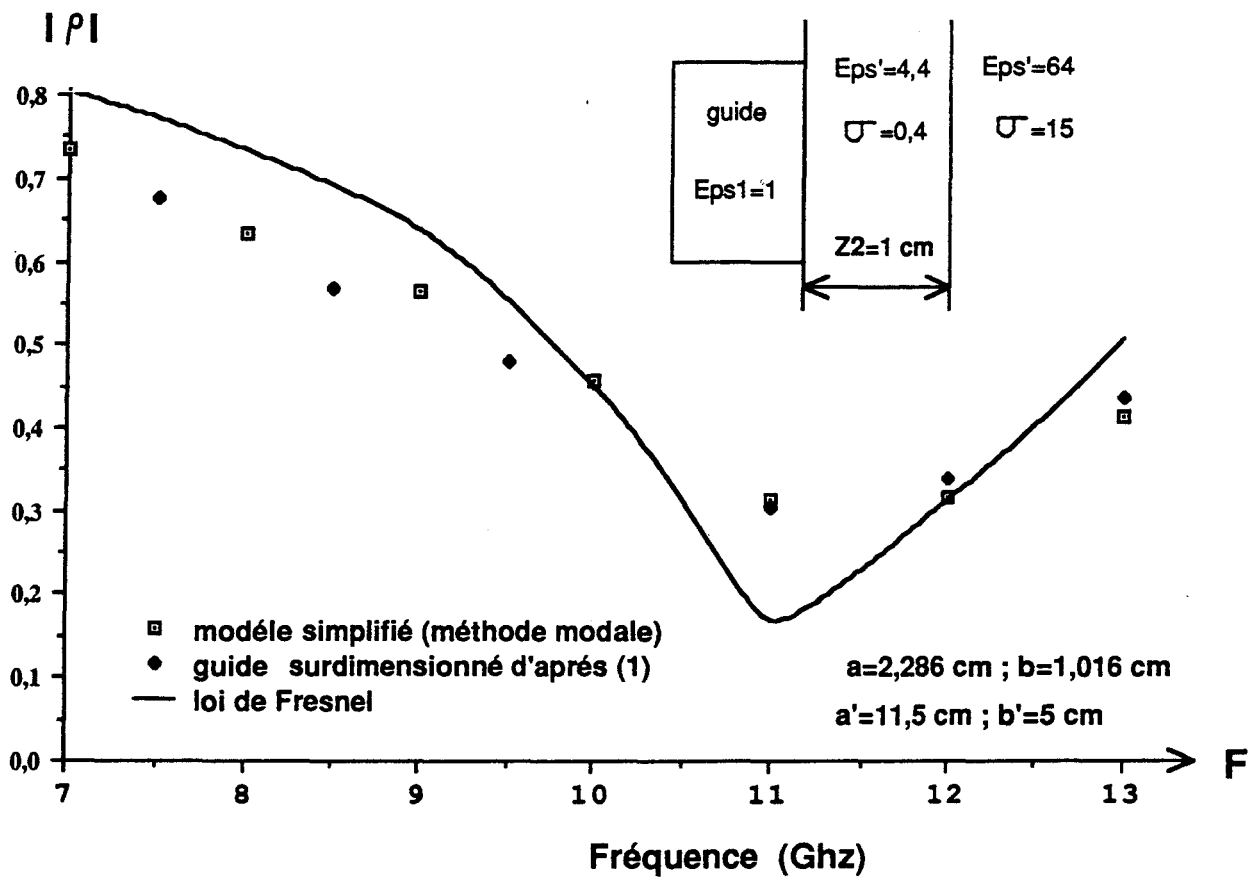


Figure (3.10): Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion en module $|\rho|$ Comparaison avec le modèle du guide surdimensionné d'après [1].

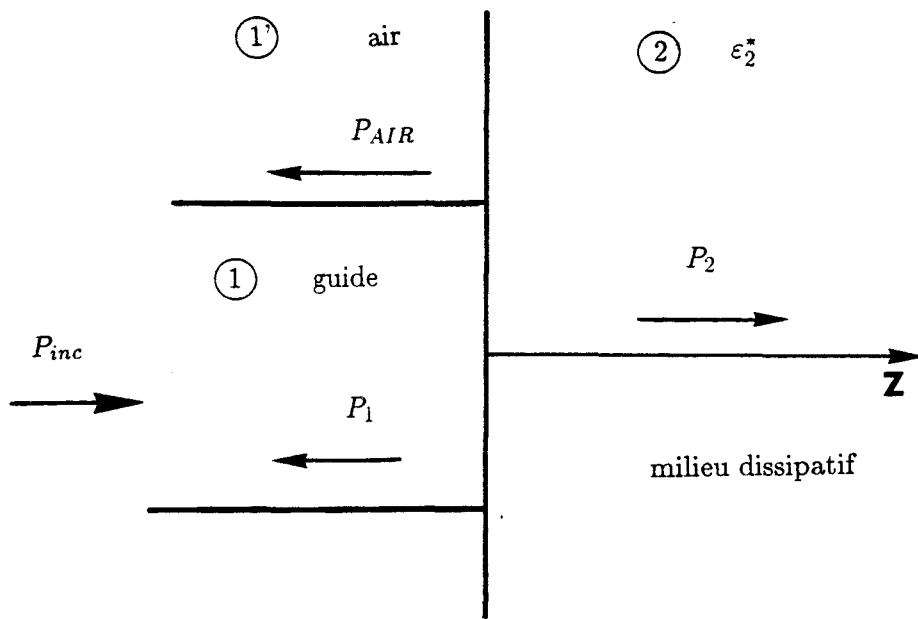


Figure (4.1) : Définition des puissances propagées et absorbées dans les différents milieux.

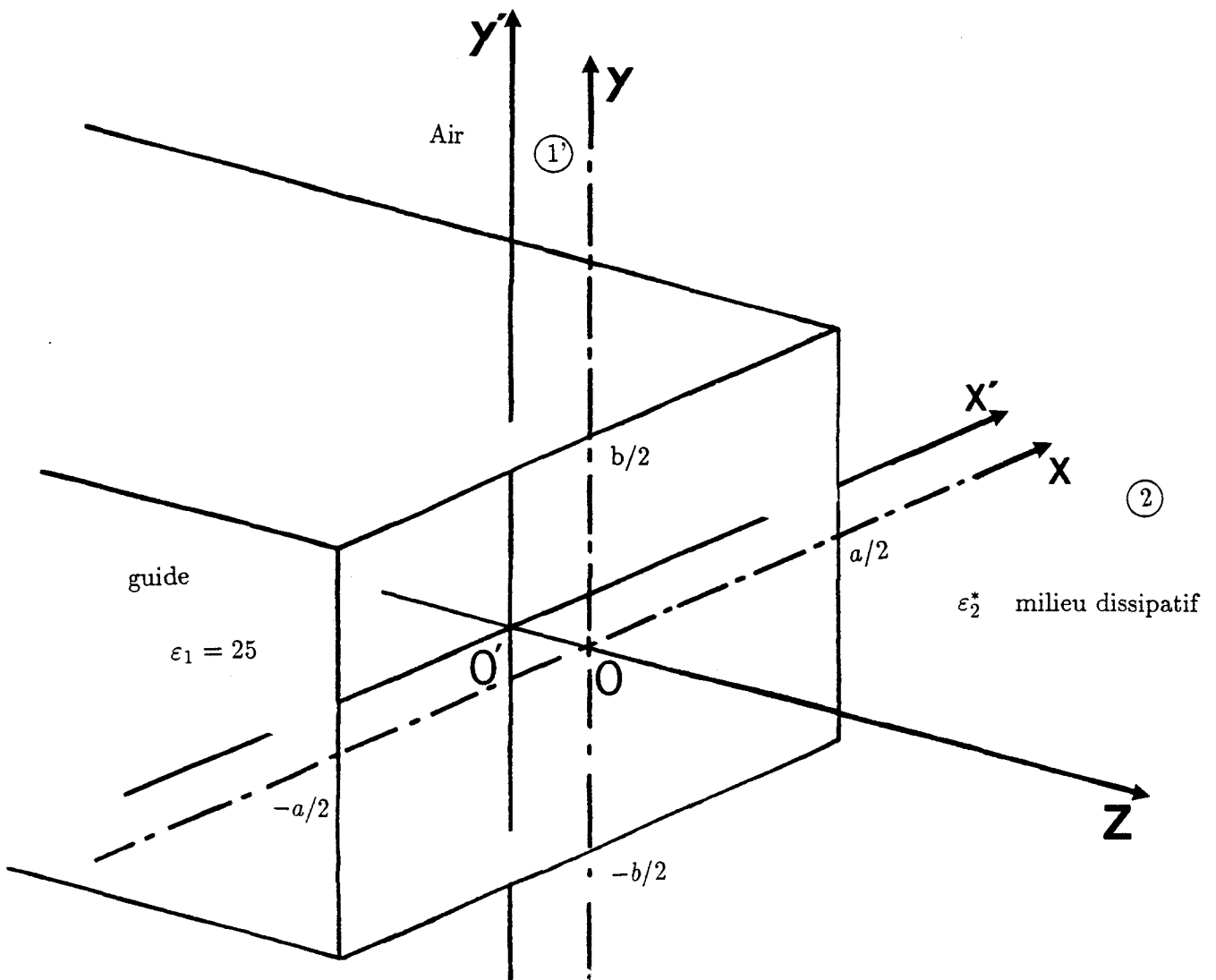


Figure (4.2) : Repère (o', x', y') considéré, pour le relevé des puissances dans l'air, milieu ①'.

2.4 Bilan des puissances actives à la discontinuité

2.4.1 Introduction

Au cours de l'exposé de la méthode de calcul (chapitre 1), nous avons mis en évidence théoriquement l'existence de modes de propagation dans l'air, donc d'une puissance active rayonnée. L'objet de cette étude expérimentale est de donner la répartition des puissances actives dans les différents milieux de propagation (1) et (2) couplés à la sonde figure (4.1). Bien que la quantification de ces puissances reste approximative, on essaye d'en dresser un bilan pour différentes situations.

Ces puissances sont notées :

- "Pair" : pour la puissance rayonnée dans l'air (1), associée aux modes rétrogrades propagés ;
- " P_2 " : pour la puissance rayonnée et dissipée dans le milieu dissipatif (2) ;
- " P_1 " : pour la puissance réfléchie dans le guide par l'interface. P_1 est égale à $|\rho_{00}|^2$ pour une normalisation à 1 de la puissance incidente.

La première difficulté est de trouver le capteur permettant de mesurer des puissances dans des milieux différents. Dans la suite de l'exposé, ce problème est résolu de façon assez satisfaisante. Reste la difficulté majeure de pouvoir distinguer dans une mesure, la contribution de la puissance active P par rapport à la puissance réactive Q ; sachant qu'une antenne filaire suivie d'une détection quadratique donne accès à la quantité $P^2 + Q^2$. La répartition des puissances actives et réactives de part et d'autre de la discontinuité est présentée au chapitre 1, figure (3.3). Par ailleurs, la puissance réactive est toujours de l'ordre de grandeur de la puissance active et ne peut être négligée. L'hypothèse erronée d'assimiler P à la quantité $\sqrt{P^2 + Q^2}$ est le seul moyen de poursuivre l'étude. Cette hypothèse a priori discutable donne pourtant des résultats exploitables, comme nous le voyons dans la suite de ce travail.

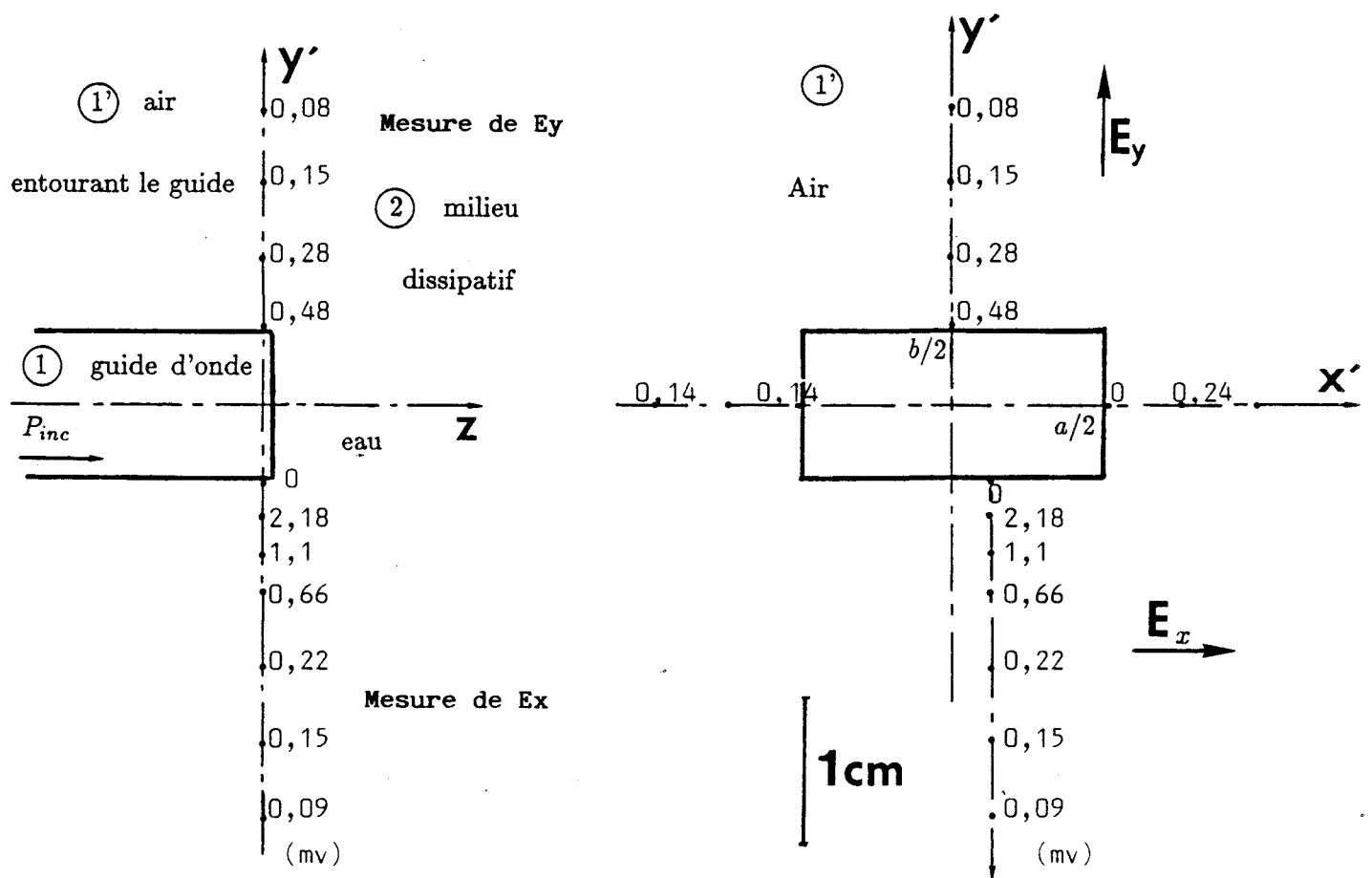


Figure (4.3) : Relevé expérimental des champs rayonnés dans l'air, pour une sonde ($\epsilon_1 = 25, a = 2b = 22mm$), au contact d'un milieu dissipatif (eau) dans le plan (o', x', y).

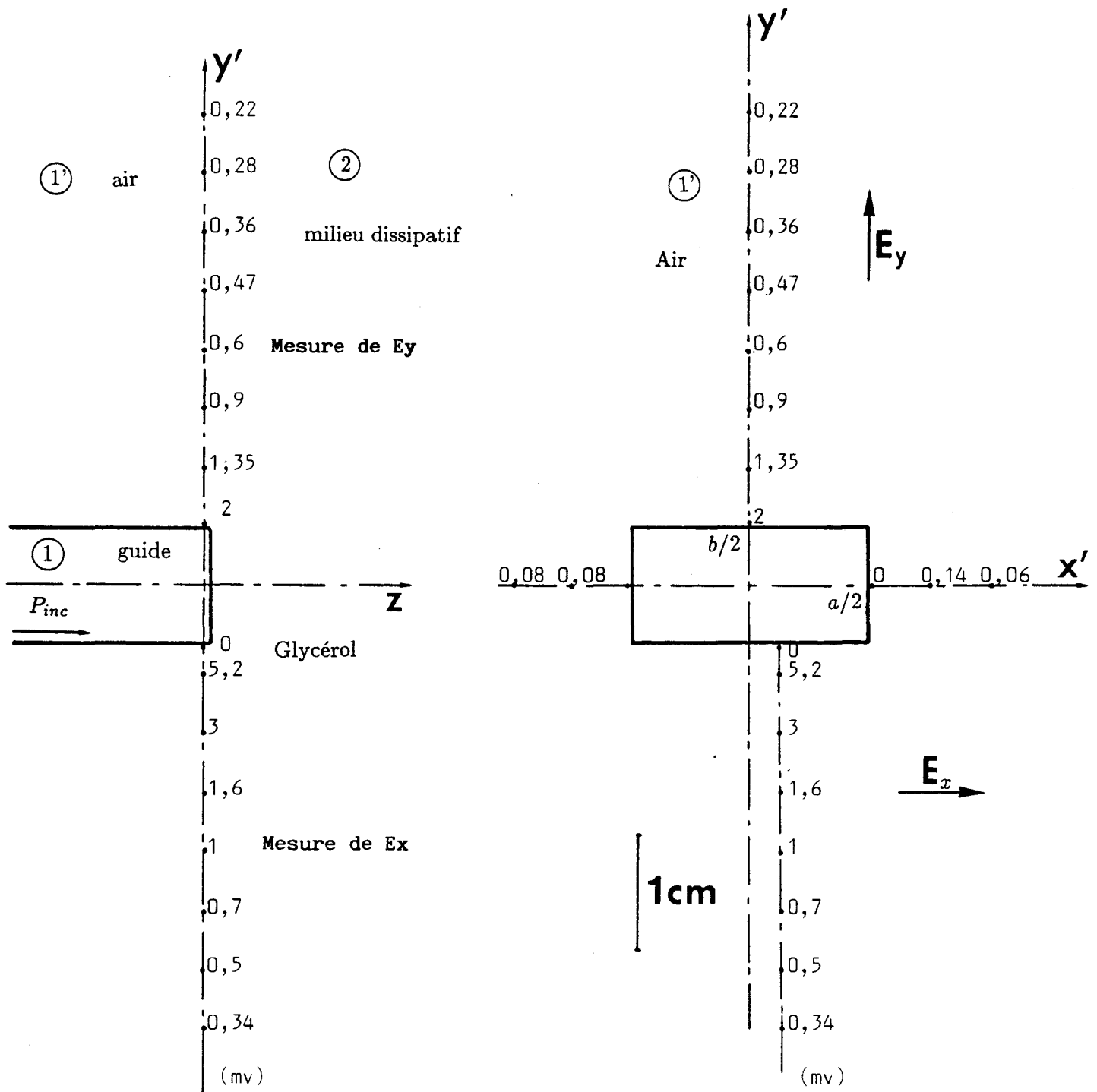


Figure (4.4): Relevé expérimental des champs rayonnés dans l'air, pour une sonde ($\epsilon_1 = 25, a = 2b = 22mm$), au contact d'un milieu dissipatif (glycérol) dans le plan (o', x', y') .

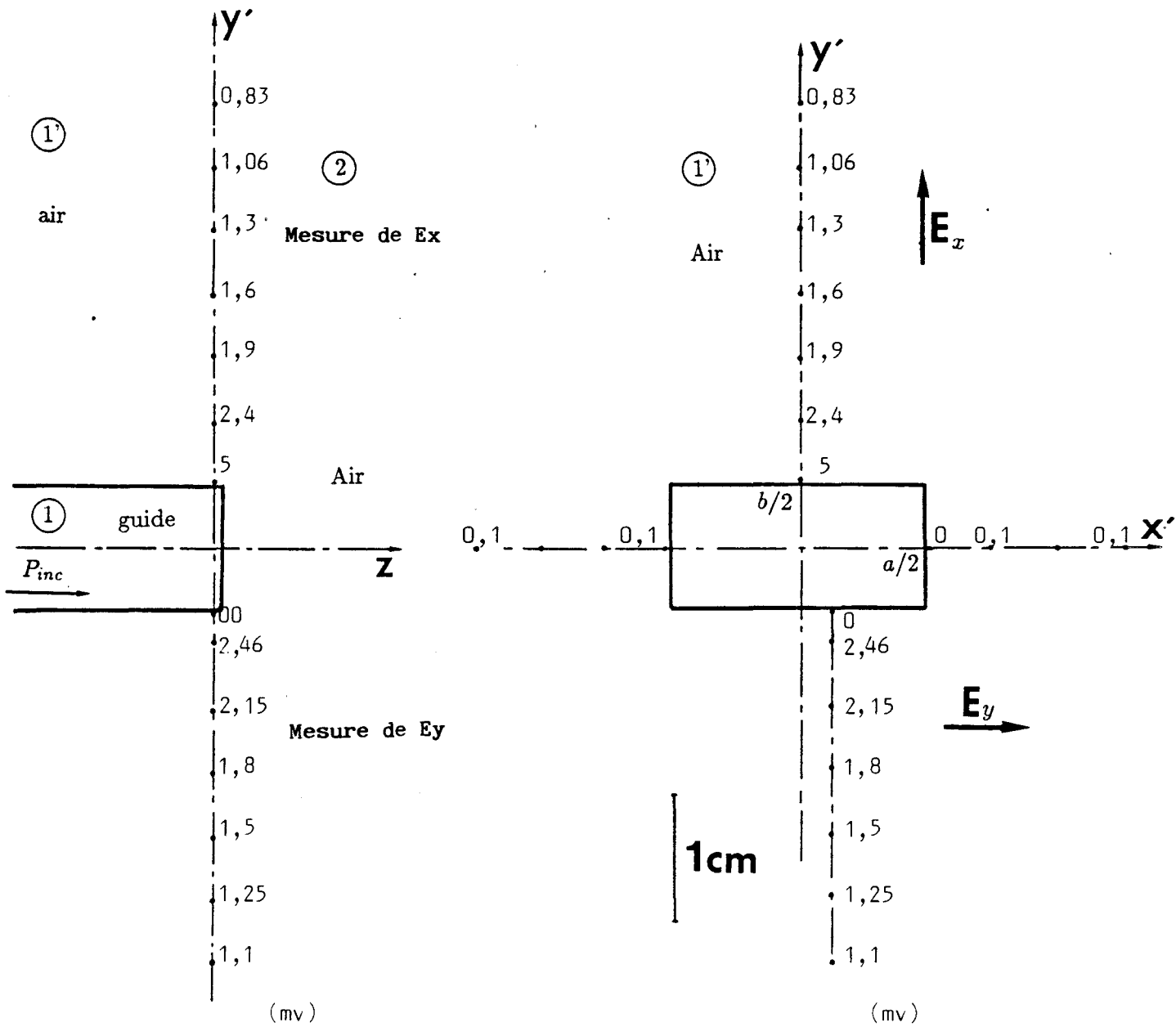


Figure (4.5): Relevé expérimental des champs rayonnés dans l'air, pour une sonde ($\epsilon_1 = 25, a = 2b = 22mm$), au contact d'un milieu sans perte (air) dans le plan (o', x', y').

2.4.2 Relevé expérimental des champs rayonnés dans l'air milieu 1'

2.4.2.1 Conditions de la mesure

Les puissances sont relevées dans le plan (o', x', y') se situant derrière le plan d'ouverture de la sonde, dans l'air figure (4.2). Le point O' a pour coordonnées $x = 0, y = 0, z = -1$ mm. On règle la puissance incidente de façon à fixer dans l'ouverture de la sonde (milieu ②), une puissance maximale de 25 mv dans l'air. La mesure est réalisée à l'aide d'une antenne filaire, suivie d'une détection quadratique. La fréquence est de 3 GHz. La puissance incidente reste constante aux cours des relevés; alors que la puissance maximale dans l'ouverture de la sonde évolue suivant la nature du milieu absorbant.

Pour le relevé des puissances dans le plan (o', x', y') (milieu ①), air), nous déplaçons le dipôle de mesure sur une droite parallèle à l'axe $o'y'$ choisie de façon telle que la puissance détectée soit maximale. Ainsi pour la composante de champ Ey , le déplacement du dipôle s'effectue suivant l'axe $o'y'$; pour la composante de champ Ex , nous devons considérer un déplacement suivant un axe parallèle à $o'y'$ mais légèrement différent, (en effet, par symétrie, on peut s'attendre à ce que $Ex = 0$ sur l'axe $o'y'$). Dans le cas présent, les mesures de champs sont comparables entre elles car elles sont effectuées dans un même milieu qui est l'air. Nous nous proposons d'effectuer les mesures pour trois situations différentes: l'ouverture du guide est d'abord au contact d'un milieu à fortes pertes ②, de l'eau; puis d'un milieu dissipatif à faibles pertes tel que le glycérol; et enfin nous effectuons les mesures pour un milieu ② sans pertes, l'air.

2.4.2.2 Relevés expérimentaux

Les relevés, figures (4.3) à (4.5), confirment nos conclusions théoriques, à savoir que la puissance rayonnée associée aux modes rétrogrades dans l'air n'est pas négligeable. Ils mettent en évidence que ce type de puissance diminue quand le milieu ② devient de plus en plus absorbant ou que le rapport $\frac{|e_2^*|}{\epsilon_1}$ devient grand devant 1. La puissance associée à ces modes est concentrée de part et d'autre du

grand côté de la sonde. Elle suit en effet la distribution de la puissance dans le milieu à pertes (2) (paragraphe 2.2.2.3), notamment le champ E_y est maximum sur l'axe $O'y'$; par ailleurs, par raison de symétrie le champ E_x devrait être nul sur l'axe Oy , ce que nous n'avons pas eu la possibilité de vérifier expérimentalement.

2.4.2.3 Origine des modes de propagation dans l'air

Nous avons vu que les effets de diffraction sont liés à une dispersion modale, qui se traduit par un étalement du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif

(2) à l'extérieur de l'ouverture du guide. Ceci se traduit par un vecteur d'onde à trois composantes, noté $\vec{k} = p\vec{x} + q\vec{y} + \beta\vec{n}$ (voir chapitre 1) avec un vecteur unitaire \vec{n} non rétrograde et $\beta \geq 0$. Considérons maintenant la surface séparant les milieux (1) et (2); nous remarquons d'abord qu'elle n'est pas considérée comme une discontinuité physique et qu'ensuite son traitement devrait être appréhendé comme celui d'une source située dans une ouverture (de même que sont traités l'ouverture du guide et le milieu dissipatif (2)). Cette remarque correspond à ce que nous avons exposé dans le modèle complet au chapitre 1. Ainsi les modes du milieu dissipatif (2) sont à l'origine des modes de propagation rétrogrades dans l'air.

2.4.3 Estimation du bilan de puissance

2.4.3.1 Estimation expérimentale

2.4.3.1.1 Introduction

Nous avons essayé d'estimer les puissances P_{air} et P_2 respectivement associées aux modes rétrogrades rayonnés dans l'air et dissipée dans le milieu dissipatif à partir des mesures de champs rapportées au paragraphe 2.4.2.2. Nous dressons un bilan pour un milieu dissipatif composé d'eau puis de glycérol.

2.4.3.1.2 Calibration de l'antenne de mesure

La puissance incidente fournie par le générateur qui franchit l'ouverture du guide

est distribuée dans l'air et dans le milieu dissipatif. On la traduit par l'équation :

$$P_{inc} (1 - |\rho|^2) = P_2 + P_{air} \quad (2.1)$$

Pour une puissance incidente constante, on écrit :

$$P_{inc} = \frac{(P_{air})_{glyc} + (P_2)_{glyc}}{1 - |\rho_{glyc}|^2} = \frac{(P_{air})_{eau} + (P_2)_{eau}}{1 - |\rho_{eau}|^2} \quad (2.2)$$

Cette relation permet d'exploiter nos résultats expérimentaux de mesures de champs. Nous avons défini un test simple qui rend compte des erreurs imputables à la calibration de l'antenne et aux erreurs de mesure.

Comme nous l'avons souligné dans l'exposé des conditions expérimentales (paragraphe 2.1), pour un milieu donné et une détection quadratique, le signal mesuré est proportionnel au carré de l'amplitude de la composante du champ dans la direction de l'antenne monopole. Le coefficient de proportionnalité correspondant dépend de la taille de l'antenne et de la permittivité du milieu considéré. Par conséquent, il est nécessaire de réaliser une calibration du mesureur de champ pour chaque milieu considéré. Cette calibration de l'antenne est faite de la manière suivante.

Pour une puissance incidente constante, nous mesurons pour les cas de figures (4.6) à (4.8), le maximum de puissance notée V^2 , associé à la composante de champ E_y dans le milieu situé face à l'ouverture de la sonde. Pour les trois cas de figures envisagés, nous écrivons les facteurs de proportionnalité suivants :

$$P_{inc} (1 - |\rho_{air}|^2) \# K_{air} \cdot V_{air}^2 \quad (2.3)$$

$$P_{inc} (1 - |\rho_{glyc}|^2) \# K_{glyc} \cdot V_{glyc}^2 \quad (2.4)$$

$$P_{inc} (1 - |\rho_{eau}|^2) \# K_{eau} \cdot V_{eau}^2 \quad (2.5)$$

où $K_{air}, K_{glyc}, K_{eau}$ sont des constantes de proportionnalité traduisant le couplage de

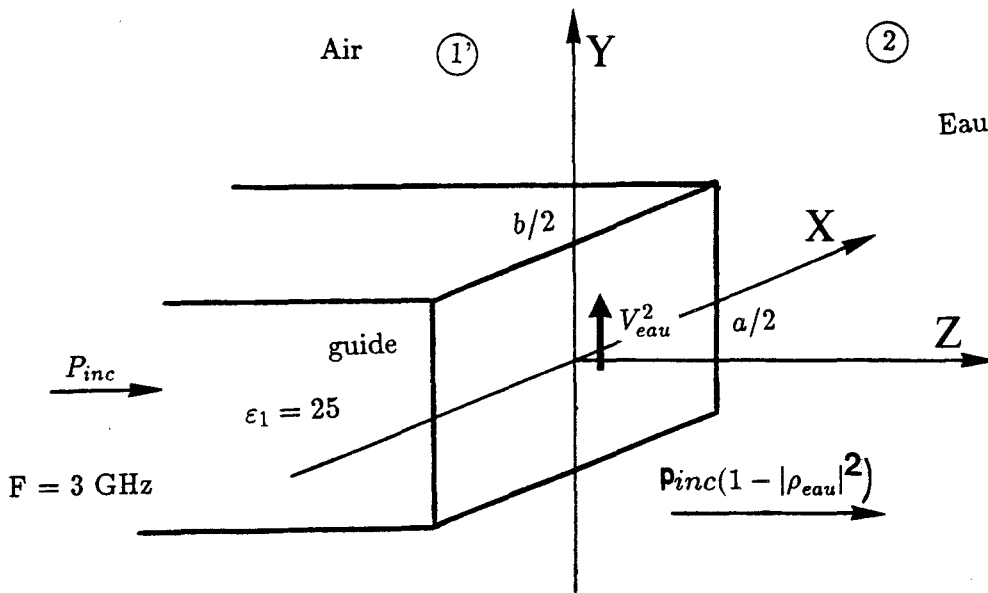


Figure (4.8): Relevé expérimental de la puissance associée au maximum de la composante de champ $E_y(V_{eau}^2)$, devant l'ouverture d'une sonde ($\epsilon_1 = 25, a = 2b = 22 \text{ mm}$), couplée à un milieu dissipatif (eau).

l'antenne au milieu. En fait, ces relations sont approchées à plusieurs titres ; notamment elles ne considèrent en aucune façon les modes rétrogrades dans l'air (puissance P_{air}), mais c'est le seul moyen qui nous permet d'estimer le paramètre K pour les différents milieux.

Pour les valeurs expérimentales relevées :

$$V_{air}^2 = 5mv \ ; \ V_{glyc}^2 = 12,5mv \ ; \ V_{eau}^2 = 25mv$$

nous pouvons déterminer les rapports de calibration suivants :

$$\frac{K_{eau}}{K_{air}} = 1,8 \quad ; \quad \frac{K_{glyc}}{K_{air}} = 3,1$$

On peut estimer les pourcentages de puissances transmises dans le milieu dissipatif et aux modes rétrogrades dans l'air, ceci en nous contentant du modèle à une dimension suivant (droite oy).

La puissance P_2 est proportionnelle à :

$$\int_0^{\infty} |E_{y2}|^2(y) \ dy \quad (2.6)$$

dans le cas des figures (4.9) pour l'eau et (4.11) pour le glycérol.

La puissance P_{air} associée aux modes rétrogrades est approximée par :

$$\int_{b/2}^{\infty} |E_{xo}|^2(y) \ dy + \int_{b/2}^{\infty} |E_{yo}|^2(y) \ dy \quad (2.7)$$

où E_{xo} et E_{yo} sont les champs mesurés dans l'air par le dipôle.

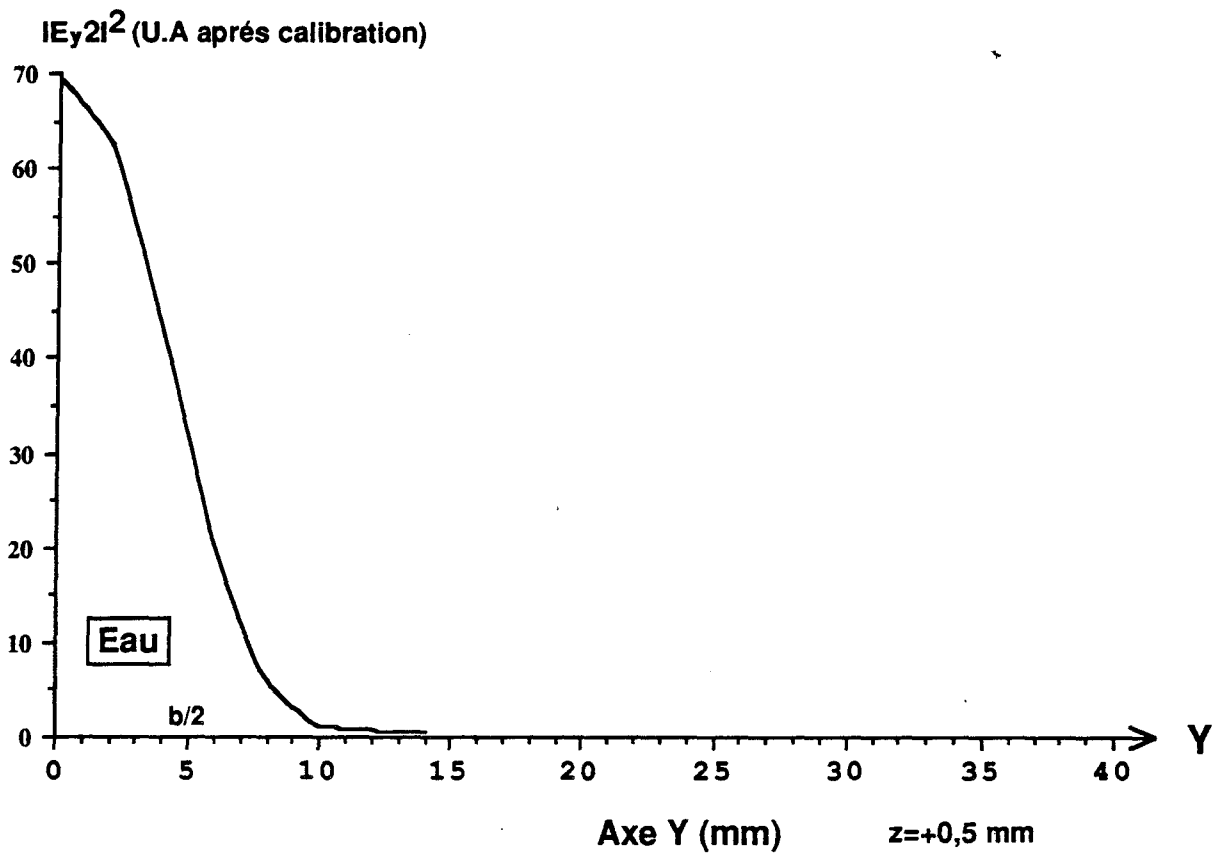


Figure (4.9) : Relevé expérimental de la composante de champ $|E_{y2}|^2(y)$, après calibration, dans l'ouverture de la sonde en $z = 0^+$ pour l'eau.

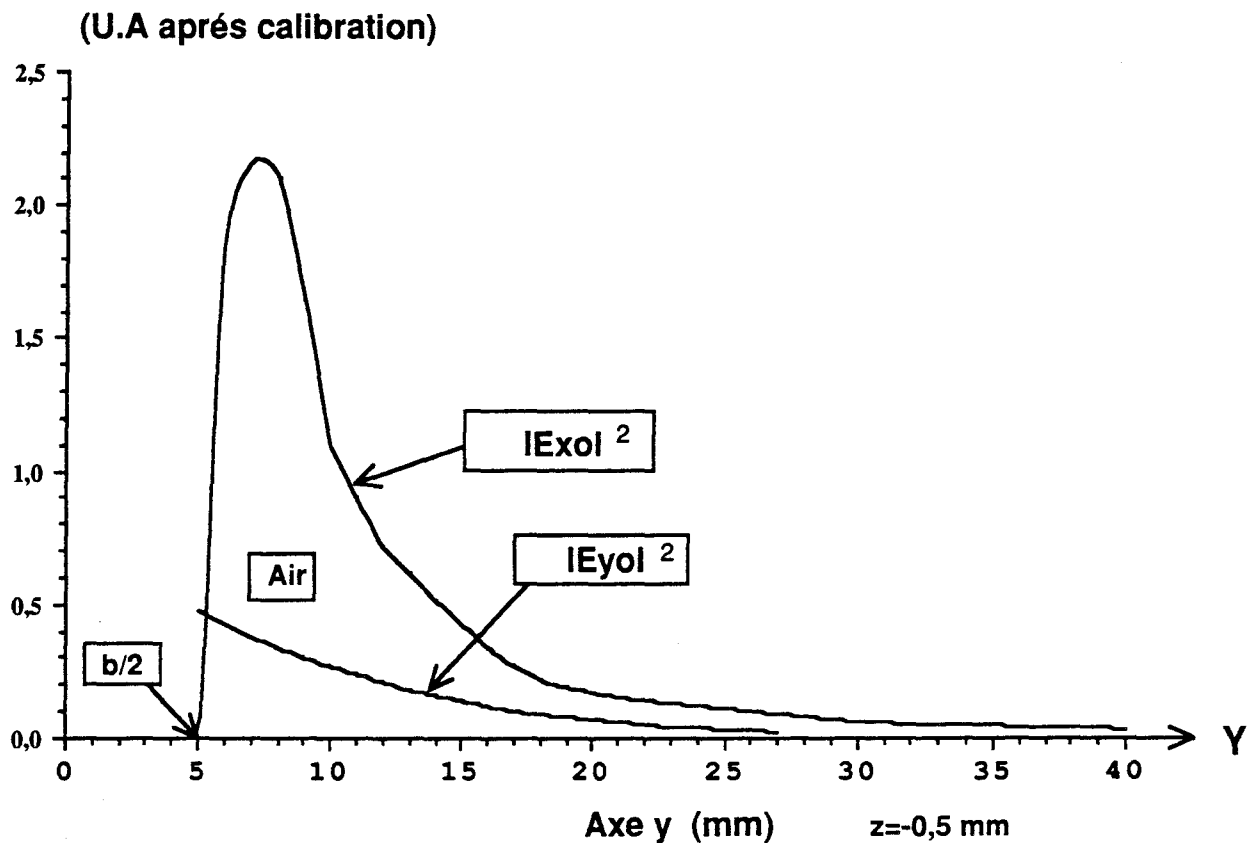


Figure (4.10) : Relevé expérimental des composantes de champs $|E_{y0}|^2(y)$ et $|E_{x0}|^2(y)$, après calibration, dans le plan (o', x', y) (air) pour une sonde couplée à de l'eau.

Ce traitement est réalisé à partir des résultats donnés figures (4.10) pour l'eau et (4.12) pour le glycérol.

En toute rigueur, les puissances rayonnées dans le milieu dissipatif et dans l'air devraient être obtenues au moyen d'intégrations sur les surfaces concernées, considérant toutes les composantes du champ. Pour des raisons liées aux difficultés expérimentales, nous n'avons réalisé l'intégration que sur les axes oy et $O'y'$; c'est pourquoi nous avons conscience du caractère approximatif du bilan de puissance que nous proposons. Citons aussi que, à notre connaissance, ce type de problème est ici abordé pour la première fois.

2.4.3.1.3 Bilan de puissance pour un bain d'eau (milieu à fortes pertes)

On somme les puissances relevées de part et d'autre de la discontinuité figures (4.9) et (4.10). On obtient :

$$\left. \begin{aligned} (P_{air})_{eau} &= 18,35^* \\ (P_2)_{eau} &= 332,5^* \\ |\rho|_{eau}^2 &= 0,11 \end{aligned} \right\} \text{ d'où } P_{inc} = 394^*$$

2.4.3.1.4 Bilan de puissance pour un bain de glycérol (milieu à faibles pertes)

On somme les puissances relevées de part et d'autre de la discontinuité, figures (4.11) et (4.12). On obtient :

$$\left. \begin{aligned} (P_{air})_{glyc} &= 85,6^* \\ (P_2)_{glyc} &= 184,5^* \\ |\rho|_{glyc}^2 &= 0,21 \end{aligned} \right\} \text{ d'où } P_{inc} = 342^*$$

* valeur correspondante à une puissance en unités arbitraires

$|Ey_2|^2$ (U.A après calibration)

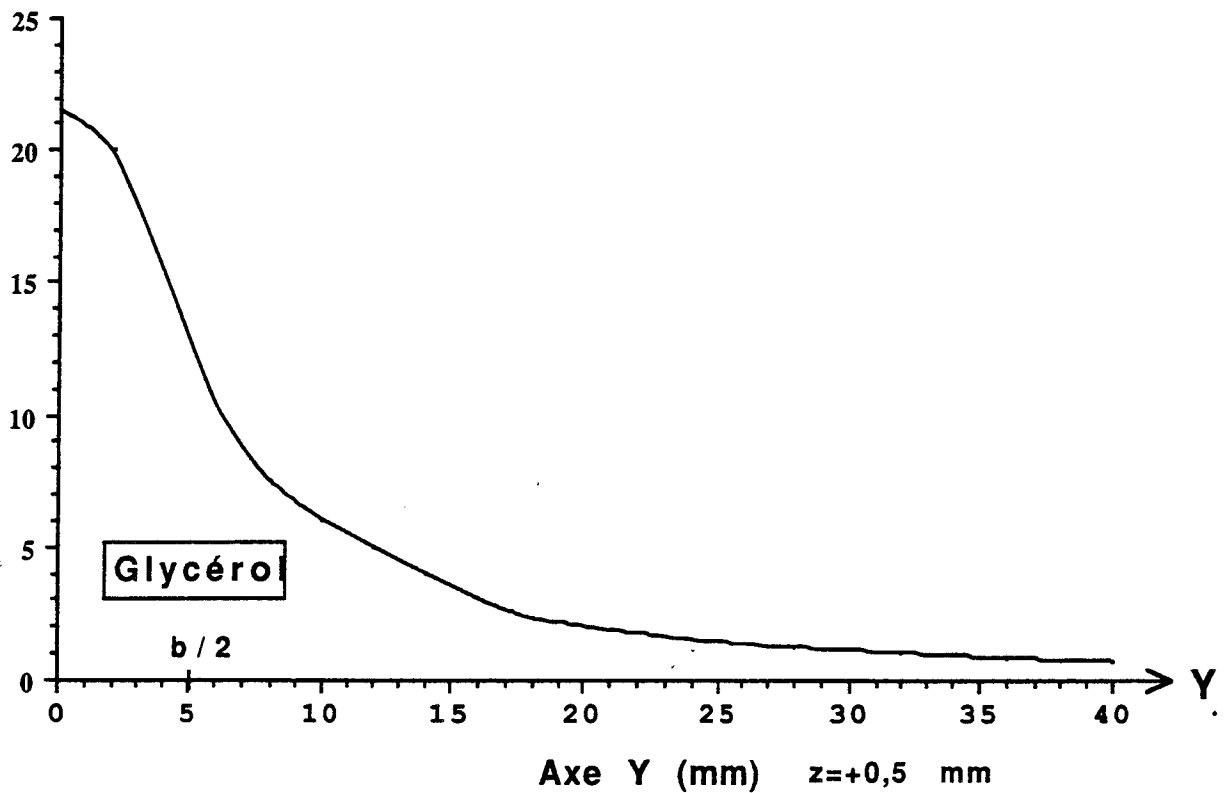


Figure (4.11): Relevé expérimental de la composante de champ $|Ey_2|^2(y)$, après calibration, dans l'ouverture de la sonde en $z = 0^+$ pour du glycérol.

(U.A après calibration)

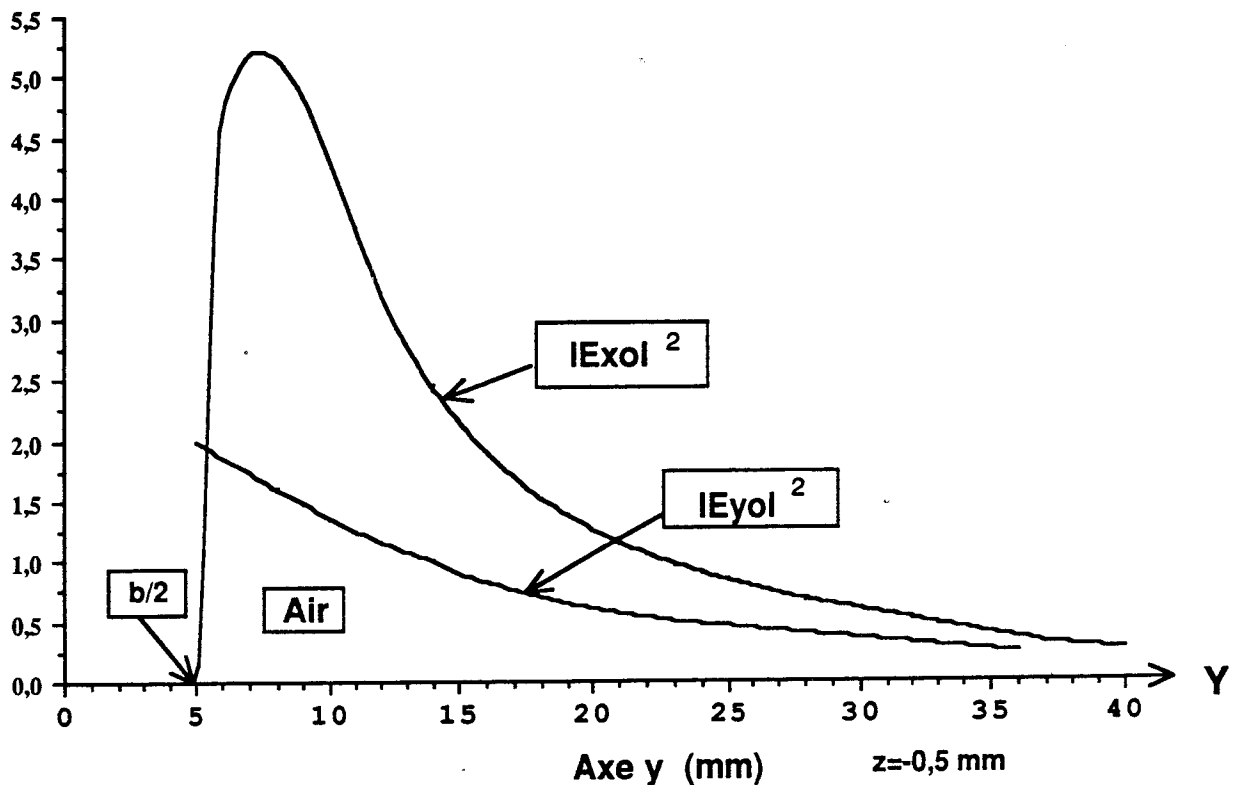


Figure (4.12): Relevé expérimental des composantes de champs $|Ey_0|^2(y)$ et $|Ex_0|^2(y)$, après calibration, dans le plan (o', x', y) (air) pour une sonde couplée à du glycérol.

2.4.3.1.5 Erreur sur la mesure

On donne l'erreur commise sur la mesure par l'équation :

$$\frac{(P_{inc})_{glyc} - (P_{inc})_{eau}}{(P_{inc})_{eau}} \# 13\% \tag{2.8}$$

Cette sensibilité est suffisante pour valider nos hypothèses théoriques.

2.4.3.2 Estimation théorique issue de la méthode de calcul

La méthode de calcul exposée dans le premier chapitre donne une approximation de la répartition des puissances dans le plan de discontinuité grâce aux équations (1.29) et (1.30).

Milieu	$P_1 = \rho_{00} ^2$	$P_2 =$ puissance dans le milieu à pertes	$P_{air} =$ Puissance dans l'air
eau	11%	80%	9%
glycérol	21%	40%	39%

Nous comparons ces résultats à ceux donnés par l'expérimentation :

	$P_1 = \rho_{00} ^2$	$P_2 =$ puissance milieu 2	Puissance dans l'air
eau	11%	84,3%	4,7% ± 0,6%
glycérol	21%	54%	25% ± 3,3%

Malgré les approximations expérimentales et le caractère semi quantitatif de la mesure, les résultats les plus défavorables sont 4% de puissance rayonnée dans l'air pour de l'eau et de 21% pour le glycérol ; ils confirment tout à fait notre hypothèse d'un couplage entre le milieu dissipatif et l'air entourant le guide d'onde.

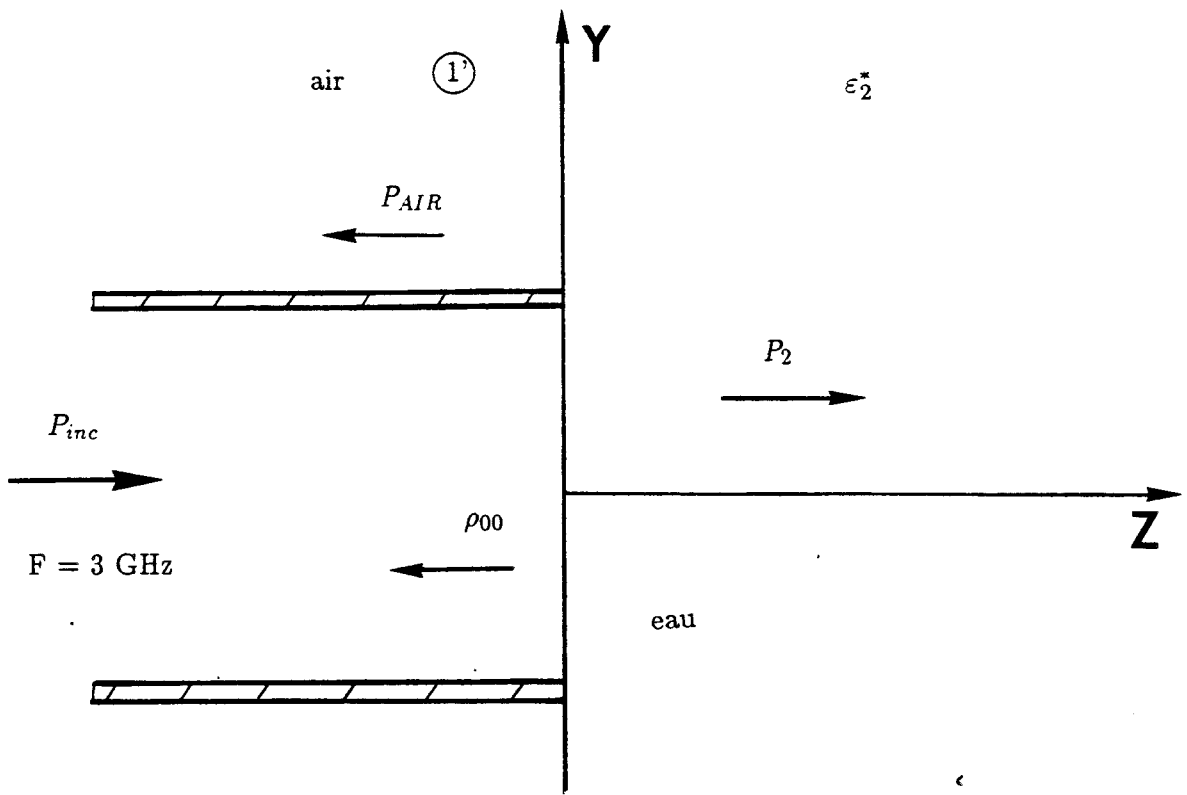


Figure (4.13): Définition des puissances P_1, P_2, P_{AIR} pour un guide d'onde sans plan de masse métallique au contact d'un milieu dissipatif (eau).

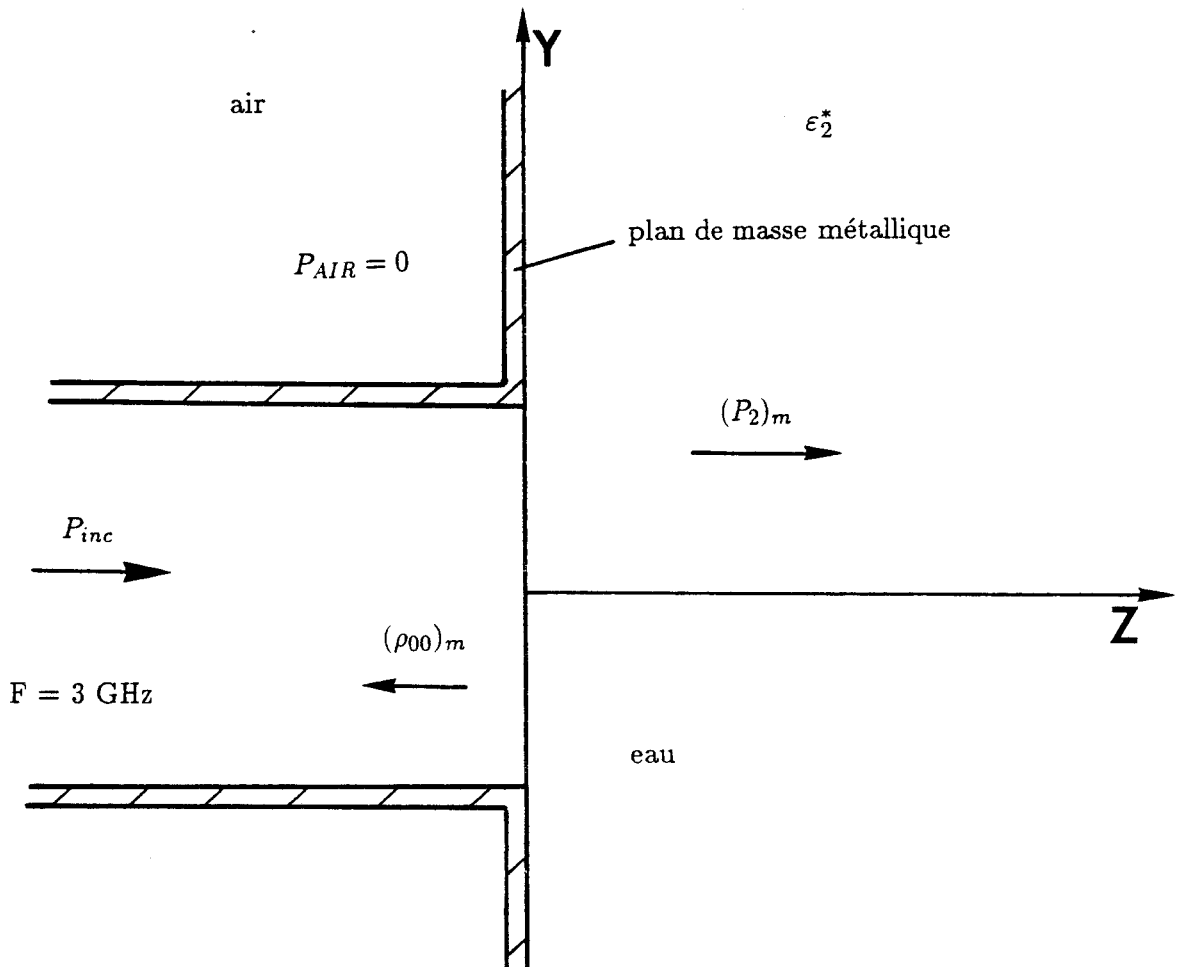


Figure (4.14): Définition des puissances $(P_1)_m, (P_2)_m$ pour un guide d'onde à plan de masse métallique au contact d'un milieu dissipatif (eau).

2.4.3.3 Conclusion

Pour un milieu à fortes pertes tel que l'eau, l'approximation au premier ordre des fonctions de couplages q_{20}^{te}, q_{20}^{tm} calculées dans le premier chapitre, donne une erreur assez faible sur le calcul théorique du bilan de puissance. En effet, les résultats théoriques annoncés sont proches des résultats issus de l'expérimentation. On peut cependant définir une erreur maximale sur la méthode de calcul approchée de l'ordre de 5%. Pour un milieu à faibles pertes tel que le glycérol, le bilan de puissance établi théoriquement est surévalué et notablement en désaccord avec l'expérience. On s'aperçoit également qu'une partie non négligeable de la puissance est rayonnée dans l'air, jusqu'à 25% pour le glycérol milieu à faibles pertes. Ces résultats auront une importance capitale en radiométrie (chapitre 3).

2.4.4 Guide à plan de masse métallique

2.4.4.1 Introduction

Afin de valider nos hypothèses, nous comparons expérimentalement notre modèle constitué d'un guide d'onde (figure 4.13) à celui d'un guide d'onde possédant autour de son ouverture un plan de masse métallique (figure 4.14). C'est un élément de comparaison intéressant, étant donné que pour ce nouveau cas, les modes de propagation rétrogrades dans l'air n'existent pas.

Notons que la calibration de l'antenne est ici inutile car toutes les mesures sont réalisées dans un même milieu.

2.4.4.2 Relevé expérimental du paramètre $|Ey|^2(y)$ dans l'ouverture de la sonde

Le relevé expérimental figure (4.15) est effectué pour les deux sondes définies en introduction, au contact d'un bain d'eau. Il donne dans l'ouverture de chacune l'évolution du champ en puissance $|Ey|_{(y)}^2$ pour la même puissance incidente. Quand on compare les résultats des deux types de sonde, le relevé de la sonde à plan métallique fait apparaître une accumulation de puissance à proximité de la paroi métallique. On

$|Ey_2|^2$ (mv)

Eps1=25 a=2b=22 mm F=3 Ghz T=20 °c

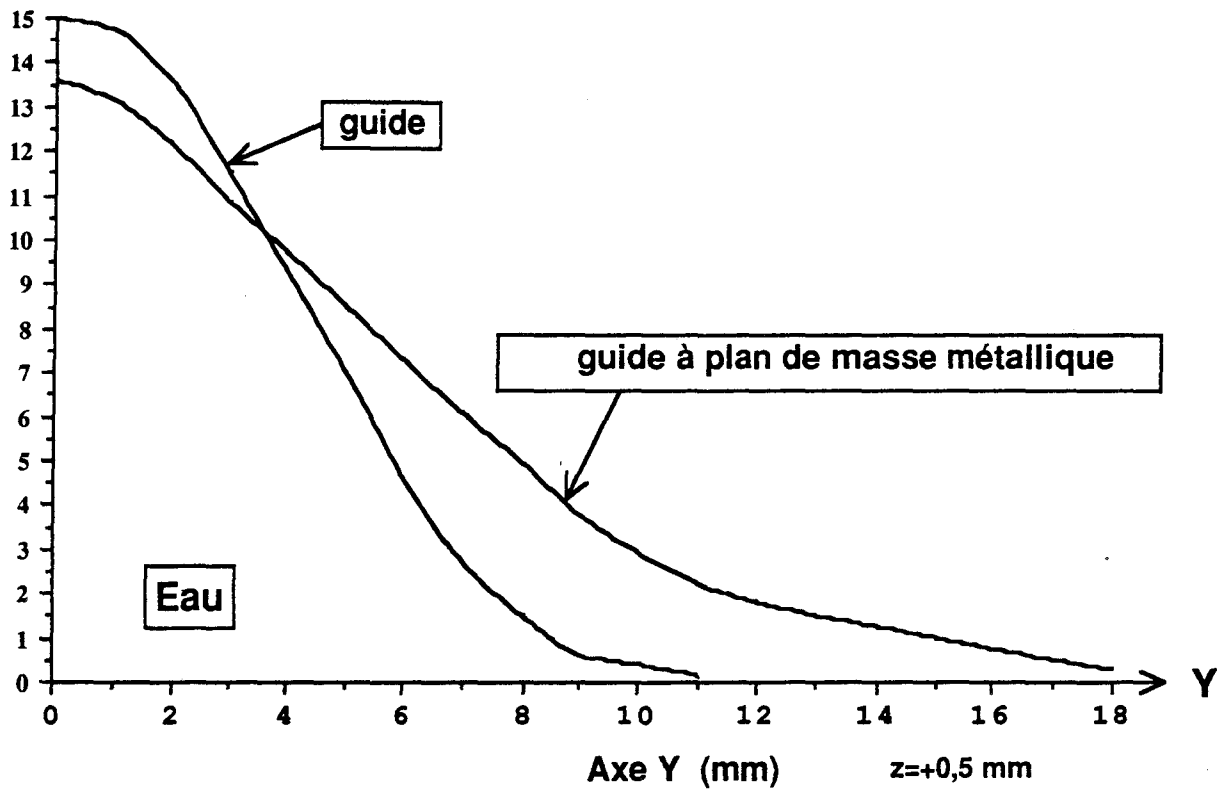


Figure (4.15): Relevé expérimental de la composante de champ $|Ey_2|^2(y)$ dans l'ouverture de la sonde pour les deux cas de figures (4.13) (4.14) en $z = 0^+$ pour de l'eau.

 $|Ey_2(z)|^2$ (mv)

Eps1=25 a=2b=22 mm F=3 Ghz T=20 °c

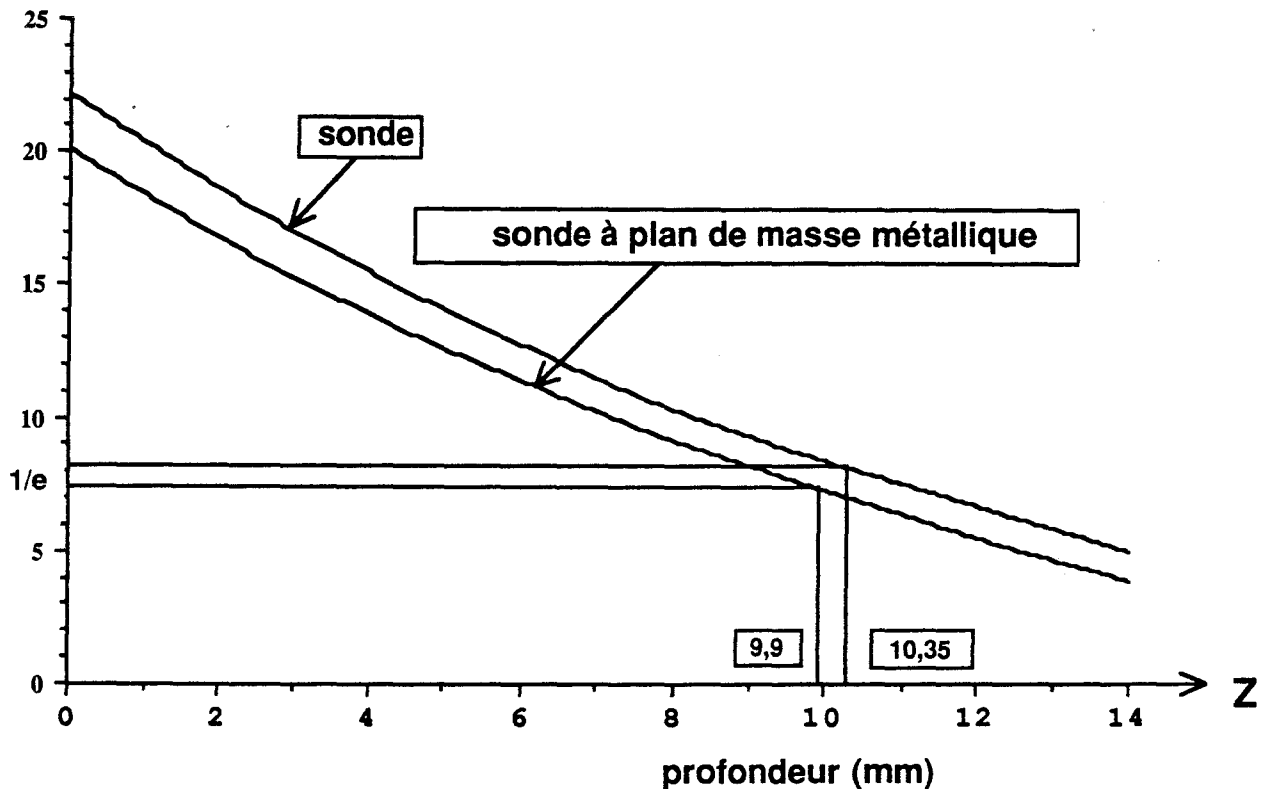


Figure (4.16): Relevé expérimental de la composante de champ $|Ey_2|^2(z)$ suivant l'axe Oz pour les deux cas de figures (4.13) et (4.14).

est donc amené à penser que le plan métallique empêche une partie de la puissance de se propager dans l'air. Bien sûr, si l'on se contente d'une distribution de puissance en surface de part et d'autre de la discontinuité S avec la seule composante E_y du champ électrique.

2.4.4.3 Bilan des puissances

2.4.4.3.1 Bilan expérimental

On réalise une estimation expérimentale de la puissance en volume dans le milieu dissipatif (2) pour les deux cas de figures. La puissance dissipée dans le milieu dissipatif P_2 est approximativement proportionnelle à la quantité :

$$\left(\int_0^\infty |E_{y2}|^2 dy \right) \times \text{profondeur de pénétration} \quad (2.9)$$

qui correspond à une estimation bidimensionnelle dans le plan $(y,0,z)$, [figures (4.15) et (4.16)].

Nous obtenons les résultats suivants :

Pour un guide sans plan de masse métallique :

$$P_2 = 292,5 * \quad P_{inc} = 342,9 *$$

Pour un guide à plan de masse métallique :

$$(P_2)_m = 324,6 * \quad P_{inc} = 360,6 *$$

La mesure du coefficient de réflexion donne :

$$|\rho_{00}|^2 = |\rho_{00}|_m^2 = 0,1$$

2.4.4.3.2 Erreur sur le mesure

* valeur correspondant à une puissance en unités arbitraires

On donne l'erreur commise sur la mesure par l'équation :

$$\frac{(P_{inc})_m - P_{inc}}{(P_{inc})_m} \# 5\% \tag{2.10}$$

2.4.4.3 Bilan théorique

Bien que nous ne disposons pas de modélisation dans le cas du guide d'onde à plan de masse métallique, l'égalité des quantités $|\rho_{00}|^2$ et $|\rho_{00}|_m^2$ relevées expérimentalement, nous permet d'associer le calcul théorique de $|\rho_{00}|^2$ de notre modèle (figure 4.13) à la valeur théorique de $|\rho_{00}|_m^2$. Et de ce fait, nous obtenons la valeur théorique de $(P_2)_m$, donnée par l'expression :

$$(P_2)_m = 1 - |\rho_{00}|_m^2$$

Le tableau (2.4) dresse le bilan des puissances. La puissance théorique dissipée dans le milieu à pertes P_2 est de 80% ; la puissance dissipée dans ce même milieu pour un guide à plan métallique vaut $(P_2)_m = 89\%$. Nous constatons que les puissances dissipées dans le milieu à pertes, estimées à partir de nos mesures expérimentales (P_2 et $(P_2)_m$), sont sensiblement dans le même rapport. Les valeurs expérimentales données dans le tableau 2.4 supposent une égalité des puissances dissipées P_2 théorique et expérimentale.

	$ \rho_{00} ^2$ théorique	Puissance dans l'air théorique	Puissance dans le milieu à pertes	
			théorique	expérimentale
Guide	11 %	9 %	80 %	80 %
Guide à plan métallique	11 %	0 %	89 %	88,8 % ± 2,5 %

Tableau 2.4 :

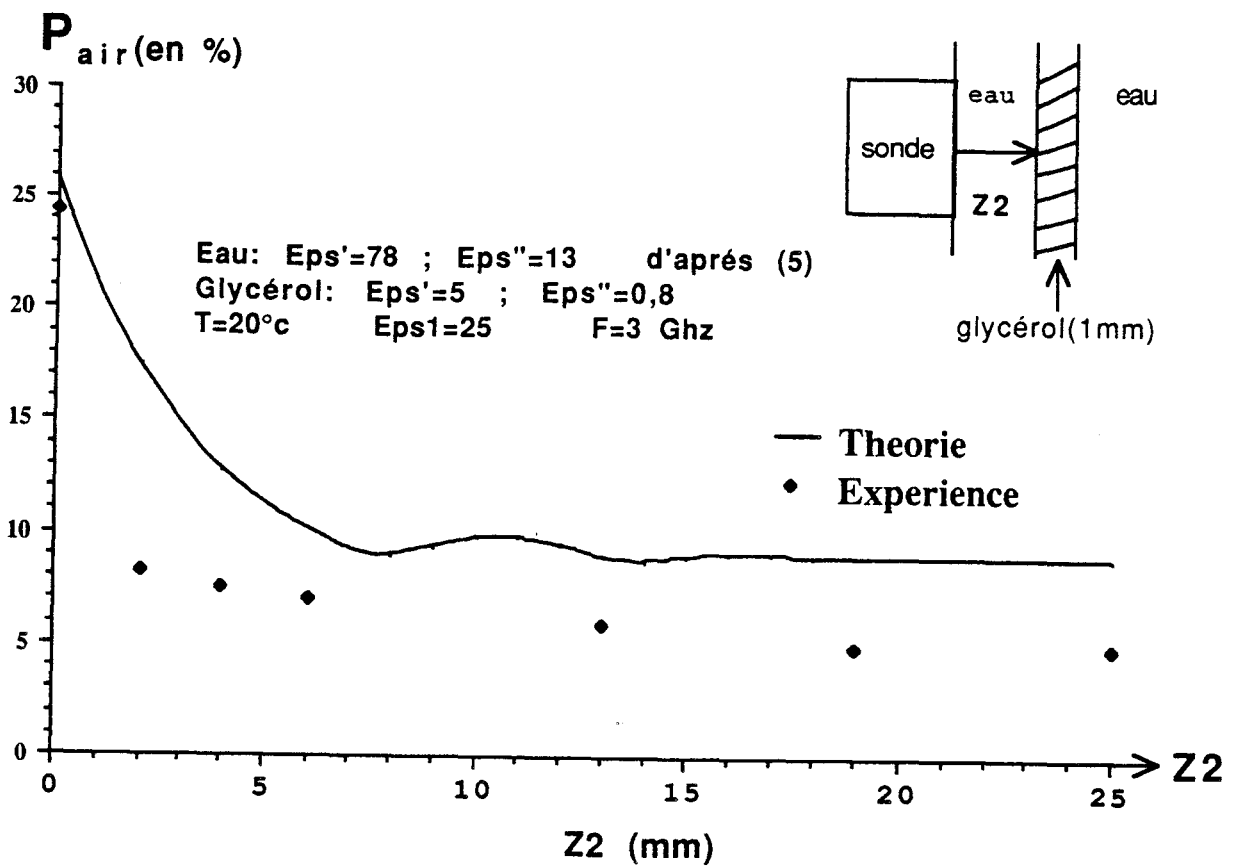


Figure (4.17): Evolution de la puissance dans l'air, en fonction de l'épaisseur z_2 de la première couche d'eau de la structure stratifiée. Comparaison théorie-expérience.

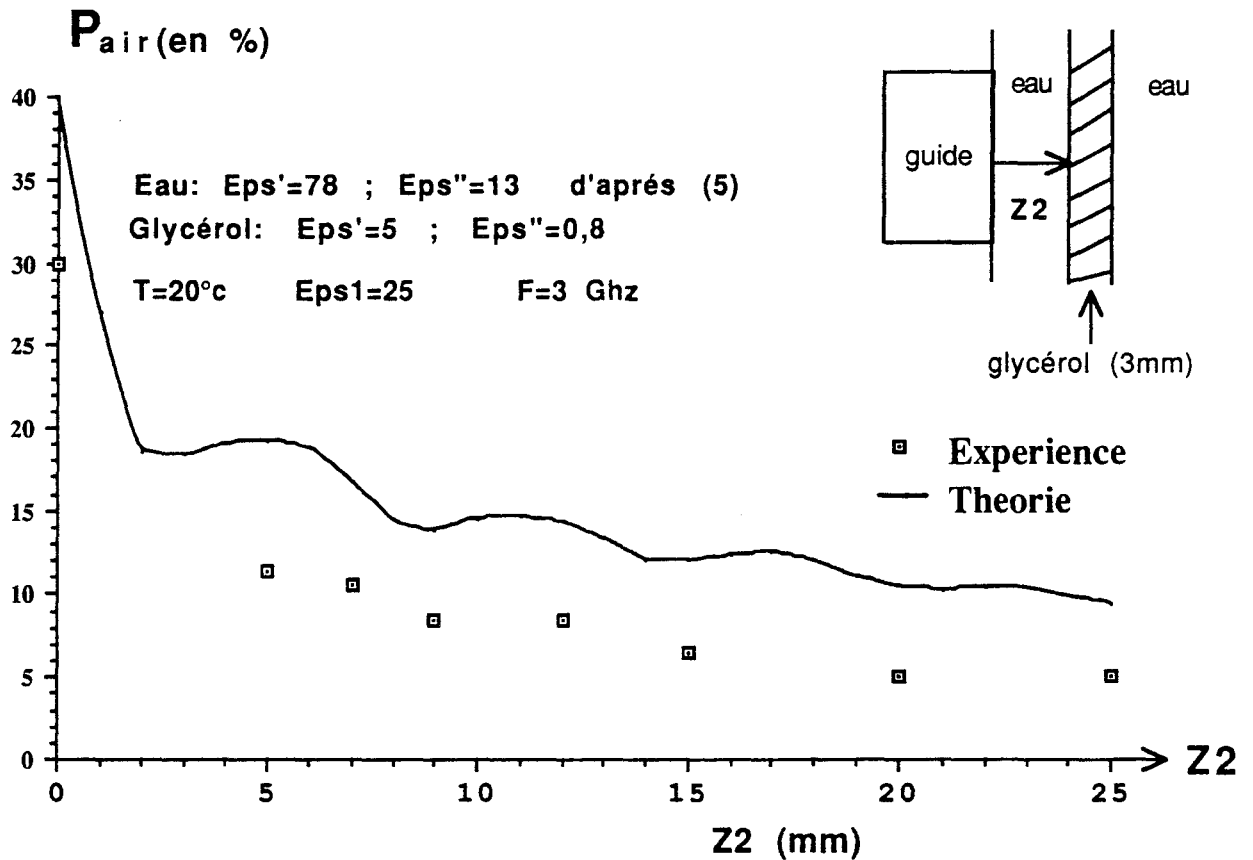


Figure (4.18): Evolution de la puissance dans l'air associée aux modes rétrogrades, en fonction de l'épaisseur z_2 de la première couche d'eau de la structure stratifiée. Comparaison théorie-expérience.

2.4.5 Bilan de puissance pour les milieux stratifiés

2.4.5.1 Introduction

A la suite des résultats expérimentaux encourageant obtenus sur des milieux homogènes, nous proposons d'étendre l'étude expérimentale à des bilans de puissances semi quantitatifs sur des structures stratifiées. Les structures considérées sont constituées d'une couche d'eau d'épaisseur z_2 variable, puis d'une couche de glycérol (les épaisseurs considérées sont 1, 3 et 7 mm) et enfin de l'eau.

2.4.5.2 Mode opératoire

Pour simplifier le mode opératoire décrit au paragraphe (2.4.3), nous assimilons P_2 au maximum de puissance détectée dans l'ouverture de la sonde en $z = 0^+$ et P_{air} au maximum de puissance détectée dans l'air en $z = 0^-$. Nous avons également considéré une égalité stricte entre les coefficients de réflexion calculés théoriquement, et ceux obtenus expérimentalement au vu des conclusions à ce sujet (paragraphe 2.3.2).

2.4.5.3 Résultats

Nous présentons figures (4.17) à (4.19), les estimations expérimentales de l'évolution de la puissance rayonnée dans l'air pour les différents milieux stratifiés considérés. On note une corrélation certaine entre ces résultats et ceux du calcul théorique. L'évolution de la puissance dans l'air a une périodicité identique à celle du coefficient de réflexion, figures (3.2) à (3.4); on retrouve une succession de maximum et minimum amortis.

2.4.5.4 Conclusion

Pour les milieux stratifiés, nous concevons facilement que la puissance rayonnée dans l'air soit issue de deux phénomènes. Les phénomènes de diffraction dus à l'ouverture et les réflexions multiples des modes de propagation entre les dioptries. Nous classons les résultats obtenus en deux groupes. Pour les estimations théoriques de P_{air}

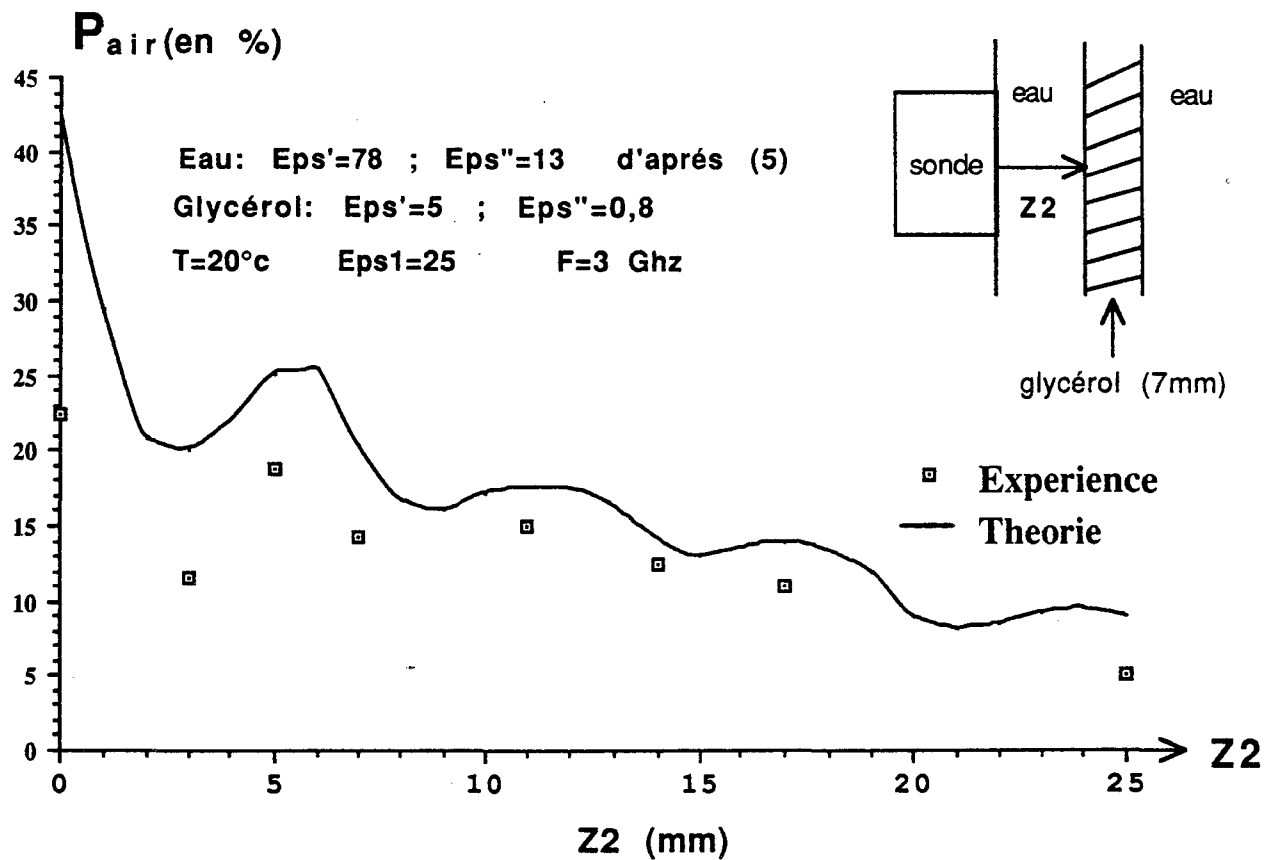


Figure (4.19): Evolution de la puissance dans l'air associée aux modes rétrogrades, en fonction de l'épaisseur z_2 de la première couche d'eau de la structure stratifiée. Comparaison théorie-expérience.

inférieur à 15%, les valeurs théoriques sont d'environ +5% supérieurs à l'estimation expérimentale. L'écart diminue nettement quand l'estimation théorique de P_{air} approche 10%. Pour les estimations théoriques de P_{air} supérieur à 15%, l'écart avec l'estimation expérimentale devient très important, notamment quand les valeurs expérimentales de P_{air} atteignent 25% à 30% de la puissance incidente. Pour ce cas, le modèle théorique donne une estimation beaucoup plus importante de +10 à +20%.

2.4.6 Conclusion

Bien que les manipulations ne fournissent que des résultats semi quantitatifs, elles rendent néanmoins bien compte d'un phénomène qui apparaît nettement dans les résultats du modèle simplifié. Les fonctions de couplage au premier ordre q_{20}^{te} , q_{20}^{tm} donnent des distributions de puissances dans les différents milieux (1), (2), (1), que l'on peut estimer expérimentalement. On ne peut plus simplement ignorer le phénomène si l'on veut réaliser une thermométrie par radiométrie microonde de qualité (chapitres 3 et 4).

Cependant, nous ne pouvons pas conclure de façon catégorique de la validité des estimations théoriques de la puissance associée aux modes rétrogrades dans l'air. Nous dirons simplement, que les bilans de puissances théoriques et expérimentaux réalisés en mode actif, sont similaires, tant que la puissance associée aux modes rétrogrades reste inférieure à 15%. Ce cas regroupe, particulièrement, les expériences concluantes réalisées sur un milieu très dissipatif tel que l'eau. Pour conclure de façon plus catégorique sur la méthode de calcul et la validité de ses résultats, nous nous reportons aux résultats expérimentaux effectués en mode passif (chapitre 3).

2.5 Conclusion

Les vérifications expérimentales, menées en mode actif, montrent que la méthode de calcul vérifie assez fidèlement les évolutions des champs dans le milieu dissipatif et du coefficient de réflexion à la discontinuité. Nous pouvons dire qu'à partir de ces résultats, notre modèle rend bien compte des phénomènes de champ proche, c'est-à-

dire des effet de diffraction sur l'ouverture du guide qui se traduit par une absorption et une dispersion modale. Mais ces résultats ne sont pas suffisants pour conclure, à partir d'une structure dissipative donnée, si les fonctions de couplage au premier ordre q_{20}^{te} et q_{20}^{tm} du modèle simplifié décrivent la réalité physique. C'est notamment le cas pour des structures où la dispersion modale est importante où l'on néglige les effets de la discontinuité constituée par la surface entre l'air (milieu (1')) et le milieu dissipatif (milieu (2)), et de ce fait les modes rétrogrades dans l'air. En introduisant une estimation expérimentale du bilan de puissance dans les différents milieux de propagation de la structure, nous apportons une conclusion capitale : la puissance associée aux modes rétrogrades dans l'air n'est pas toujours négligeable même pour des milieux dissipatifs tels que l'eau ; elle devient importante dans le cas de structures à faibles pertes. Pour les milieux à fortes pertes tel que l'eau (dans le sens où $|\varepsilon_2^*| \gg \varepsilon_1$ et pour les sondes considérées), nous avons défini un écart maximal de 5% sur l'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux (coefficient de réflexion, allures des champs, conservation du bilan de puissance). Dans ce cas, nous pouvons conclure que le modèle simplifié théorique donne des résultats avec moins de 5% d'erreurs. Pour les structures à faibles pertes considérées (dans le sens où $\varepsilon_1 \gg |\varepsilon_2^*|$), il est difficile de chiffrer l'erreur commise, tant sur les résultats expérimentaux, que sur les résultats théoriques. Sans conclure de façon catégorique, une erreur de 20% sur les résultats théoriques du modèle simplifié n'est pas inconcevable dans les situations que nous avons envisagées. Ces conclusions seront à nouveau citées lors de l'analyse des résultats expérimentaux en mode passif (chapitre 3).

Bibliographie

[1] J. AUDET

"Etude numérique et expérimentale de discontinuités entre guides d'ondes.

Application au rayonnement de guide ouvert"

Thèse 3ème cycle, Paris Sud, 1980.

[2] M. HOCHEDÉZ-ROBILLARD

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

Thèse 3ème cycle, Lille, 1981.

[3] B. BOCQUET

"Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume"

Thèse de l'Université, Lille, Janvier 1989.

[4] D.D. NGUYEN

"Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation des systèmes destinés au génie biologique et médical."

Thèse 3ème cycle, Lille, 1980.

[5] F. BUCKLEY, A. MARYOTT

"Table of dielectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions."

- [6] L. ENEL
"Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution à l'étude de faisabilité d'un scanner par TMO"
Thèse 3ème cycle, Lille, Juillet 1985.
- [7] Y. LEROY, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, B. BOCQUET,
B. DUJARDIN
"Microwave radiometry for non-invasive thermometry"
Automedica, Vol. 8, pp. 181.202, 1987
- [8] A. MAMOUNI
"Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (Thermographie microonde)"
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.
- [9] M.A. STUCHLY, S.S. STUCHLY
"Dielectric properties of biological substances tabuled."
Journal of microwave power, 15 (1), 1980.
- [10] W. HURT
"Multiterm debye dispersion relations for permittivity of muscle"
IEEE Transactions on biomedical Engineering, Vol. 32, n° 1, January 1985.
- [11] H.F. COOK
"The dielectric behaviour of human tissues"
British journal of applied physics, Vol. 2, Octobre 1951.
- [12] D. DEGRUGILLIER
"Faisabilité d'une méthode modale pour l'étude de discontinuité entre structure fermée et ouverte"
Mémoire D.E.A., Lille, Juillet 1983.

Chapitre 3

Radiométrie en champ proche et mise en évidence des lobes diffus (modes rétrogrades)

3.1 Introduction

La radiométrie microonde est l'étude du bruit d'origine thermique dans la gamme des fréquences correspondantes [1] à [6]. Tel que nous le considérons ici, le signal radiométrique permet de mesurer la température physique d'un matériau dissipatif à l'aide d'un radiomètre opérant en champ proche. Nous montrons que dans certaines conditions, le signal dépend aussi de la température de bruit ambiant liée à l'environnement, d'où un fonctionnement du radiomètre qui peut aussi dépendre d'effets de champ lointain.

Le signal radiométrique est prélevé par une sonde ; il est ensuite mesuré par une chaîne de traitement (radiomètre). Pour extraire l'information utile contenue dans une mesure radiométrique, il est nécessaire de connaître parfaitement le comportement de la sonde au contact du milieu sous investigation. C'est sur cet aspect que nous mettons l'accent dans ce troisième chapitre. Cette étude permet d'interpréter des effets parasites antérieurement observés [7], mais auxquels il n'avait pas été apporté d'explications

satisfaisantes. Elle apporte également des critiques sur la conception même du radiomètre et de la sonde et essaie de donner des solutions. L'étude est envisagée pour des matériaux dissipatifs homogènes et stratifiés.

3.2 Principes de la radiométrie microonde

3.2.1 Bruit thermique [8][9]

Le bruit thermique résulte de l'agitation aléatoire des molécules constituant un milieu dissipatif. L'équation suivante décrit l'énergie liée à cette agitation thermique. Elle est donnée par la théorie de Planck, pour un hertz de bande passante.

$$\bar{W}(f, T) = h \cdot f \left[\exp(hf/kT) - 1 \right]^{-1} \quad (3.1)$$

avec h : la constante de Planck.

k : la constante de Boltzmann.

T : la température absolue du milieu.

f : la fréquence considérée.

Dans la gamme des fréquences microondes, on réalise l'approximation de Rayleigh-Jeans puisque $hf \ll kT$, d'où l'équation :

$$\bar{W}(f, T) \approx kT \quad (3.2)$$

qui exprime que l'énergie des particules dépend linéairement de leur température absolue.

La brillance spectrale associée au rayonnement correspondant, est la puissance émise par unité de surface par un matériau dissipatif non réfléchissant, à la température T , dans un angle solide unité, pour 1 Hz de bande passante à la fréquence f . Dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, elle s'écrit :

$$B(f, T) \approx 2 \frac{f^2}{C^2} \cdot \bar{W}(f, T) \quad (3.3)$$

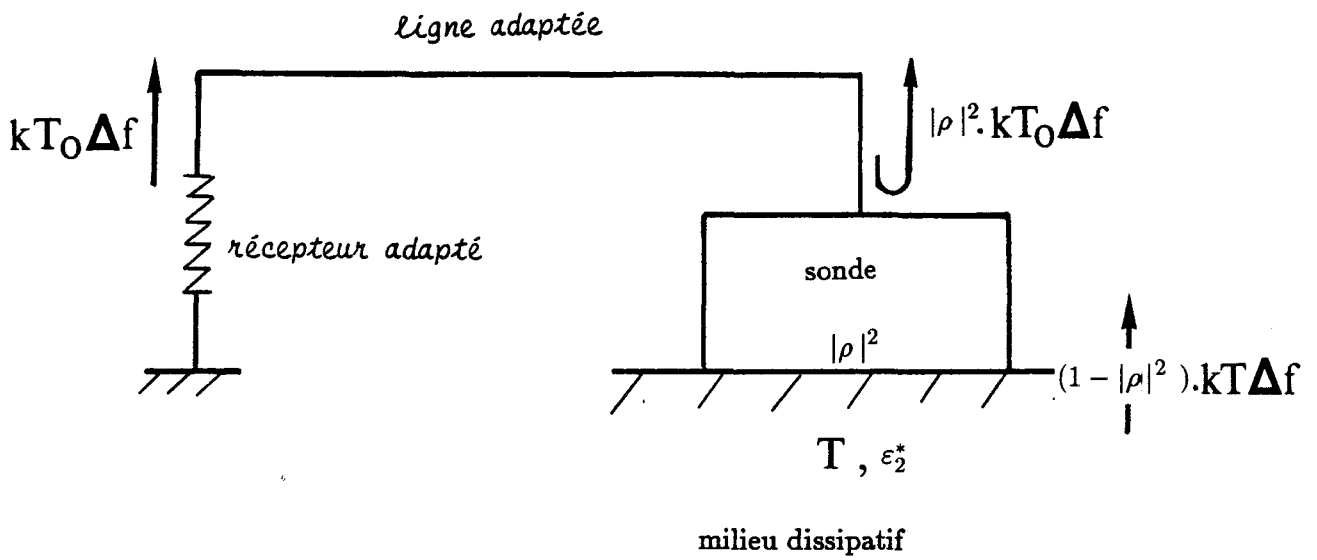
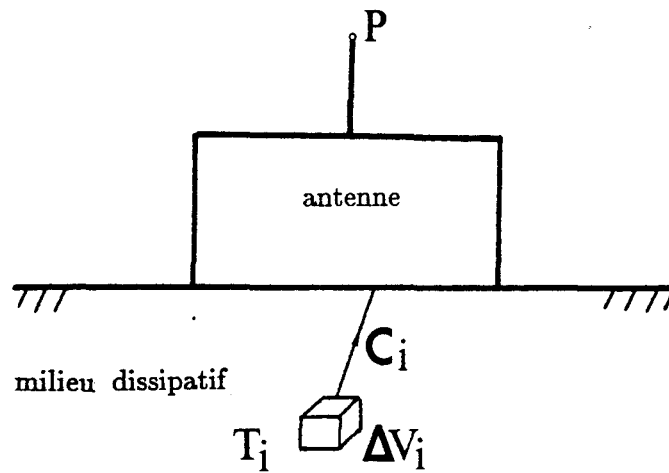


Figure (2.1): Principe de la radiométrie microonde. Echange de puissances de bruit entre le matériau dissipatif et le récepteur adapté.



Figure(2.2): Représentation du paramètre de couplage C_i d'un volume élémentaire ΔV_i dans le cas d'un milieu dissipatif non isotherme.

Lorsqu'une antenne est dirigée vers un tel matériau, la puissance qu'elle capte résulte de l'intégration de la brillance spectrale, compte tenu de son diagramme de rayonnement. Pour un matériau dissipatif d'émissivité égale à 1 (corps noir), la puissance de bruit reçue par l'antenne entièrement couplée au matériau dissipatif, dans une bande de fréquence réduite Δf , est donnée par la formule de Nyquist :

$$P = kT \Delta f \quad (3.4)$$

3.2.2 Signal radiométrique dans le cas d'un milieu isotherme

Considérons un récepteur adapté relié à une antenne ou sonde (figure 2.1), totalement couplée au milieu dissipatif porté à une température uniforme T . Le signal reçu par le récepteur adapté est :

$$P' = k \Delta f \left[T \left(1 - |\rho|^2 \right) + T_0 |\rho|^2 \right] \quad (3.5)$$

avec T_0 : la température du récepteur.

ρ : le coefficient de réflexion à l'interface
sonde-milieu dissipatif.

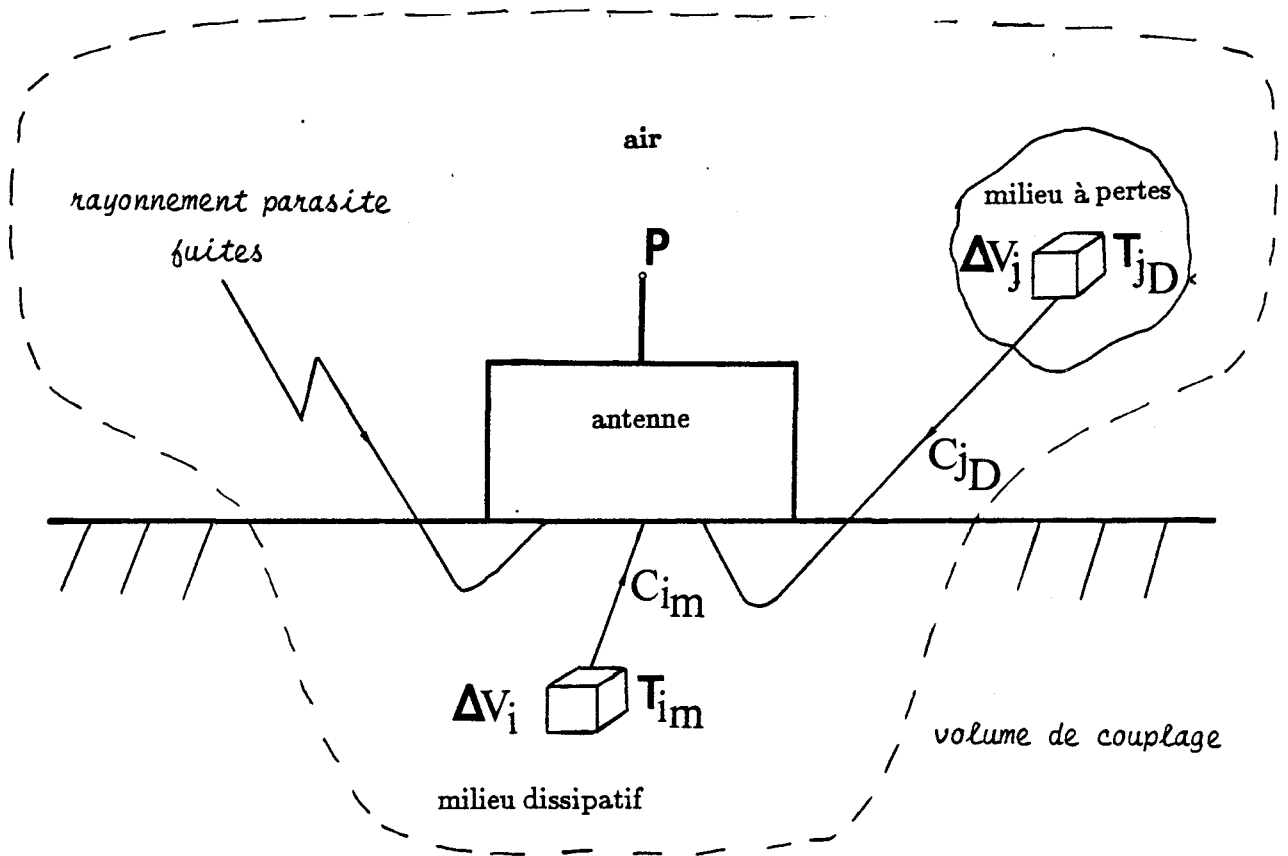
Δf : une bande de fréquence réduite autour de la fréquence
considérée.

Ainsi la contribution issue du milieu dissipatif s'écrit :

$$P = k \Delta f T \left(1 - |\rho|^2 \right) \quad (3.6)$$

3.2.3 Signal radiométrique dans le cas d'un milieu non isotherme

Dans le cas d'un matériau non isotherme, il faut substituer à la relation (3.6) la contribution des différents volumes élémentaires ΔV_i affectés d'une température T_i (figure 2.2). Pour déterminer la pondération relative à chaque volume élémentaire ΔV_i , nous utilisons les théorèmes de fluctuation-dissipation et de réciprocité des antennes [8] [10]. En effet, la puissance rayonnée par un volume élémentaire ΔV_i du matériau



Figure(2.3): Représentation du volume de couplage en champ proche et sur les lobes diffus (effets de champ lointain).

dissipatif que reçoit la sonde est proportionnelle à la puissance dissipée dans ΔV_i lorsque la sonde est active, c'est à dire alimentée par un générateur fonctionnant à la fréquence de travail du radiomètre. Cette puissance dissipée en mode actif s'écrit :

$$\Delta P_i = 1/2 \sigma_i \cdot |E_i|^2 \cdot \Delta V_i \quad (3.7)$$

avec σ_i la conductivité et $|E_i|$ l'amplitude du champ rayonné en ΔV_i .

Ainsi pour une température T_i régnant dans chacun des volumes élémentaires ΔV_i du matériau couplé à la sonde, le signal s'écrit :

$$P = k \Delta f \left(1 - |\rho|^2 \right) K \int_{vol \in sonde} \sigma_i \cdot |E_i|^2 \cdot T_i \cdot \Delta V_i \quad (3.8)$$

avec K un facteur de proportionnalité selon lequel la relation (3.8) conduit à la relation (3.6) en situation isotherme.

$C_i = K \sigma_i |E_i|^2 \Delta V_i$ est appelé le paramètre de couplage du volume élémentaire ΔV_i . Il permet d'écrire la puissance reçue sous la forme :

$$P = k \Delta f \left(1 - |\rho|^2 \right) \cdot \sum_{i=0}^{\infty} C_i \cdot T_i \quad (3.9)$$

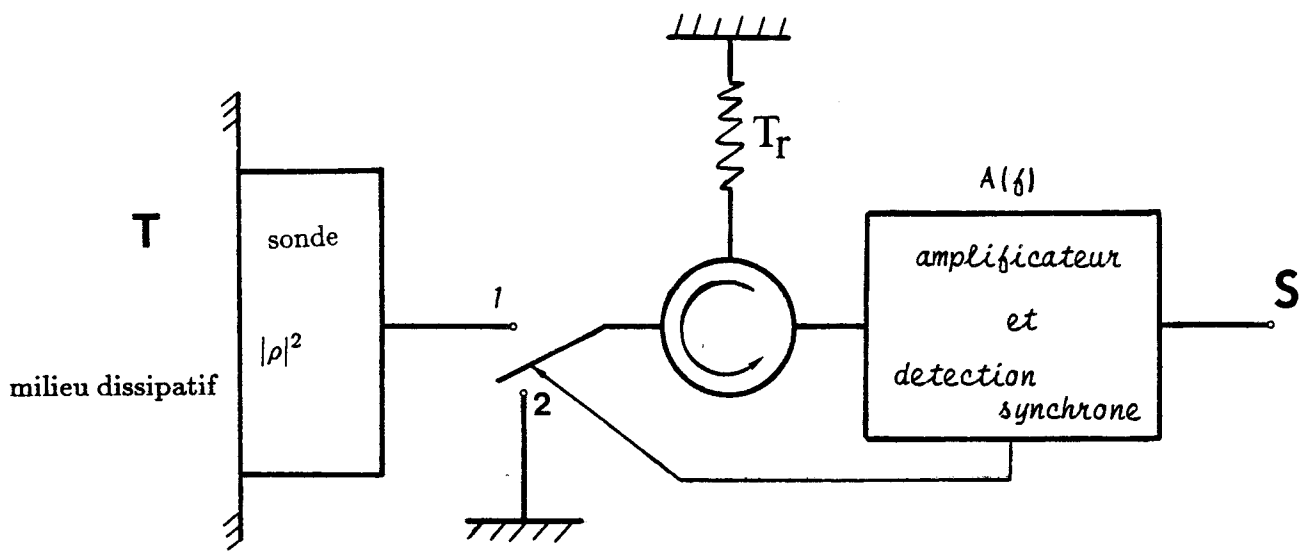
D'où la condition de normalisation :

$$\sum_{i=0}^{\infty} C_i = 1$$

3.2.4 Volume de couplage

Le volume de couplage dépend du diagramme de rayonnement de l'antenne. Pour notre capteur défini aux chapitres 1 et 2, le couplage concerne le milieu dissipatif et aussi le milieu environnant compte tenu des lobes diffus, ce qui entraîne un fait nouveau que nous essayons d'analyser.

Le volume couplé du milieu dissipatif et celui associé aux lobes diffus (ou modes rétrogrades) sont constitués de volumes élémentaires ΔV_i et ΔV_j , chacun étant affecté de paramètres de couplage que nous dénommons respectivement C_{iM} et C_{jD} . Ils correspondent au matériau dissipatif visé par la mesure et au milieu extérieur (figure 2.3).



Figure(2.4):Schéma de principe du radiomètre.

Le type de contribution associée aux lobes diffus dépend des pertes du milieu environnant et de sa distribution de température. Des rayonnements parasites (néon, fuites microondes, etc . . .) peuvent ainsi influencer sur la mesure compte tenu de ce couplage, mais les relations qui suivent en font abstraction. Ainsi l'expression du signal radiométrique reçu par le récepteur s'écrit :

$$P = k \Delta f \left(1 - |\rho|^2 \right) \left[\sum_{i=0}^{\infty} C_{iM} \cdot T_{iM} + \sum_{j=0}^{\infty} C_{jD} \cdot T_{jD} \right] \quad (3.10)$$

Cette équation montre que deux matériaux dissipatifs différents portés à une même température uniforme peuvent donner des signaux radiométriques différents compte tenu des termes $\sum_{i=0}^{\infty} C_{iM}$ et $\sum_{j=0}^{\infty} C_{jD}$ qui peuvent varier d'un matériau à un autre. Pour rester cohérent avec les relations (3.6) et (3.9), une possibilité de normalisation consiste à écrire :

$$\sum_{i=0}^{\infty} C_{iM} + \sum_{j=0}^{\infty} C_{jD} = 1 \quad (3.11)$$

Dans la suite de notre exposé, pour alléger l'écriture, nous appellerons respectivement les quantités $\sum_{i=0}^{\infty} C_{iM}$ et $\sum_{i=0}^{\infty} C_{iD}$ couplage au matériau dissipatif C_M et couplage diffus C_D .

3.2.5 Principe du radiomètre

Le schéma classique d'un radiomètre utilisé pour la thermométrie non invasive d'un matériau, considère un couplage total entre la sonde et le milieu dissipatif [5] [11] [12], figure (2.4).

Considérons une bande passante réduite Δf (1 Hertz) autour de la fréquence f et une température uniforme dans le matériau dissipatif. La méthode de zéro [11] compare la température T du milieu dissipatif à la température T_R d'une charge de référence. Nous écrivons les signaux de sortie.

Lorsque l'interrupteur est en position (1) :

$$S_1 = \left[|\rho|^2 T_r + T \left(1 - |\rho|^2 \right) \right] \cdot A(f) \cdot k \Delta f \quad (3.12)$$

Lorsque l'interrupteur est en position (2) :

$$S_2 = T_r \cdot A(f) \cdot k \Delta f \quad (3.13)$$

avec $A(f)$ le gain du récepteur. On obtient le signal résultant :

$$S = S_1 - S_2 = \left(T - T_r \right) \left(1 - |\rho|^2 \right) A(f) k \Delta f \quad (3.14)$$

Cette méthode destinée à réaliser une mesure de T indépendante du coefficient de réflexion ρ , consiste à rechercher un signal de sortie nul, par action sur T_R . Notons qu'une augmentation du coefficient de réflexion entraîne une diminution de la sensibilité de la mesure. Ce système va nous permettre d'étudier la contribution des signaux radiométriques engendrés par les lobes diffus.

En fait, le signal radiométrique est intégré dans la bande de fréquence $f_2 - f_1$ du récepteur (environ 1 GHz).

$$S_R = \int_{f_1}^{f_2} S(f) df \quad (3.15)$$

On peut simplifier cette équation en définissant une fréquence moyenne f_m donnant des résultats similaires à ceux issus d'une intégration sur la bande de fréquence $f_2 - f_1$, d'où :

$$f_m \# \frac{f_2 + f_1}{2} \quad (3.16)$$

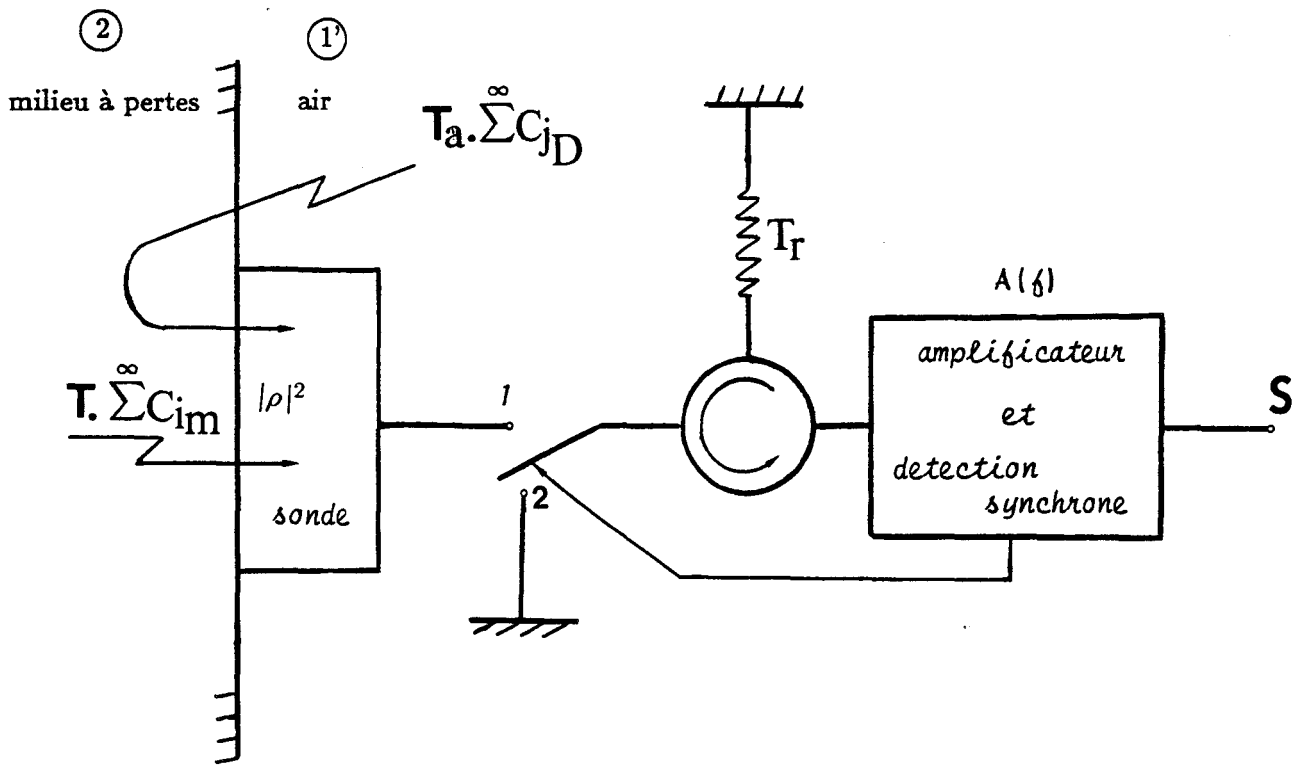


Figure (3.1): Représentation des couplages au matériau dissipatif et sur les lobes diffus pour la modélisation du signal associé au radiomètre.

et

$$S_R \approx (f_2 - f_1) \cdot S(fm) \quad (3.17)$$

Cette simplification considère que le coefficient de réflexion est constant ou que son évolution dans la bande de fréquence $f_2 - f_1$ est linéaire. C'est à dire :

$$\rho(fm) = \frac{\rho(f_1) + \rho(f_2)}{2} \quad (3.18)$$

et le gain du récepteur $A(f)$ constant. Cette méthode est employée pour la modélisation des milieux homogènes [4] [5]. Nous avons montré qu'elle continue à être valable pour les milieux stratifiés que nous avons étudiés, si l'épaisseur de la première couche est inférieure à λ_{min} (chapitre 2, paragraphe 2.3.2.2).

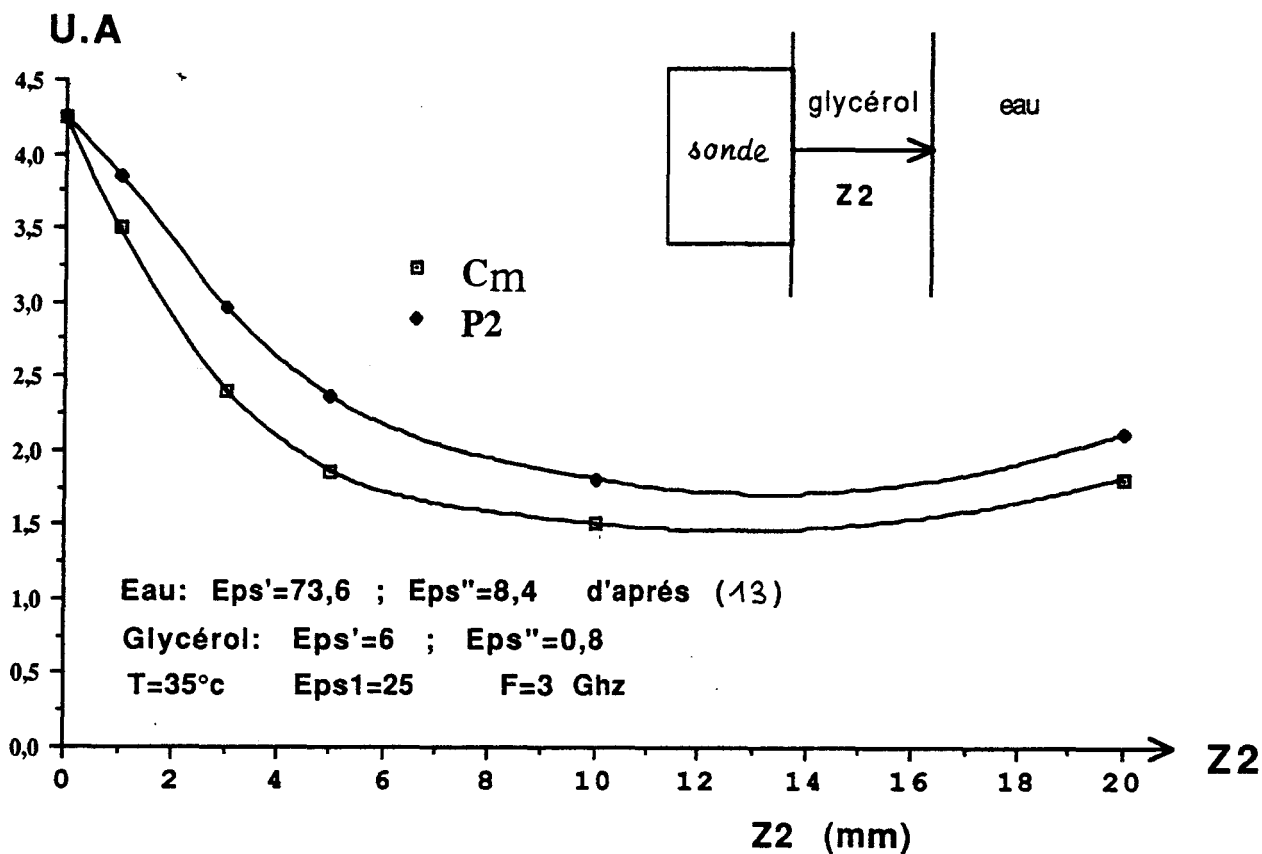
3.3 Modélisation du signal radiométrique émis en champ proche par le matériau dissipatif et associé aux lobes diffus (modes rétrogrades)

3.3.1 Introduction

Compte tenu des caractéristiques du capteur et de son diagramme de rayonnement, l'information utile que constitue la température T du matériau dissipatif sous test, est perturbée par la température de bruit équivalente T_A associée aux lobes diffus. Afin de pouvoir exploiter la mesure d'un radiomètre classique (paragraphe 2.5), nous modélisons et interprétons le signal correspondant.

3.3.2 Equations du radiomètre

Nous appliquons (figure 3.1) le principe de calcul défini au paragraphe 3.2.5 dans la situation définie en 3.2.4, pour une bande de fréquence de 1 hertz, lorsque l'interrupteur est en position ① :



Figure(3.2.a): Comparaison des calculs théoriques de P_2 et C_m pour la structure dissipative considérée.

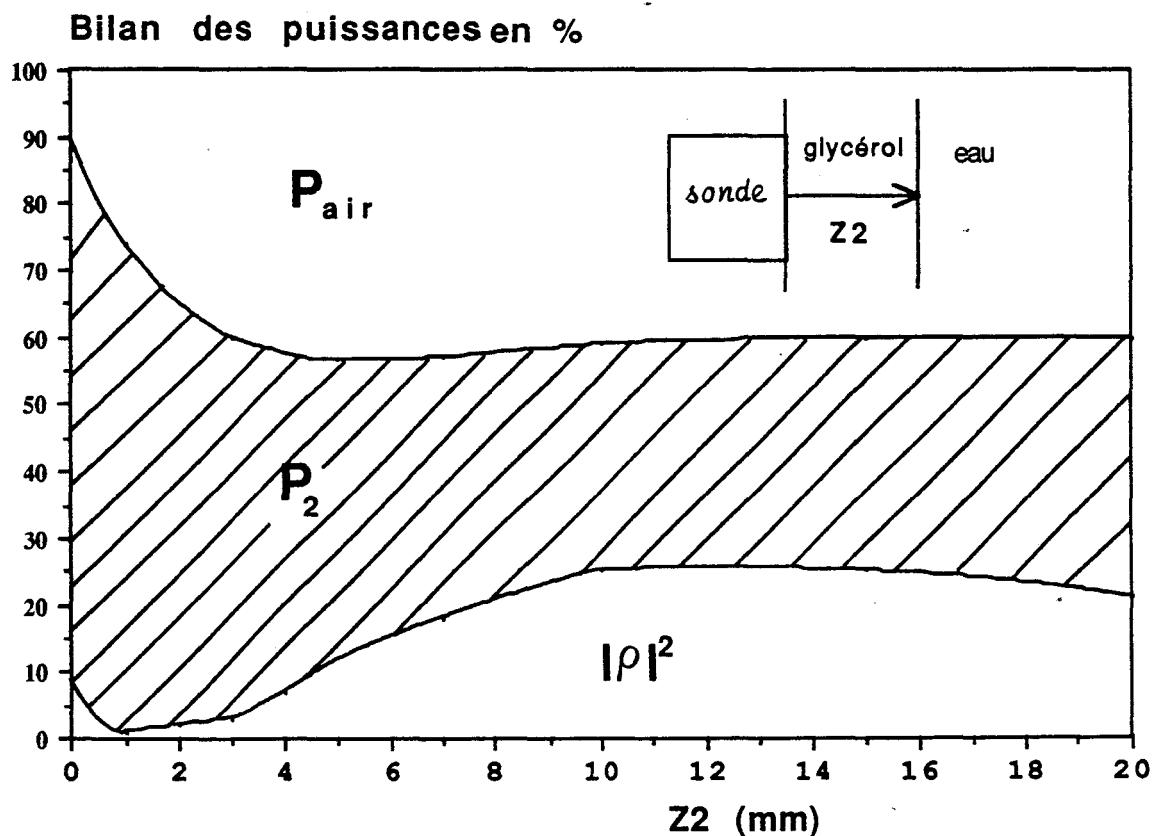


Figure (3.2b): Bilan des puissances actives $|\rho|^2, P_2, P_{AIR}$ obtenues par le calcul dans le plan de discontinuité pour la structure dissipative considérée.

$$S_1 = T_R |\rho|^2 + T C_M (1 - |\rho|^2) + \sum_{j=0}^{\infty} C_{jD} T_{jD} (1 - |\rho|^2) \quad (3.19)$$

Lorsque l'interrupteur est en position (2)

$$S_2 = T_R \quad (3.20)$$

d'où :

$$S = S_1 - S_2 = (1 - |\rho|^2) \left[T C_M - T_R + \sum_{i=0}^{\infty} C_{iD} T_{iD} \right] \quad (3.21)$$

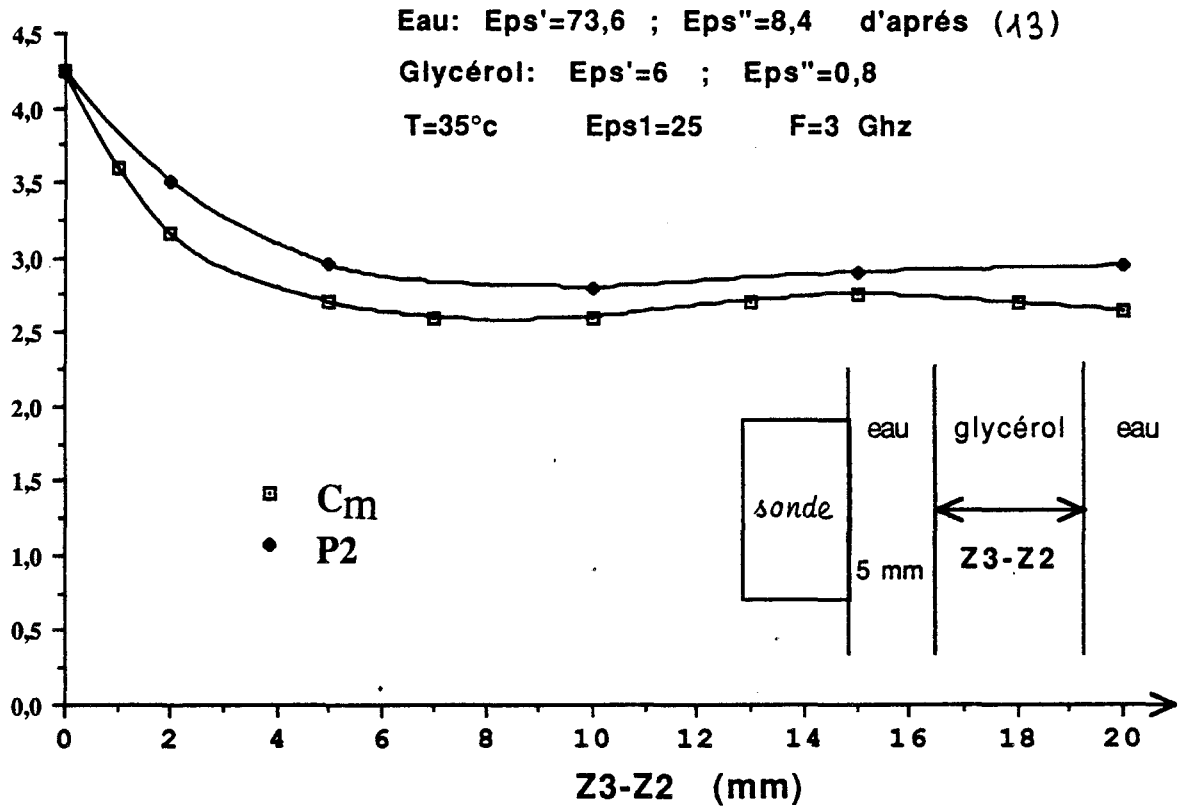
Dans ces relations, on omet volontairement le terme $A(f)k\Delta f$ et on considère une bande passante réduite. En considérant un couplage total entre la sonde et le milieu dissipatif, c'est à dire $C_M = 1$ et $C_D = 0$, nous retrouvons bien l'expression du signal radiométrique (3.14) rappelée au paragraphe 3.2.5.

3.3.3 Expressions des couplages C_M et C_D

La modélisation présentée dans le premier chapitre donne la distribution spatiale du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif. Nous connaissons donc le terme $C_M = \sum_{i=0}^{\infty} C_{iM}$ en effectuant la somme des $\sigma_i |E_i|^2$ dans le matériau comme nous l'avons fait jusqu'ici [4][5]. Mais la modélisation ne nous permet pas de connaître le terme $C_D = \sum_{i=0}^{\infty} C_{iD}$, étant donné qu'elle ne calcule pas la distribution spatiale du champ électromagnétique associé aux lobes diffus. C'est pourquoi nous allons maintenant déterminer C_M et donc C_D , d'une façon différente, en raisonnant sur le bilan de puissance à l'interface.

Dans ce but, nous faisons une première hypothèse simplificatrice en admettant que la répartition des températures est uniforme dans le milieu extérieur d'où une température de bruit équivalente T_A du milieu ambiant. Avec cette hypothèse le signal radiométrique s'écrit :

U.A



Figure(3.3.a): Comparaison des calculs théoriques de P_2 et C_m pour la structure dissipative considérée.

Bilan des puissances en %

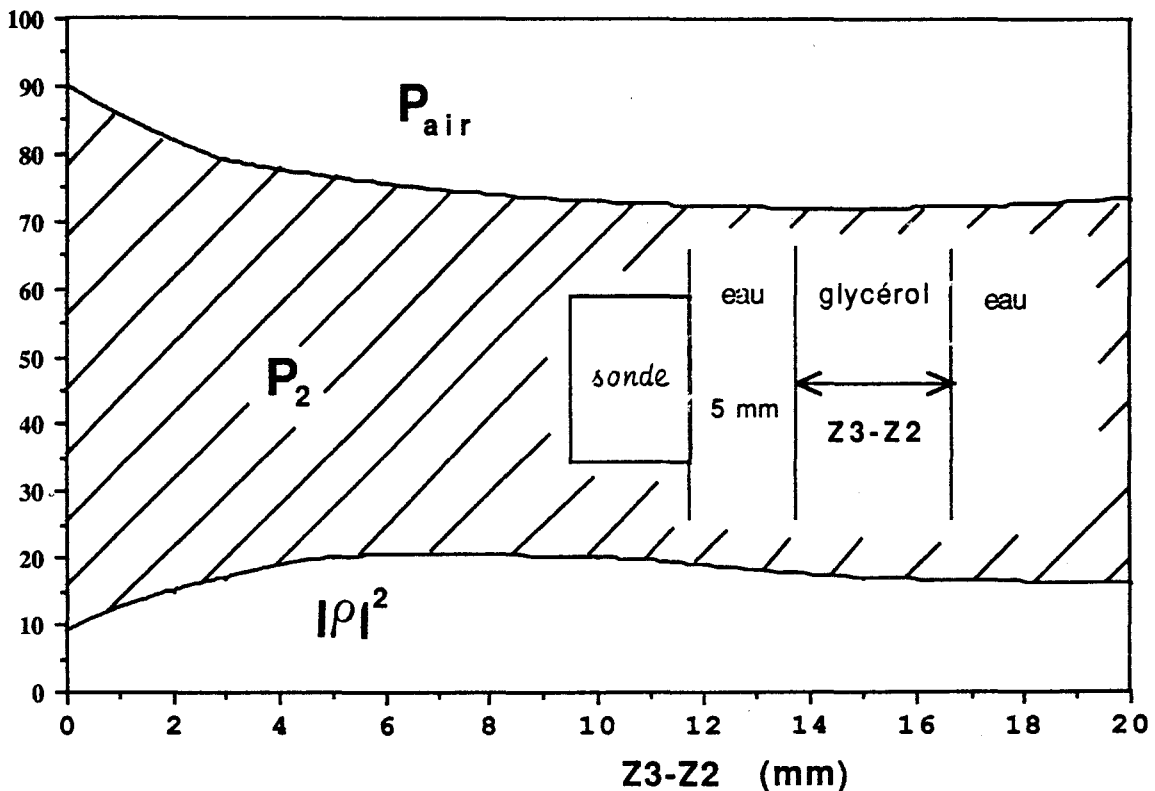


Figure (3.3b): Bilan des puissances actives $|\rho|^2$, P_2 , P_{AIR} obtenues par le calcul dans le plan de discontinuité pour la structure dissipative considérée.

$$S = (1 - |\rho|^2) \left[(T - T_R) C_M + (T_A - T_R) C_D \right] \quad (3.22)$$

et il suffit de connaître le couplage C_D associé aux lobes diffus et non sa distribution spatiale, c'est à dire le poids de C_D par rapport à C_M . Pour cela nous posons une deuxième hypothèse : nous identifions la puissance active de part et d'autre du plan de discontinuité (chapitre 1, paragraphe 1.3.3 et 1.4.3 ; chapitre 2, paragraphe 2.4), d'une part à la puissance dissipée en volume dans le milieu dissipatif et d'autre part à celle associée aux lobes diffus, d'où :

$$C_M = \frac{1}{(1 - |\rho|^2)} \cdot \int_0^\infty \int_0^\infty \left(|q_2^{te}|^2 \Re(p_2^{te}) + |q_2^{tm}|^2 \Re(p_2^{tm}) \right) dp dq \quad (3.23)$$

et

$$C_D = \frac{1}{(1 - |\rho|^2)} \cdot \int_0^{k'_0} \int_0^{k''_0} \left(|q_0^{te}|^2 + |q_0^{tm}|^2 \right) dp dq \quad (3.24)$$

En reprenant les conventions établies au deuxième chapitre, paragraphe 2.4, P_2 puissance dissipée dans le milieu dissipatif et P_{AIR} puissance associée aux lobes diffus, les équations (3.23) et (3.24) s'écrivent :

$$C_M = \frac{P_2}{(1 - |\rho|^2)} \quad (3.25)$$

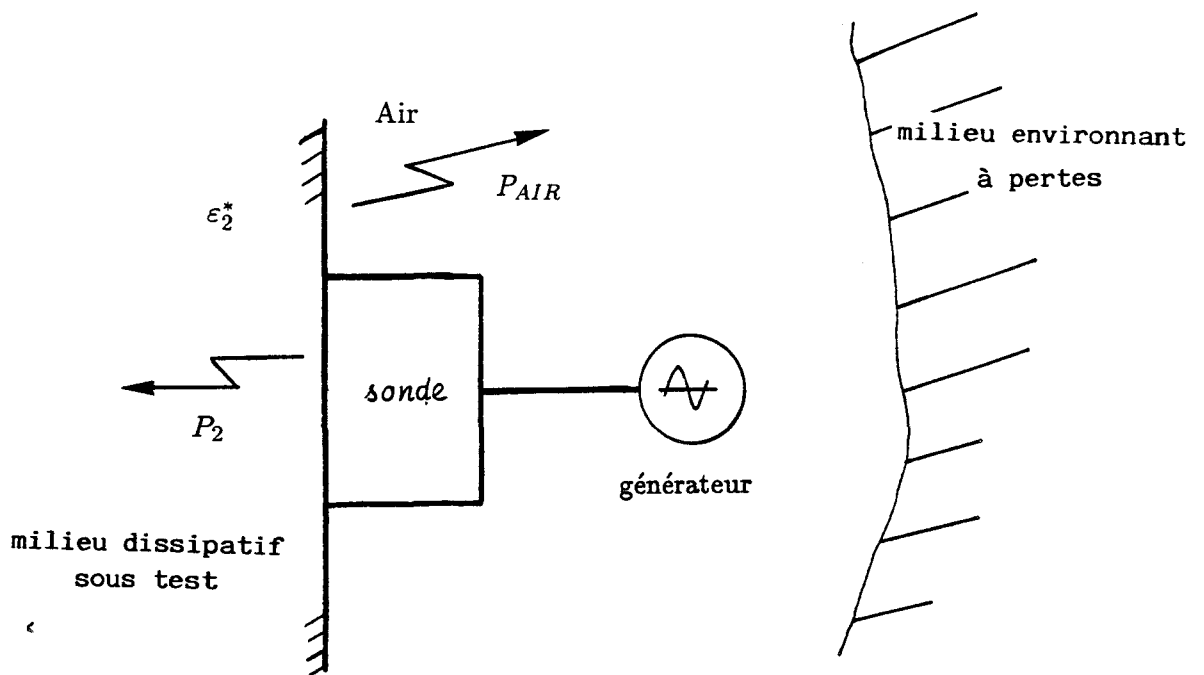
et

$$C_D = \frac{P_{AIR}}{(1 - |\rho|^2)} = \frac{1 - |\rho|^2 - P_2}{(1 - |\rho|^2)} \quad (3.26)$$

sachant que :

$$1 = |\rho|^2 + P_2 + P_{AIR}$$

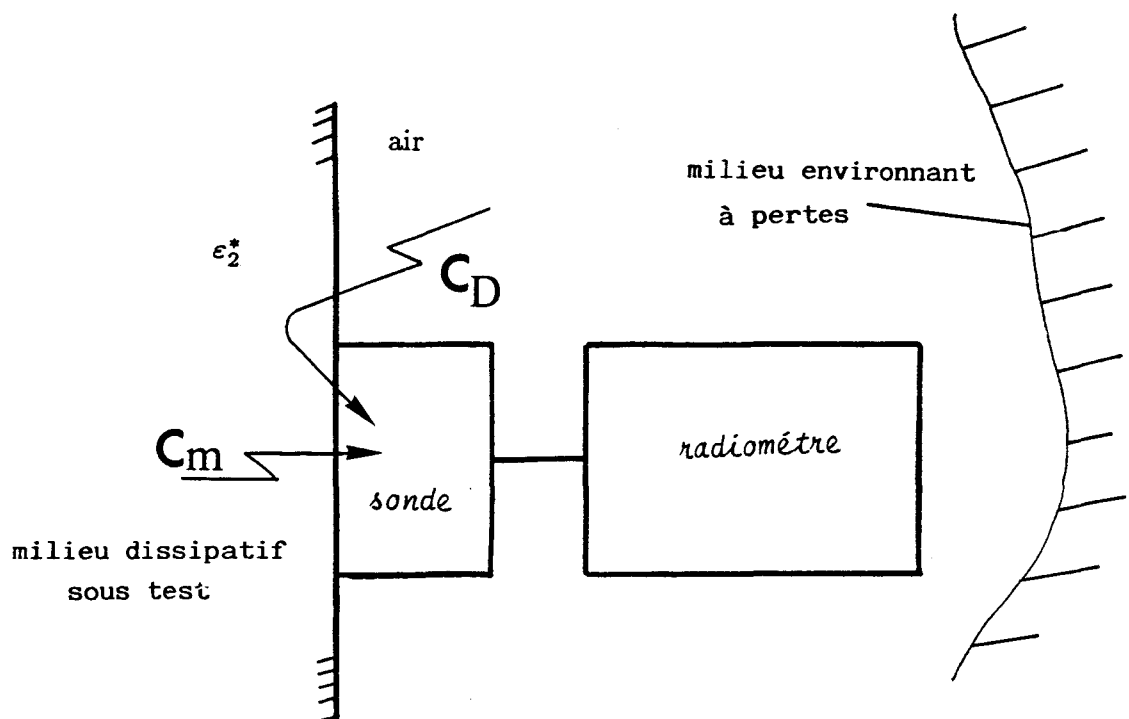
Nous obtenons ainsi les quantités C_M et C_D normalisées définies précédemment. Les figures 3.2a et 3.2b comparent le calcul théorique de la puissance active P_2 à l'interface, au calcul de la puissance dissipée en volume résultant de l'addition des C_i dans le matériau considéré. Ils montrent que la deuxième hypothèse est justifiée pour le matériau dissipatif sous test. Pour éclairer ces propos, les figures 3.2b et 3.3b présentent



Figure(3.4): Fonctionnement de la sonde en mode actif.

P_2 est la puissance dissipée dans le milieu dissipatif.

P_{air} est la puissance rayonnée dans l'air associée aux modes rétrogrades.



Figure(3.5): Fonctionnement de la sonde en mode passif.

C_m est le couplage au matériau dissipatif sous test.

C_d est le couplage sur la puissance de bruit émise par des matériaux dissipatifs contenus dans les lobes diffus.

les bilans de puissances actives théoriques pour les deux structures étudiées.

La puissance rayonnée en mode actif dans l'air associée aux modes rétrogrades (figure 3.4), est un phénomène réciproque de la puissance de bruit émise par des matériaux dissipatifs contenus dans les lobes diffus, (figure 3.5). En effet cette puissance émise en mode actif est forcément absorbée par des matériaux dissipatifs constituant le laboratoire et de ce fait les C_{iD} doivent probablement être attribués à des effets de champ lointain.

3.3.4 Conclusion

La modélisation présentée met en évidence un phénomène physique qui n'était, à notre connaissance, pas encore pris en compte. Il est lié à l'existence de lobes diffus associés aux sondes utilisées. Cette modélisation repose sur la méthode de calcul présentée au premier chapitre. Une modélisation plus rigoureuse du comportement du dispositif donnant la distribution spatiale des paramètres de couplage C_{jD} appartenant aux lobes diffus serait particulièrement utile. Nous abordons maintenant la partie expérimentale de cette étude.

3.4 Etude expérimentale

3.4.1 Introduction

Dans ce paragraphe, nous montrons que la radiométrie permet de déterminer les paramètres C_M et C_D . Cette méthode est appliquée à des cas de milieux dissipatifs homogènes et stratifiés. Nous essayons aussi d'estimer expérimentalement la température de bruit ambiant T_A .

3.4.2 Principe de détermination expérimentale des paramètres C_M et C_D

Nous avons établi au paragraphe 3.3.3 que le signal du radiomètre est donné par l'expression :

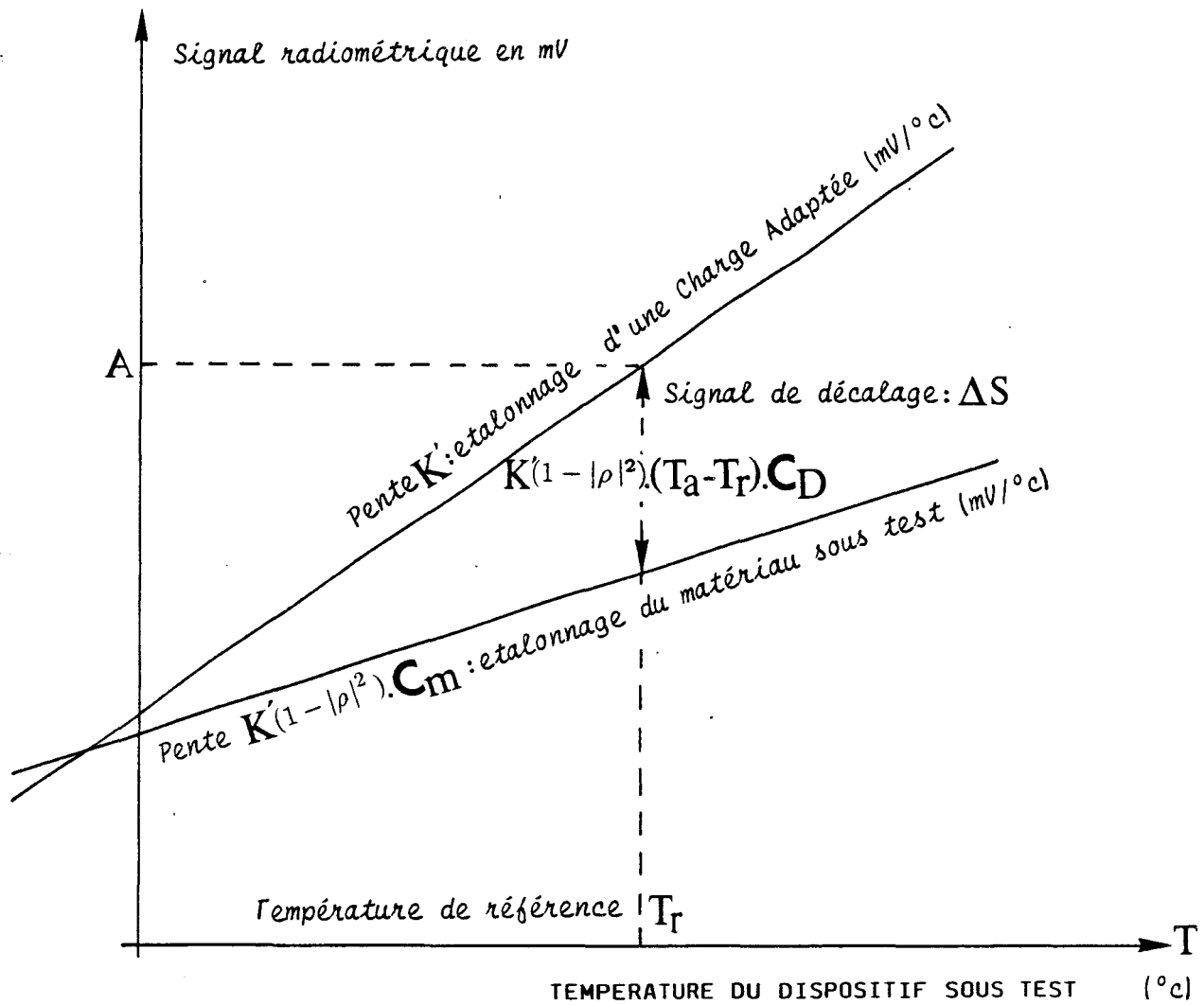


Figure (4.1): Comparaison des signaux radiométriques dans le cas d'un matériau couplé à une sonde et d'une charge adaptée, fonction de la température.

$$S(T) = A + K' \left[\left(1 - |\rho|^2\right) \left(T - T_R\right) C_M + \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T_A - T_R\right) C_D \right] \quad (3.27)$$

A est une tension constante apportée par la détection synchrone du radiomètre. Le facteur d'étalonnage $K' (mv/C^\circ)$ est la pente du diagramme $S(T)$ dans le cas d'une charge adaptée ($|\rho|^2 = 0$, $C_M = 1$ et $C_D = 0$) pour laquelle :

$$S(T) = A + K' \left(T - T_R \right) \quad (3.28)$$

La relation (3.27) montre que le signal radiométrique est composé de deux termes : l'un modifie le facteur d'étalonnage qui passe de K' à $K = K'(1 - |\rho|^2)C_M$; l'autre amène un signal de décalage ΔS qui est la différence entre les signaux d'une charge adaptée et du matériau sous test pour $T = T_R$:

$$\Delta S = K' \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T_A - T_R\right) C_D \quad (3.29)$$

Remarquons que l'expression (3.27) interdit la méthode de zéro définie en 3.2.5 même si la structure sous test est fixée : une variation ΔT de la température du milieu dissipatif entraîne un signal $K'(1 - |\rho|^2)\Delta T C_M$. La figure 4.1 représente le signal S fonction de T (equation 3.27) dans les cas précités. Ainsi, le signal s'écrit :

$$S = A + \Delta S + K \left(T - T_R \right) \quad (3.30)$$

les paramètres ΔS et K sont directement accessibles par l'expérience ; ils vont nous permettre d'accéder aux quantités C_M et C_D .

Signal radiométrique (mv)

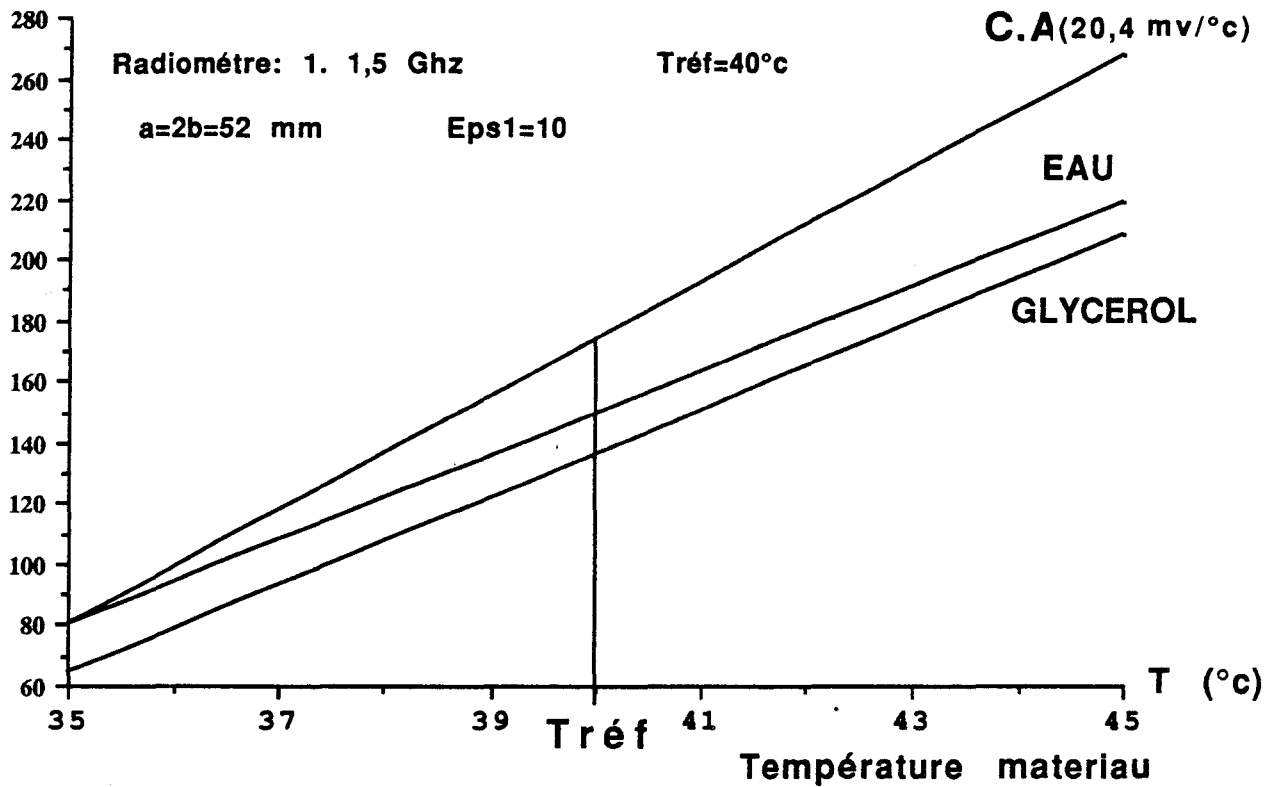


Figure (4.2): Droites d'étalonnage relevées à 1,5 GHz pour de l'eau et du glycérol fonction de la température.

Signal radiométrique (mv)

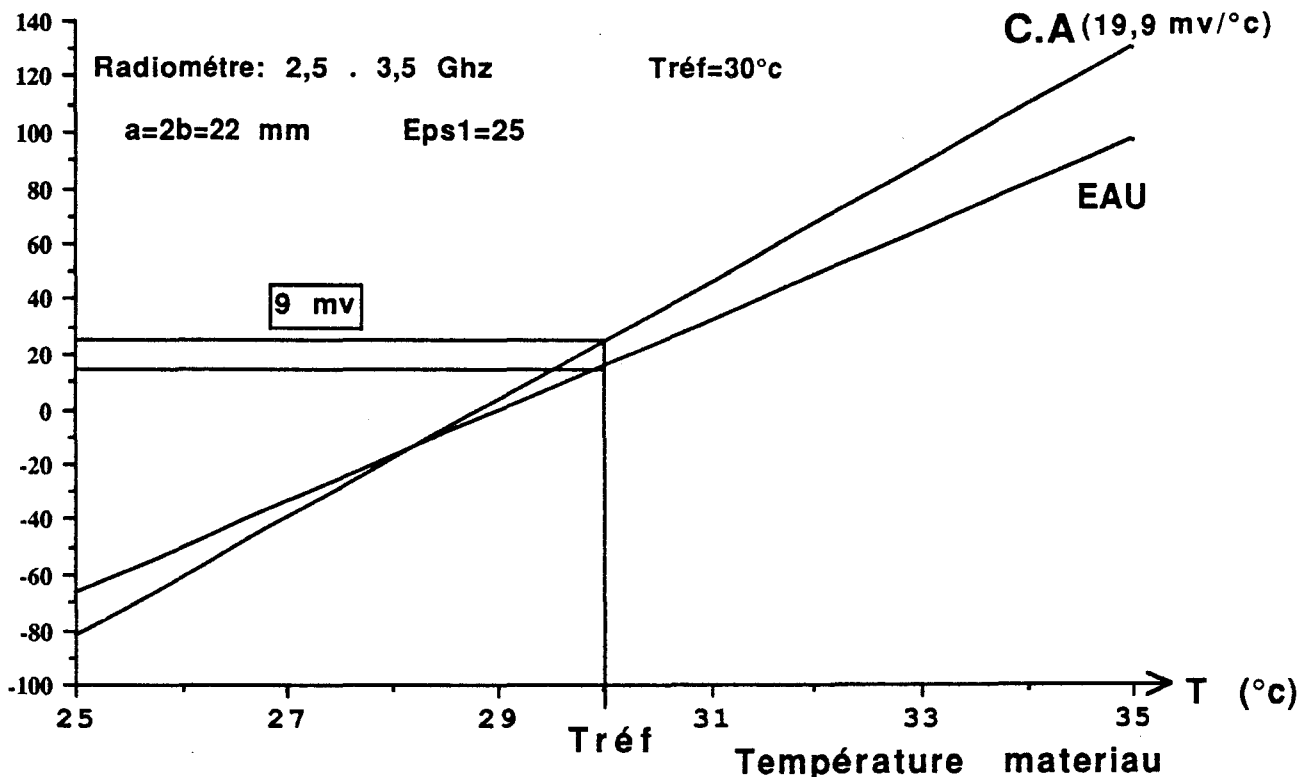


Figure (4.3): Droite d'étalonnage à 3 GHz de l'eau fonction de la température pour $T_{réf} = 30^\circ\text{C}$.

3.4.3 Etude expérimentale pour le cas d'un milieu dissipatif homogène

3.4.3.1 Résultats expérimentaux

Nous donnons ici les courbes expérimentales S fonction de la température T du matériau, soit à 1,5 GHz (sonde: $\epsilon_1 = 10$; $a = 2$ b = 52 mm), soit à 3 GHz (sonde: $\epsilon_1 = 25$; $a = 2$ b = 22 mm). Dans chacun des cas, le coefficient de réflexion de la sonde a été mesuré en mode actif. En tant qu'élément de comparaison, nous donnons également pour chaque cas étudié la courbe $S(T)$ d'une charge adaptée (C.A.). Ces résultats sont donnés à 1,5 GHz (figure 4.2) pour de l'eau et du glycérol avec $T_R = 40^\circ\text{C}$ et à 3 GHz (figures 4.3 et 4.4) pour de l'eau respectivement avec $T_R = 30^\circ\text{C}$ et $T_R = 45^\circ\text{C}$; (figures 4.5 à 4.7) pour du glycérol respectivement avec $T_R = 25^\circ\text{C}$, $T_R = 30^\circ\text{C}$ et $T_R = 40^\circ\text{C}$. Un premier examen de ces résultats montre bien l'existence des effets précités qui sont l'apparition d'une variation de la pente d'étalonnage et d'un signal de décalage ΔS lorsqu'on passe d'une charge adaptée à un dispositif sonde-milieu dissipatif. Ces effets démontrent bien l'existence d'un couplage C_D associé aux lobes diffus du capteur. Nous disposons ainsi d'un moyen de détermination du paramètre C_D par un procédé passif ne perturbant pas la mesure, ce qui n'était pas le cas lors de la mesure de champs en mode actif (chapitre 2, paragraphe 2.4). On constate que pour un même matériau ΔS est proportionnel à $(T_A - T_R)$ et aussi qu'il augmente quand le milieu est moins dissipatif (glycérol), ce qui correspond à une augmentation de la puissance rayonnée dans l'air en mode actif (modes rétrogrades). Pour un milieu très dissipatif (eau) le facteur d'étalonnage K est voisin de $K'(1 - |\rho|^2)$, ce qui est en accord avec les modélisations antérieures ($Cm\#1$) [4] [5]. Par contre pour un milieu peu dissipatif (glycérol) Cm est visiblement inférieur à 1.

3.4.3.2 Exploitation du facteur d'étalonnage K

Rappelons l'expression de ce paramètre:

$$K = K' C_M \left(1 - |\rho|^2 \right) \tag{3.31}$$

Signal radiométrique (mv)

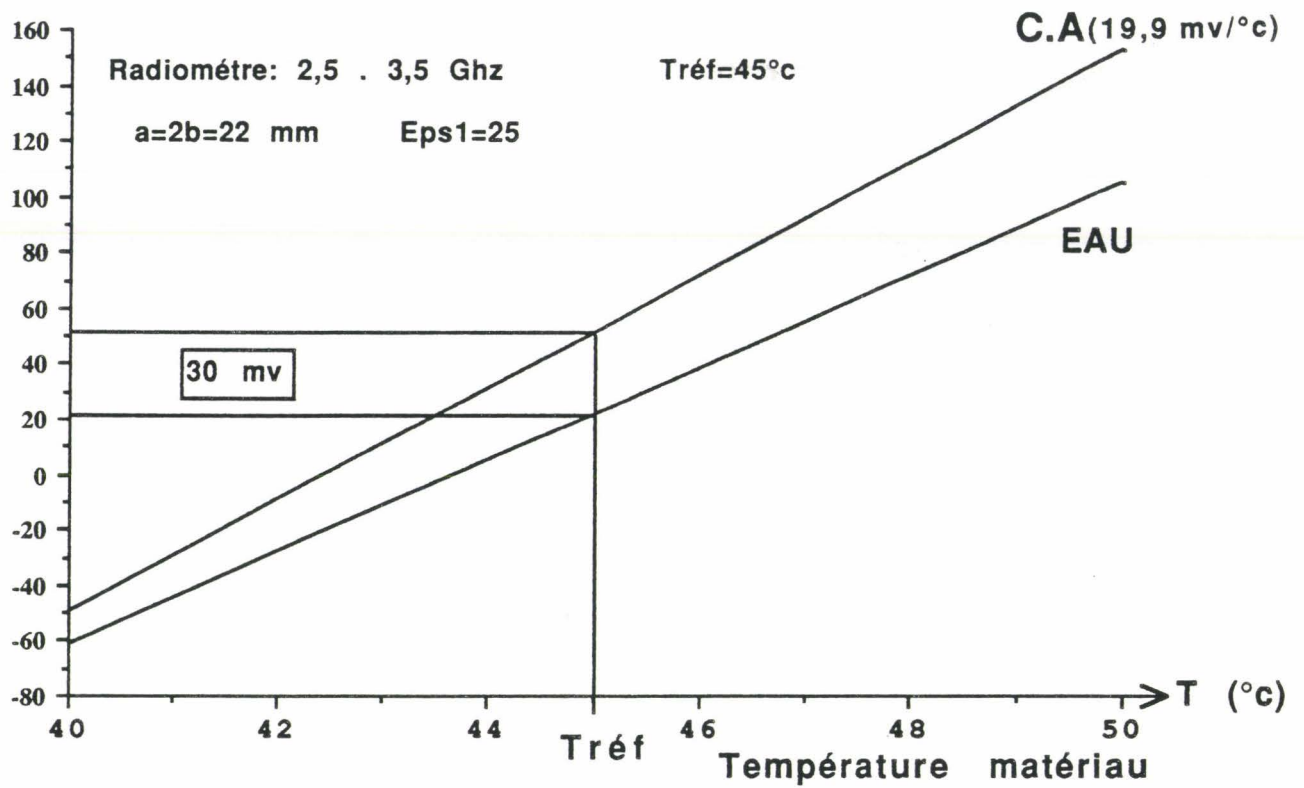


Figure (4.4): Droite d'étalonnage à 3 GHz de l'eau fonction de la température pour Tréf = 45 ° C.

Signal radiométrique (mv)

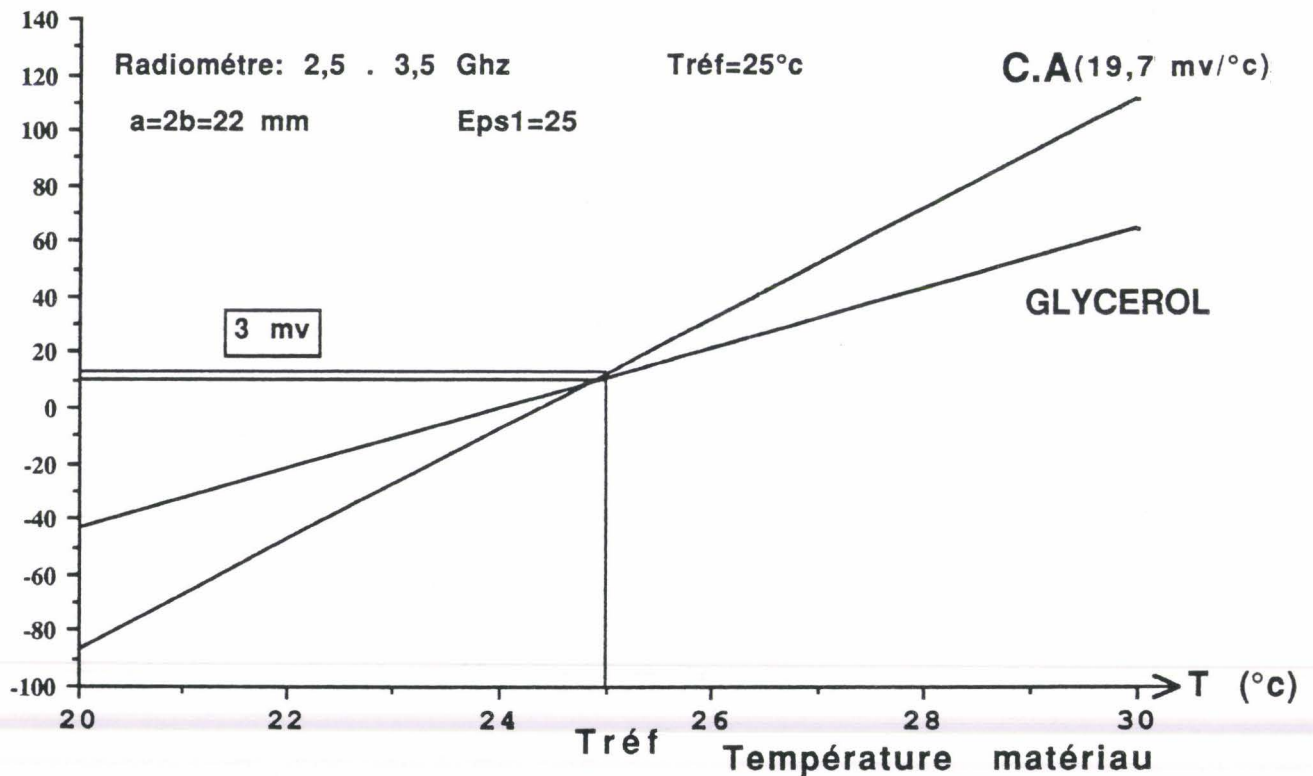


Figure (4.5): Droite d'étalonnage à 3 GHz du glycérol fonction de la température pour Tréf = 25 ° C.

Par conséquent, notre analyse concerne les paramètres C_M et $(1 - |\rho|^2)$. Les tableaux 3.1 et 3.2 rassemblent ces types de données tirées des courbes précédentes pour différentes températures de référence T_R . Il est à noter que les valeurs théoriques de $|\rho|^2$ et C_M n'évoluent qu'en fonction de la permittivité des matériaux. Pour les cas cités tableaux 3.1 et 3.2, qui concernent des températures différentes puisqu'on réalise $T = T_R$, seule la permittivité du glycérol à 1,5 GHz évolue notablement.

a) Résultats à 1,5 GHz (tableau 3.1).

Pour une majorité de cas, les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats théoriques ; les écarts sur les facteurs d'étalonnage $C_M(1 - |\rho|^2)$ sont souvent inférieurs à 5%. Pour les caractéristiques de sonde $\epsilon_1 = 10$ et $a = 2b = 52$ mm, les estimations théoriques de P_{AIR} sont donc satisfaisantes. Mais on remarque qu'il est difficile dans le cas de l'eau de mettre en évidence expérimentalement une puissance dans l'air (associée aux lobes diffus), estimée théoriquement à 7%, sachant que les incertitudes sur les mesures peuvent atteindre cet ordre de grandeur. Ces résultats sont significatifs car ils montrent sans ambiguïté que les facteurs d'étalonnages $(1 - |\rho|^2)C_M$ sont peu différents de $(1 - |\rho|^2)$ pour l'eau et de C_M pour le glycérol.

T réf.	20 C °		25 C °		30 C °		35 C °		40 C °	
	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.
Eau ($1 - \rho ^2$)	0,691	0,684*	0,695	0,686*	0,7	0,686*	0,705	0,69*	0,71	0,698*
C_M	0,9	0,95	0,896	0,998	0,894	0,905	0,892	0,978	0,89	0,968
$C_M (1 - \rho ^2)$	0,622	0,65**	0,623	0,685 **	0,626	0,621**	0,629	0,675 **	0,632	0,676**
Pair %	7		7		7,5		7,6		7,8	
Glycérol ($1 - \rho ^2$)	0,971	0,94 *	1	0,95 *	1	0,95*	0,996	0,95 *	0,984	0,94 *
C_M	0,606	0,663	0,68	0,72	0,73	0,72	0,759	0,816	0,784	0,753
$C_M (1 - \rho ^2)$	0,588	0,623 **	0,68	0,685 **	0,73	0,684 **	0,756 **	0,775 **	0,771	0,708 **
Pair %	38		32		27		24		21	

Tableau 3.1 : * mesure en mode actif

* * mesure en mode passif

Sonde 1,5 GHz a = 2 b = 52 mm $\epsilon_1 = 10$

(en principe, $P_{AIR} = (1 - C_M).(1 - |\rho|^2)$ (relation 3.26)).

Signal radiométrique (mv)

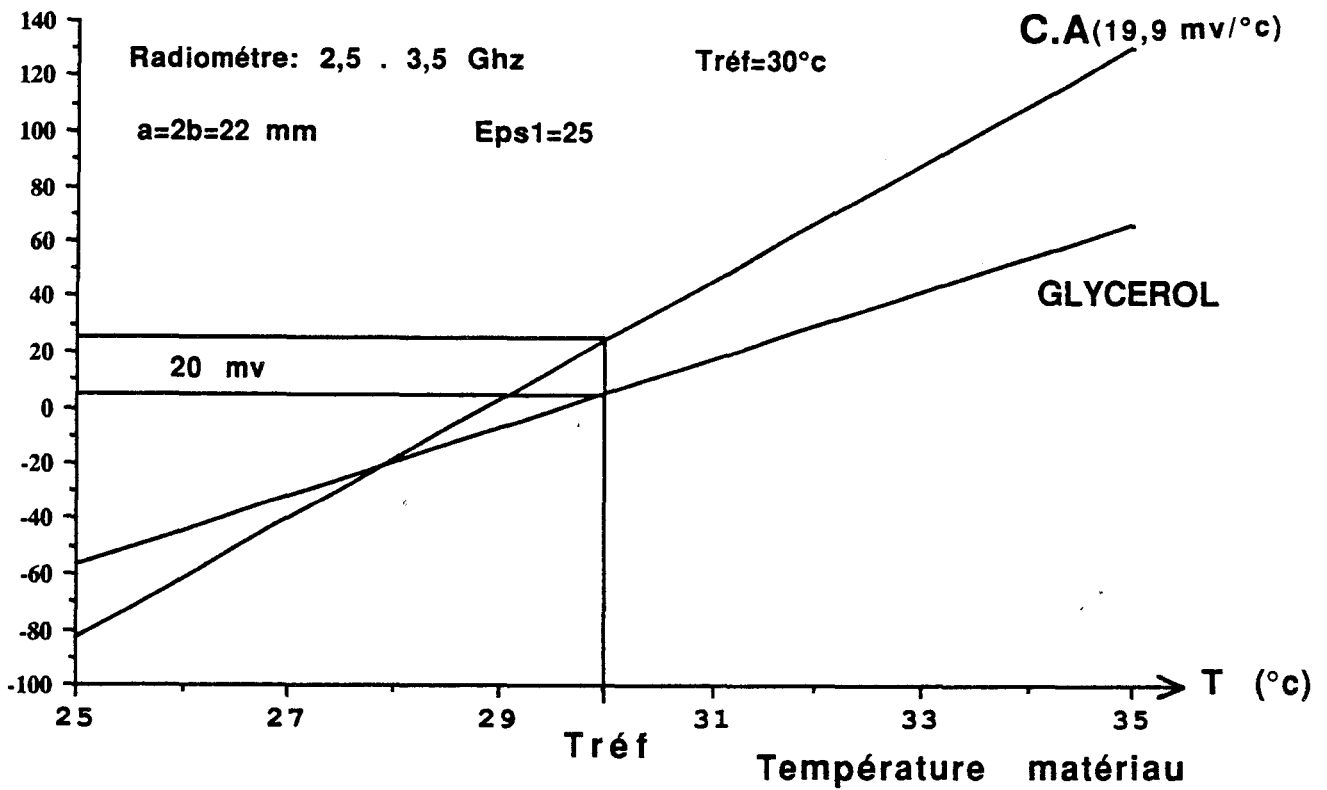


Figure (4.6): Droite d'étalonnage à 3 GHz du glycérol fonction de la température pour $T_{réf} = 30^\circ\text{C}$.

Signal radiométrique (mv)

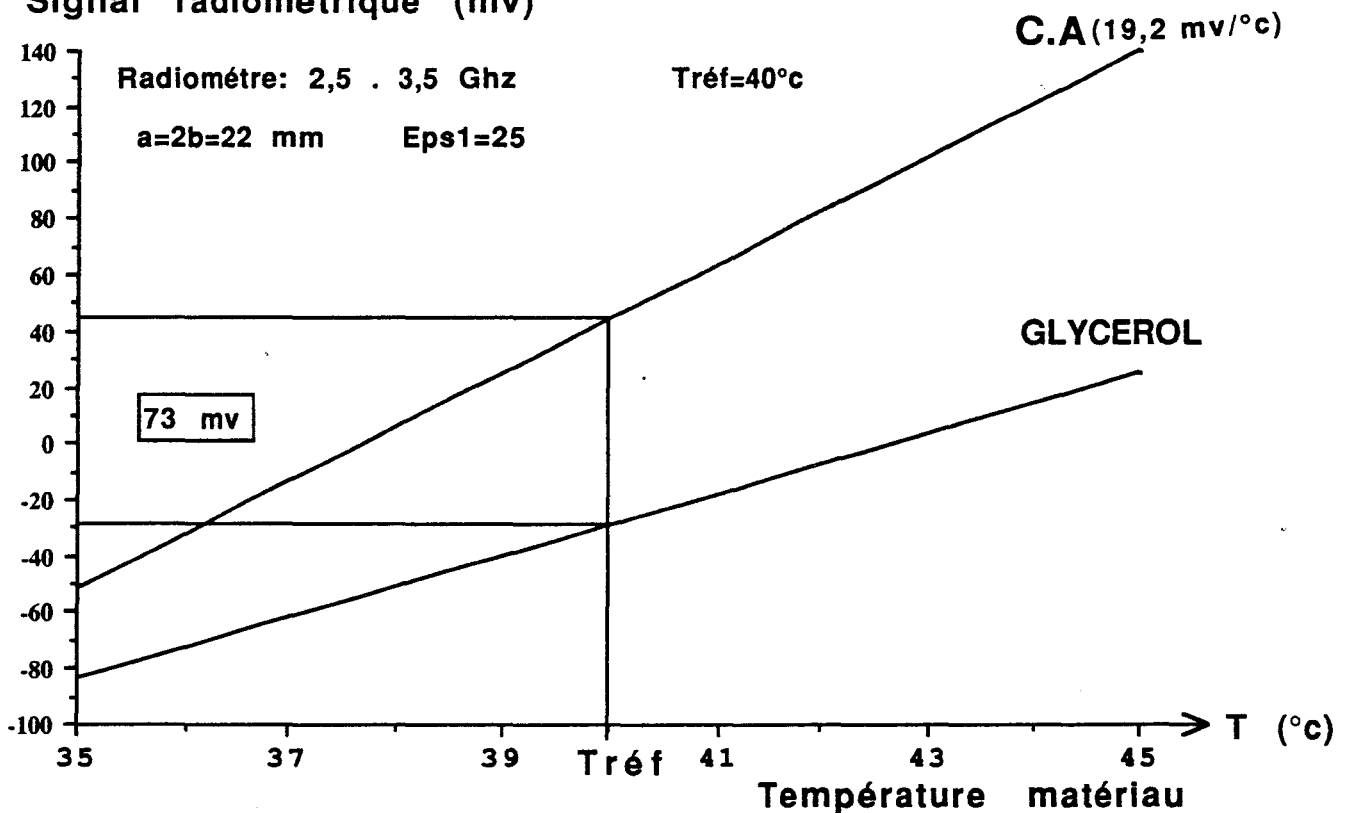


Figure (4.7): Droite d'étalonnage à 3 GHz du glycérol fonction de la température pour $T_{réf} = 40^\circ\text{C}$.

b) Résultats à 3 GHz (tableau 3.2).

Les mesures effectuées sur l'eau sont en accord avec les résultats théoriques. En ce qui concerne celles effectuées sur le glycérol, on note un désaccord important sur le facteur d'étalonnage $(1 - |\rho|^2)C_M$. Pour ce cas, l'estimation théorique de la puissance associée aux lobes diffus P_{AIR} est de 39%; comme le montre les estimations expérimentales effectuées en mode actif à 3 GHz (chapitre 2, paragraphe 2.4.3), il y a tout lieu de penser qu'elle est nettement surévaluée; réciproquement l'estimation théorique de P_2 représentative du paramètre C_M est sous-évaluée.

T réf.	20 C °		25 C °		30 C °		35 C °		40 C °	
	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.
Eau $(1 - \rho ^2)$			0,9	0,9*	0,9	0,9*	0,9	0,92*	0,9	0,91*
C_M			0,9	0,92	0,9	0,93	0,9	0,9	0,9	0,91
$C_M (1 - \rho ^2)$			0,81	0,83 **	0,81	0,835**	0,81	0,83 **	0,81	0,83**
Pair %	9		9		9		9		9	
Glycérol $(1 - \rho ^2)$	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.
	0,79	0,73 *	0,79	0,74 *	0,79	0,78*	0,79	0,78 *		
C_M	0,51	0,74	0,51	0,84	0,51	0,86	0,51	0,74		
$C_M (1 - \rho ^2)$	0,4	0,54 **	0,4	0,62 **	0,4	0,67 **	0,4	0,575**		
Pair %	39		39		39		39		39	

Tableau 3.2: * mesure en mode actif

** mesure en mode passif

Sonde 3 GHz a = 2 b = 22 mn $\epsilon_1 = 25$

(en principe, $P_{AIR} = (1 - C_M) \cdot (1 - |\rho|^2)$ (relation 3.26)).

Signal de décalage (mv)

Radiomètre: 1 . 1,5 Ghz

a=2b=52 mm Eps1=10

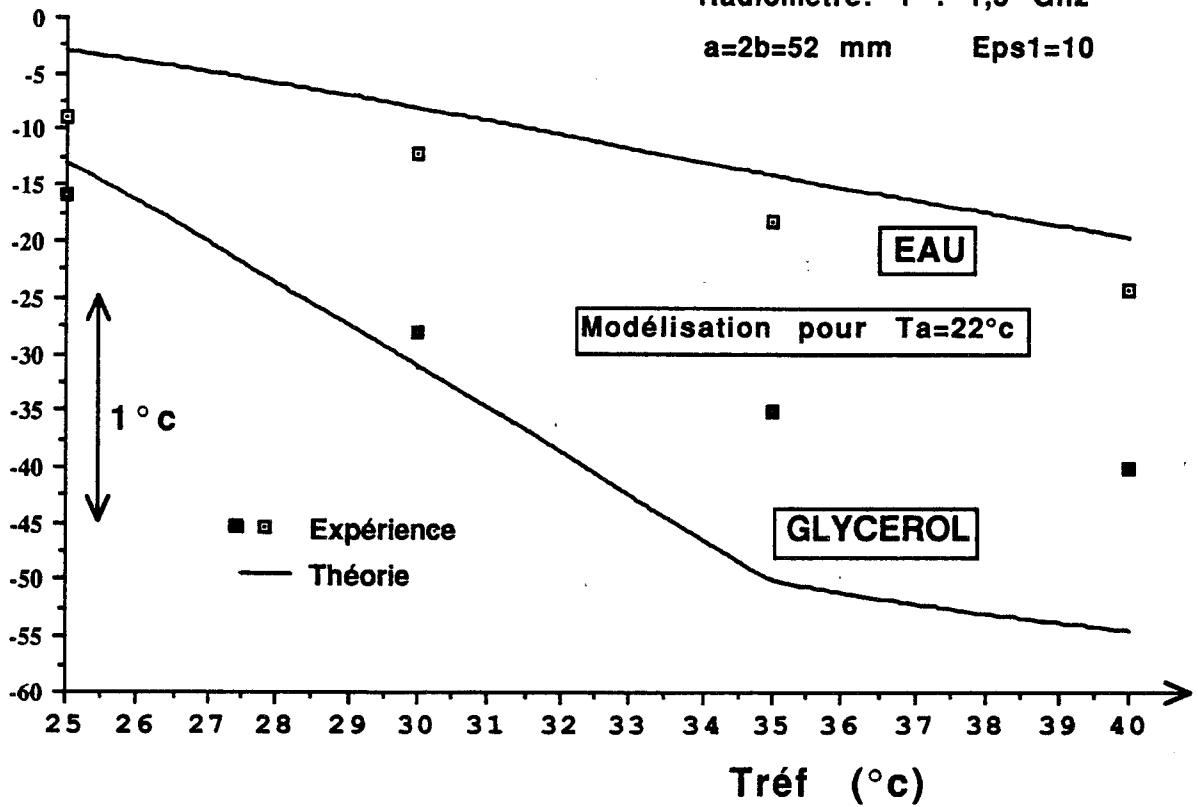


Figure (4.8): Evolutions théoriques et expérimentales à 1,5 GHz du signal de décalage pour l'eau et le glycérol fonction de Tréf.

Signal de décalage (mv)

Radiomètre: 2,5 . 3,5 Ghz

a=2b=22 mm Eps1=25

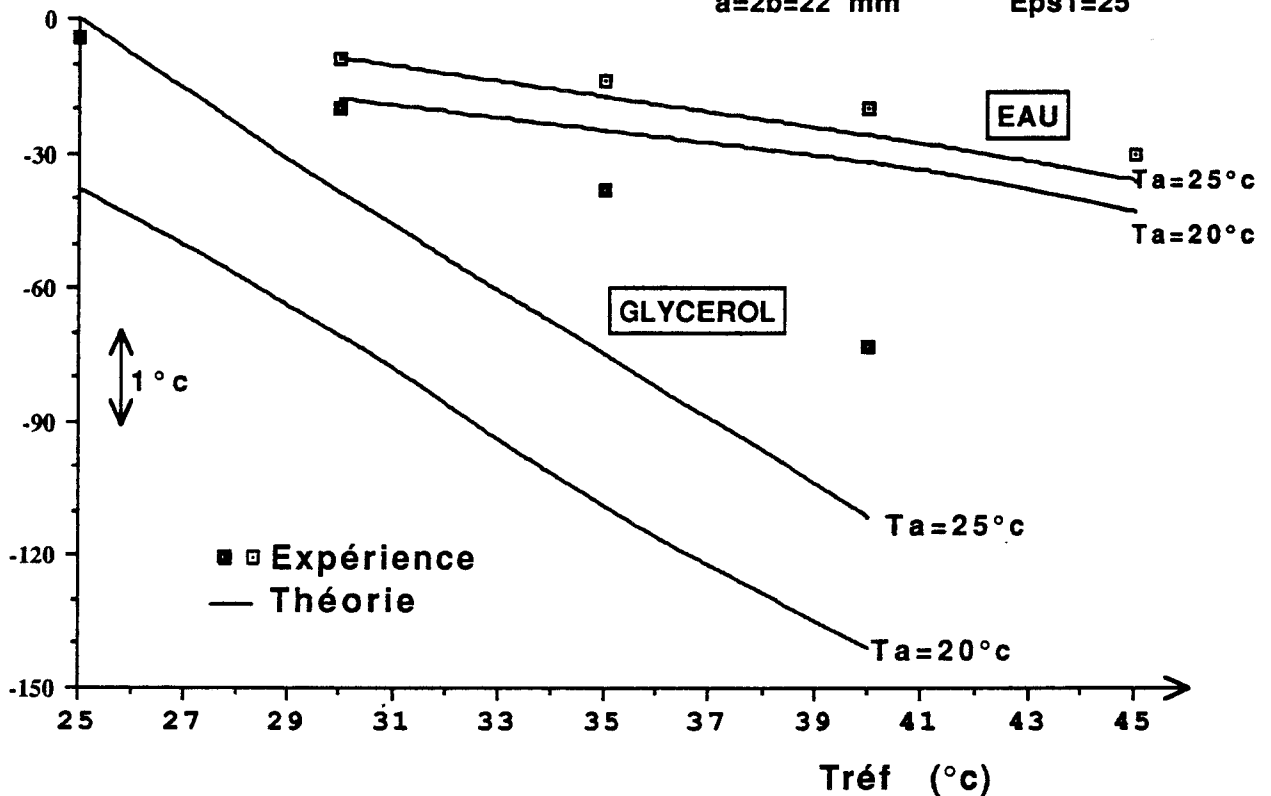


Figure (4.9): Evolutions théoriques et expérimentales à 3 GHz du signal de décalage pour l'eau et le glycérol fonction de Tréf.

3.4.3.3 Etude du signal de décalage ΔS

Nous rappelons son expression :

$$\Delta S = K' C_D \left(T_A - T_R \right) \left(1 - |\rho|^2 \right) \quad (3.32)$$

Lors des interprétations qui vont suivre, nous considérons pour T_A différentes valeurs plausibles proches de la température ambiante du laboratoire. La signification réelle de T_A sera discutée au paragraphe 3.4.6.

a) Résultats à 1,5 GHz.

La figure 4.8 présente les évolutions théoriques et expérimentales de ΔS en fonction de T_R , pour de l'eau et du glycérol. Compte tenu des approximations sur les termes C_D et T_A , les évolutions théoriques de ΔS sont en accord avec les résultats expérimentaux. Nous remarquons toutefois que la modélisation diverge un peu dans le cas du glycérol quand T_R augmente : à $T_R = 40^\circ \text{C}$, l'écart théorie-expérience est de $0,7^\circ \text{C}$.

b) Résultats à 3 GHz.

La figure 4.9 présente les courbes $\Delta S (T_R)$ pour l'eau et le glycérol. On enregistre dans le cas de l'eau un bon accord théorie-expérience pour $T_A = 25^\circ \text{C}$ avec un écart maximum de $0,3^\circ \text{C}$ pour $T_R = 45^\circ \text{C}$. Dans le cas du glycérol, l'estimation théorique de C_D n'est plus assez précise pour décrire l'évolution de ΔS . Par exemple pour $T_A = 25^\circ \text{C}$ et $T_R = 40^\circ \text{C}$, l'écart théorie-expérience est de 2°C .

3.4.4 Etude expérimentale dans le cas d'un milieu dissipatif stratifié

Des études du même type pour une sonde à 3 GHz ($\epsilon_1 = 25$, $a = 2b = 22\text{mm}$) ont été réalisées sur des structures stratifiées, compte tenu de l'intérêt que nous portons au cas de tissus biologiques. Les structures (eau, glycérol, eau) ou encore (glycérol, eau) présentent certaines analogies avec des tissus biologiques (peau, tissus adipeux, tissus musculaires).

Signal radiométrique (mv)

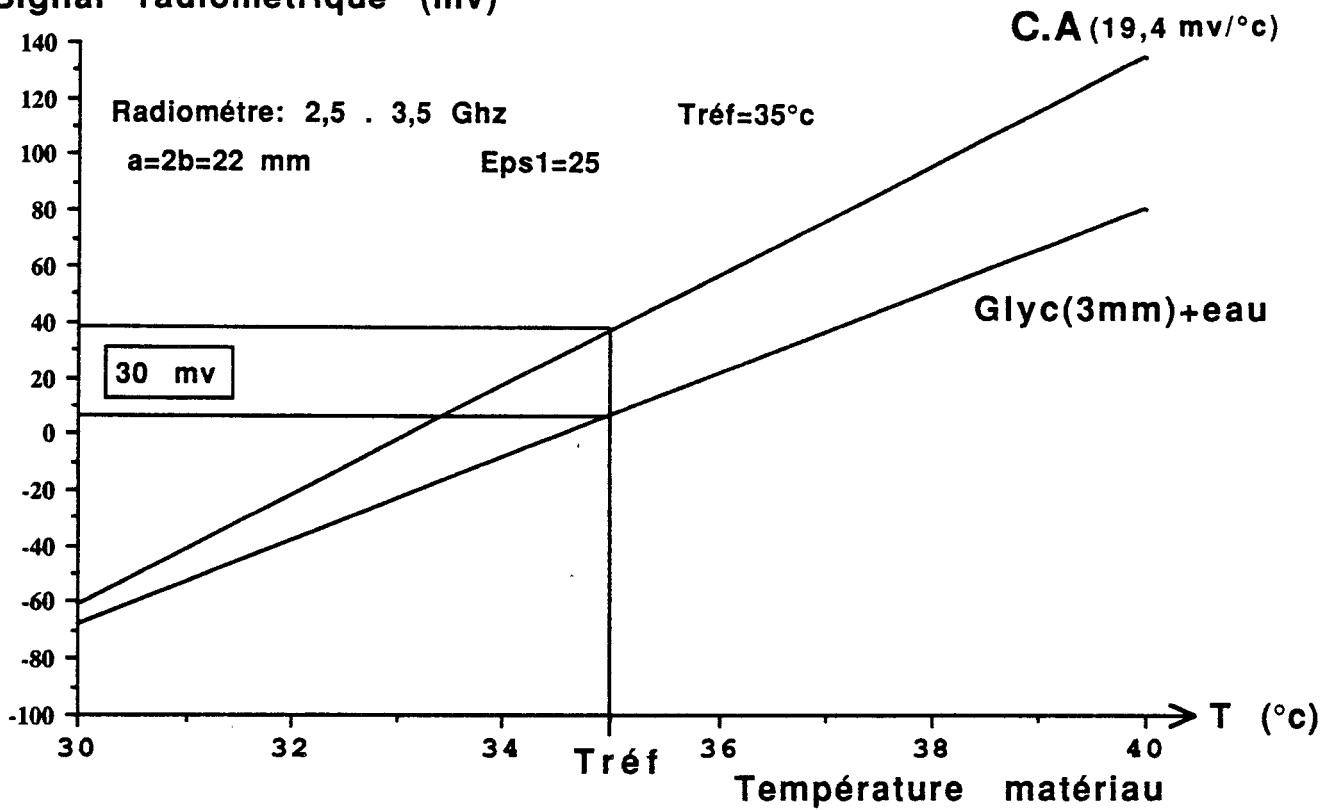


Figure (4.10): Droite d'étalonnage à 3 GHz d'une structure stratifiée glycérol (3mm), eau fonction de la température.

Signal radiométrique (mv)

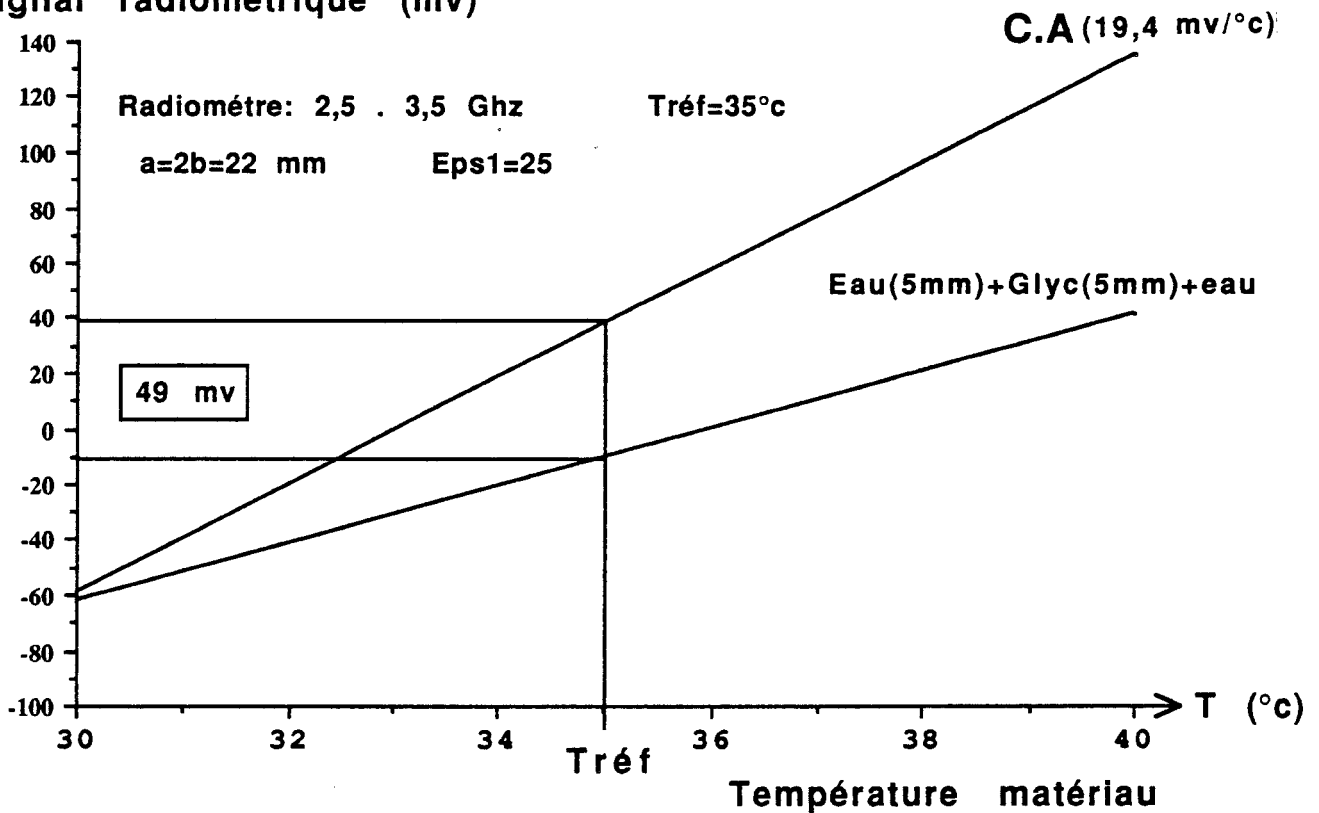


Figure (4.11): Droite d'étalonnage à 3 GHz d'une structure stratifiée eau (5mm), glycérol (5mm), eau ; fonction de la température.

3.4.4.1 Dispositif expérimental

Pour réaliser les strates d'une structure dissipative, nous superposons des plaques, étanches et transparentes aux microondes. Les cavités réalisées sont remplies d'eau ou de glycérol.

Durant l'opération de remplissage de la plaque, il est difficile d'obtenir précisément l'épaisseur voulue. L'erreur maximale sur l'épaisseur d'une plaque est d'environ 1 mm, sachant que l'on travaille avec des épaisseurs de 1,3 et 5 mm. Le chauffage ou le refroidissement du liquide injecté dans la plaque étanche est réalisé par conduction. On plonge la plaque dans un bain thermostaté à la température souhaitée et on attend l'équilibre thermodynamique. Ce procédé comporte deux inconvénients. On ne peut pas mesurer la température du liquide à l'intérieur de la plaque et savoir si le chauffage est homogène. Une erreur sur la température est possible, notamment pour une plaque épaisse (5mm) de glycérol, très mauvais conducteur de chaleur à température ambiante. Ces précisions sont nécessaires avant l'exposé des résultats expérimentaux.

3.4.4.2 Exploitation du facteur d'étalonnage K

Pour les deux cas envisagés, les relevés $S(T)$ (figures 4.10 et 4.11) sont obtenus respectivement pour une structure glycérol (3mm) plus eau et pour une structure eau (5mm), glycérol (5mm) plus eau. Nous rassemblons dans les tableaux 3.3 et 3.4 les valeurs de $(1 - |\rho|^2)$ calculées et mesurées en mode actif, ainsi que les valeurs de C_M déduites de ces mesures. L'analyse de ces résultats montre, comme nous l'avons déjà vu pour les milieux homogènes à 3 GHz, un bon accord théorie-expérience excepté pour les structures à fort couplage dans l'air pour lesquelles $P_{AIR} > 25\%$. Pour ces cas défavorables, les valeurs expérimentales de C_M sont notablement en désaccord avec le calcul, l'estimation théorique de P_{AIR} étant surévaluée.

Signal de décalage (mv)

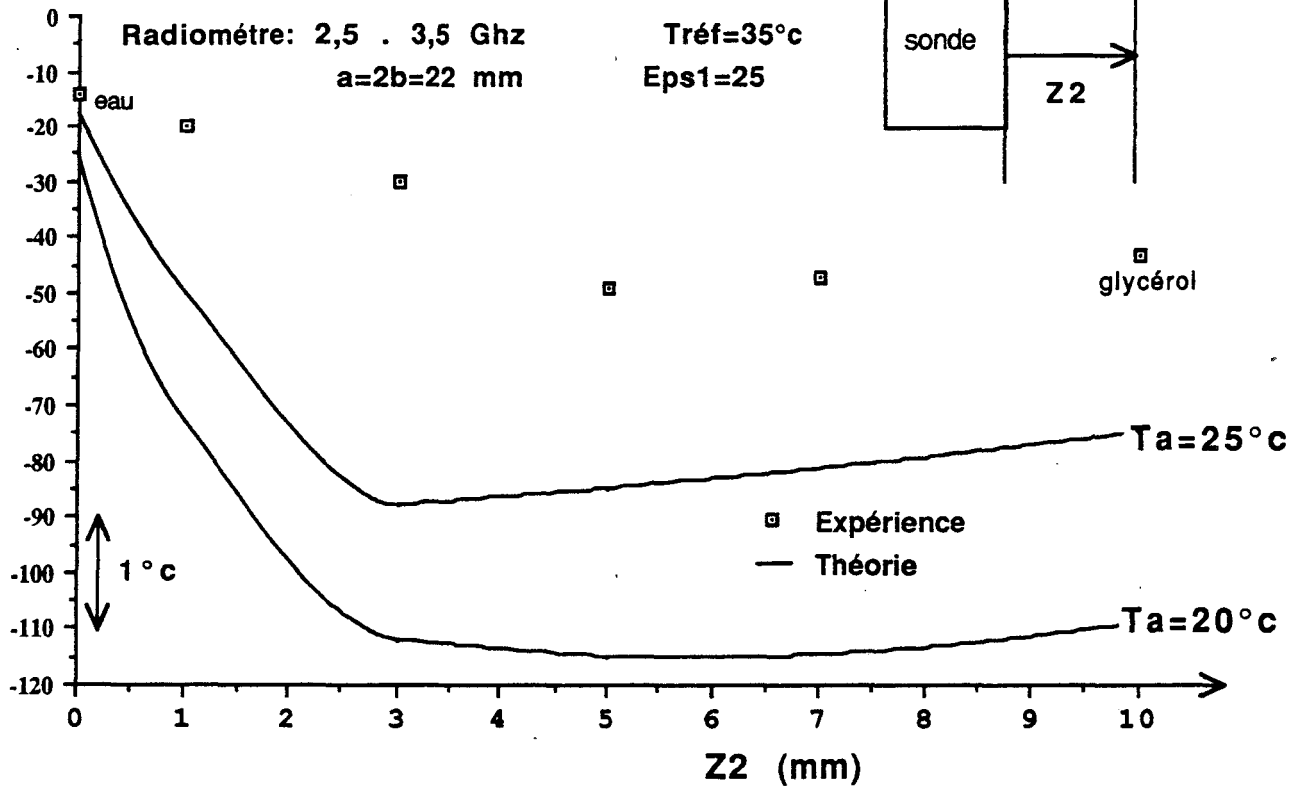


Figure (4.12): Evolutions théorique et expérimentale à 3 GHz du signal de décalage quand la structure stratifiée présente un couplage important sur les lobes diffus ($P_{AIR} > 25\%$).

glyc (Xmm) + eau	1 mm		3 mm		5 mm	
Eau	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.	Théorie	Expér.
$(1 - \rho ^2)$	0,995	0,93*	0,96	0,91*	0,88	0,87*
C_M	0,74	0,875	0,585	0,88	0,5	0,815
$C_M(1 - \rho ^2)$	0,74	0,815**	0,56	0,79**	0,44	0,72**
P_{AIR} %	26		40		44	

Tableau 3.3: Radiomètre à 3 GHz;

$$a = 2b = 22 \text{ mm}; \epsilon_1 = 25; T_R = 35^\circ \text{ C}$$

eau (5 mm) + glyc (X (mm)) + eau	3 mm		5 mm	
	théorie	expé.	théorie	expé.
$(1 - \rho ^2)$	0,83	0,78*	0,8	0,81*
C_M	0,75	0,82	0,7	0,66
$C_M(1 - \rho ^2)$	0,62	0,645**	0,56	0,53**
Pair %	21		24	

Tableau 3.4: * mesure en mode actif

** mesure en mode passif

3.4.4.3 Etude du signal de décalage ΔS

L'examen de l'évolution du signal de décalage ΔS fonction de la structure envisagée (figure 4.12) nous mène aux mêmes conclusions. Pour la structure à couplage dans l'air important (glycérol-eau) ($P_{AIR} > 25\%$), l'estimation théorique de P_{AIR} représentative du paramètre C_D est surévaluée et la modélisation ne décrit pas les évolutions expérimentales de ΔS . Réciproquement pour une structure (eau (5mm), glycérol, eau) à faible couplage dans l'air ($P_{AIR} < 25\%$) présentée (figure 4.13a), on constate un bon accord théorie-expérience pour $T_A = 25^\circ \text{ C}$. Pour $T_A = 20^\circ \text{ C}$, (figure 4.13b), l'écart théorie-expérience est inférieur à 1° C .

Signal de décalage (mV)

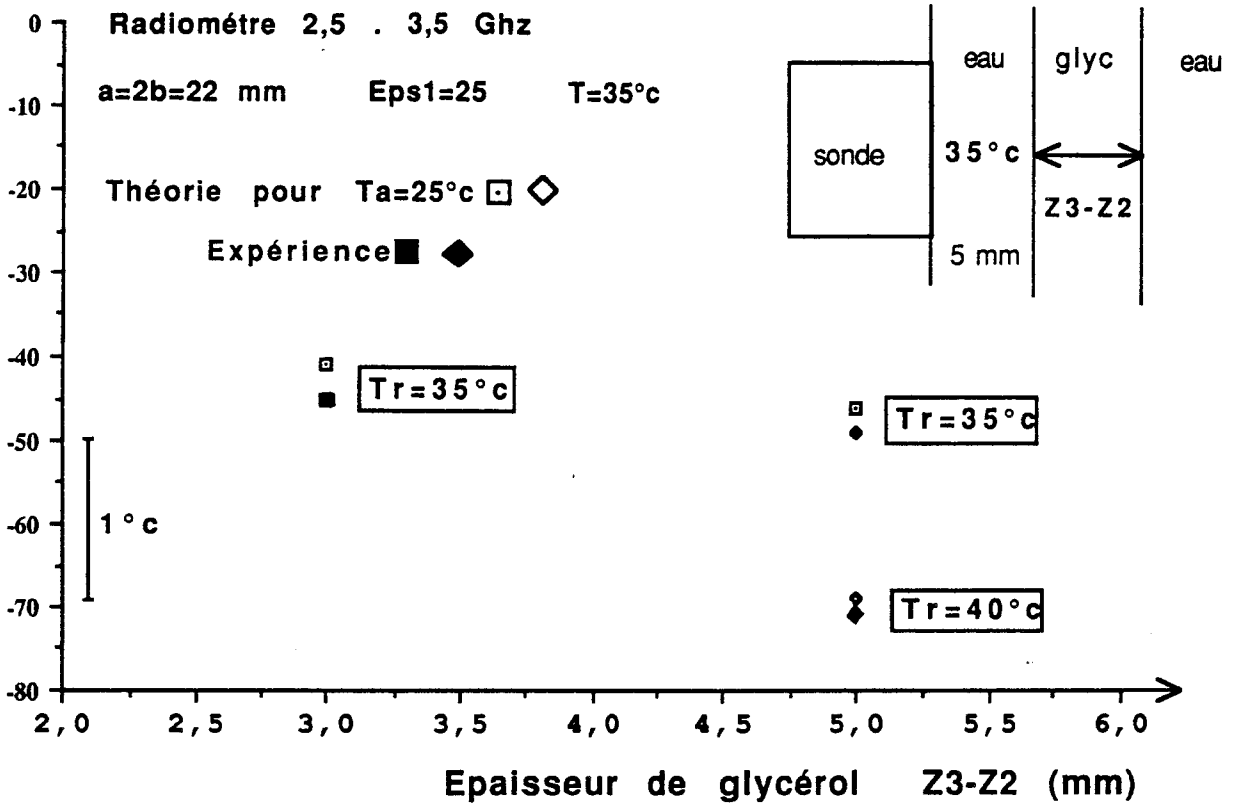


Figure (4.13a): Points théoriques pour $T_a = 25^{\circ}\text{C}$ et expérimentaux du signal de décalage à 3 GHz; quand la structure stratifiée présente un couplage faible sur les lobes diffus ($P_{AIR} < 25\%$)

Signal de décalage (mV)

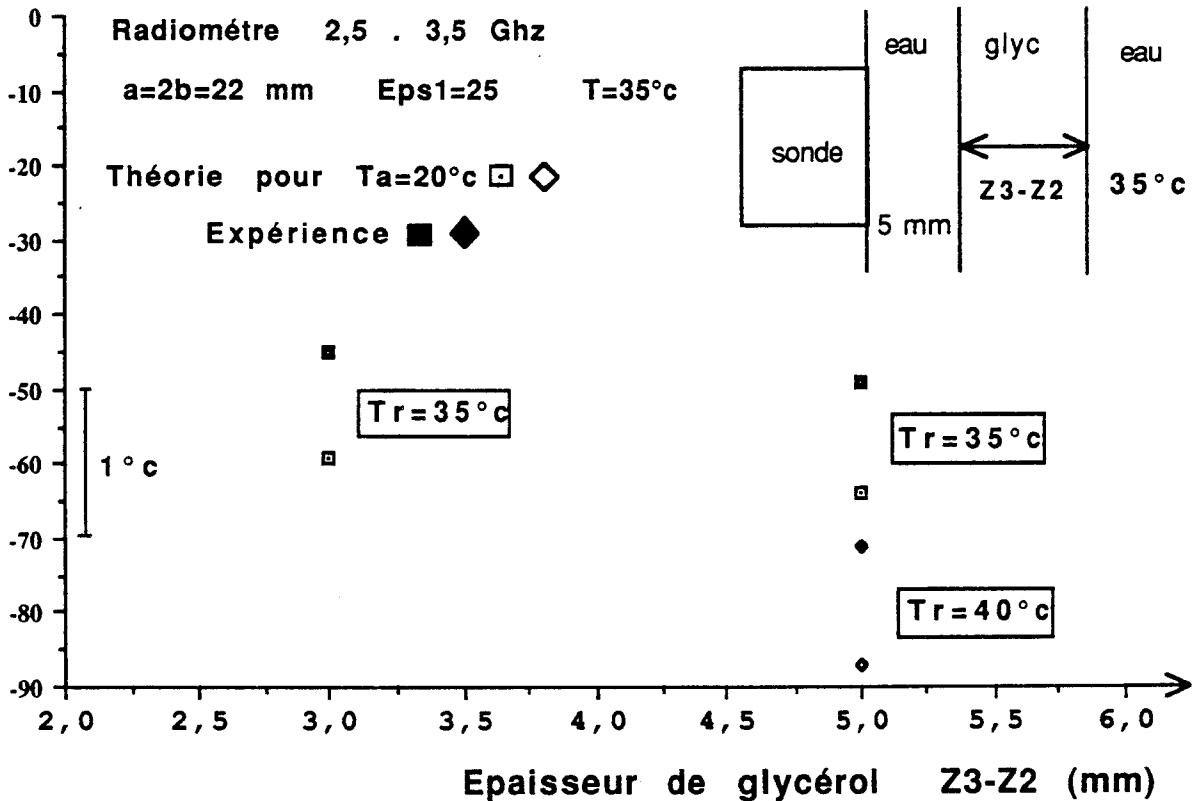


Figure (4.13b): Points théoriques pour $T_a = 20^{\circ}\text{C}$ et expérimentaux du signal de décalage à 3 GHz; quand la structure stratifiée présente un couplage faible sur les lobes diffus ($P_{AIR} < 25\%$)

3.4.5 Bilan des résultats obtenus à 3 GHz (Structures homogènes et stratifiées)

Les résultats expérimentaux ont confirmé l'intérêt et la nécessité d'une nouvelle modélisation du signal radiométrique prélevé par notre capteur. Nous avons montré que la pente d'étalonnage est proportionnelle à $(1 - |\rho|^2)C_M$. Le terme C_M rend compte du fait que le volume de couplage n'est pas en totalité dans le milieu dissipatif sous test. Nous faisons ici une synthèse des résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur les différentes structures, à 3 GHz pour une sonde de caractéristiques $\varepsilon_1 = 25$ et $a = 2b = 22$ mm. Nous rassemblons d'abord les résultats des tableaux 3.2 à 3.4 sur les figures 4.14 et 4.15, donnant respectivement l'évolution des écarts théorie-expérience des termes $|\rho|^2$ et $(1 - |\rho|^2)C_M$, fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} . On constate d'abord que l'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales de $|\rho|^2$ ne dépend pas de P_{AIR} . Par contre, l'écart sur $(1 - |\rho|^2)C_M$ devient important lorsque P_{AIR} dépasse 25%. Nous avons également reporté sur la figure 4.16, l'écart théorie-expérience sur le terme C_M , ainsi que la surévaluation de l'estimation théorique de P_{AIR} , fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} . Ces relevés mènent à la même conclusion que précédemment, à savoir une surévaluation théorique notable de P_{AIR} , pour P_{AIR} supérieure à 25%. Les écarts théorie-expérience sur le paramètre C_M sont mesurés à partir des valeurs (figure 4.15), dont nous avons soustrait le terme $(1 - |\rho|^2)$. Nous avons retenu un coefficient de réflexion compris entre la valeur théorique et expérimentale, afin de minimiser l'erreur sur ce paramètre.

La figure 4.17 donne l'évolution expérimentale de P_{AIR} , fonction de son estimation théorique. Elle montre que si la modélisation indique une certaine hiérarchie ainsi que des valeurs importantes, l'expérience montre par contre une saturation du terme P_{AIR} de l'ordre de 21%, pour les cas que nous avons traités à 3 GHz. Ainsi, les valeurs de P_{AIR} de structures telles le glycérol (5mm), eau et eau (5mm), glycérol (5mm), eau sont identiques à 18%, ce que ne prévoit pas la modélisation.

Pour conclure, les résultats (figure 4.17) montrent que pour toutes les structures

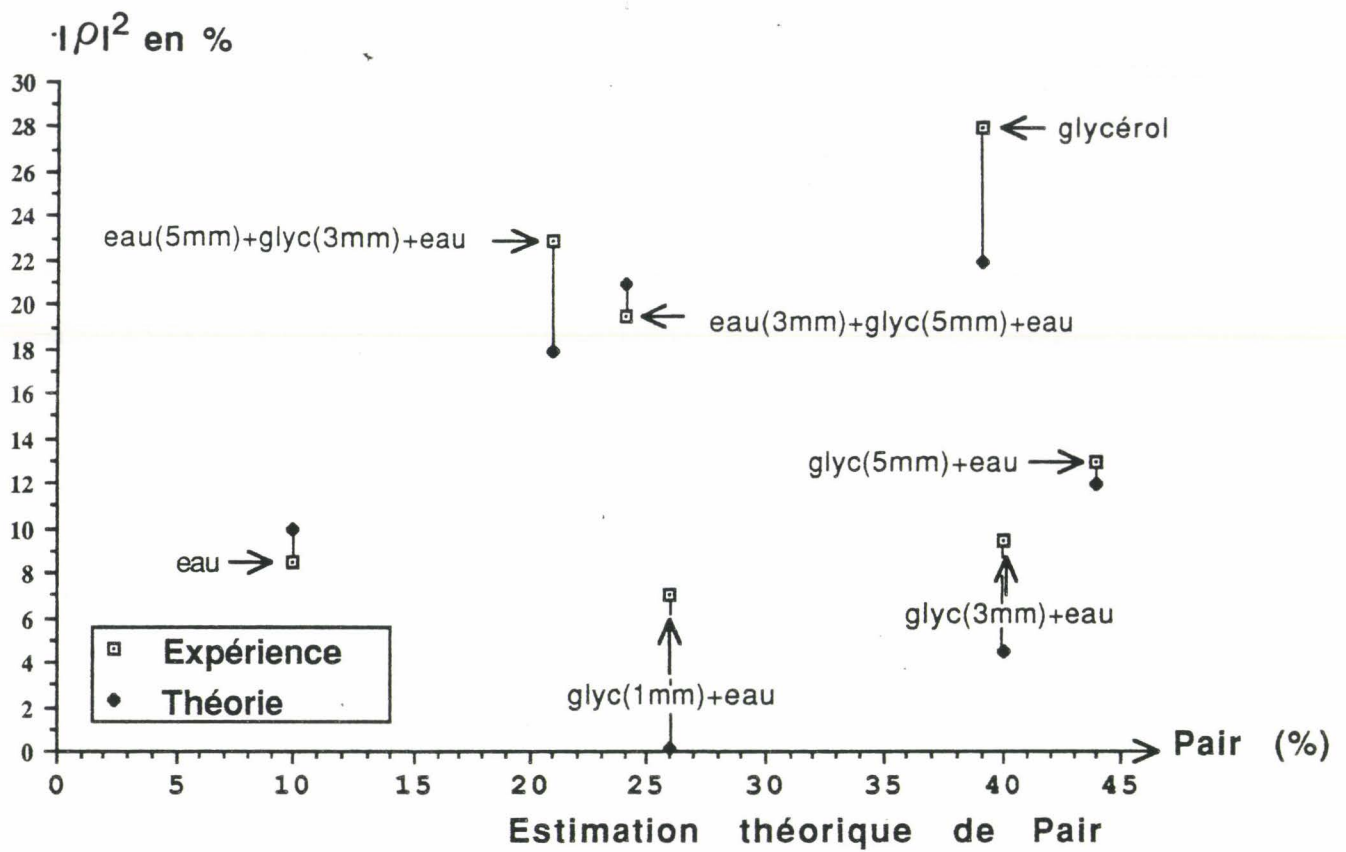


Figure (4.14): Evolutions théoriques et expérimentales à 3 GHz de $|\rho|^2$ fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} associée aux différentes structures.

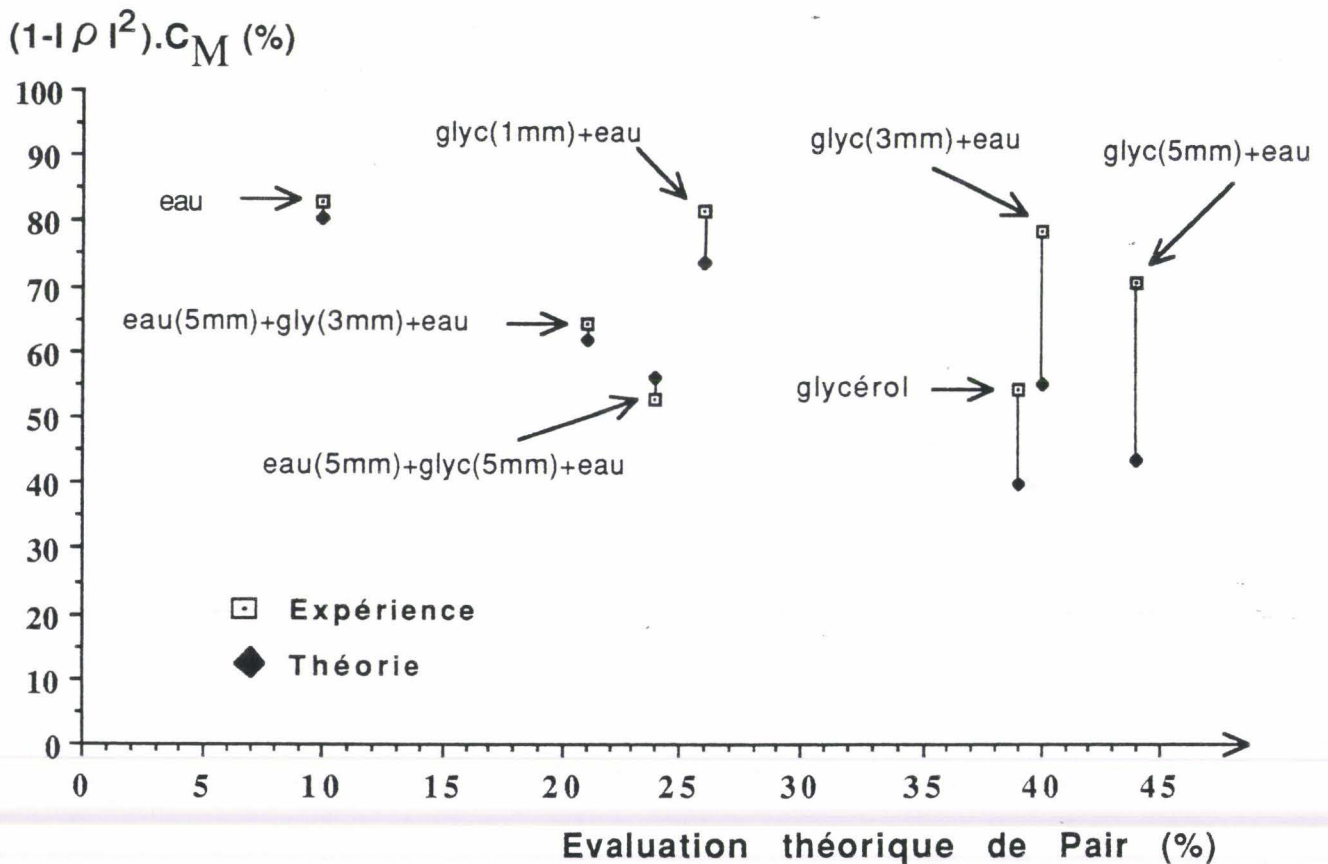


Figure (4.15): Evolutions théoriques et expérimentales à 3 GHz de $(1 - |\rho|^2)C_M$ fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} associée aux différentes structures.

Valeur en %

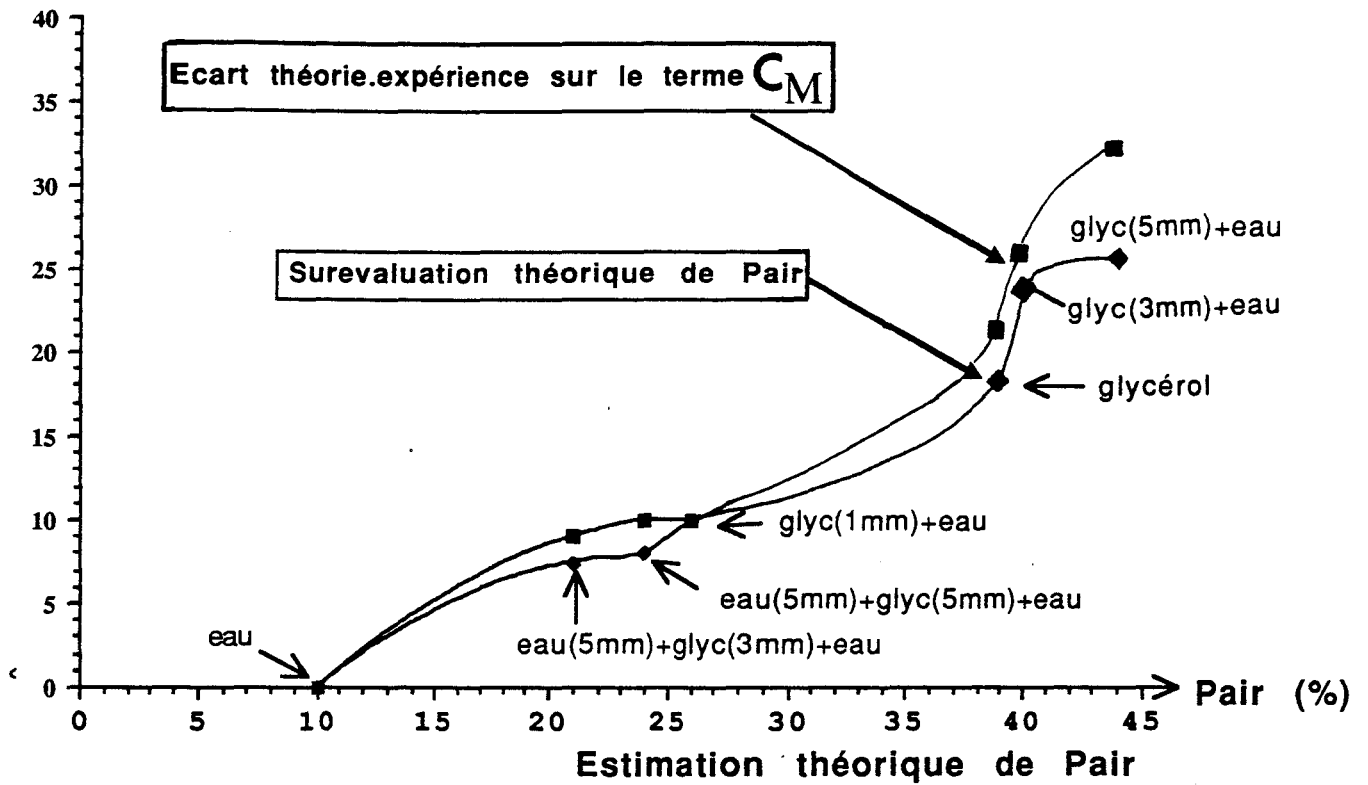


Figure (4.16): Récapitulatif des écarts théorie-expérience sur les termes C_M et P_{AIR} fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} associée aux différentes structures.

Valeur expérimentale de PAIR (%)

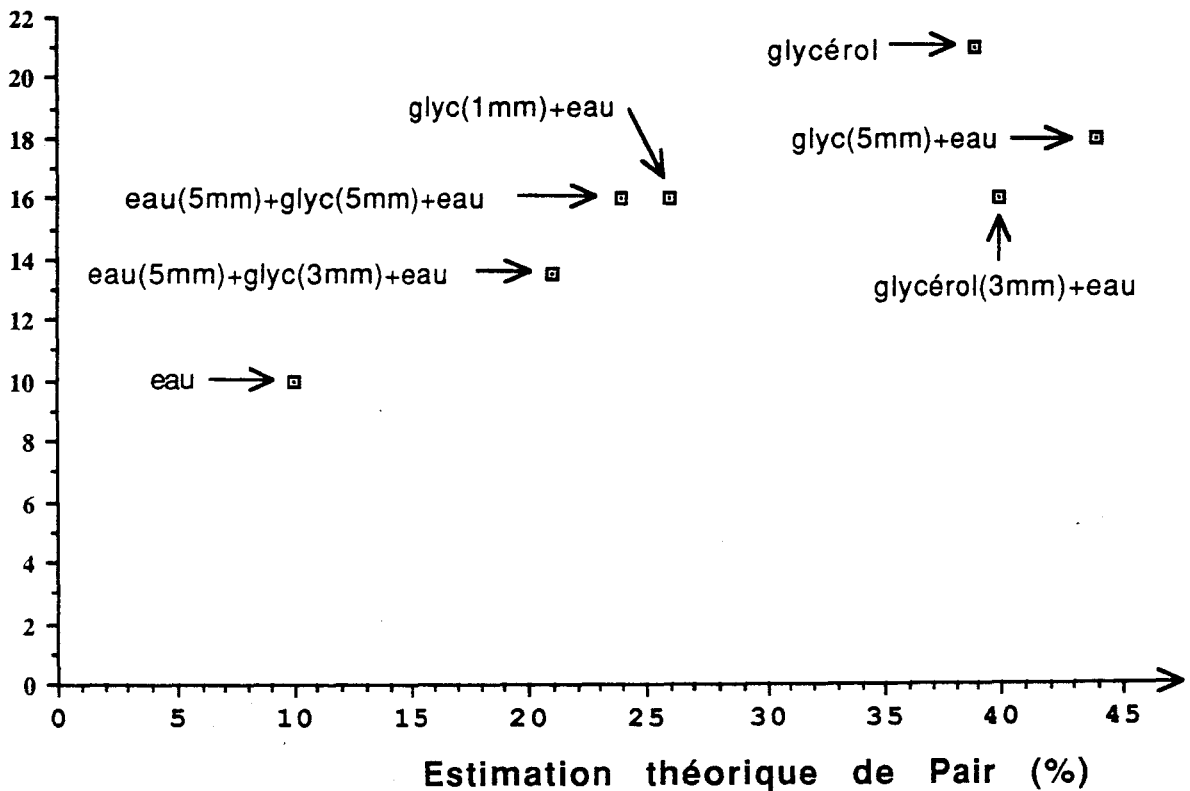


Figure (4.17): Evolution expérimentale de P_{AIR} fonction de l'estimation théorique de P_{AIR} associée aux différentes structures.

Signal radiométrique (mv)

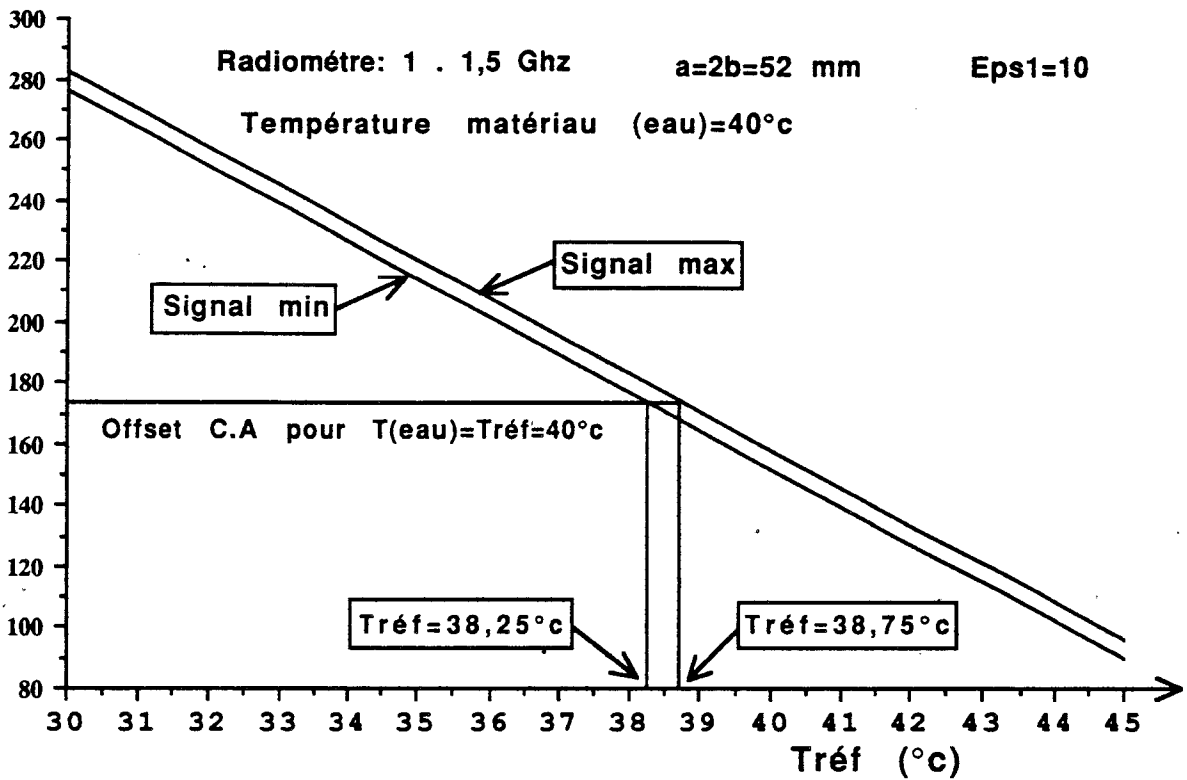


Figure (4.18): Evolution du signal radiométrique pour l'eau à 40° fonction de Tréf.

Signal radiométrique (mv)

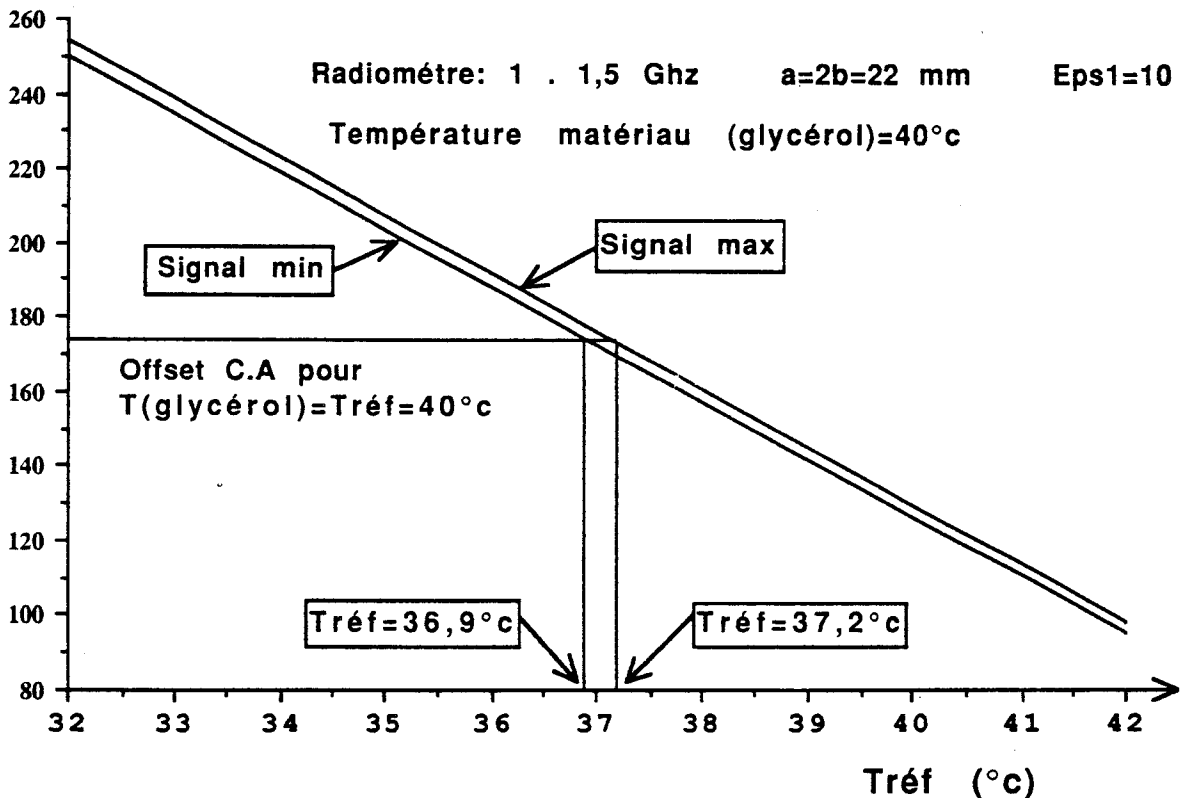


Figure (4.19): Evolution du signal radiométrique pour le glycérol à 40° fonction de Tréf.

que nous avons étudiées à 3 GHz, les valeurs de P_{AIR} sont comprises entre 10% et 21% ; les valeurs extrêmes étant celles de l'eau et du glycérol.

3.4.6 Température équivalente de bruit ambiant T_A

La température de bruit T_A , du milieu ambiant n'est pas forcément identique à la température T_0 du laboratoire mesurée par un thermomètre compte tenu de l'éventuelle présence de sources "plus chaudes" ou "plus froides" dans le diagramme de rayonnement de l'antenne. Les mesures sont réalisées en absence de rayonnements parasites (néons, sources hyperfréquences du laboratoire).

Un premier type de mesure a été effectué dans le laboratoire à l'aide du radiomètre MARMOTTE (bande de fréquences 4,2-4,4 GHz) réalisé par le C.H.S., commandité par le C.N.E.S. pour des mesures d'émissivité, notamment sur la végétation [14]. Ces mesures donnent approximativement $T_A = 23^\circ \text{C} \pm 1^\circ \text{C}$ pour $T_0 = 21,8^\circ \text{C}$.

Une autre mesure de T_A dérive d'une application de la relation (3.27). Pour $T = T_R$, le signal de la charge adaptée vaut A. On retrouve ce même signal pour une sonde au contact d'un milieu dissipatif à la température T à condition que :

$$C_M \left(T - T_R \right) + C_D \left(T_A - T_R \right) = 0 \quad (3.33)$$

d'où une possibilité de déterminer T_A connaissant C_M, C_D, T_R et T . Nous avons appliqué cette remarque à des mesures effectuées sur de l'eau et du glycérol à 1,5 GHz, en relevant respectivement (figures 4.18 et 4.19) l'évolution du signal radiométrique en fonction de T_R . Nous avons considéré ces situations car les résultats théoriques obtenus sont particulièrement bien vérifiés par l'expérience. Pour $T = 40^\circ \text{C}$, nous trouvons :

$24,1 < T_A < 28,6^\circ \text{C}$ à partir des mesures sur l'eau ($T_0 = 21,5^\circ \text{C}$)

$25,5 < T_A < 26,8^\circ \text{C}$ à partir des mesures sur le glycérol ($T_0 = 23^\circ \text{C}$)

Notons aussi que l'on peut modifier T_A et par conséquent ΔS non seulement

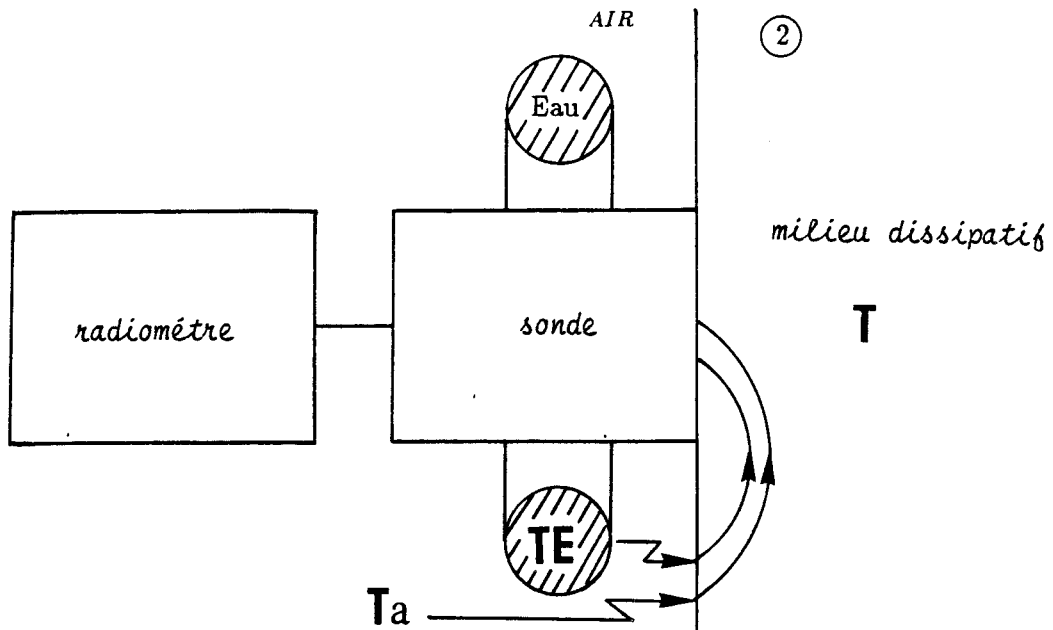


Figure (4.20) : Influence de la température de bruit T_A . Dispositif expérimental avec une circulation d'eau.

Signal de décalage (volt)

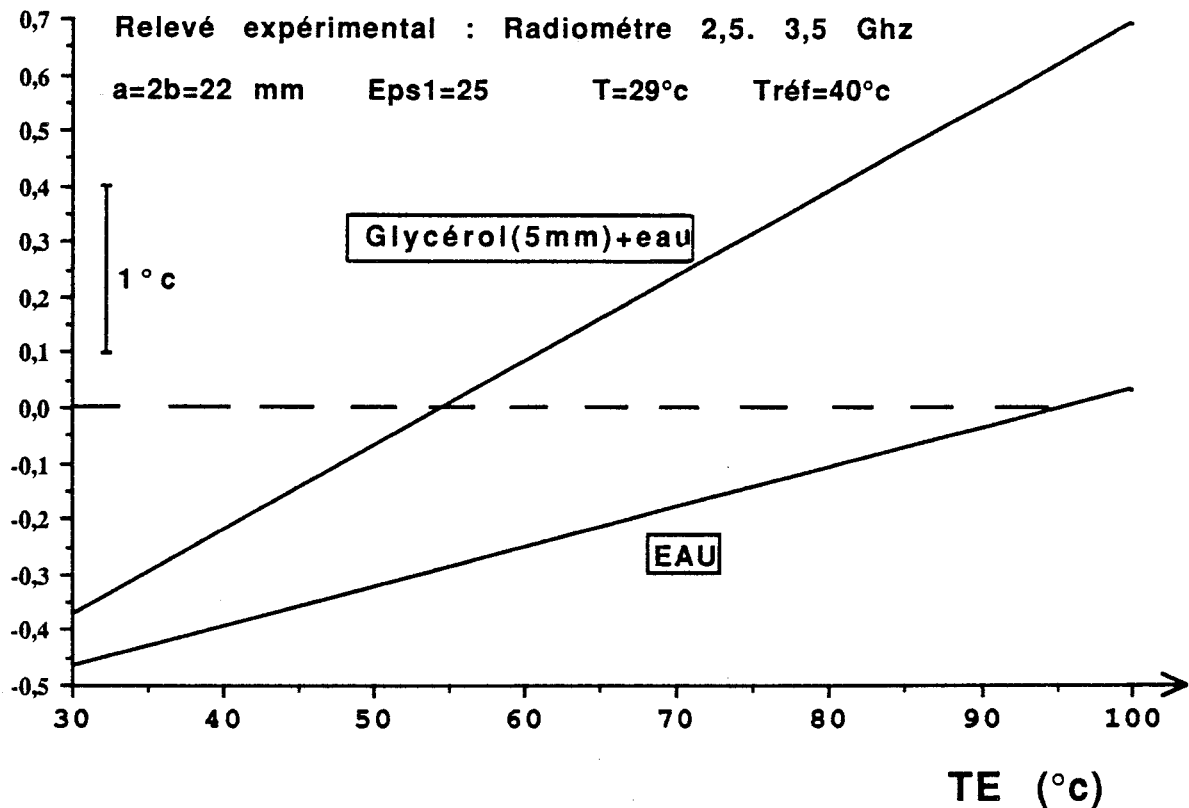


Figure (4.21) : Evolution du signal de décalage pour l'eau et une structure stratifiée glycérol (5mm), eau ; fonction de la température T_E de la circulation d'eau.

par action sur la température ambiante mais aussi en plaçant un matériau dissipatif à température contrôlée autour de l'ouverture du guide. Cette situation est par exemple réalisée avec un tube plastique alimenté par une circulation d'eau à la température T_E (figure 4.20). Nous prenons garde de bien isoler la sonde et particulièrement la transition coaxial-sonde par rapport à la circulation d'eau chaude. Nous montrons en effet que ΔS varie linéairement avec T_E , moins dans le cas d'un matériau homogène très dissipatif (eau), que pour une structure stratifiée (glycérol (5mm), eau) (figure 4.21), compte tenu d'un couplage sur les lobes diffus plus conséquent.

La modélisation de ce phénomène n'est pas envisageable car la distribution des paramètres de couplage C_{iD} associés aux lobes diffus n'est pas connue.

3.4.7 Conclusion

La modélisation et les résultats expérimentaux confirment l'existence, à la fois d'un couplage en champ proche dans le matériau dissipatif et d'un couplage en champ lointain avec le milieu environnant le capteur. Nous confirmons ainsi les conclusions déjà énoncées dans le second chapitre.

La modélisation a donné de bons résultats pour des milieux très dissipatifs tel que l'eau. Pour le cas de milieux moins dissipatifs ou stratifiés, on observe soit un bon accord théorie-expérience (par exemple pour les structures stratifiées eau, glycérol, eau à 3 GHz, ou encore le glycérol à 1,5 GHz), soit une surévaluation des modes rétrogrades lorsque le pourcentage noté P_{AIR} dépasse 25% (par exemple pour les structures stratifiées glycérol-eau à 3 GHz).

En d'autres termes, pour les cas envisagés, les mesures à 1,5 GHz sont toujours en accord avec la théorie ; à 3 GHz l'influence des modes rétrogrades est surévaluée par la théorie pour $P_{AIR} > 25\%$.

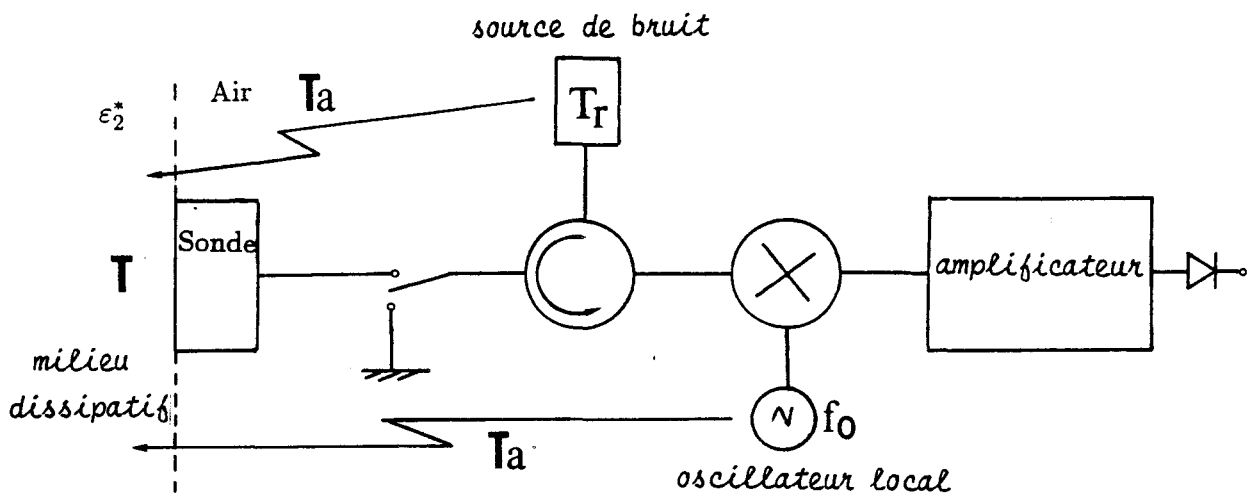


Figure (5.1): Radiomètre hétérodyne à source de bruit de référence.

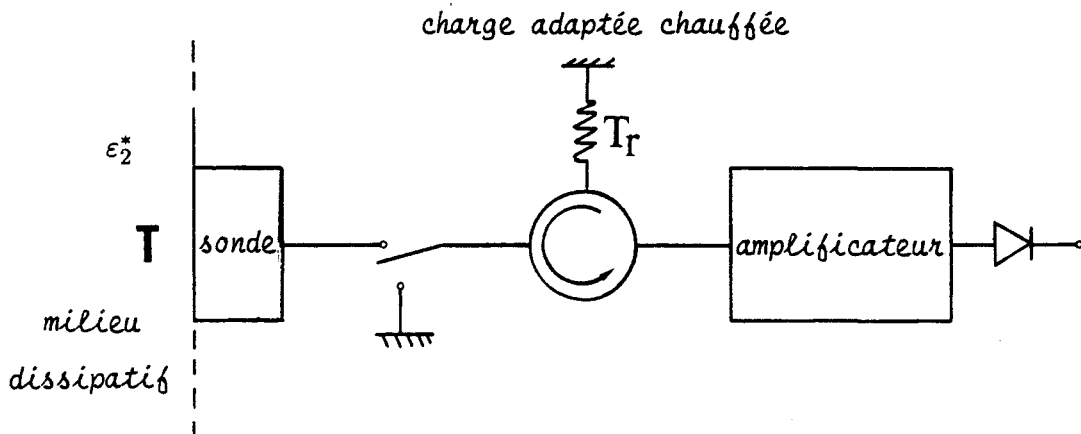


Figure (5.2): Radiomètre à chaîne d'amplification directe et à charge de référence chauffée.

3.5 Procédés d'élimination du signal de décalage ΔS

3.5.1 Introduction

Nous recherchons maintenant comment éliminer le signal de décalage ΔS qui est une cause d'erreur importante pour les cas de matériaux à fort couplage sur les lobes diffus. L'analyse de l'expression littérale de ΔS va nous suggérer des solutions pour ce problème.

Nous avons vérifié expérimentalement l'existence d'un couplage parasite lorsque le radiomètre comporte un oscillateur local (figure 5.1), d'où un décalage supplémentaire qui dépend de la position de la sonde. C'est la raison pour laquelle nous préférons un radiomètre à amplification directe (figure 5.2) à un récepteur hétérodyne (figure 5.1). Une source de bruit mal isolée aurait la même conséquence. L'expression littérale de ΔS met en évidence différents paramètres accessibles à l'expérience :

$$\Delta S = K' C_D \left(T_A - T_R \right) \left(1 - |\rho|^2 \right) \quad (3.34)$$

En principe pour annuler ΔS , il suffit d'annuler :

- soit $(T_A - T_R)$ par action sur T_R ou sur T_A ;
- soit C_D ;
- soit d'essayer de trouver une nouvelle configuration du radiomètre.

3.5.2 Action sur T_R

Cette possibilité est montrée figure 5.3. Une charge adaptée et une sonde appliquée sur le glycérol donnent des réponses $S(T)$ non affectées du décalage ΔS à condition de réaliser $T_R = T_A \# 25^\circ \text{C}$. Ce choix présente l'inconvénient d'imposer T_R , ce qui est incompatible avec l'utilisation du radiomètre dans les applications cliniques où T est voisin de 37°C (méthode de zéro [11]).

Signal radiométrique (mv)

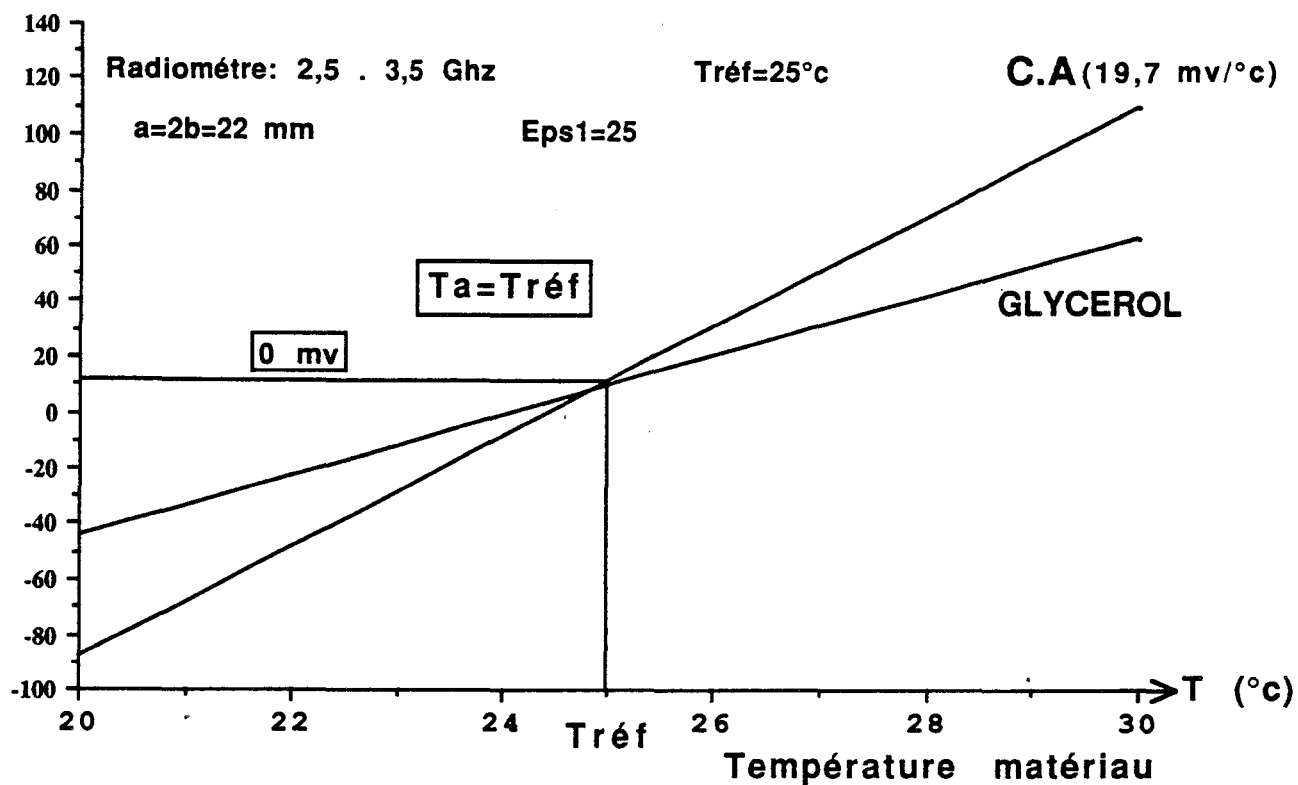


Figure (5.3): Annulation de ΔS par action sur $T_{réf}$; cas du glycérol.

Signal radiométrique (mv)

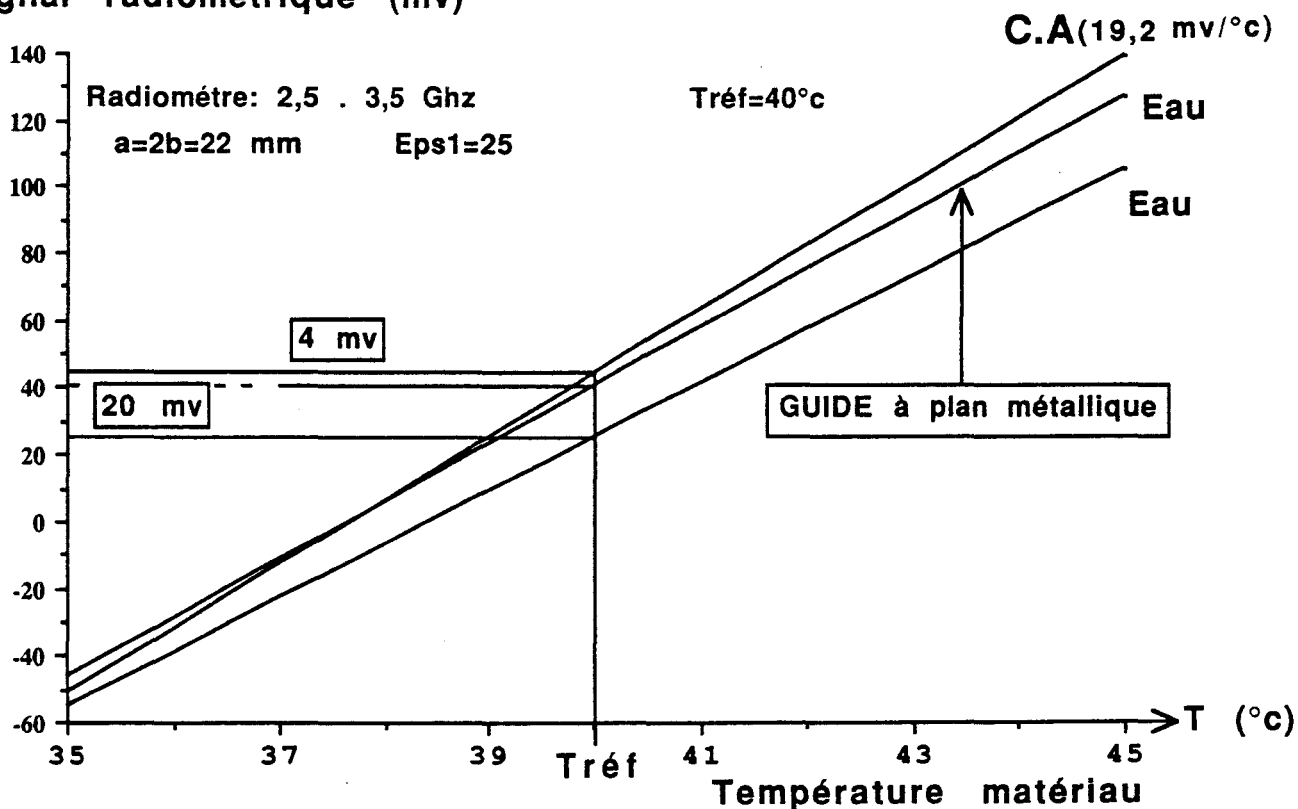


Figure (5.4): Annulation de ΔS par action sur C_D avec un guide à plan de masse métallique; cas de l'eau.

3.5.3 Action sur T_A

On peut penser à créer un bruit ambiant par exemple à l'aide d'une source de bruit associée à une antenne auxiliaire, de façon telle que $T_A = T_R$. Mais ceci n'est pas pratique. Par contre, le fait d'entourer la sonde par un milieu dissipatif (tel montré figure 4.20) porté à une température à déterminer peut être une solution. Dans ce cas un travail de faisabilité reste à faire.

3.5.4 Action sur C_D

Une autre solution consiste à annuler C_D . Cette condition dépend de la sonde. Elle est réalisée, par exemple, par un guide à plan de masse métallique comme le montrent les relevés (figures 5.4 et 5.5). Le premier relevé (figure 5.4) est effectué pour de l'eau avec $T_R = 40^\circ \text{C}$. Nous vérifions que le facteur d'étalonnage est bien égal à $(1 - |\rho|^2)$ soit 0,92 ($C_M = 1$). Comme nous l'avons montré au paragraphe (2.4.4.3) chapitre 2, l'introduction d'un plan de masse métallique dans l'ouverture du guide ne change pas le module du coefficient de réflexion pour l'eau à 3 GHz. Le deuxième relevé (figure 5.5), est réalisé pour un milieu stratifié composé de 1 mm de glycérol, suivi d'eau, pour $T_R = 35^\circ \text{C}$. Dans ce cas, on constate bien que $\Delta S = 0$, cependant les valeurs théoriques et expérimentales du coefficient de réflexion sont ici différentes étant donné que les deux modèles diffèrent et que le milieu est moins dissipatif. La limitation dans le choix géométrique du capteur est donnée par le fait que le système d'imagerie [7][15][16] repose sur une prise d'information simultanée par une multisonde, ce qui interdit l'introduction d'un plan de masse métallique.

3.5.5 Etude préliminaire pour la proposition d'un radiomètre à méthode de zéro et correction de décalage

Afin de laisser le capteur dans son état actuel, nous avons voulu modifier le radiomètre pour voir dans quelle mesure il est possible d'annuler le signal de décalage et d'assurer un mode de fonctionnement compatible avec la méthode de zéro.

Signal radiométrique (mv)

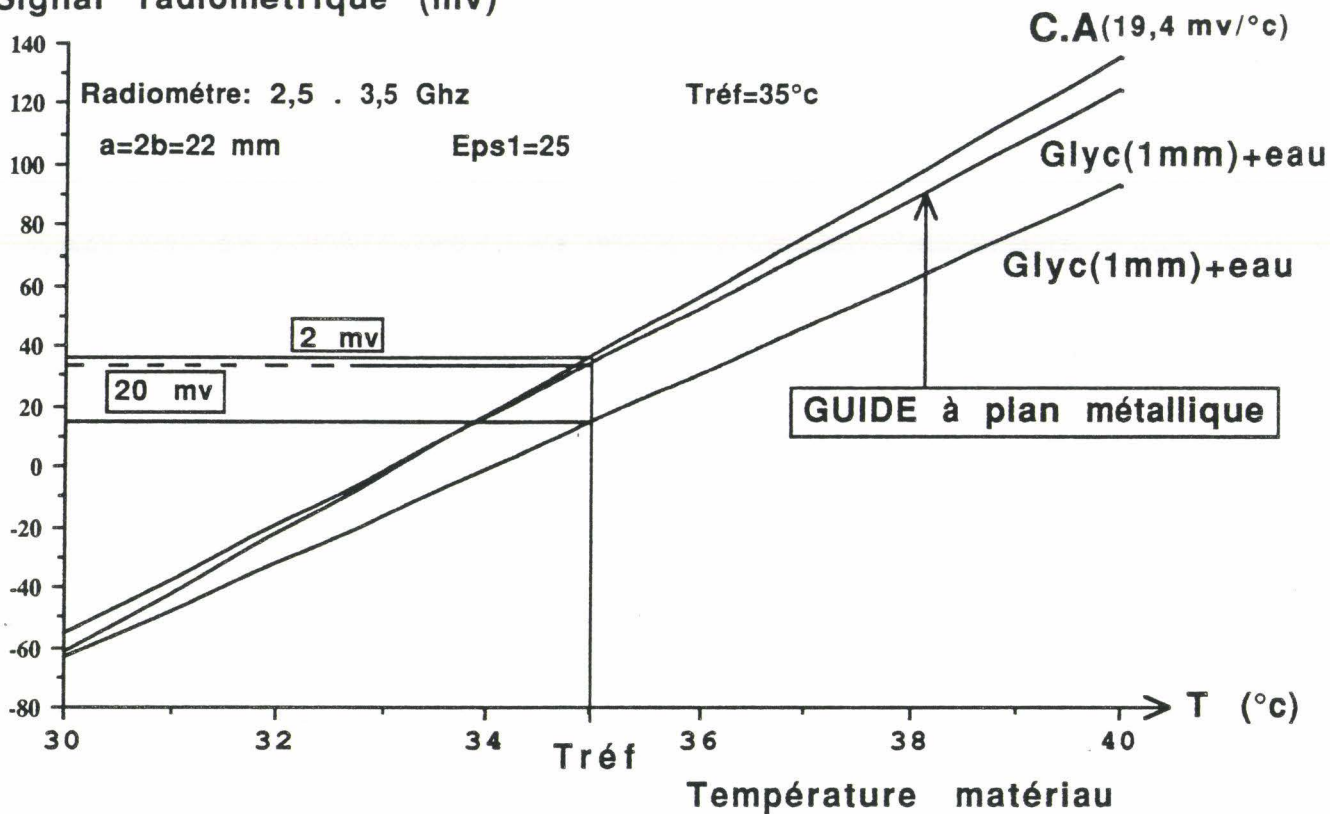


Figure (5.5): Annulation de ΔS par action sur C_D avec un guide à plan de masse métallique; cas d'une structure stratifiée glycérol (1mm), eau.

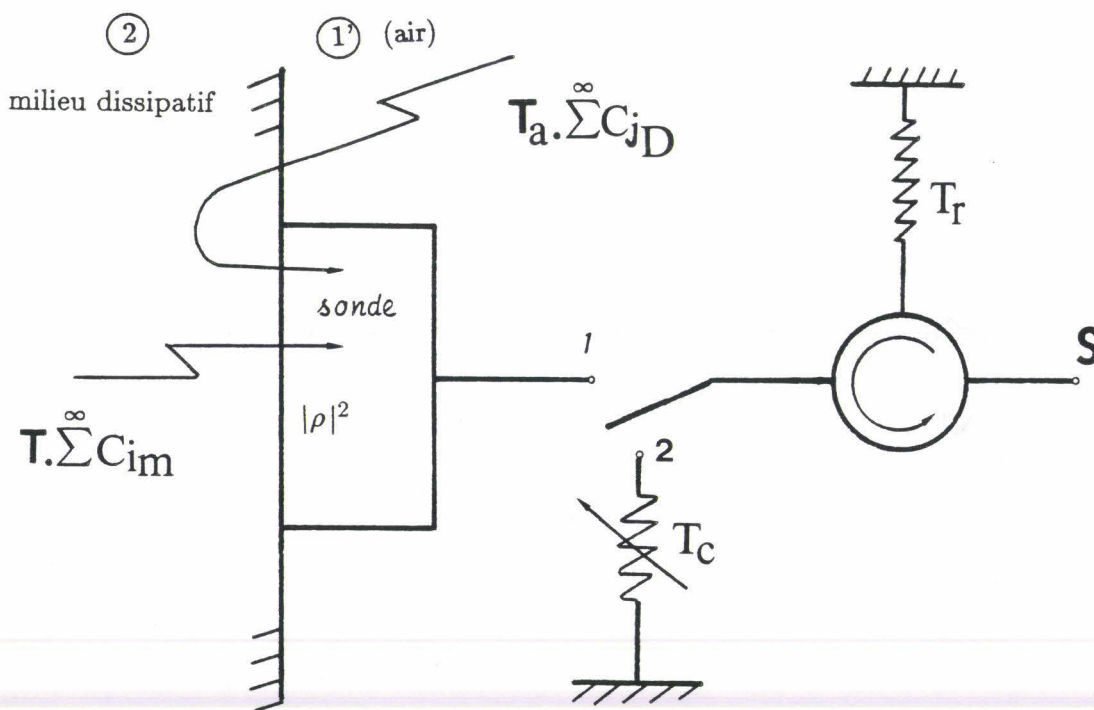


Figure (5.6): Principe d'un radiomètre à correction de décalage compatible avec la méthode de zéro.

3.5.5.1 Principe

La figure 5.6 illustre le procédé. Conjointement avec Ph Waro, nous avons eu l'idée de remplacer le court circuit de la voie 2 par une résistance adaptée portée à la température T_C ajustable.

Les équations s'écrivent :

lorsque l'interrupteur est en position 1, le signal est proportionnel à :

$$S_1 = T_R |\rho|^2 + \left(1 - |\rho|^2\right) T \cdot C_M + \left(1 - |\rho|^2\right) T_A C_D \quad (3.35)$$

En position 2, il devient :

$$S_2 = T_C \quad (3.36)$$

d'où le signal radiométrique total :

$$S = \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T - T_R\right) C_M + \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T_A - T_R\right) C_D - \Delta T_1 \quad (3.37)$$

avec :

$$T_C = T_R + \Delta T_1$$

Si nous disposons d'un modèle identique au milieu sous test, nous réalisons au préalable la condition $T = T_R$. On obtient alors :

$$\Delta S = \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T_A - T_R\right) C_D - \Delta T_1 \quad (3.38)$$

D'où la possibilité d'annuler ΔS par action sur T_C . Ainsi on a :

Signal radiométrique (mv)

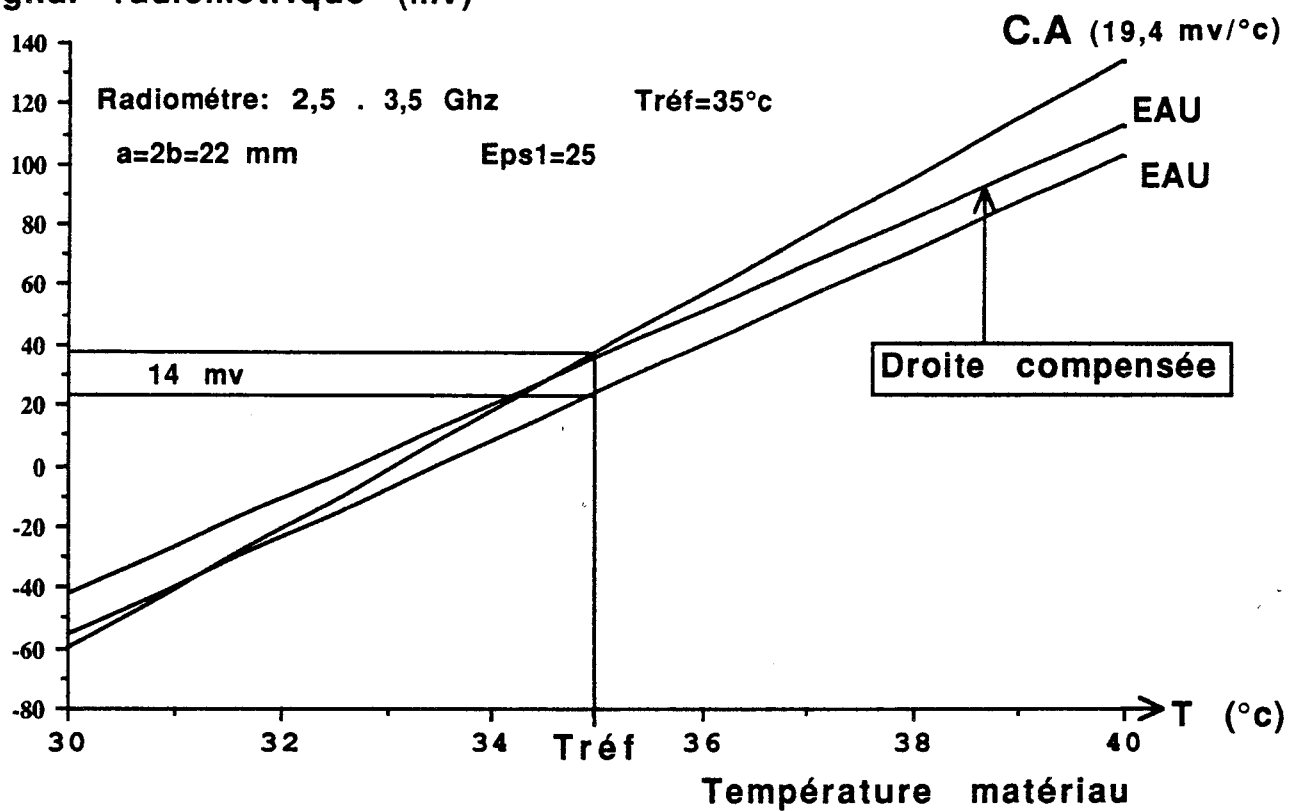


Figure (5.7): Evolution de la droite d'étalonnage compensée pour l'eau.

Signal radiométrique (mv)

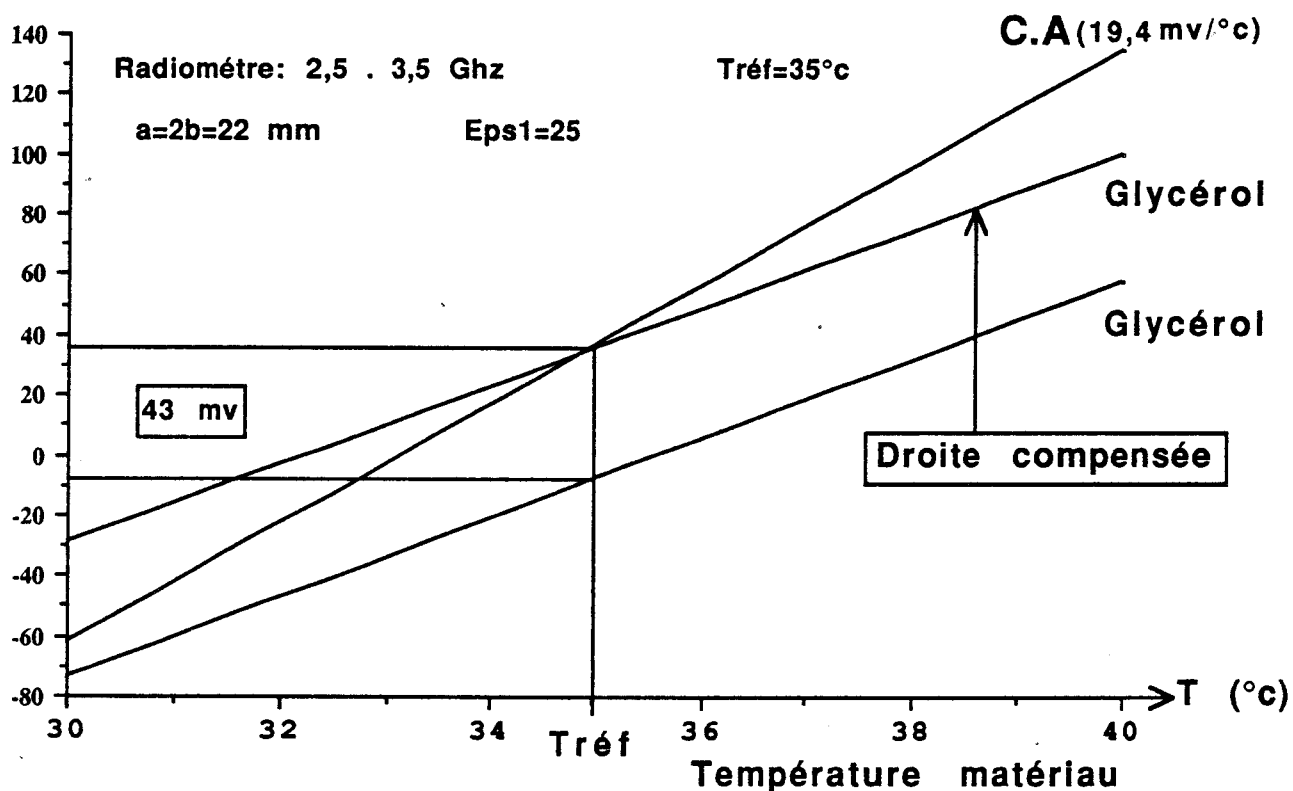


Figure (5.8): Evolution de la droite d'étalonnage compensée pour du glycérol.

$$S = \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T - T_R\right) C_M \quad (3.39)$$

Ce qui revient à une méthode de zéro. Ce procédé repose néanmoins sur l'obligation de disposer d'un modèle identique au milieu à tester, et d'être capable d'en réguler la température.

3.5.5.2 Résultats expérimentaux

Ils sont obtenus par utilisation d'un radiomètre correspondant à la figure 5.6 et par application de la méthode qui vient d'être décrite. Les figures 5.7 et 5.8 donnent l'évolution de la droite d'étalonnage compensée, respectivement pour de l'eau et du glycérol. Nous vérifions que la compensation du signal de décalage $\Delta S = 0$, ne change pas la pente d'étalonnage.

En principe, nous pouvons calculer la température de correction T_C

$$T_C = T_R + \left(1 - |\rho|^2\right) \left(T_A - T_R\right) C_D \quad (3.40)$$

mais seulement dans le cas où les caractéristiques du matériau ($|\rho|^2$ et C_D) et la température T_A sont connues avec précision.

3.5.6 Conclusion

Nous avons montré que plusieurs solutions doivent permettre d'éliminer le signal de décalage ΔS qui risque d'affecter les mesures radiométriques absolues. Néanmoins, dans le cas de l'imagerie clinique où seuls les gradients de température relatifs nous intéressent, le système antérieur reste valable. Des études ultérieures sont nécessaires compte tenu des choix à retenir, si l'on veut réaliser une thermométrie absolue.

3.6 Conclusion

Les études menées dans cette partie montrent que la mesure de température par radiométrie d'un matériau dissipatif n'est quantitative que si l'on tient compte du diagramme de rayonnement du capteur dans sa globalité. Nous avons modélisé correctement le signal radiométrique reçu par notre capteur, dans les limites de validité de la méthode de calcul de champ proche développée au premier chapitre.

L'analyse des résultats montre que l'on peut continuer de mesurer des gradients de températures à condition que la structure sous test et l'environnement ne change pas. La mesure absolue de température comparable à la méthode de zéro pose encore actuellement un certain nombre de problèmes.

Bibliographie

- [1] Y. LEROY, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, B. BOCQUET,
B. DUJARDIN
"Microwave Radiometry for non-invasive thermometry"
Automedica 1987, Vol. 8, pp. 181-202.
- [2] Y. LEROY, J.C. VAN DE VELDE, A. MAMOUNI, J.F. ROCHAS, B. LAPOULE
"Thermométrie de matériaux en nappe par radiométrie microonde".
L'onde électrique, Vol. 67, n° 1, 1987.
- [3] J. MENARD, O. BLONDEL, Y. LEROY, B. BOCQUET, J.C. VAN DE VELDE
"Radiométrie hyperfréquence. Application à la mesure de la température des
enrobés. Essais préliminaires".
Rapport interne CETE Rouen et CHS Lille, Déc. 1987.
- [4] B. BOCQUET
"Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde
- Imagerie thermique; Application en cancérologie.
- Thermométrie en volume."
Thèse de l'Université, Lille I, Janvier 1989.
- [5] A. MAMOUNI
"Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (Thermogra-
phie microonde)"
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.

- [6] D. VANLOOT, M. CHIVE
"Nouveau dispositif électronique de traitement du signal basse fréquence dans les radiomètres à usages médicaux."
L'onde électrique; Vol. 69, n° 5, Sept. Oct. 1989.
- [7] L. ENEL
"Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution à l'étude de faisabilité d'un scanner par T.M.O."
Thèse de 3ième cycle, Lille, 1985.
- [8] LANDAU - LIFCHITZ
"Electrodynamique des milieux continus"
Tome III, Ed. MIR.
- [9] G. BRUHAT
"Cours de physique générale - Thermodynamique"
Masson, 6ième Edition.
- [10] A.T. DE HOOP, G. DE JONG
"Power reciprocity in antenna theory"
Proc. IEE, Vol. 121, n° 1-, October 1974.
- [11] A. MAMOUNI
"Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde)"
Thèse de 3ième cycle, Lille, 1978.
- [12] CH. SEMET
"Etude et réalisation d'un radiomètre multisonde à balayage électronique."
Mémoire CNAM, Lille, 1983.
- [13] F. BUCKLEY, A. MARYOTT
"Table of dielectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions".



- [14] Y.H. KERR, Y. LEROY, J.C. VAN DE VELDE, P. BERKUZZI, L. LAGUERRE,
PH. MAGNE, G. GUYOT, J.P. LAGOUARDE.

"Projet de réalisation d'un radiomètre portable de terrain (MARMOTTE)".

Rapport final: CHS, INRA, LERTS, Novembre 1990.

- [15] L. ENEL, Y. LEROY, J.C. VAN DE VELDE, A. MAMOUNI

"Improved recognition of thermal structures by microwave radiometry."

Electronics Letters, 29th, Vol. 20, n° 7, March 1984.

- [16] B. BOCQUET, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, Y. LEROY

"Imagerie thermique Microonde pour applications en Génie Biomédical"

J.N.M., Nice, 1987.

Chapitre 4

Signaux radiométriques en termes d'excès de température d'objets thermogènes

4.1 Introduction

Dans un souci de disposer de modèles théoriques et expérimentaux analogues à des structures biologiques, après avoir étudié le cas du signal radiométrique produit par un milieu dissipatif isotherme (homogène ou stratifié), nous considérons l'introduction d'objets thermogènes dans ces mêmes milieux. L'objet thermogène étudié a des caractéristiques (température, dimension, profondeur et permittivité complexe) propres à simuler des tumeurs cancéreuses ; pour des raisons de simplification l'objet est rempli d'eau, sa forme cylindrique et sa température 40°C ; le matériau environnant étant à 35°C .

Le problème a déjà été abordé dans le cas de matériaux homogènes fortement dissipatifs (eau) [1] à [4]. Nous passons au cas d'une structure stratifiée. Considérant l'étude comparative de milieux plus ou moins dissipatifs (respectivement eau et glycérol), nous sommes amenés à constater la nécessité d'une prise en compte du couplage sur les lobes diffus déjà évoqués dans les chapitres précédents.

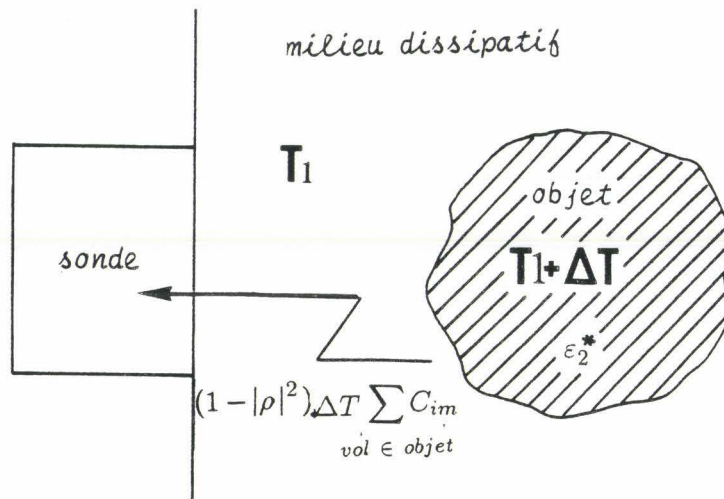


Figure (2.1): Excès de température radiométrique cédé à la sonde par un objet thermogène à la température $T_1 + \Delta T$ situé dans un milieu dissipatif homogène à T_1 .

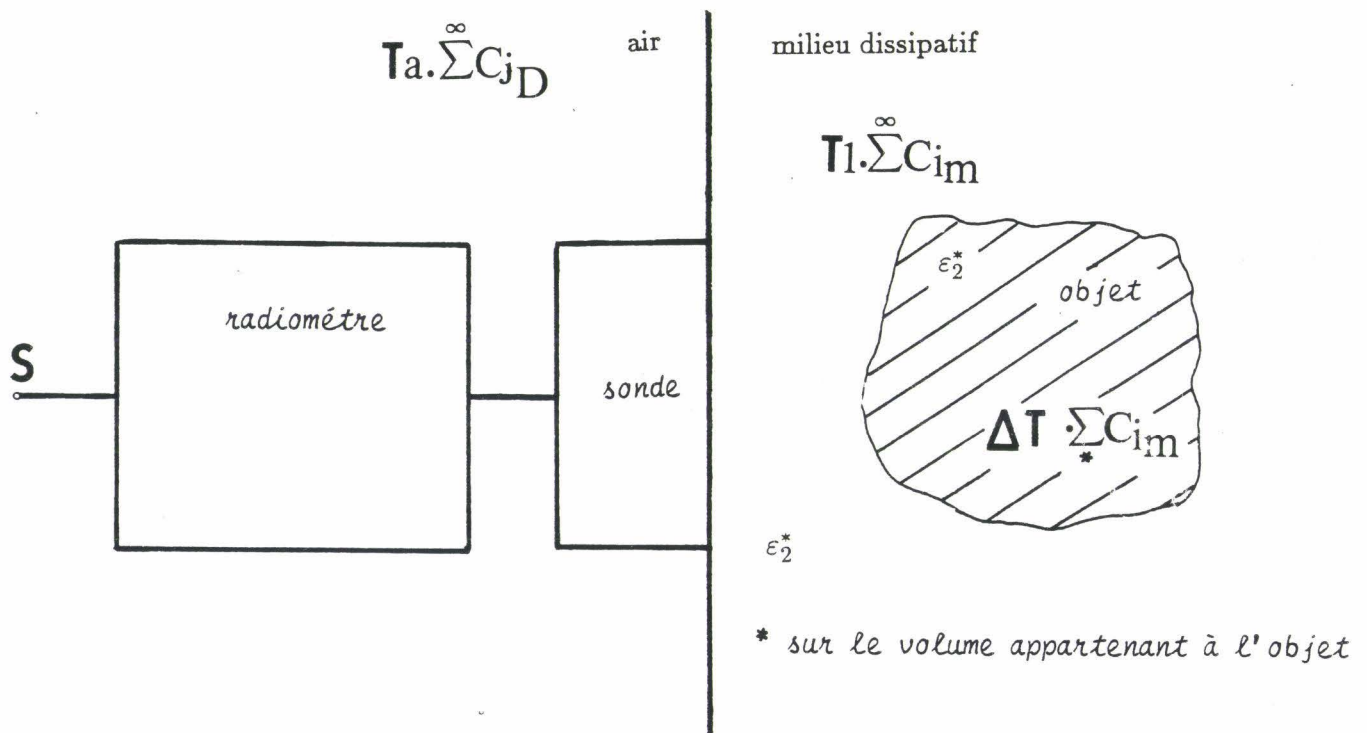


Figure (2.2): Températures de bruit issues des différents volumes couplés à la sonde.

- $T_A C_D$ pour le milieu environnant le radiomètre.
- $T_1 C_M$ pour le milieu dissipatif homogène.
- $\Delta T \sum_{vol \in objet} C_{im}$ pour l'excès de température physique de l'objet thermogène

4.2 Principe de la modélisation des signaux radiométriques en termes d'excès de température

4.2.1 Objet thermogène de même permittivité que le milieu environnant

Un objet thermogène à la température $T_1 + \Delta T$ situé dans un milieu de même permittivité à la température T_1 , produit un signal radiométrique que l'on déduit facilement de l'expression du signal émis par un milieu isotherme (T_1), figure 2.1. Le terme que l'on ajoute à l'expression 3.22 (chapitre 3) correspond à l'élévation de température ΔT dans le volume considéré, soit à $k\Delta f$ près :

$$(1 - |\rho|^2) \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T \quad (4.1)$$

D'après la figure 2.2, le signal en sortie du radiomètre s'écrit :

$$S = (1 - |\rho|^2) \left[C_M (T_1 - T_R) + \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T + C_D (T_A - T_R) \right] \quad (4.2)$$

soit :

$$S = (1 - |\rho|^2) \left[C_M (T_1 - T_R) + \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T \right] + \Delta S \quad (4.3)$$

$$\text{avec } \Delta S = (1 - |\rho|^2) C_D (T_A - T_R) \quad (4.4)$$

et T_R la température de référence du radiomètre.

Comme dans des études antérieures [3][4], nous considérons des objets thermogènes de forme cylindrique (diamètre D), d'axe parallèle à Oz , situés à une profondeur Z , figure 2.3. L'échauffement ΔT de l'objet produit un accroissement du signal radiométrique de :

$$\delta S(D, Z) = (1 - |\rho|^2) \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T \quad (4.5)$$

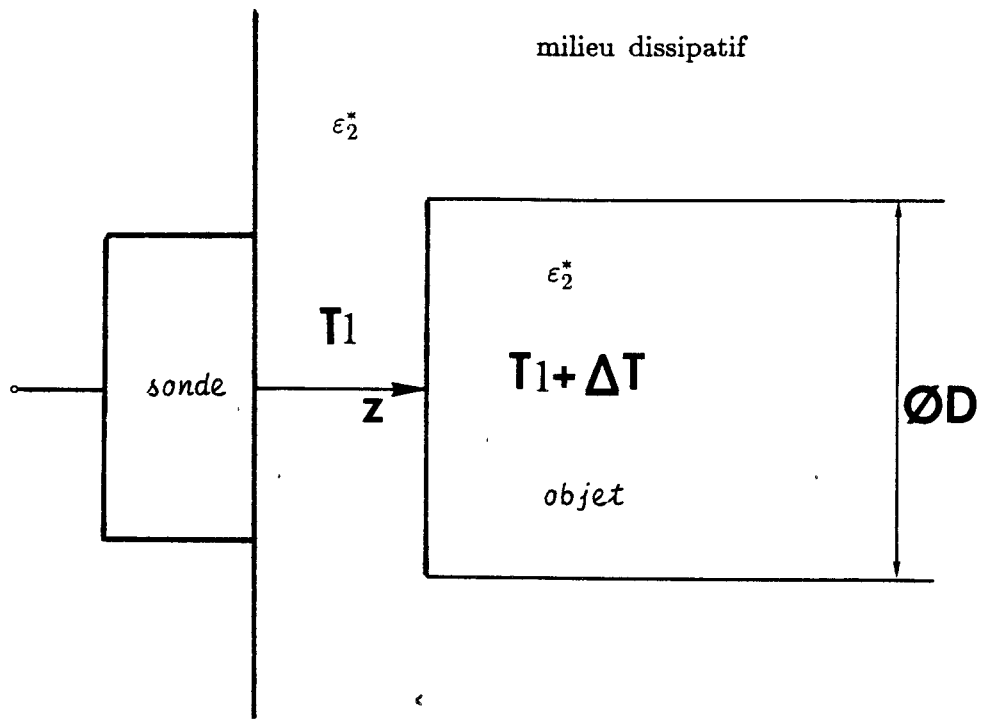


Figure (2.3) : Représentation de l'objet cylindrique de diamètre D situé à une profondeur Z de la sonde.

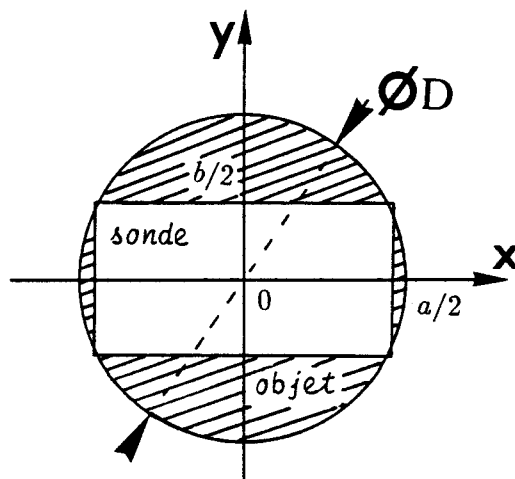


Figure (2.4) : Positionnement de l'objet par rapport à la sonde pour un accroissement δS maximal.

δS est maximal lorsque les axes de l'objet thermogène et de la sonde (0z) sont confondus (figure 2.4). Nous poursuivons ici l'étude de cette situation.

Au cours d'études antérieures [3][4], le signal radiométrique a été traduit en termes d'excès de température de bruit ΔT_m que l'on identifie à la température de bruit d'une charge adaptée. D'après cette définition, l'excès de température de bruit se déduit de l'expression 4.5 :

$$\Delta T_{m_1} = (1 - |\rho|^2) \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T \quad (4.6)$$

Etant donné l'existence des lobes diffus, d'où $\sum_1^\infty C_{im} < 1$, les quantités $\frac{\Delta T_{m_1}}{\Delta T}$ ainsi définies correspondant à des matériaux différents, ne sont pas comparables entre elles ; compte tenu de valeurs différentes à la fois pour $|\rho|^2$, C_M et donc C_D .

C'est pourquoi nous utilisons une autre définition de l'excès de température de bruit de l'objet, soit ΔT_{m_2} , qui réfère à la température de bruit correspondant à un échauffement homogène du matériau.

On traduit cette définition par :

$$(1 - |\rho|^2) C_M \Delta T_{m_2} = (1 - |\rho|^2) \sum_{Vol \in objet} C_{im} \Delta T \quad (4.7)$$

soit :

$$\Delta T_{m_2} = \frac{\sum_{Vol \in objet} C_{im}}{C_M} \Delta T \quad (4.8)$$

Il est évident que ces deux définitions sont équivalentes en absence de lobes diffus et lorsque l'émissivité est proche de 1. C'est pratiquement le cas pour un milieu très dissipatif (eau) pour lequel des relevés effectués à deux fréquences (1,5 GHz et 3 GHz)

et pour différents diamètres d'objets ont déjà conduit à une méthode d'inversion [3][5].

Notons aussi, que les définitions ΔT_{m_1} et ΔT_{m_2} vont généralement intervenir de façons différentes dans la définition de la visibilité radiométrique d'un objet thermique.

C'est la deuxième définition que nous considérons dans ce qui suit ($\Delta T_m = \Delta T_{m_2}$).

Dans l'étude expérimentale, nous considérons les signaux $S(D, Z)$ et $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ que nous commentons maintenant. Si l'on appelle comme suit les différents signaux :

- Milieu isotherme à T_1 (sans objet) :

$$S_1 = (1 - |\rho|^2) C_M \cdot \Delta T_1 + \Delta S \quad (4.9)$$

$$\text{avec } \Delta T_1 = T_1 - T_R$$

- Milieu isotherme à $T_1 + \Delta T$ (sans objet) :

$$S_2 = (1 - |\rho|^2) C_M \cdot (\Delta T_1 + \Delta T) + \Delta S \quad (4.10)$$

- Milieu isotherme à T_1 avec l'objet (D, Z) à $T_1 + \Delta T$:

$$S_{(Z)} = (1 - |\rho|^2) C_M \cdot (\Delta T_1 + \Delta T_m) + \Delta S \quad (4.11)$$

sachant que :

$$C_M \Delta T_m = \sum_{V_{oi} \in \text{objet}} C_{im} \Delta T \quad (4.12)$$

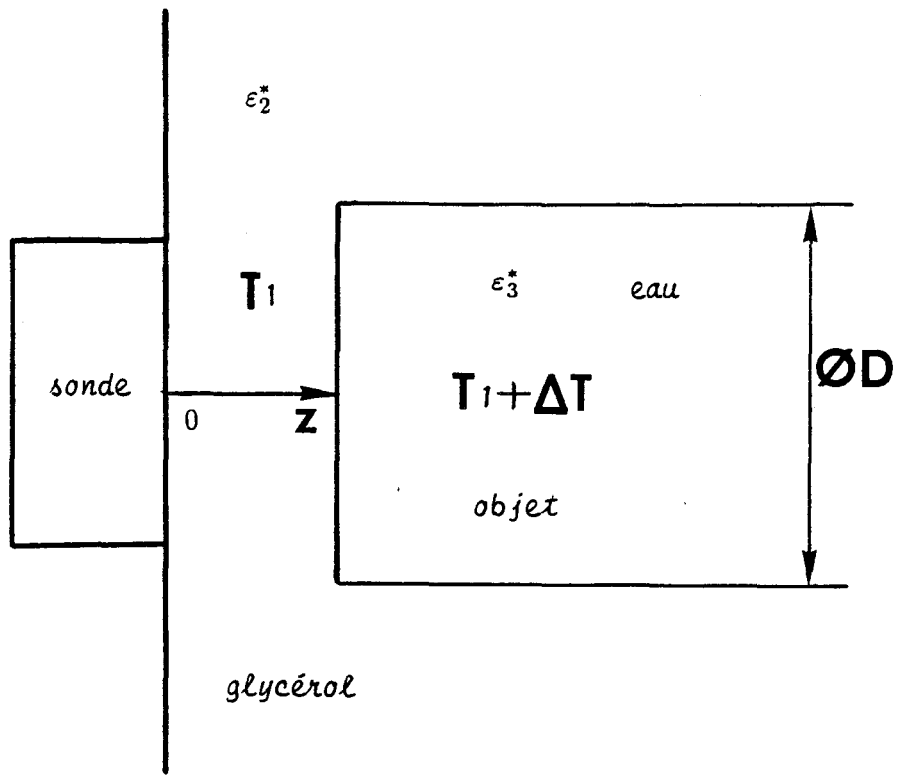


Figure (2.5): Premier cas de structure où l'objet thermogène présente une permittivité différente de celle du milieu environnant.

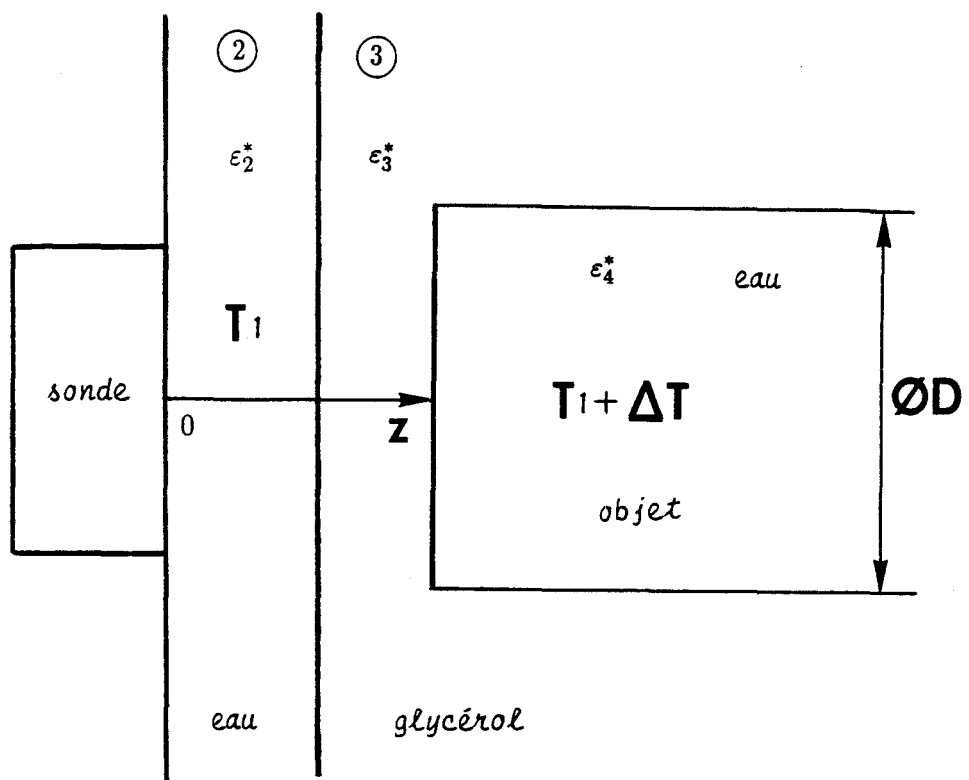


Figure (2.6): Deuxième cas de structure où l'objet thermogène présente une permittivité différente de celle du milieu environnant.

L'excès de température rapporté au gradient de température de l'objet est donné par :

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(Z, D) = \frac{S(Z, D) - S_1}{S_2 - S_1} \quad (4.13)$$

Le fait de travailler sur des valeurs relatives $S_2 - S_1$, et $S(D, Z) - S_1$, rend transparent le signal de décalage ΔS , d'où une expression identique aux publications antérieures [1] à [4].

4.2.2 Objet thermogène de permittivité différente de celle du milieu environnant

La situation est plus complexe lorsque l'objet thermogène a une permittivité différente de celle du milieu environnant. Nous avons considéré deux situations : l'objet (cylindre rempli d'eau) se trouve soit dans le glycérol (figure 2.5), soit dans une structure bicouche eau-glycérol (figure 2.6). Dans ces cas, les termes $|\rho|$, C_M , C_D dépendent à la fois des permittivités et de la géométrie de l'ensemble de la structure, soit du diamètre D de l'objet et de sa position Z . Ainsi l'équation (4.2) établie pour les milieux homogènes devient :

$$S(Z) = (1 - |\rho|_{(Z)}^2) \left[C_M(Z) \Delta T_1 + \sum_{Vol \in objet} C_{im}(Z) \Delta T + C_D(Z) (T_A - T_R) \right] \quad (4.14)$$

soit encore :

$$S(Z) = (1 - |\rho|_{(Z)}^2) C_M(Z) (\Delta T_1 + \Delta T_{m(z)}) + \Delta S_{(Z)} \quad (4.15)$$

avec $|\rho|_{(Z)}^2$, $C_{M(Z)}$ et $\Delta T_{m(z)}$ les valeurs de $|\rho|^2$, C_M et ΔT_m correspondant à l'objet situé à la profondeur Z et de diamètre D .

Ici aussi nous présentons les résultats sous la forme :

$$S(Z, D) \text{ et } \frac{\Delta T_m}{\Delta T}(Z, D)$$

le relevé expérimental du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(Z, D)$ est effectué de la manière suivante :

- Milieu isotherme à T_1 , sans l'objet (ou rejeté à l'infini).

$$S_1 = \left(1 - |\rho|_{(Z=\infty)}^2\right) C_{M(Z=\infty)} \Delta T_1 + \Delta S_{(Z=\infty)} \quad (4.16)$$

- Milieu isotherme à $T_1 + \Delta T$, sans l'objet (ou rejeté à l'infini).

$$S_2 = \left(1 - |\rho|_{(Z=\infty)}^2\right) C_{M(Z=\infty)} (\Delta T_1 + \Delta T) + \Delta S_{(Z=\infty)} \quad (4.17)$$

L'excès de température rapporté au gradient de température de l'objet est accessible à partir du rapport relevé expérimentalement :

$$H(Z, D) = \frac{S(Z, D) - S_1}{S_2 - S_1} \quad (4.18)$$

Après mise en forme, il s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_{m(Z,D)}}{\Delta T} &= \frac{\left(1 - |\rho|_{(Z=\infty)}^2\right) \left[H(Z, D) C_{M(Z=\infty)} \Delta T + C_{M(Z=\infty)} \Delta T_1 \right] + \Delta S_{(Z=\infty)}}{\left(1 - |\rho|_{(Z)}^2\right) C_{M(Z)} \Delta T} \\ &\quad - \frac{\left(1 - |\rho|_{(Z)}^2\right) C_{M(Z)} \Delta T_1 + \Delta S(Z)}{\left(1 - |\rho|_{(Z)}^2\right) C_{M(Z)} \Delta T} \end{aligned} \quad (4.19)$$

L'expression théorique est toujours donnée par :

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(Z, D) = \frac{\sum_{Vol \in objet} C_{im}(Z)}{C_M(Z)} \quad (4.20)$$

Contrairement aux milieux homogènes ΔS dépend de z , d'où une équation (4.19) très complexe. Pour reconstituer le signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(z)$, il faut donc recalculer la carte tridimensionnelle des $C_{im,z}$ pour chaque position z de l'objet.

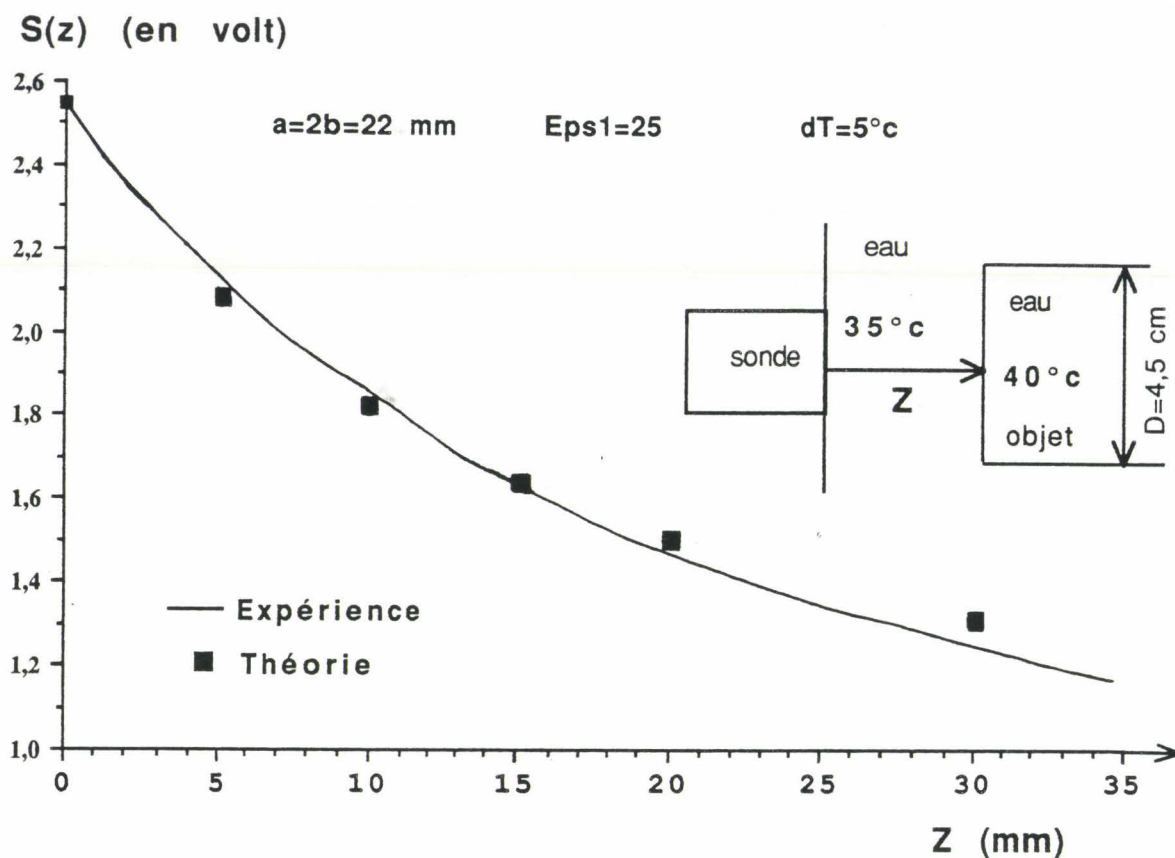


Figure (3.1): Evolutions des signaux théoriques et expérimentaux $S(z)$ pour l'eau, fonction de la profondeur Z de l'objet.

Signal radiométrique dT_m/dT (Z,D)

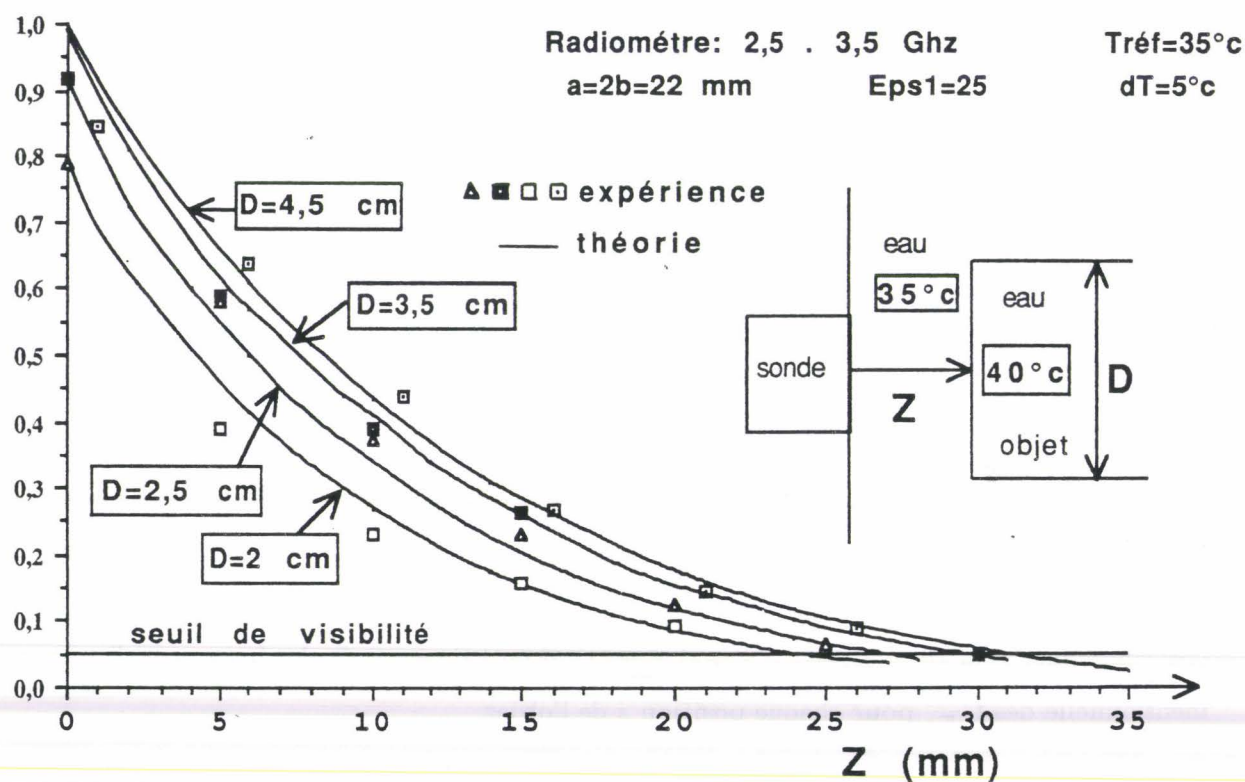


Figure (3.2): Evolution du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(Z)$ pour l'eau.

4.2.3 Conclusion

Cette étude montre qu'il est possible théoriquement de reconstituer le signal radiométrique en terme d'excès de température pour n'importe quelle structure, à condition de connaître les paramètres $C_{im}(z)$, $C_D(z)$, $(1 - |\rho|^2(z))$ (et bien sûr T_A). Les vérifications expérimentales suivantes donnent les domaines de validité des paramètres $C_{im}(z)$, $C_D(z)$, $(1 - |\rho|^2(z))$, calculés à partir de notre méthode développée au premier chapitre. Elles permettent également de valider les nouvelles expressions du signal radiométrique $\Delta T_m(z)/\Delta T$.

4.3 Objets thermogènes de même permittivité que le milieu environnant ; comparaison théorie-expérience

De même que lors des expériences du troisième chapitre, la géométrie des structures et la position de l'objet sont connues à ± 1 mm ; les températures du dispositif sont stabilisées à $\pm 1^\circ \text{C}$. Nous avons déjà remarqué au troisième chapitre, la difficulté à réaliser un asservissement homogène en température des couches de glycérol. Dans les manipulations qui suivent, le radiomètre a une bande passante 2,5 - 3,5 GHz, une sonde de caractéristiques $\epsilon_1 = 25$, $a = 2b = 22$ mm. Les permittivités diélectriques complexes de l'eau et du glycérol à 35°C sont respectivement de $73,6 + j 8,4$ et $6 + j 0,8$ à 3 GHz [6].

4.3.1 Milieux homogènes

L'objet étant constitué du même matériau que le bain environnant, seul le terme $\delta S(D, z)$ équation (4.5) dépend de D et Z . Nous présentons (figure 3.1) l'évolution du signal $S(z)$ dans le cas de l'eau pour un objet de diamètre 4,5 cm ainsi que les valeurs calculées. Ce matériau va servir d'élément de référence.

La figure (3.2) donne les valeurs $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}$ fonction de Z pour $D = 2; 2,5; 3,5; 4,5$ cm, comparées aux résultats calculés. Nous vérifions des résultats déjà publiés [1] à [4]. Nous avons déterminé expérimentalement la quantité $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(z)$ (équation 4.13) à

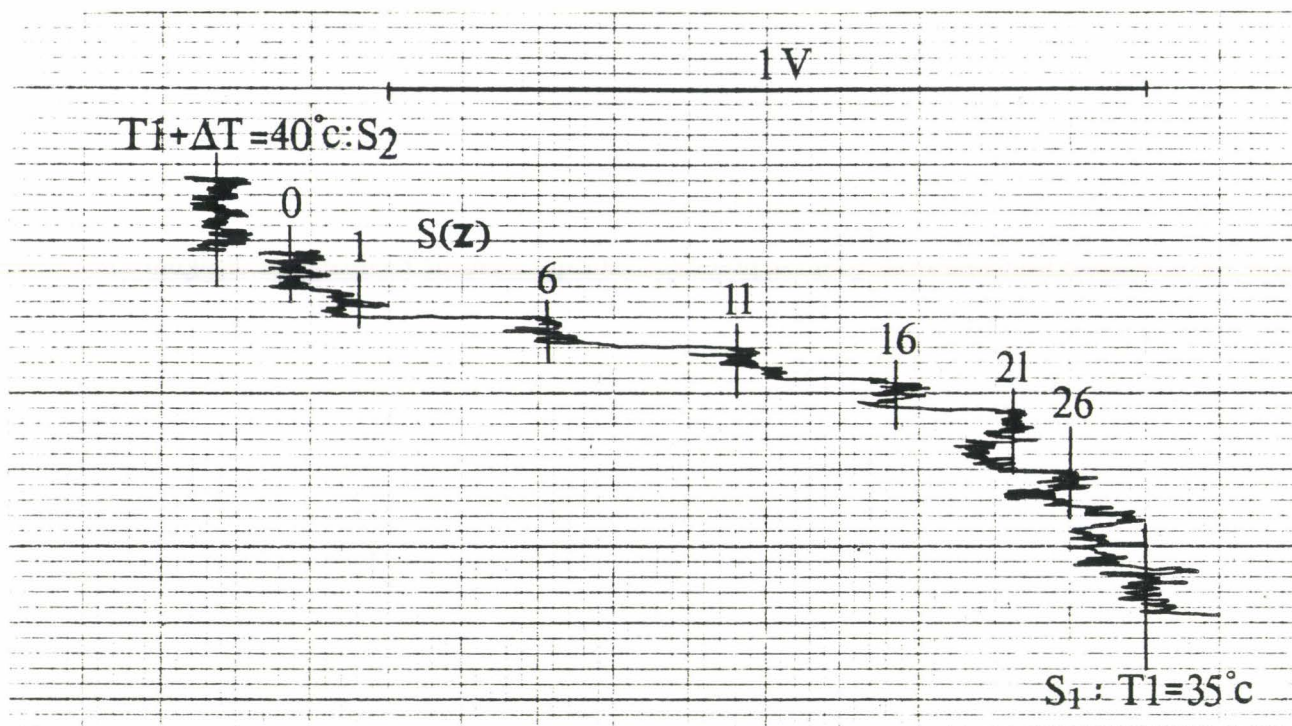


Figure (3.3): Relevé expérimental pour l'eau des signaux radiométriques S_1, S_2 et $S(z)$; pour $D = 4,5$ cm et les profondeurs d'objet 0, 1, 6, 11, 16, 21, 26 mm.

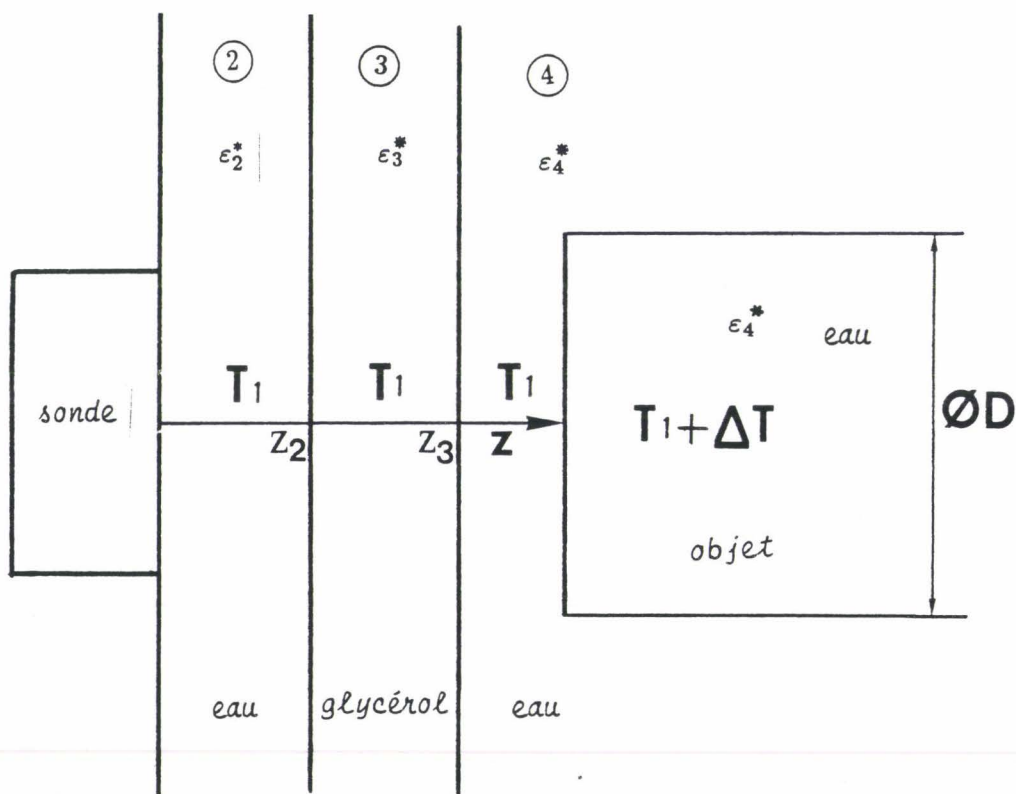


Figure (3.4): Structure multicouche dans laquelle l'objet est de même permittivité que le milieu.

partir de mesures données (figure 3.3) qui présentent les signaux S_1, S_2 (étalonnage du système par rapport au liquide) et $S(z)$ pour $Z = 0, 1, 6, 11, 16, 21, 26$ mm (pour $D = 4,5$ cm).

D'après ce qui précède, on a :

$$S_2 - S_1 = K' (1 - |\rho|^2) C_M \Delta T \quad (4.21)$$

avec K' coefficient de calibration d'une charge adaptée défini au paragraphe (3.4.2) chapitre 3. La mesure donne $S_2 - S_1 = 1,23$ volt (figure 3.3). On a par ailleurs $K' = 0,307$ V/°C et $\Delta T = 5$ °C le calcul nous donne $(1 - |\rho|^2) = 0,91$ et $C_M = 0,89$ pour l'eau à 35 °C ($f = 3$ GHz) d'où

$$S_2 - S_1 = 1,24v$$

soit un excellent accord avec l'expérience.

4.3.2 Etude des milieux stratifiés

Ici aussi, l'objet présente la même permittivité que le milieu où il est situé (figure 3.4). Nous le considérons dans la couche la plus éloignée de la sonde.

4.3.2.1 Structure à faible couplage sur les lobes diffus

L'évolution des signaux théoriques et expérimentaux $S(z)$ sont donnés (figure 3.5), pour une structure eau (5 mm), glycérol (2mm), eau et un objet de diamètre 4,5 cm. Ils sont comparés au cas de l'eau. Les résultats théoriques et expérimentaux sont en accord et vérifient nos conclusions antérieures.

4.3.2.2 Structure à fort couplage sur les lobes diffus

Les structures étudiées glycérol-eau ont ici une première couche peu absorbante. Nous donnons les valeurs $S(z)$ théoriques et expérimentales pour une structure glycérol (3mm), eau (figure 3.6). Le désaccord provient d'une surestimation par la théorie du

$S(z)$ (volt)

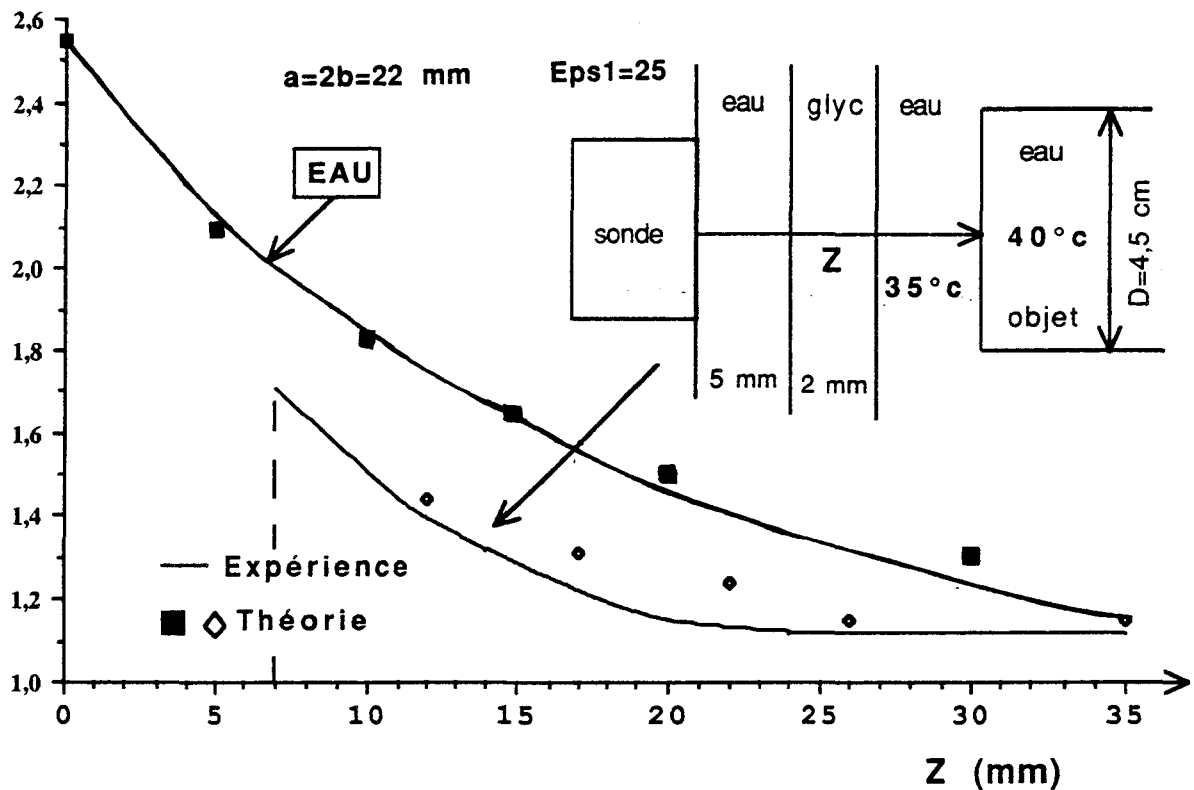


Figure (3.5): Evolution des signaux $S(z)$ théoriques et expérimentaux pour une structure eau (5 mm), glycérol (2mm), eau ; fonction de la profondeur Z de l'objet.

$S(z)$ (volt)

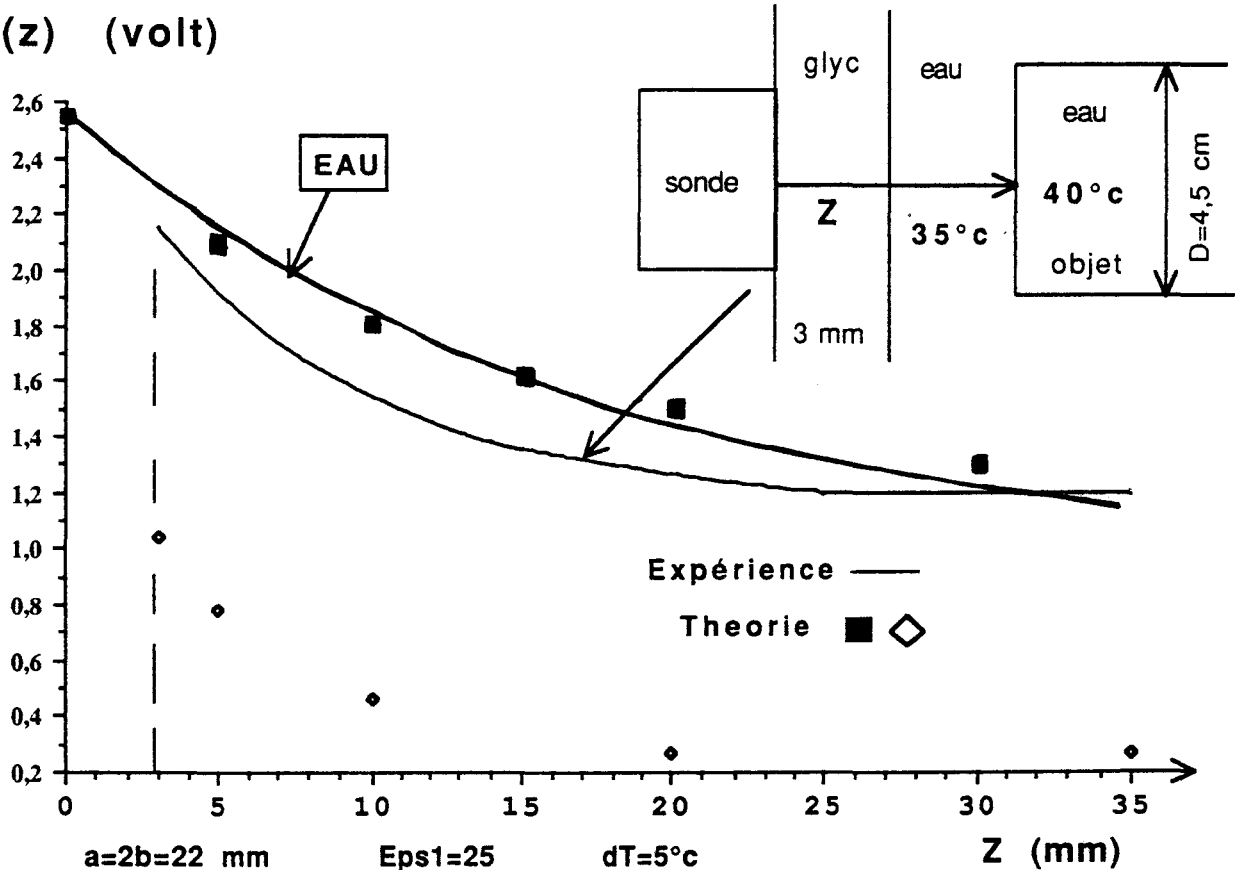


Figure (3.6): Evolution des signaux $S(z)$ théoriques et expérimentaux pour une structure glycérol (3mm), eau ; fonction de la profondeur Z de l'objet.

Signal radiométrique dT_m/dT (Z,D)

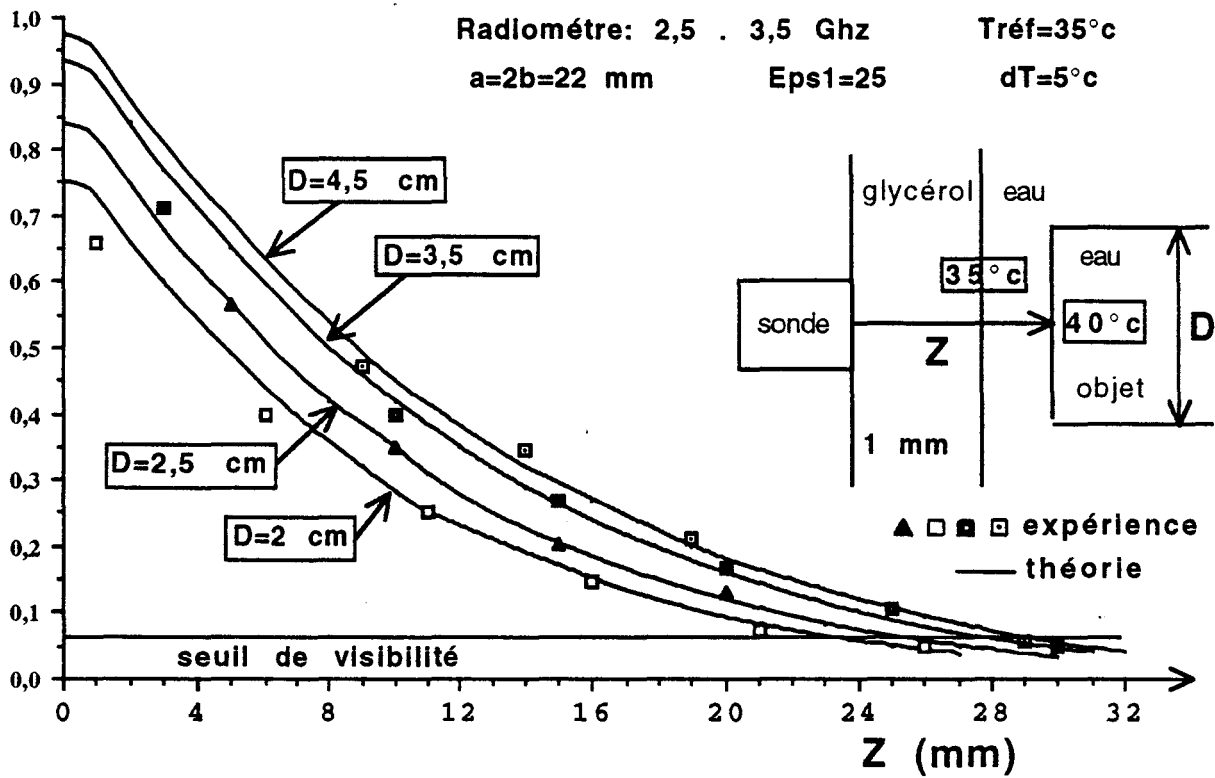


Figure (3.7): Evolution du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ pour une structure glycérol (1mm), eau; fonction de la profondeur Z.

Signal radiométrique dT_m/dT (Z,D)

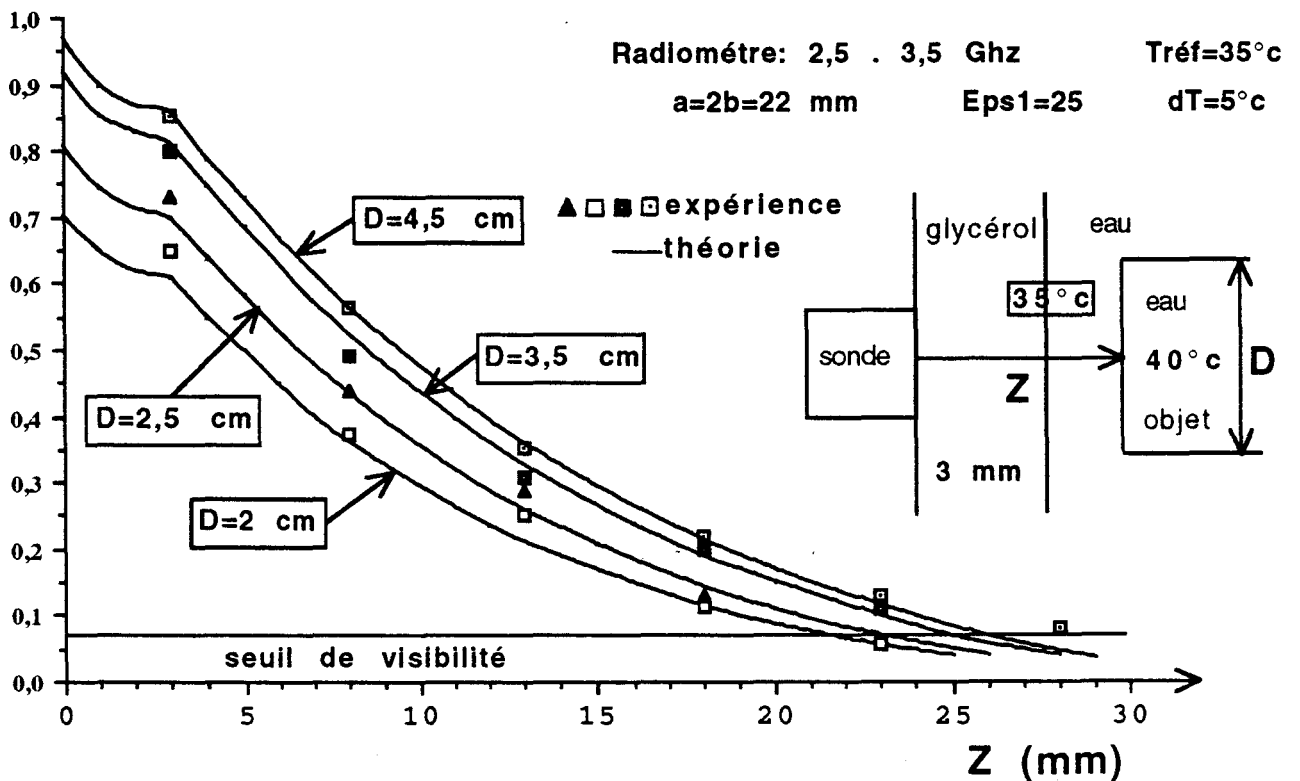


Figure (3.8): Evolution du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ pour une structure glycérol (3mm), eau; fonction de la profondeur Z.

couplage associé aux lobes diffus, qui a déjà été signalée au paragraphe (3.4.4), chapitre 3. Les quantités $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ (définies au paragraphe (4.2.1)) ont été mesurées et calculées dans de nombreuses situations (couche de glycérol 1,3 et 5 mm; $D = 20, 25; 35; 45$ mm) respectivement (figures 3.7 à 3.9). On constate un bon accord théorie expérience car la nouvelle définition de $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}$ (paragraphe 2.1) n'est pas sensible à des erreurs d'estimation de C_M, C_D et ΔS , étant donné que l'on travaille sur des valeurs relatives. En d'autres termes, le calcul de $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ reste toujours valable (distribution des C_{im}).

4.3.2.3 Profondeur de visibilité des objets

La profondeur à partir de laquelle l'objet n'est plus visible est un paramètre important en radiométrie. Elle dépend d'abord de l'écart de température minimal décelable par le radiomètre, défini en présence d'une charge adaptée, soit

$$\delta T \# \frac{T_1 + T_B}{\sqrt{\tau \Delta f}} \quad (4.22)$$

avec T_B : température de bruit du radiomètre.

T_1 : température de la charge adaptée.

Δf : la bande passante du radiomètre.

τ : constante de temps du récepteur.

Un objet est donc visible tant que :

$$(1 - |\rho|^2) C_M \Delta T_m > \delta T \quad (4.23)$$

En d'autres termes, pour un objet donné, on peut définir un seuil de visibilité normalisé par rapport à ΔT , qui s'exprime par :

$$\frac{\delta T}{(1 - |\rho|^2) C_M \Delta T} \quad (4.24)$$

Nous donnons (figure 3.10) un exemple de valeurs calculées $(1 - |\rho|^2) C_M$ pour la structure glycérol-eau. Elle montre la dégradation de la mesure lorsqu'on augmente la couche de glycérol. En fait, ces valeurs théoriques de C_M sont pessimistes (voir

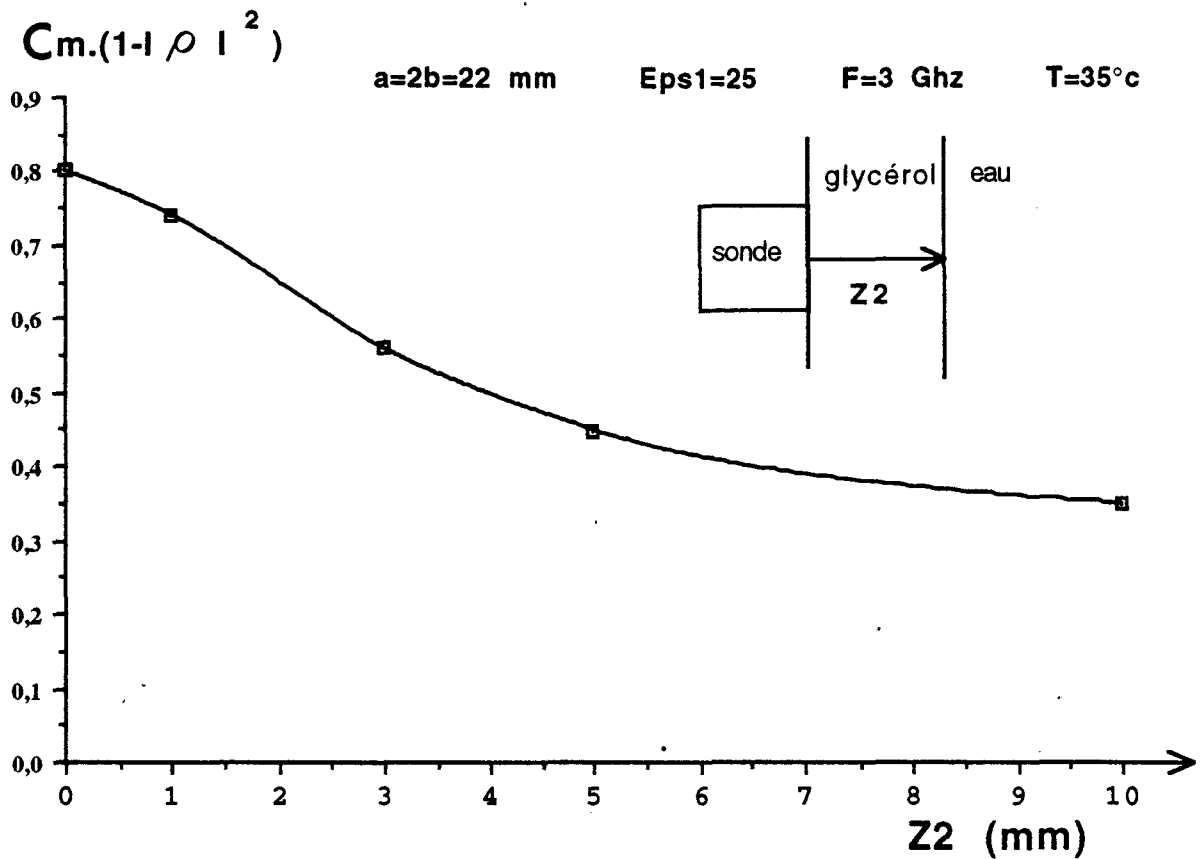


Figure (3.10): Evolution théorique du terme $(1 - |\rho|^2) C_M$, fonction de l'épaisseur Z_2 de la couche de glycérol d'une structure glycérol-eau.

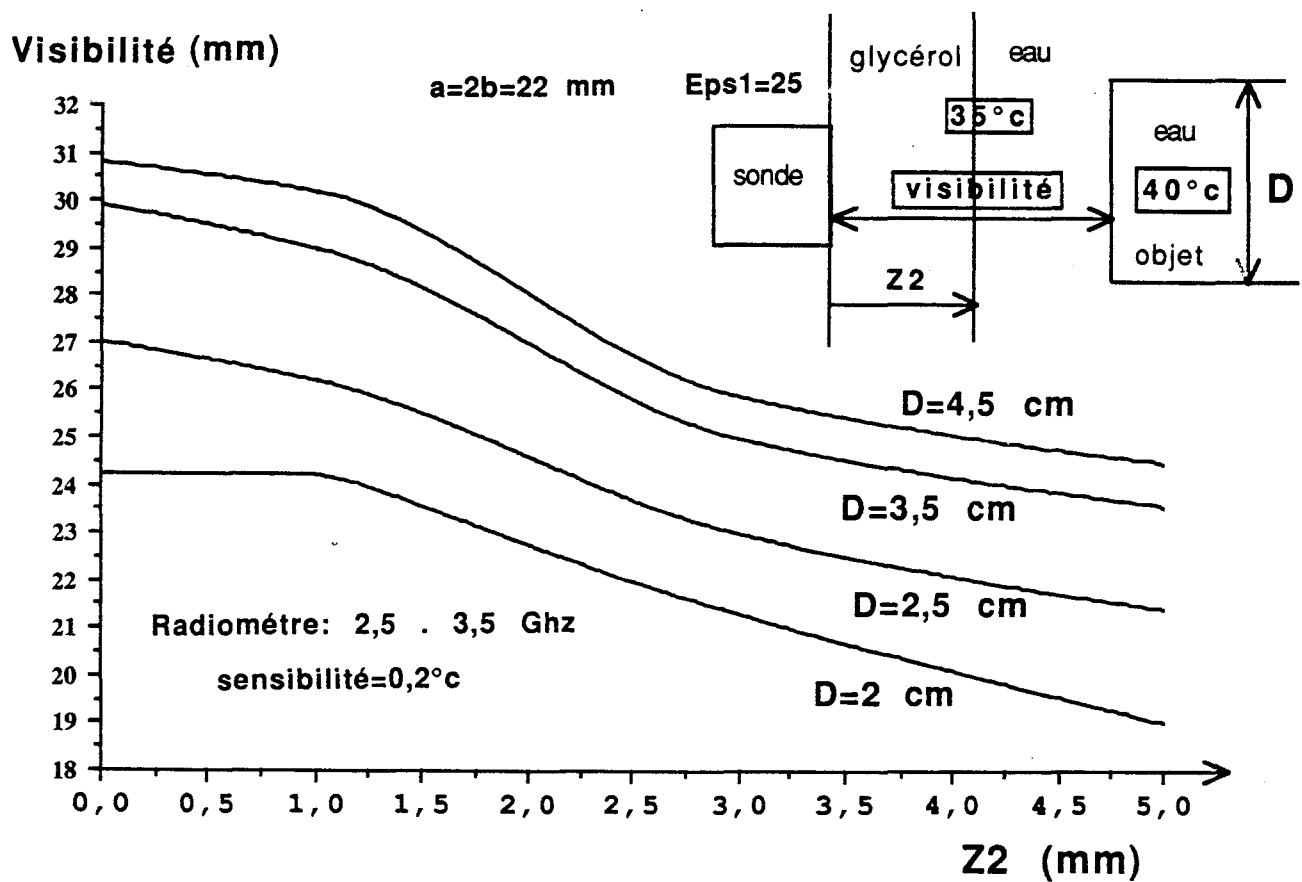


Figure (3.11): Evolutions des profondeurs de visibilité, fonction de l'épaisseur Z_2 de la couche de glycérol d'une structure glycérol-eau pour différentes valeurs de D.

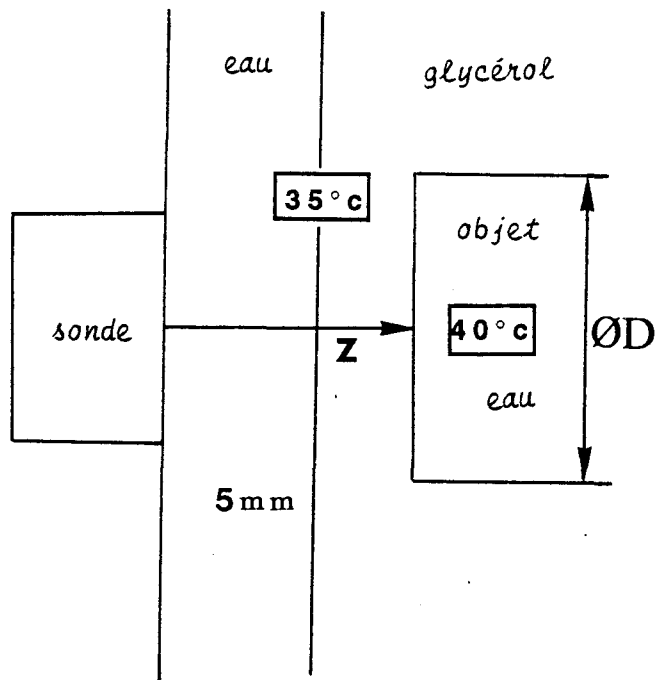


Figure (4.1) :

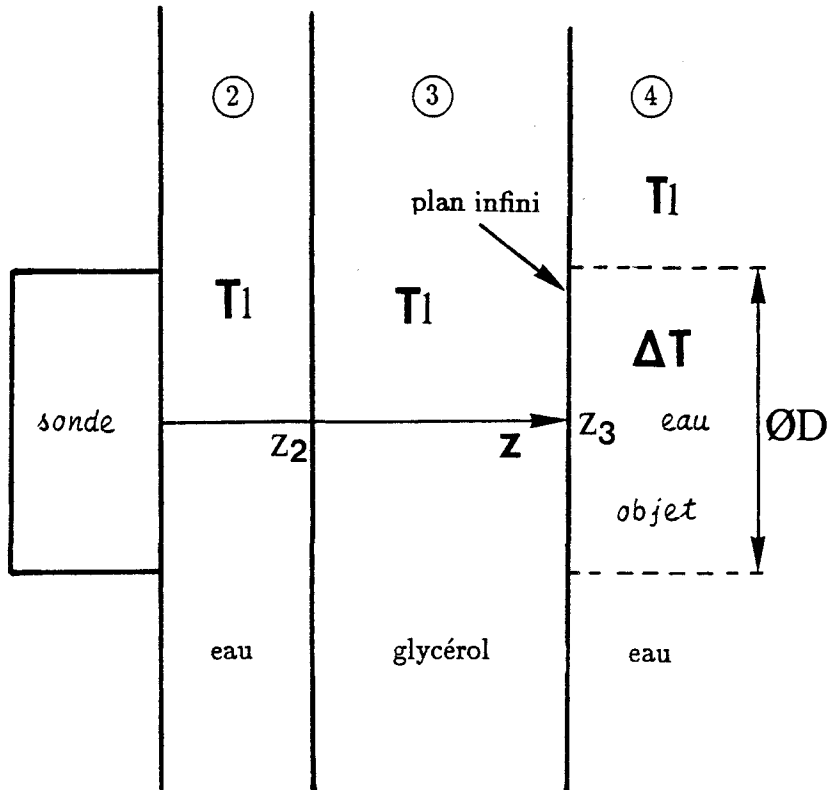


Figure (4.2) : Exemple de structure pour la modélisation des signaux d'objets dont la permittivité est différente du milieu.

chapitre 3), paragraphe 3.4.3, tableau 3.2; paragraphe 3.4.4, tableau 3.3). En appliquant la définition (4.23) aux résultats donnés (figures 3.7 à 3.9), nous obtenons (figure 3.11) les profondeurs de visibilité théoriques (donc pessimistes pour cette structure) pour $\delta T = 0,2^\circ \text{C}$ et des diamètres d'objets $D = 4,5; 3,5; 2,5; 2 \text{ cm}$.

4.4 Objets de permittivité différente de celle du milieu environnant ; comparaison théorie-expérience

4.4.1 Introduction

Dans cette situation, en principe tous les paramètres concernés, $|\rho|^2, C_M, C_D, \sum_{Vol \in \text{objet}} C_{im}$ et ΔS varient lorsqu'on déplace l'objet thermogène.

Compte tenu des possibilités offertes par la méthode de calcul (premier chapitre), nous limitons l'étude à des objets de grands diamètres (situés sur l'axe de la sonde Oz). Bien que la structure à traiter soit du type montrée figure 4.1, nous considérons que tout ce passe comme si le volume situé au delà du plan à la distance Z , est constitué d'un même matériau, mais nous affectons l'élévation de température ΔT au seul volume de l'objet (figure 4.2).

4.4.2 Structures ayant une faible contribution aux lobes diffus

Pour ces structures, l'estimation de la puissance associée aux lobes diffus reste valable et nous permet de modéliser correctement le signal radiométrique. La structure envisagée est composée d'une couche d'eau de 5mm, suivie de glycérol dans lequel évolue un objet rempli d'eau.

Nous avons vu chapitre 3, (figure 3.3b), que l'estimation théorique de P_{AIR} reste toujours inférieure à 25% quelque soit la position de l'objet. L'évolution expérimentale du signal $S(z)$ (figure 4.3) confirme les calculs théoriques. Dans ce cas l'estimation du terme C_D est suffisamment précise pour décrire l'évolution du signal ainsi que le décalage ΔS correspondant ; l'hypothèse développée en introduction est valable. Nous

$S(z)$ (volt)

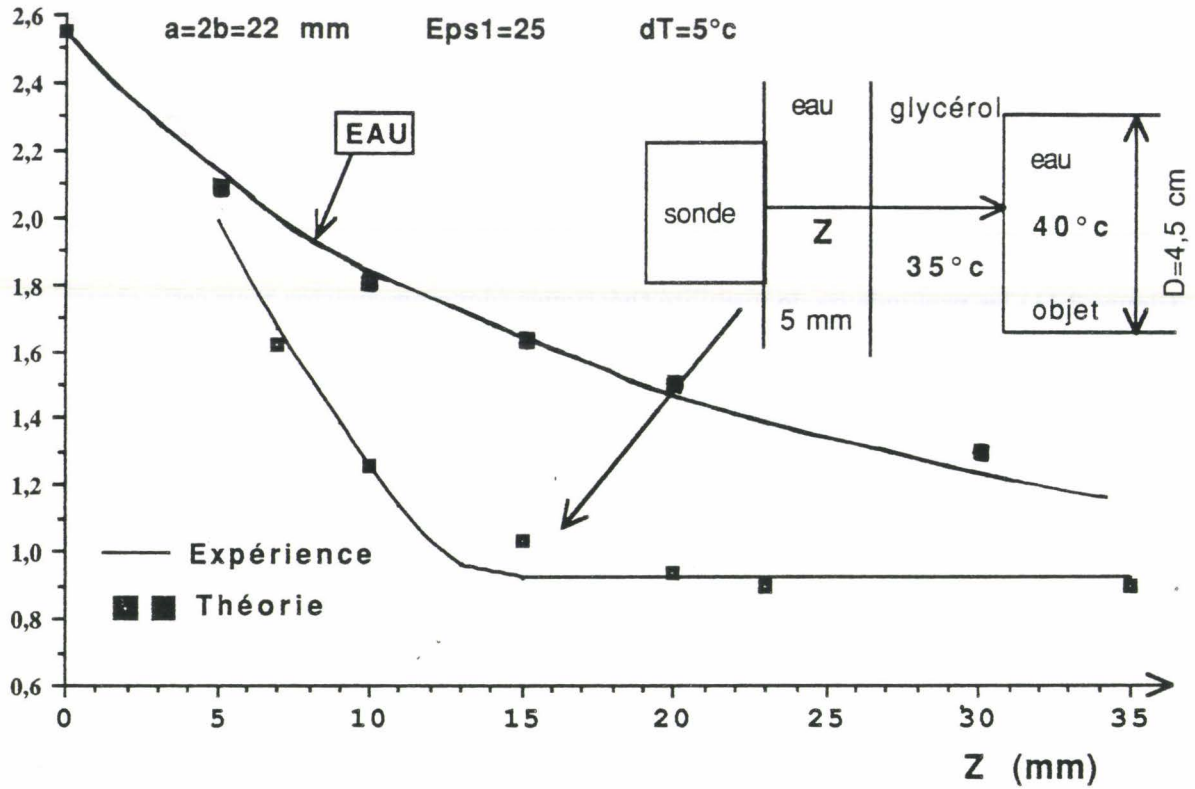


Figure (4.3) : Evolution des signaux $S(z)$ théoriques et expérimentaux pour une structure eau (5mm), glycérol; fonction de la profondeur Z de l'objet ($D=4,5$ cm).

$dT_m/dT(z,D)$

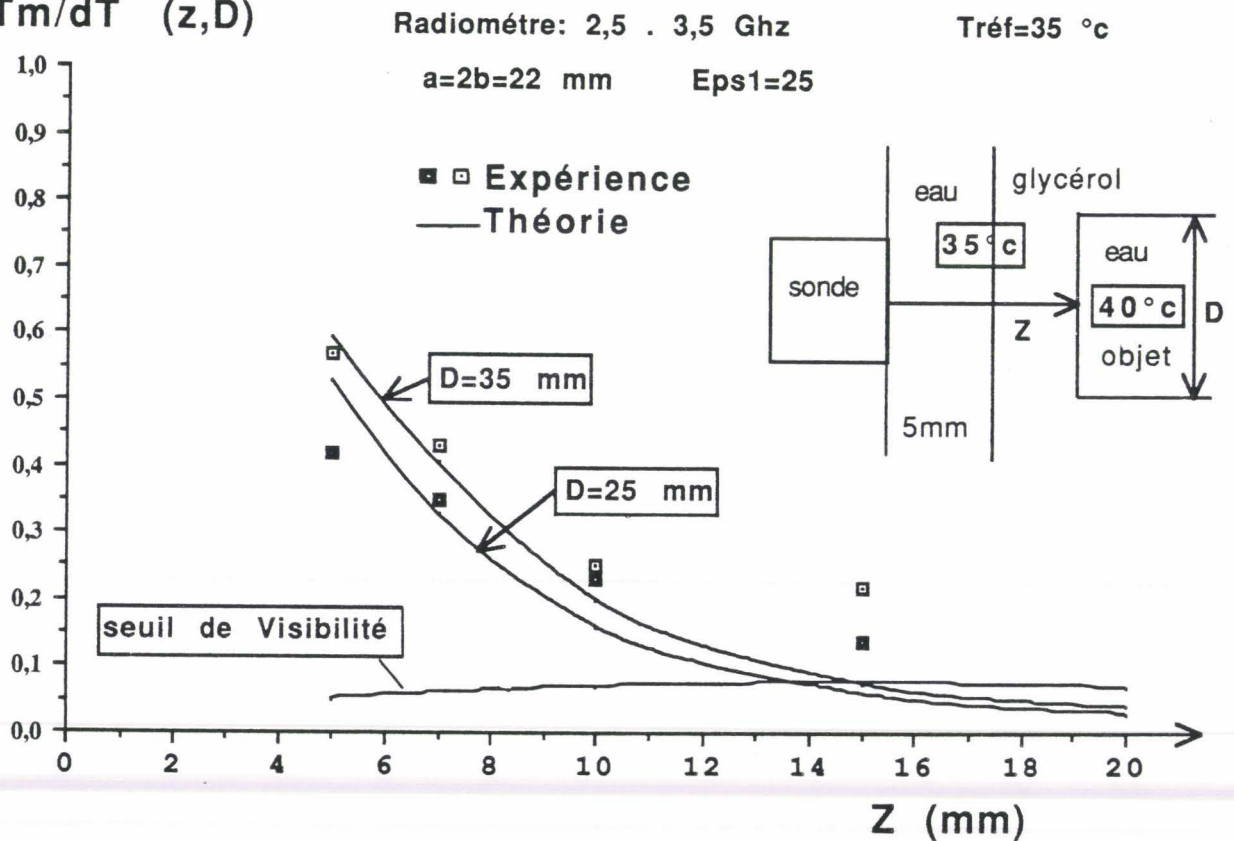


Figure (4.4) : Evolution du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D,Z)$ pour une structure glycérol (5mm), eau; fonction de la profondeur Z ($D=3,5$ et $2,5$ cm).

Seuil de Visibilité normalisé

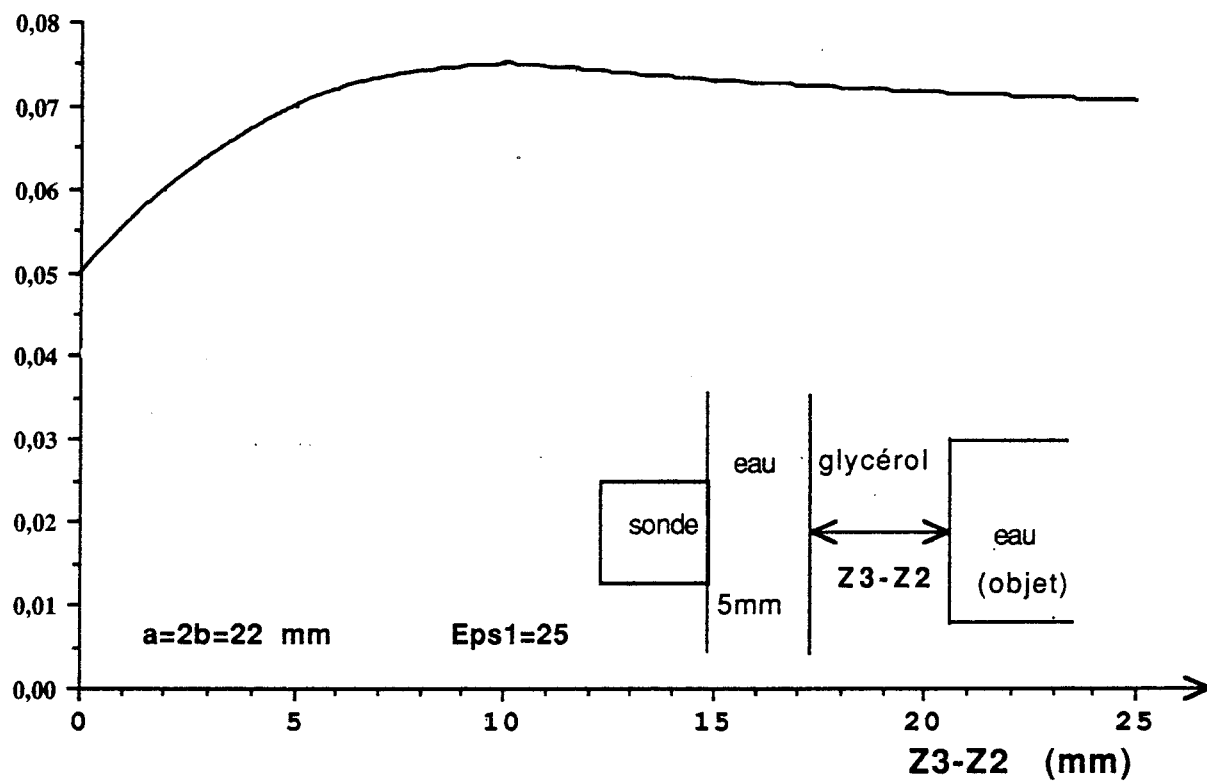


Figure (4.5): Evolution du seuil de visibilité pour une structure eau (5mm), glycérol, fonction de la position de l'objet (eau).

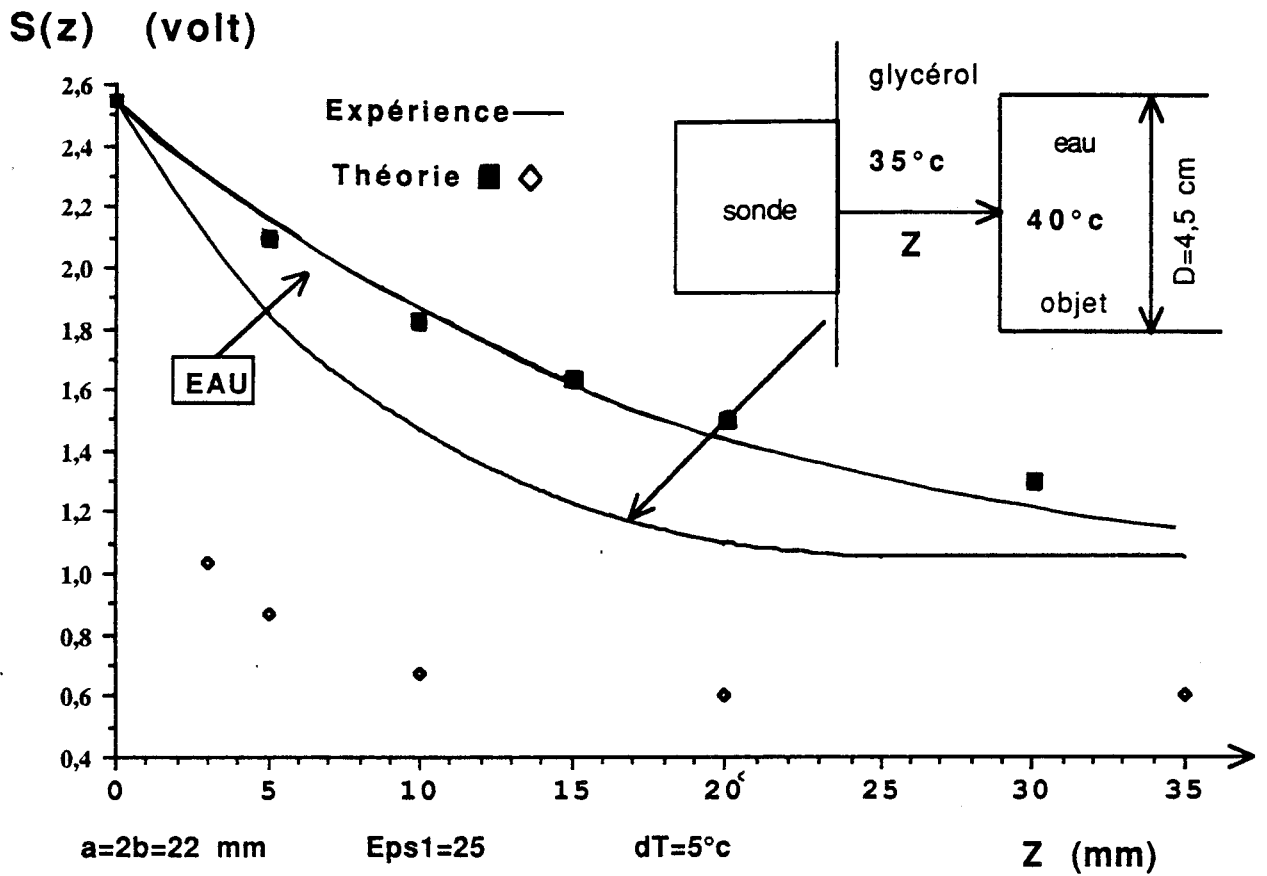


Figure (4.6): Evolution des signaux $S(z)$ théoriques et expérimentaux pour l'eau et le glycérol, fonction de la profondeur Z de l'objet ($D=4,5$ cm).

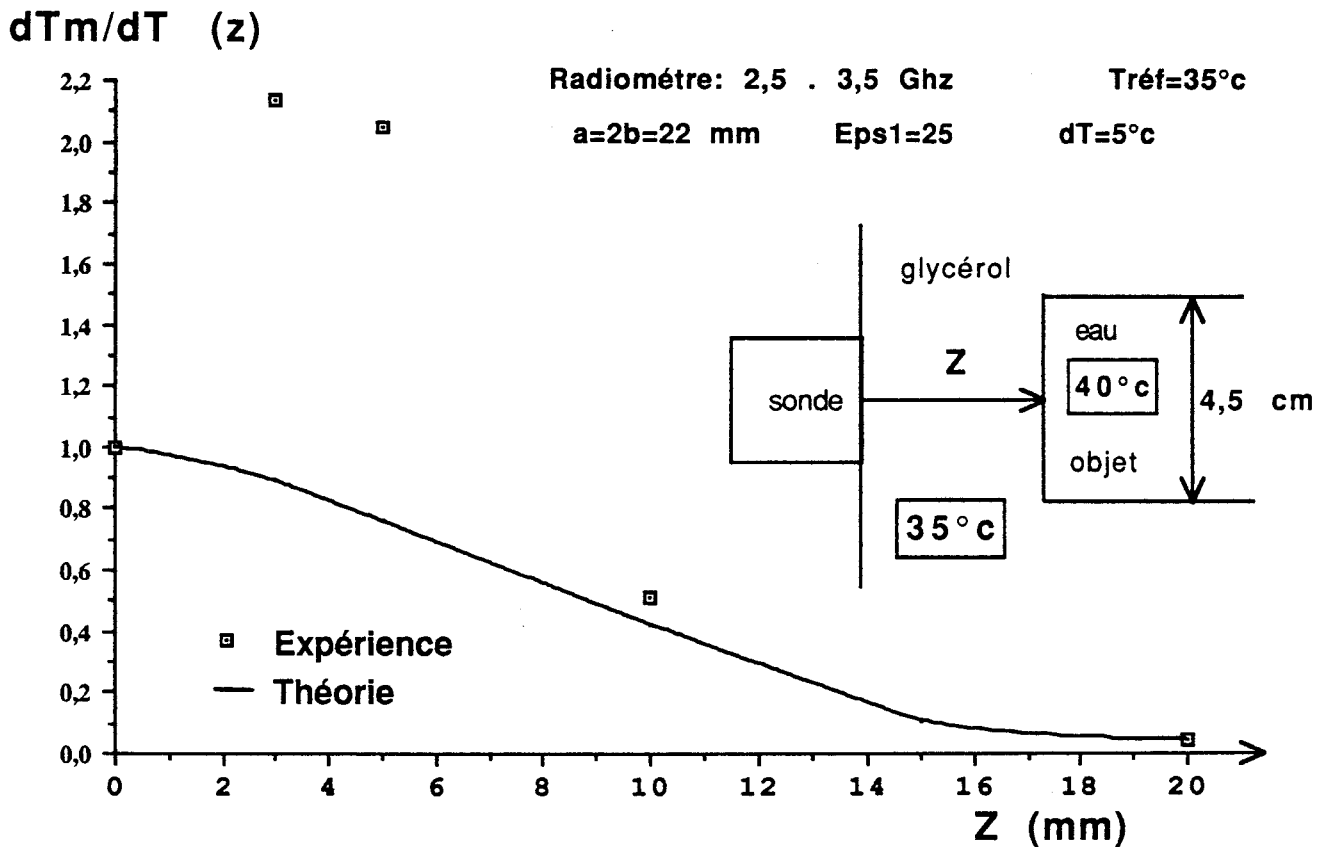


Figure (4.7): Evolution du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ pour le glycérol, fonction de la profondeur Z ($D=4,5$ cm).

présentons (figure 4.4), l'évolution théorique (équation 4.20) et expérimentale (équation 4.19) du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ pour $D = 2,5$ et $3,5$ cm. La reconstitution du signal n'est assez satisfaisante que pour un objet de diamètre $3,5$ cm.

On s'aperçoit également de la divergence prononcée des points expérimentaux au voisinage du seuil de visibilité de l'objet. Cette étude montre les difficultés rencontrées pour la reconstruction expérimentale du signal radiométrique $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ quand la permittivité de l'objet est différente de celle du milieu environnant. Notons aussi que comme les paramètres $(1 - |\rho|^2)$ et C_M évoluent avec la structure, il en est de même du seuil de visibilité. Nous en donnons une représentation (figure 4.5) pour la structure étudiée avec un radiomètre de sensibilité $0,2^\circ \text{C}$.

4.4.3 Structures ayant une forte contribution aux lobes diffus

La contribution de l'objet au signal radiométrique est calculée avec les hypothèses indiquées en introduction. La structure envisagée est du glycérol où évolue un objet rempli d'eau. On note également ici (figure 4.6) l'insuffisance de la modélisation à décrire l'évolution expérimentale du signal radiométrique $S(z)$. L'estimation du terme C_D est trop imprécise pour que le calcul soit significatif.

Nous présentons l'évolution théorique et expérimentale du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(z)$ (figure 4.7) de cette même structure. La reconstitution expérimentale du signal est donnée par l'équation (4.19), son évolution théorique par l'équation (4.20). La figure 4.7 montre une totale divergence des résultats. L'estimation théorique de C_D et ΔS n'est plus représentative. En conclusion, pour réaliser la modélisation du signal radiométrique $\Delta S(z)$ et la reconstruction expérimentale du signal $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(z)$, il est indispensable d'avoir une évaluation plus précise du paramètre C_D .

Signal radiométrique S (Z) (en Volt)

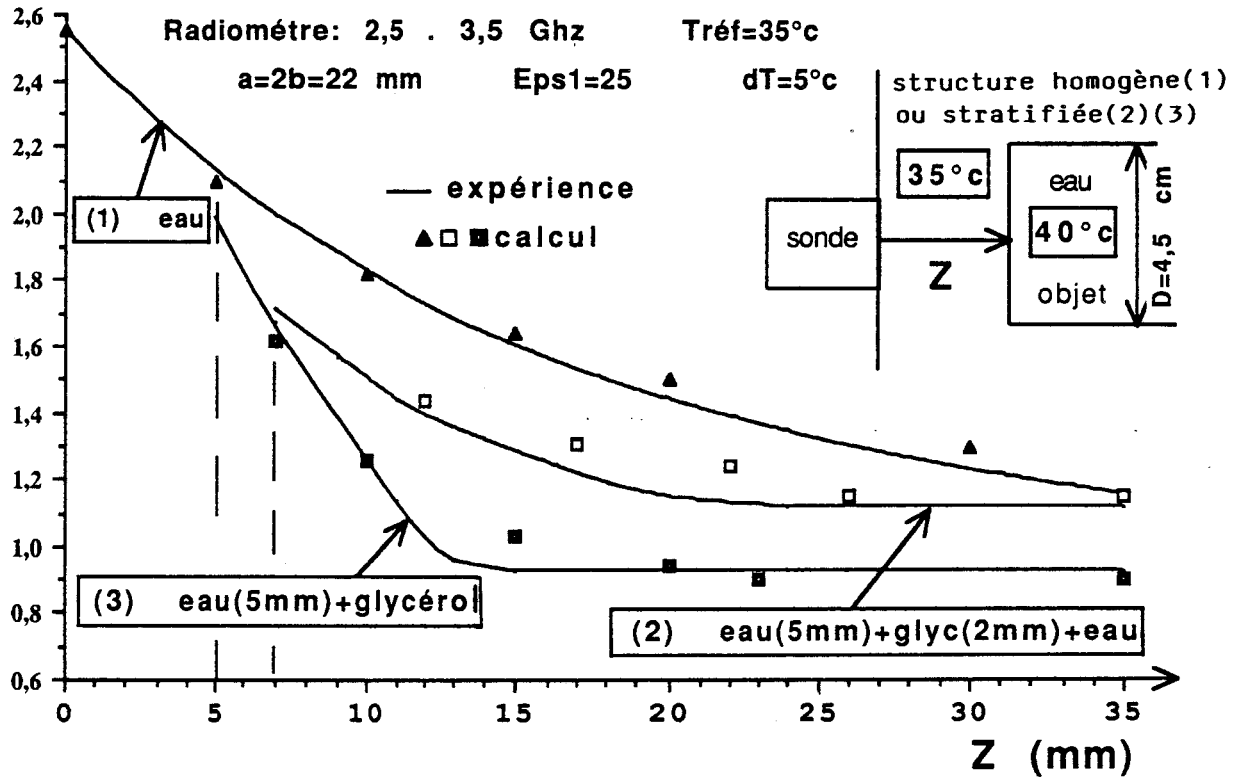


Figure (5.3) : Points théoriques et expérimentaux à 3 GHz des signaux S(z) quand la structure stratifiée présente un couplage faible sur les lobes diffus ($P_{AIR} < 25\%$) ($D=4,5$ cm).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le signal radiométrique de structures stratifiées pour les caractéristiques de sonde $a = 2b = 22$ mm, $\varepsilon_1 = 25$ et $F = 3$ GHz.

L'étude expérimentale met en évidence deux sortes de résultats. Pour les cas favorables de structures à faible couplage sur les lobes diffus, l'expérience confirme bien la modélisation des signaux radiométriques. C'est le cas pour les structures où l'on estime la puissance dans l'air à moins de 25%. On remarque généralement que cette condition est réalisée quand la première couche de la structure est un matériau à fortes pertes. Le modèle a montré également de sérieuses lacunes pour les objets de permittivité différente et de faibles tailles et donc la nécessité de développer un outil de calcul plus approprié. Même dans les cas très favorables (figure 5.3), il apparaît difficile avec de tels réseaux de courbes de retrouver la température de l'objet et sa position sans connaître au préalable la structure. Les techniques classiques d'inversion à plusieurs fréquences déjà publiées [3] [5] ne sont plus adaptées à la situation. Nous nous trouvons en présence de trop d'inconnues, qui sont le signal de décalage de la structure et la structure elle-même. Pour les structures à fort couplage sur les lobes diffus, l'approximation du terme C_D devient faux et la modélisation ne décrit plus correctement l'évolution du signal. On a pu toutefois observer une distribution spatiale des paramètres de couplage C_{im} correcte dans les structures quand le décalage ΔS est rendu "transparent".

Bibliographie

- [1] B. BOCQUET, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, Y. LEROY
"Imagerie thermique par radiométrie microonde."
Revue de Physique Appliquée, Juillet 1988.

- [2] Y. LEROY, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, B. BOCQUET,
B. DUJARDIN
"Microwave Radiometry for non-invasive Thermometry"
Automedica, vol. 8, pp. 181-202, 1987.

- [3] B. BOCQUET
"Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique;
application en cancérologie. Thermométrie en volume"
Thèse de l'Université, Lille, Janvier 1989.

- [4] A. MAMOUNI
"Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales
(Thermographie microonde)"
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.

- [5] L. ENEL
"Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution
à l'étude de faisabilité d'un scanner par TMO"
Thèse 3ème cycle, Lille, Juillet 1985.

[6] F. BUCKLEY, A. MARYOTT

"Table of dielectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions."

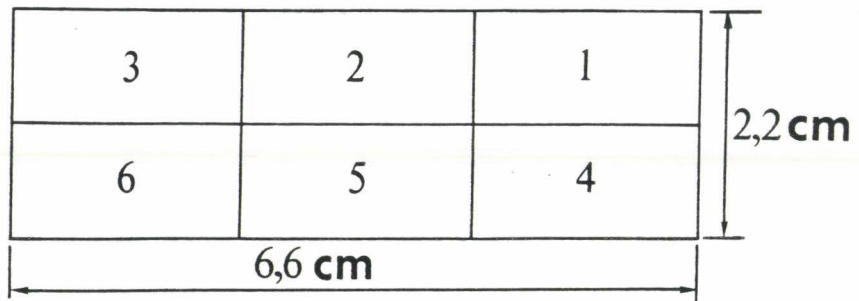
Chapitre 5

Imagerie thermique et reconnaissance d'objets thermogènes dans les milieux stratifiés

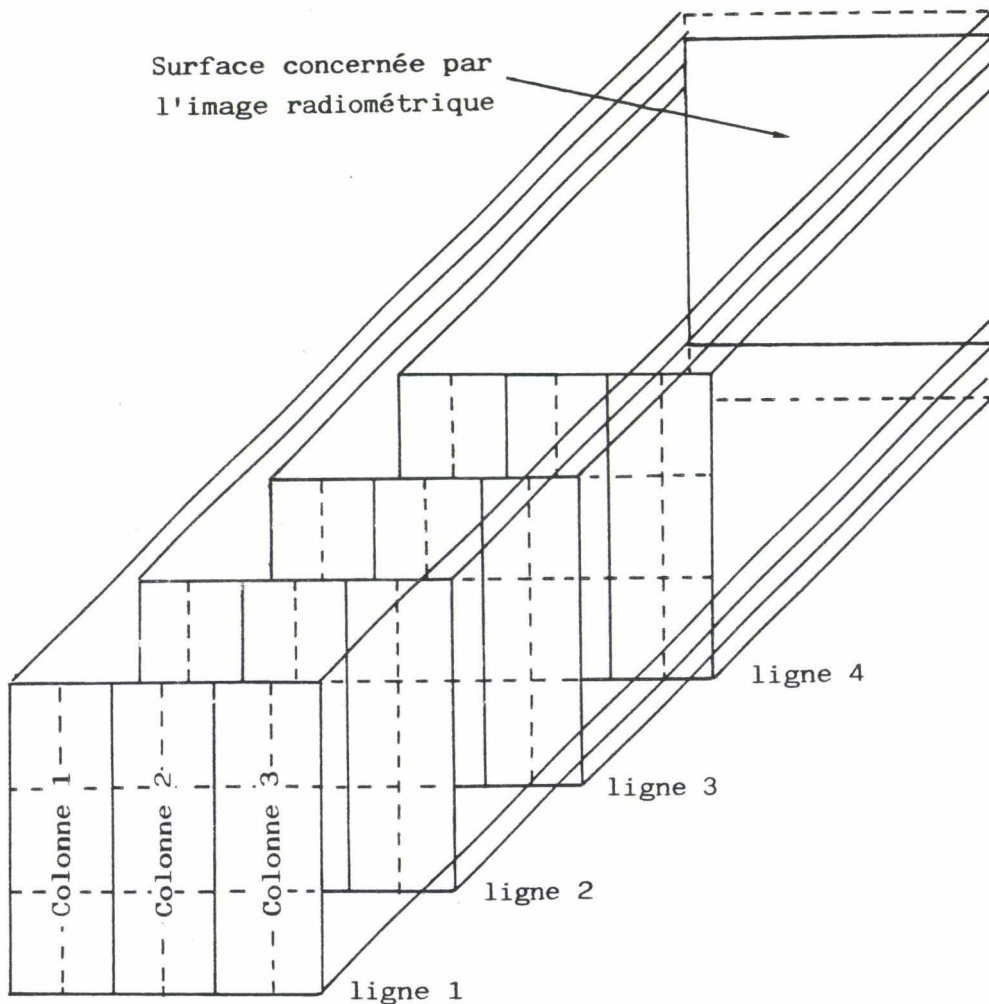
5.1 Introduction

Les mesures radiométriques sont à la base d'un procédé d'imagerie thermique. Une explication simplifiée de ces images est la suivante. A la température du matériau correspond une certaine brillance spectrale; le récepteur "regarde" un milieu relativement opaque où se trouve de telles sources "brillantes", compte tenu de la carte des températures dans le volume observé. L'image correspondante fait donc apparaître certaines de ces sources de rayonnement à condition que leur intensité et leur profondeur le permette.

Ces images donnent ainsi aux cliniciens un nouvel outil pour le diagnostic médical [1] à [3]. Les images réalisées initialement [4] [5] étaient basées sur une première estimation des paramètres de couplage. Nous définissons ici une méthode plus fine de traitement des signaux, basée sur l'exploitation des paramètres de couplage obtenus



Figure(2.1) : Surface de la multisonde radiométrique



Figure(2.2) : Mode de positionnement de la multisonde conduisant à l'acquisition de 72 mesures radiométriques pour une image de dimension 6,6*6,6 cm.

aux chapitres 1, 2 et 3 ; ce qui permet d'augmenter la définition des images correspondantes. Cette méthode est appliquée à des objets thermogènes situés dans des structures stratifiées.

5.2 Procédé d'imagerie thermique microonde

5.2.1 Introduction

L'image radiométrique est la représentation de ce que nous appelons une "matrice Image". Cette "matrice Image" est obtenue à partir de la combinaison d'une "matrice mesure" qui correspond à l'ensemble des signaux radiométriques obtenus en différents points de la surface sous investigation et d'une "matrice sonde" qui repose sur la connaissance des paramètres de couplage de la sonde, en présence d'un milieu dissipatif donné.

5.2.2 Matrice mesure

5.2.2.1 Définition

Le procédé d'obtention de cette matrice a été défini par L. Enel et B. Bocquet [1] [2]. Il résulte de l'acquisition des signaux par une multisonde constituée de 6 sondes (figure 2.1) que l'on déplace sur la surface du milieu sous investigation, comme le montre la figure 2.2 à la fois verticalement (ligne 1 à 4) et horizontalement (colonne 1 à 3). La matrice correspond à 72 mesures, elle est à trois dimensions et s'écrit :

$$M \text{ (col = 1 à 3 ; ligne = 1 à 4 ; sonde = 1 à 6)} \quad (5.1)$$

En pratique la précision de positionnement est de l'ordre du millimètre ; rappelons que la taille des sondes est de 22 mm × 11 mm. Les signaux radiométriques correspondant peuvent être mesurés, ou bien obtenus par le calcul.

Muscle

Profondeur Z=0 cm

37	37.04	37.04
37	38.32	38.32
37.01	41.2	41.2

37.01	37.08	37.01
37.07	39.56	37.07
37.47	41.93	37.47

37	37.02	37.06
37	37.36	39.3
37	39.13	41.83

37	37.06	37.02
37	39.3	37.36
37.05	41.83	39.13

Profondeur Z=1 cm

37	37.04	37.04
37	37.33	37.33
37.01	37.77	37.77

37.01	37.07	37.01
37.06	37.53	37.06
31.17	38.01	37.17

37	37.02	37.06
37	37.16	37.47
37	37.46	37.93

37	37.06	37.02
37	37.47	37.16
37.04	37.93	37.46

Profondeur Z=2 cm

37	37.01	37.01
37	37.07	37.07
37	37.15	37.15

37	37.02	37
37.02	37.11	37.02
37.04	37.21	37.04

37	37.01	37.02
37	37.04	37.1
37	37.09	37.19

37	37.02	37.01
37	37.1	37.04
37.01	37.19	37.09

Figure(2.3) : Muscle à 37°C, sonde à 3 Ghz (a=2b=22 mm; Eps1=25).
 Température radiométrique ΔT_m calculée pour chacune
 des sondes lorsqu'une tumeur de forme cylindrique
 (D=3,5 cm ; T=42°C) est placée au centre de la
 surface d'investigation (6,6 x 6,6 cm), pour différen-
 tes positions de la multisonde (lignes 1 à 4).

Peau(2mm)+Gras(5mm)+muscle

Profondeur Z=0 cm

37	37.13	37.13
37	38.41	38.41
37	40.96	40.96

37.01	37.25	37.01
37.12	40	37.12
37.53	41.75	37.53

37	37.06	37.25
37	37.52	39.29
37	39.13	41.62

37	37.25	37.06
37.02	39.29	37.52
37.05	41.62	39.13

Profondeur Z=1 cm

37	37.06	37.06
37	37.28	37.28
37	37.55	37.55

37.01	37.1	37.01
37.06	37.42	37.06
37.13	37.72	37.13

37	37.06	37.08
37	37.14	37.38
37	37.34	37.68

37	37.08	37.06
37.02	37.38	37.14
37.03	37.68	37.34

Profondeur Z=2 cm

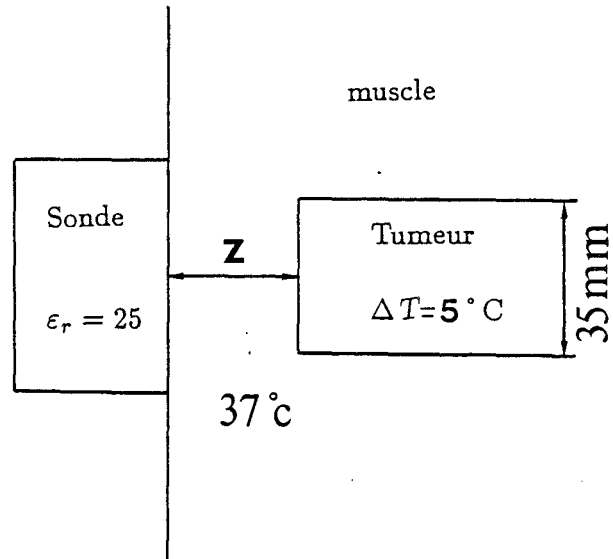
37	37.02	37.02
37	37.06	37.06
37	37.1	37.1

37	37.02	37
37.02	37.08	37.02
37.08	37.13	37.03

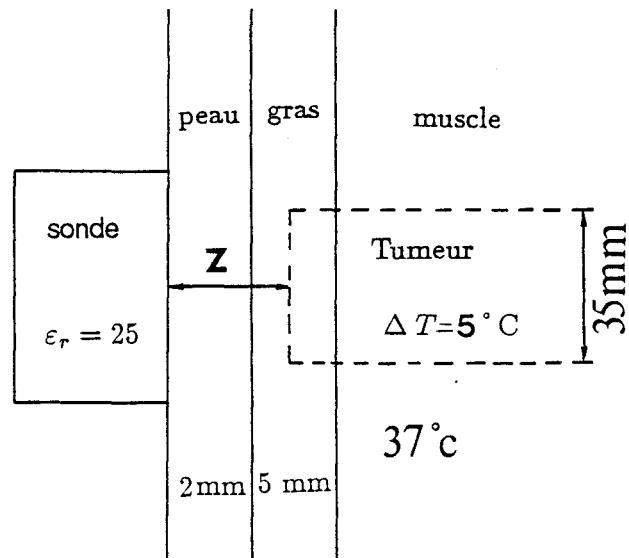
37	37.01	37.02
37	37.03	37.07
37	37.06	37.12

37	37.02	37.01
37	37.07	37.03
37.01	37.12	37.06

Figure(2.4) : Structure Peau(2mm),Gras(5mm),Muscle à 37°C.
 Température radiométrique ΔT_m calculée pour chacune
 des sondes lorsqu'une tumeur de forme cylindrique
 (D=3,5 cm ; T=42°C) est placée au centre de la
 surface d'investigation (6,6 × 6,6 cm), pour différen-
 tes positions de la mutisonde (lignes 1 à 4).

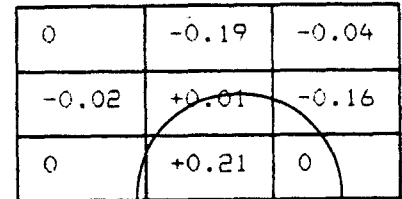
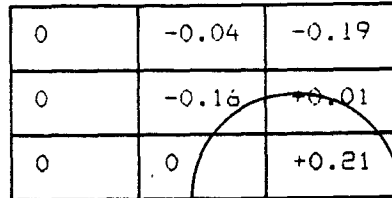
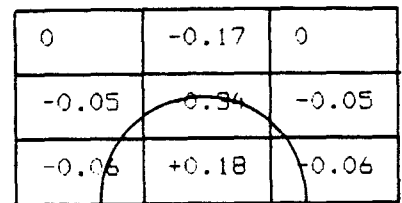
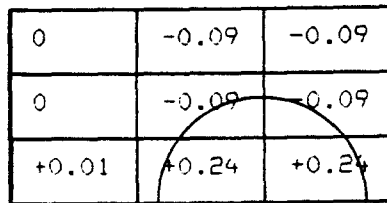


Figure(2.5) : Tumeur thermogène dans le muscle.

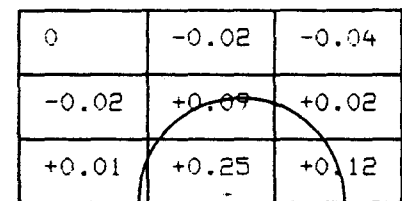
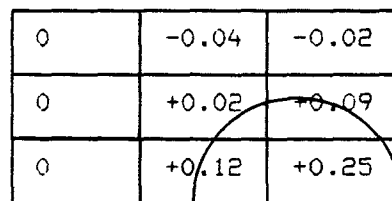
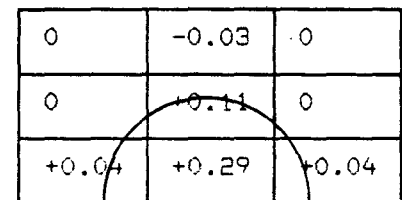
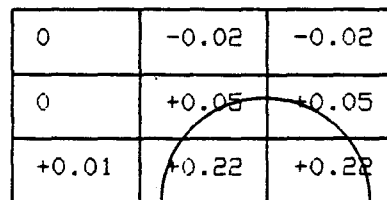


Figure(2.6) : Tumeur thermogène dans une structure peau,gras,muscle.

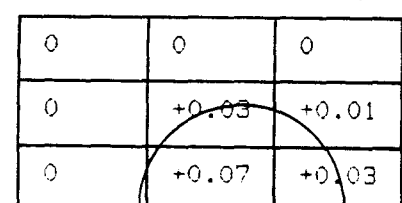
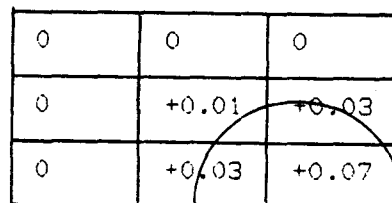
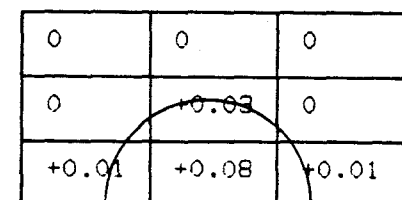
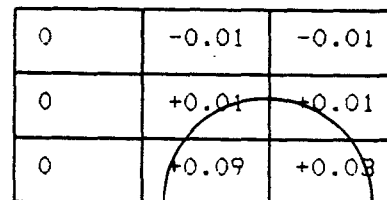
Profondeur Z=0 cm



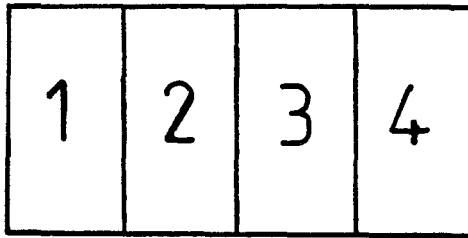
Profondeur Z=1 cm



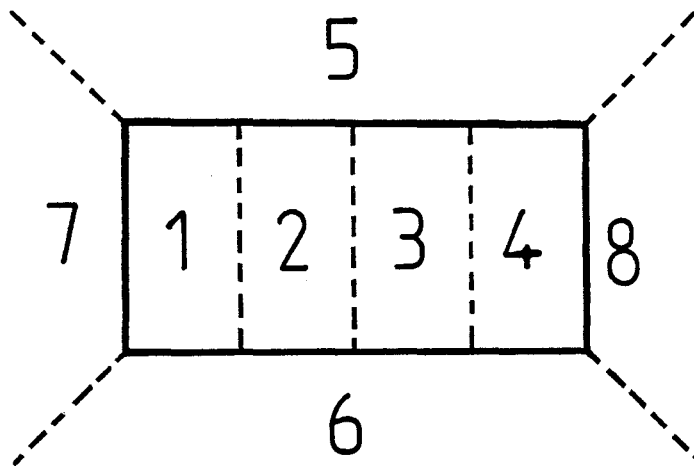
Profondeur Z=2 cm



Figure(2.7) : Mise en évidence des différences de température radiométrique ΔT_m calculée ,entre le muscle et la structure peau,gras,muscle (figures 2.3 et 2.4).



Figure(2.8) : Pondération en 4 zones de l'ouverture d'une sonde pour le procédé ITMO publié dans (2).



Figure(2.9) : Définition de l'ouverture d'une sonde (—) et mode de découpage du milieu dissipatif en 8 volumes significatifs notés 1 à 8 .

5.2.2.2 Matrice mesure obtenue par le calcul

La connaissance théorique des paramètres de couplage C_{ijk} d'un matériau dissipatif, permet le calcul de l'excès de température d'un objet thermogène défini au paragraphe 4.2.1, chapitre 4.

$$\Delta T_m = \Delta T \cdot \frac{\sum_{Vol \in objet} C_{ijk}}{\sum_0^\infty C_{ijk}} \quad (5.2)$$

Les figures (2.3) (2.4) présentent les valeurs théoriques de ΔT_m calculées à 3 GHz, pour différentes positions de la sonde, pour une tumeur thermogène à 42 ° C de forme cylindrique, de diamètre 3,5 cm, à une profondeur $z = 0, 1, 2$ cm située :

- soit dans un tissu homogène à 37 ° C de forte teneur en eau (muscle), (figure 2.5).
- soit dans une structure à 37 ° C composée de 2 mm de peau, suivie de 5 mm de gras, suivie de muscle (figure 2.6).

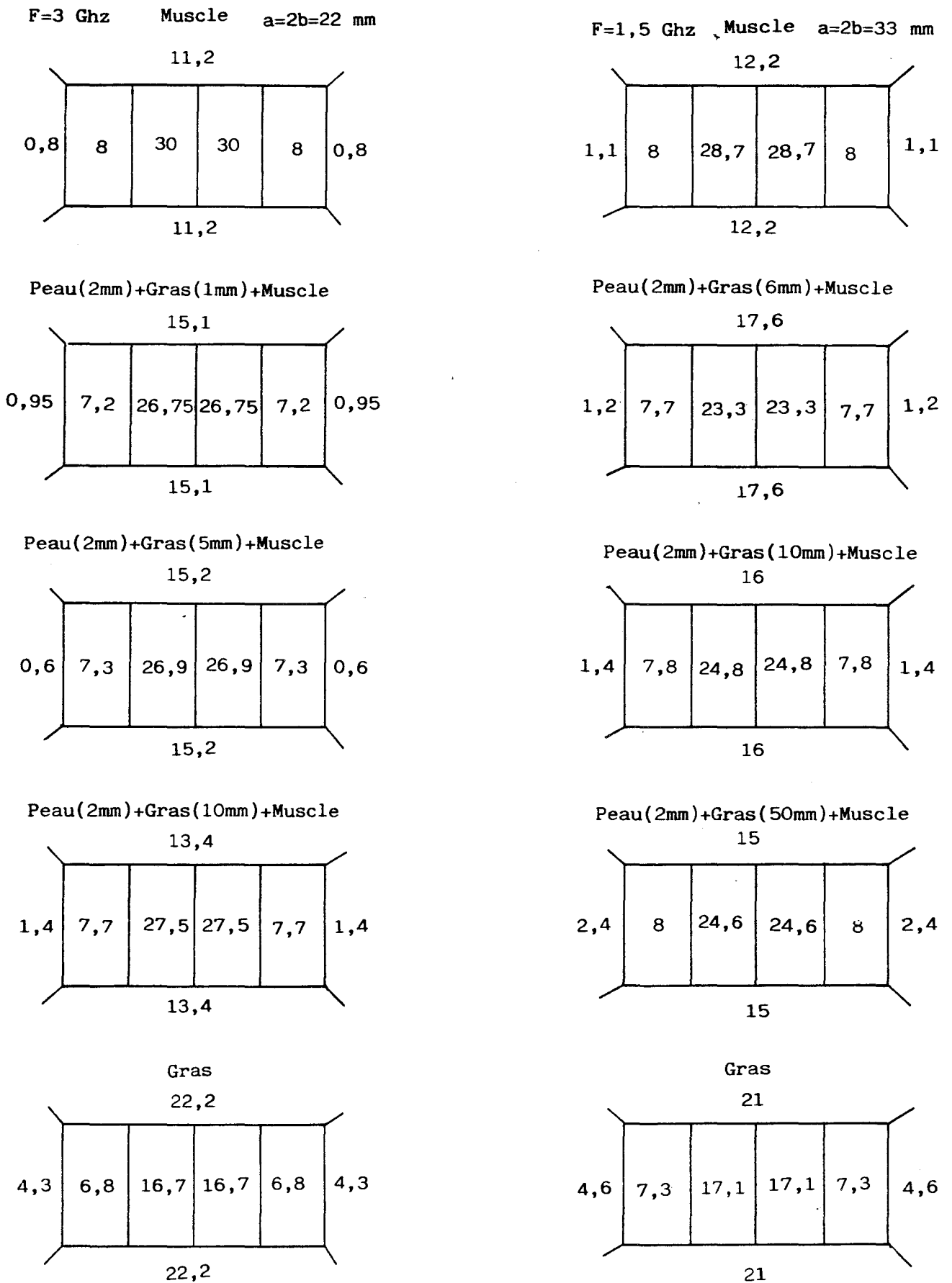
Pour ces calculs, nous avons considéré les permittivités suivantes : pour la peau et le muscle $\epsilon^* = 46 + j13$, pour le gras $\epsilon^* = 5,6 + j 0,8$ [6]. Remarquons que la structure stratifiée modifie notablement l'excès de température ΔT_m . Sur la figure 2.7 nous avons effectué la différence des excès de température entre les deux structures.

Les résultats montrent que l'introduction d'une couche à faibles pertes dans un milieu à fortes pertes homogène, doit augmenter la surface de l'image, diminuer sa température équivalente et par conséquent conduire à une image plus floue.

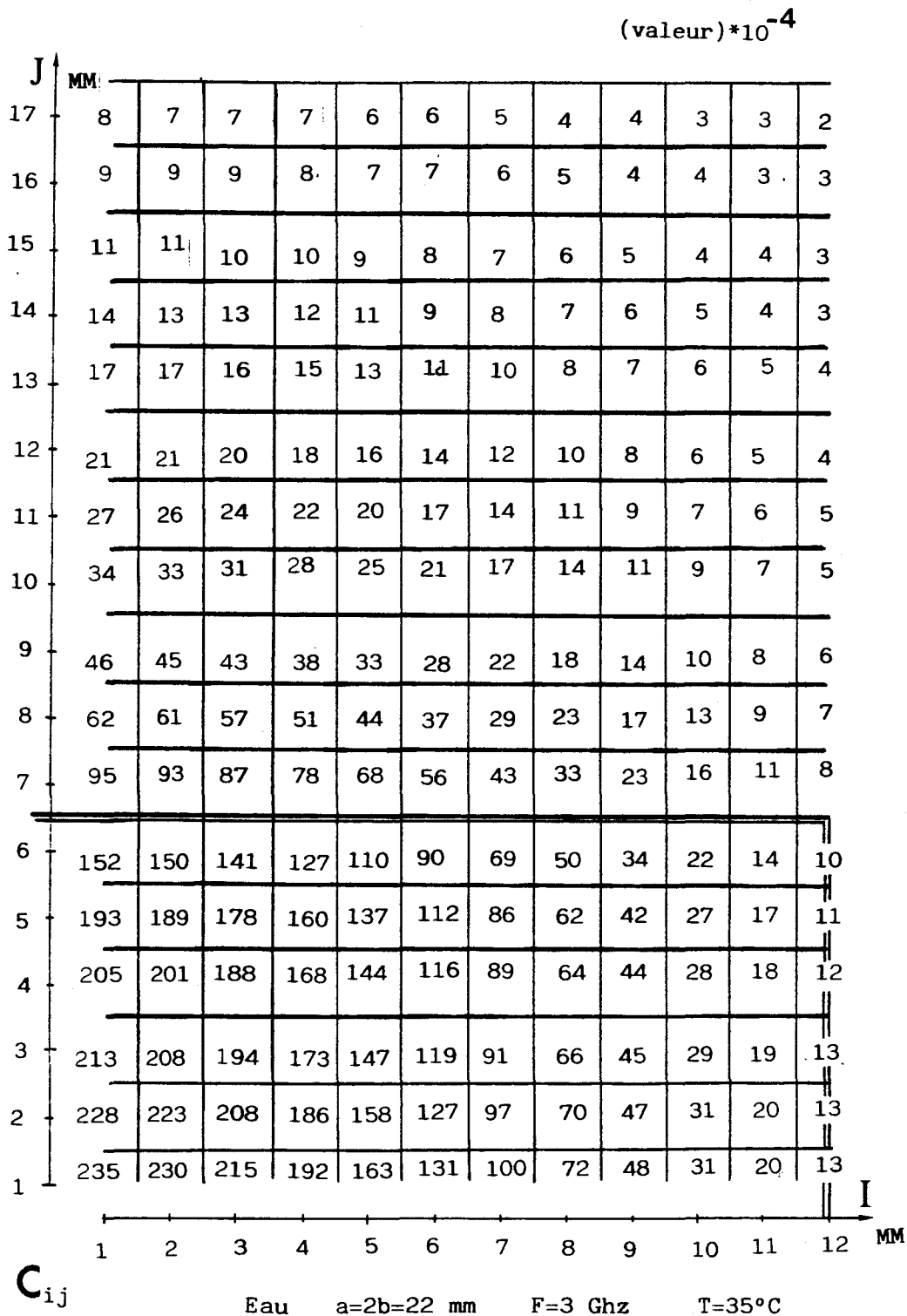
5.2.3 Matrice sonde

Plusieurs définitions ont successivement été utilisées. Dans le premier cas, l'ouverture de la sonde est divisée en quatre zones (figure 2.8) auxquelles on affecte la somme des C_{ij} correspondant au matériau situé en-dessous de ces zones.

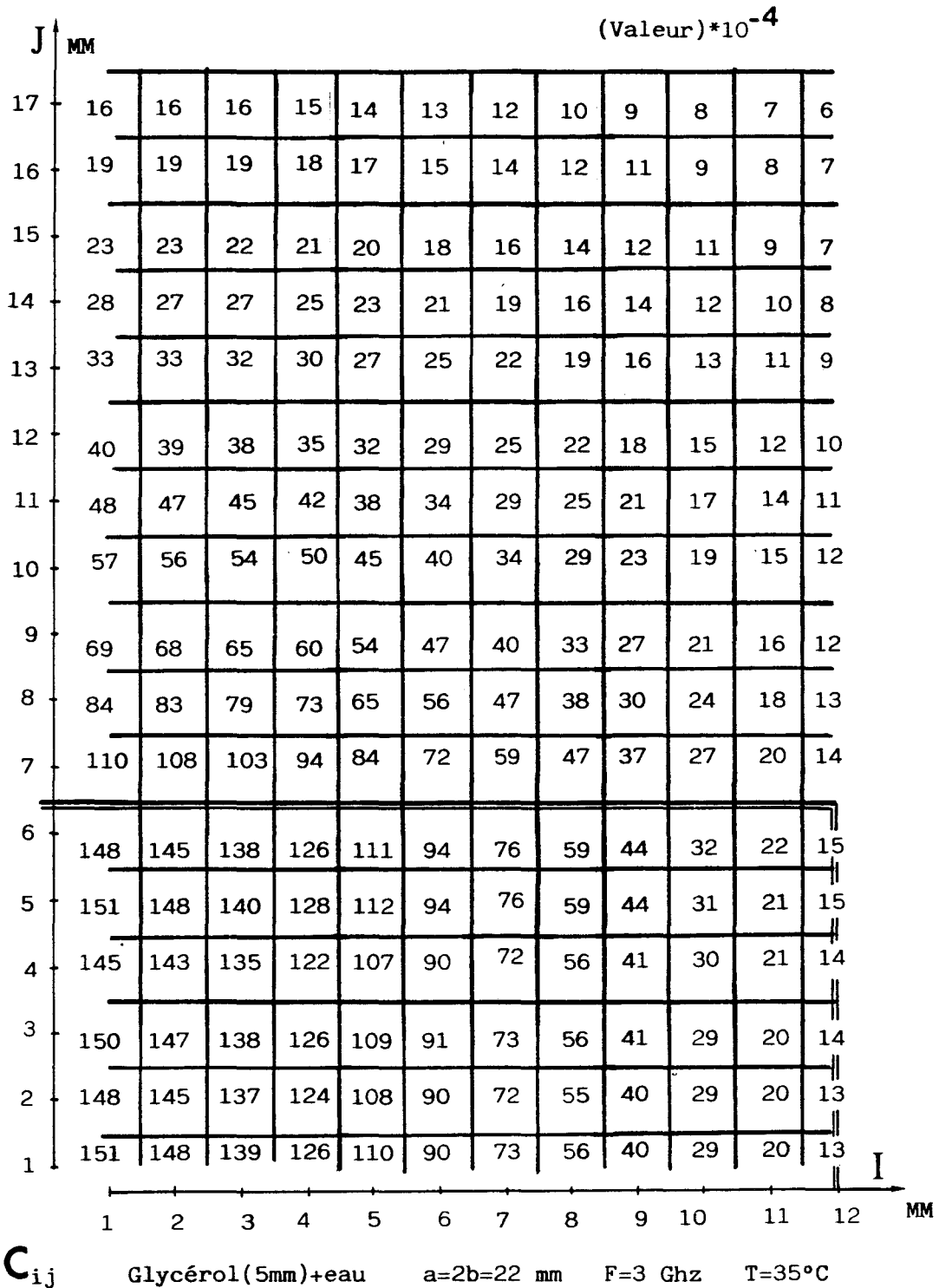
$$C_{ij} = \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk} \quad (5.3)$$



Figure(2.10) : Pourcentage des contributions des zones, pour différentes structures dissipatives biologiques (37°C) à 3 et 1,5 Ghz.



Figure(2.11) : Valeurs numériques des paramètres C_{ij} à un facteur 10⁻⁴ près normalisés à 1 ,dans l'ouverture d'un quart de sonde pour l'eau à 35°C. Délimitation de la surface(==) d'un quart de sonde (a=2b=22mm).



Figure(2.12) : Valeurs numériques des paramètres C_{ij} à un facteur 10^{-4} près normalisés à 1, dans l'ouverture d'un quart de sonde pour une structure glycérol(5 mm)-eau à 35°C. Délimitation de la surface(==) d'un quart de sonde ($a=2b=22$ mm).

Les coefficients de pondération C_{ij} , définissent pour un point ij de la sonde, le pourcentage de puissance reçue normalisée par rapport à la puissance totale reçue par la sonde.

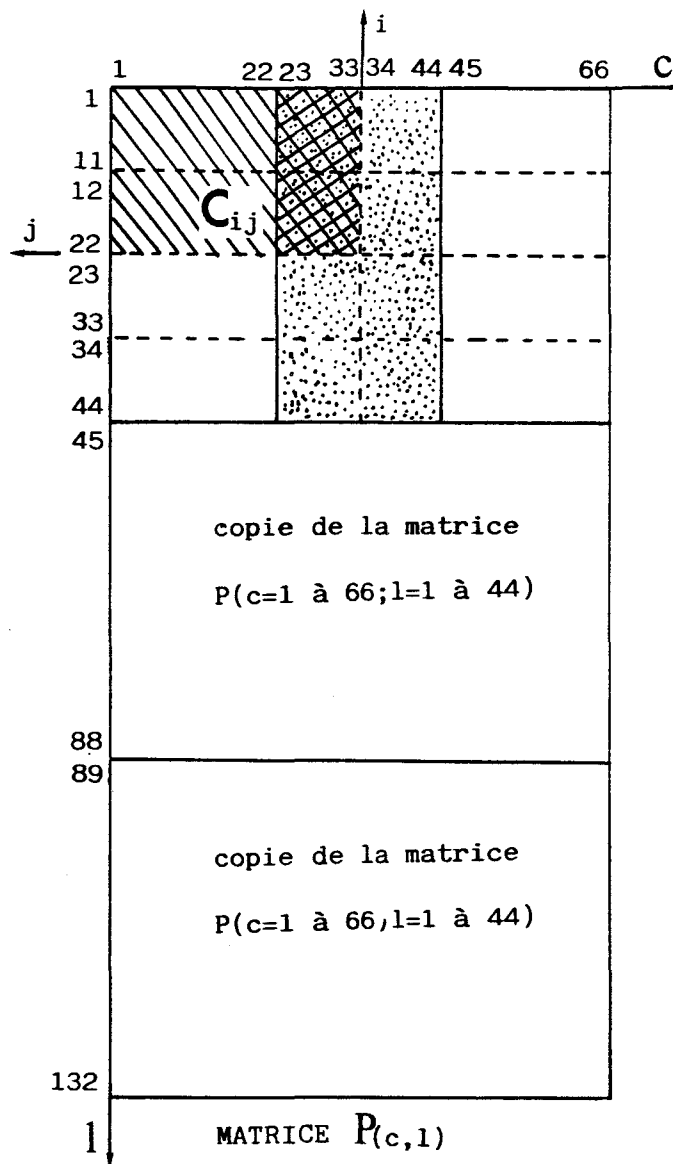
Dans l'étape suivante, on tient compte aussi des pondérations C_{ij} affectées au milieu situé hors du volume face à la sonde (figure 2.9), d'où la définition de huit zones de pondérations. La figure 2.10 donne des exemples de valeurs correspondant à cette définition.

Au stade de notre étude, nous exploitons plus finement la connaissance des C_{ij} , en considérant des zones de pondérations de surface $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$ auxquelles on affecte la somme des C_{ij} du matériau dissipatif qui se projette sur cette surface élémentaire.

Les figures 2.11, 2.12 donnent une illustration du choix de matrice pour de l'eau et une structure stratifiée composée d'une couche de 5 mm du glycérol, suivie d'eau. Nous négligeons ici, les pondérations du matériau situées hors des petits côtés de la sonde, ce qui aux vues de la figure 2.10 est une hypothèse acceptable. On constate que ces matrices diffèrent selon la nature du matériau testé.

Nous formons ainsi une matrice sonde $P(c, l)$ de dimension $C = 1 \text{ à } 66$ sur $l = 1 \text{ à } 132$, dont la figure 2.13 donne une illustration. Dans les deux premiers cas, une interpolation linéaire entre plusieurs points est nécessaire, pour donner sur l'écran une image utilisant au mieux les capacités graphiques du matériel [1].

L'intérêt de la nouvelle définition de la matrice sonde est de remplacer l'interpolation linéaire par une meilleure prise en compte des paramètres de couplage de la sonde; il en résulte une qualité d'image comparable mais sans traitement.



Figure(2.13) : Définition de la matrice sonde $P(c=1 \text{ à } 66; l=1 \text{ à } 132)$. Surface (\\\\\\\\) couplée au quart de l'ouverture d'une sonde (#####); l'ouverture totale de la sonde correspondant à (.....).

Les indices des termes C_{ij} correspondent ici à des pas de 0,5 mm.

Figure(2.14) : Définition des combinaisons des matrices sonde et mesure pour l'obtention d'une matrice image I(a=1 à 132;b=1 à 165).Surface concernée par l'affichage a=1 à 132;b=12 à 143.

		Colonne 1						Colonne 2						Colonne 3											
		sonde 1		sonde 4		sonde 1		sonde 4		sonde 1		sonde 4		sonde 1		sonde 4									
		sonde 2		sonde 5		sonde 2		sonde 5		sonde 2		sonde 5		sonde 2		sonde 5									
		sonde 3		sonde 6		sonde 3		sonde 6		sonde 3		sonde 6		sonde 3		sonde 6									
		22		23		44		45		66		67		88		89		110		111		132			
a	b																								
ligne 1	1	111	114	114	114	111	111	111	114	114	114	114	111	111	111	114	114	114	111	111	111	114	114	114	
ligne 2	11																								
ligne 2	12	121	124	124	124	121	121	121	124	124	124	124	121	121	121	124	124	124	121	121	121	124	124	124	
ligne 3	22																								
ligne 3	23	131	134	134	134	131	131	131	134	134	134	134	131	131	131	134	134	134	131	131	131	134	134	134	
ligne 4	33																								
ligne 4	34	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	44																								
	45	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	55																								
	56	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	66																								
	67	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	77																								
	78	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	88																								
	89	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	99																								
	100	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	110																								
	111	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	121																								
	122	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	132																								
	133	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	143																								
	144	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	
	154																								
	155	141	145	145	145	141	141	141	144	144	144	144	141	141	141	144	144	144	141	141	141	144	144	144	

5.2.4 Calcul de l'image

5.2.4.1 Calcul de la matrice image I (a,b)

A l'image de dimension 6,6 cm × 6,6 cm correspond une matrice à deux dimensions, de 132 colonnes (notées a = 1 à 132) sur 132 lignes (notées b = 1 à 132). Chaque point calculé représente une surface de 0,5 mm × 0,5 mm, pour laquelle nous affichons quatre pixels de l'écran couleur.

La figure 2.14 nous donne la combinaison des vecteurs mesures (figure 2.2) affectés des vecteurs sondes (figure 2.13) qui participent à la définition d'une zone image. Le principe consiste, d'une part à superposer la matrice sonde $P(c, l)$ à chaque série de trois sondes de la matrice mesure M (col, ligne, sonde = 1 à 3 ou 4 à 6), et d'affecter à la coordonné a/b de la matrice image la valeur $P(c = a; l = b) \times M(\text{col, ligne, sonde} \in a/b)$. Comme le point de coordonnée a/b est constitué de plusieurs recouvrements de sonde, nous sommions les différentes combinaisons pour en tirer une moyenne. Par exemple la zone image I (a = 1 à 22; b = 23 à 33), qui correspond à une partie de l'image, est définie par l'expression :

$$I(a = 1 \text{ à } 22; b = 23 \text{ à } 33) = \left[P(23.44/23.33) M(1, 1, 1) + P(23.44/12.22) M(1, 2, 1) \right. \\ \left. + P(23.44/1.11)M(1, 3, 1) + P(1.22/23.33) M(1, 1, 4) + P(1.22/12.22) M(1, 2, 4) \right. \\ \left. + P(1.22/1.11)M(1, 3, 4) \right] \times$$

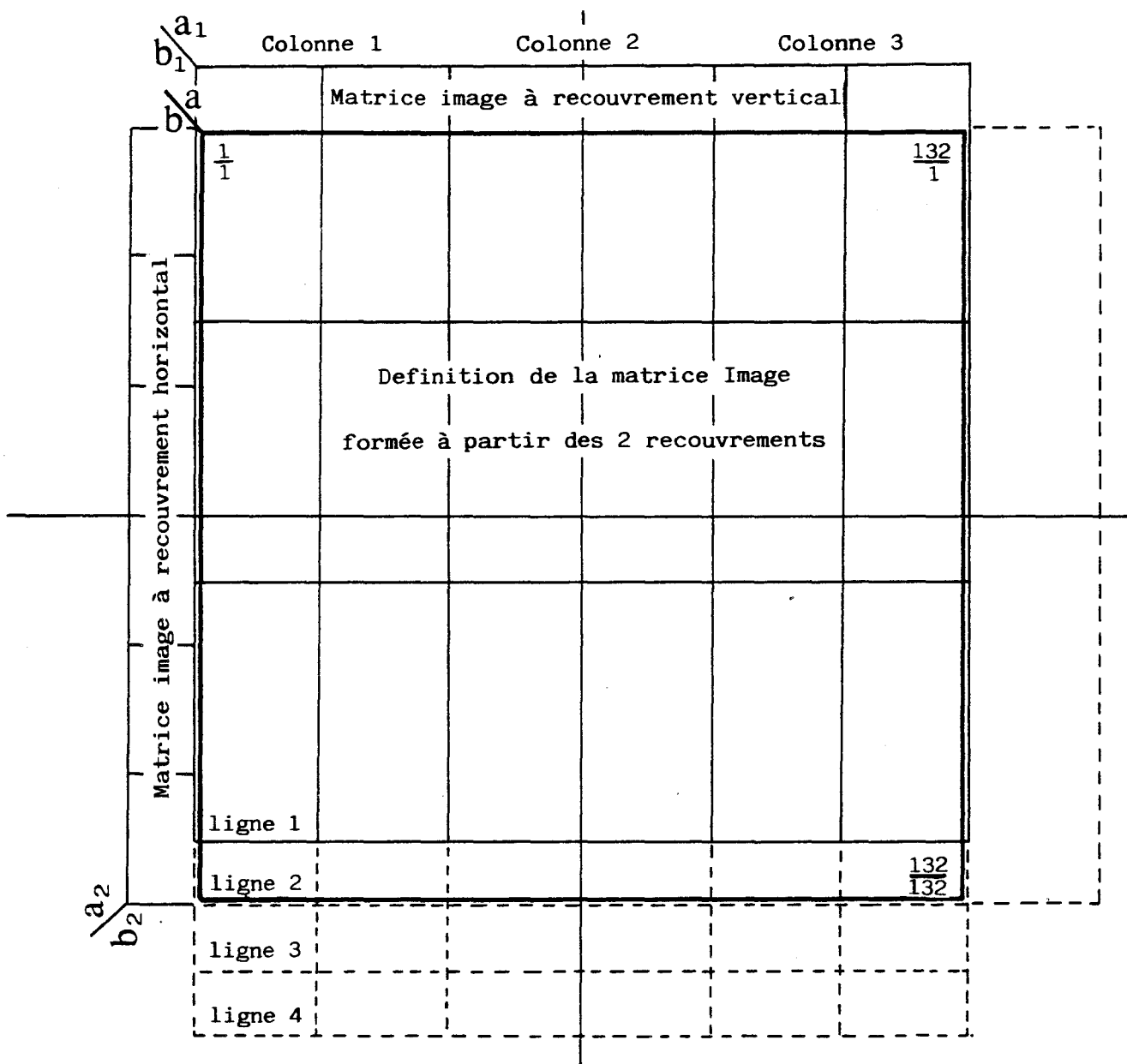
1

$$\left[P(23.44/23.33) + P(23.44/12.22) + P(23.44/1.11) + P(1.22/23.33) + P(1.22/12.22) + P(1.22/1.11) \right]$$

(5.4)

avec :

- M (col = 1 à 3, ligne 1 à 4, sonde = 1 à 6) la matrice mesure ;
- P (c = 1 à 66; l = 1 à 132) la matrice sonde.



Figure(2.15) : Matrice image globale $I(a=1 \text{ à } 132; b=1 \text{ à } 132)$ obtenue par la superposition des matrices à recouvrement vertical et horizontal.

C'est par ce type de combinaison que nous formons une matrice Image (a,b) régie par une seule fonction de variable a et b. Notons que la résolution d'une telle image est surestimée, compte tenu de la résolution de chacune des mesures radiométriques et des erreurs de positionnement.

5.2.4.2 Double recouvrement

Plusieurs publications du groupe NAMO [1] à [5] montrent l'intérêt d'une combinaison de deux séries d'acquisitions de mesures, la première telle définie par la figure 2.2, la deuxième obtenue de la même façon mais pour des sondes ayant subi une rotation de 90°. Cette méthode, dite du double recouvrement, conduit au traitement de 144 mesures radiométriques. Le recouvrement vertical assure ainsi une résolution spatiale dans le sens vertical de l'image et réciproquement pour le recouvrement horizontal. La matrice image finale est formée de la superposition de matrices images obtenues avec les deux recouvrements, soit :

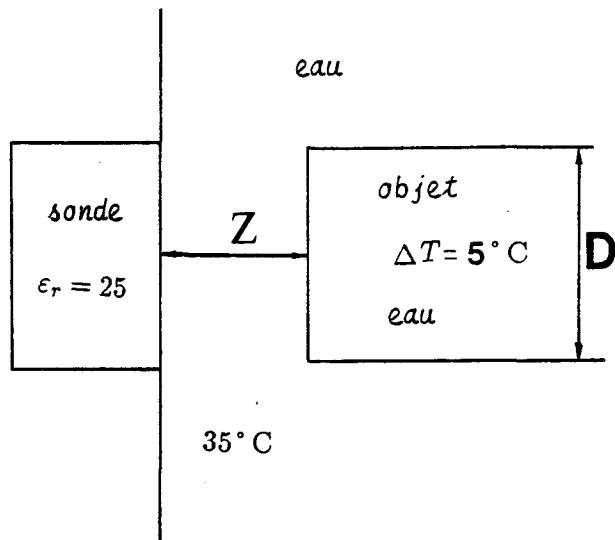
$$I(a, b) = \frac{I(a_1, b_1) + I(a_2, b_2)}{2} \quad (5.5)$$

Le positionnement correspondant est indiqué sur la figure 2.15.

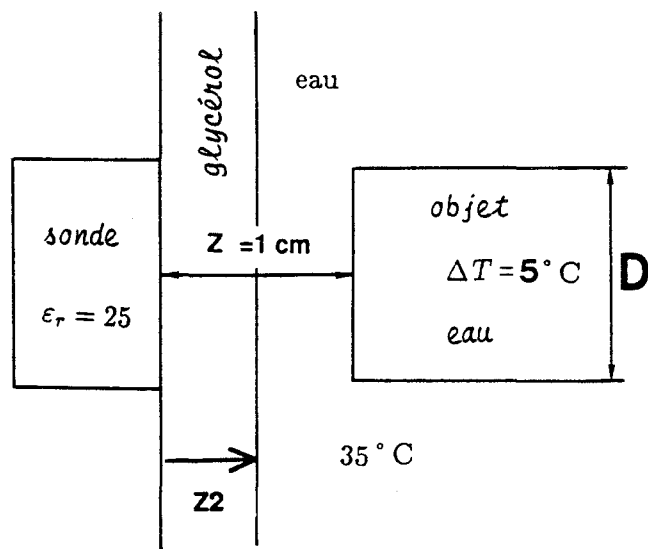
5.2.5 Conclusion

Le procédé d'imagerie que nous avons développé constitue un outil supplémentaire pour la reconnaissance d'objets thermogènes dans des milieux dissipatifs. Les performances de ce moyen d'investigation sont accrues par la définition d'une matrice sonde, affectée d'une meilleure résolution.

Les progrès attendus dans le futur, correspondent à la réalisation d'une synthèse d'image en temps réel (le logiciel développé en turbo Pascal sur PC, calcule l'image en une minute). Nous allons juger maintenant des performances graphiques du système, à l'issue de reconstitutions d'images radiométriques d'objets thermogènes sur modèles théoriques et expérimentaux.



Figure(3.1) : Definition de la structure homogène (eau), pour la synthèse des images numérotées de 1 à 6.



Figure(3.2) : Definition de la structure stratifiée glycérol -eau, pour la synthèse des images numérotées de 7 à 17.

5.3 Images radiométriques théoriques d'objets thermogènes

5.3.1 Introduction

Au cours de l'exposé du paragraphe 5.2.2, nous avons montré qu'il est possible, à partir des paramètres de couplage C_{ijk} , d'obtenir une matrice mesure théorique. En fait les images obtenues expérimentalement dépendent de deux types de paramètres de sonde.

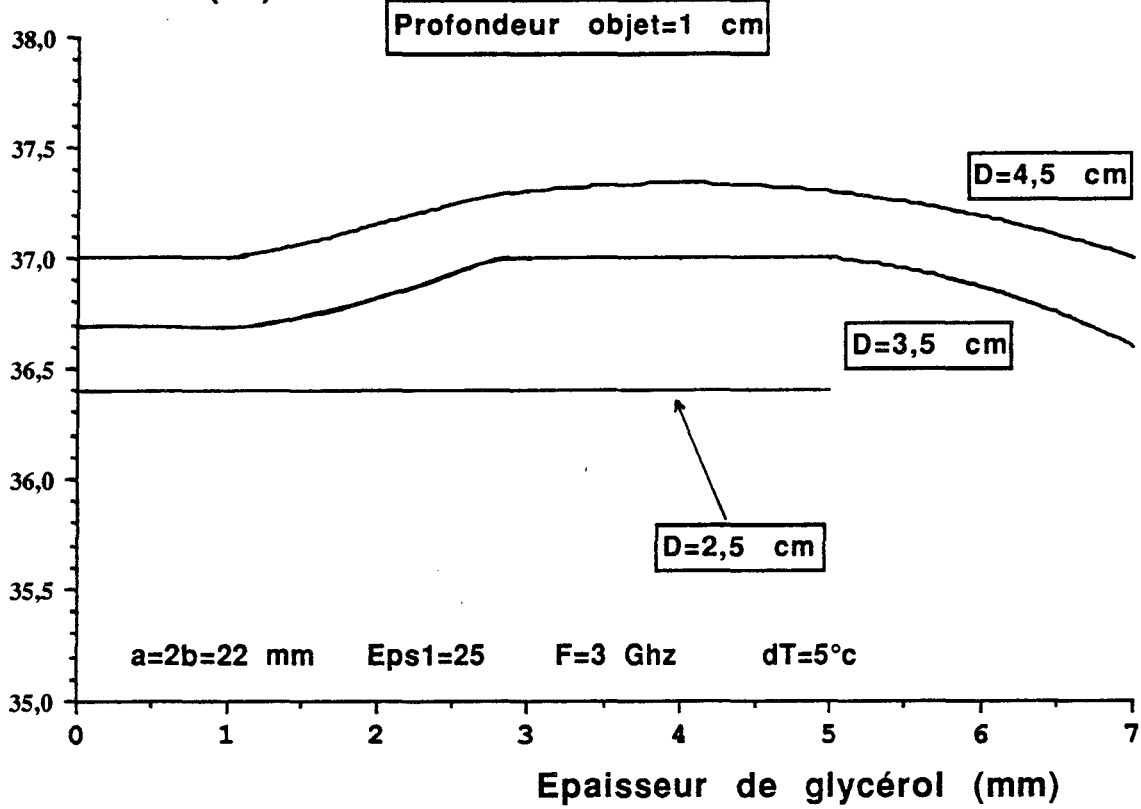
- Les paramètres microscopiques qui sont les C_{ijk} affectés à chacun des volumes élémentaires du matériau dissipatif couplés à la sonde. Ces paramètres définissent les limites du volume couplé.
- Les paramètres macroscopiques qui sont le coefficient de réflexion $|\rho|^2$ et C_D introduisent une dégradation du capteur ; pour une même configuration des C_{ijk} , l'augmentation de $|\rho|^2$ et C_D entraîne une décroissance de la visibilité de l'objet.

Les images théoriques visualisent l'excès de température radiométrique ΔT_m , intrinsèque à l'objet thermogène plongé dans la structure dissipative. Nous utilisons ici la définition (équation 2.2) qui ne fait pas intervenir les performances du capteur en terme de $|\rho|^2$ et C_M . Pour les cas étudiés, la température du matériau dissipatif est constante et égale à 35 °C ; l'objet dissipatif est porté à 40 °C. L'objet est constitué d'eau ; dans les cas de structures stratifiées traitées ci-après, il se trouve confiné dans la dernière couche de la structure dissipative qui est également de l'eau. Les caractéristiques de sonde employées à 3 GHz sont : $a = 2b = 22$ mm et $\varepsilon_1 = 25$.

5.3.2 Structure homogène - Rappel

Afin d'établir une base de comparaison pour les résultats en structure stratifiée, nous commençons par des rappels sur une structure homogène (eau), figure 3.1. Les photos numérotées 1 à 6 donnent les images radiométriques obtenues pour trois diamètres d'objet 4,5 ; 3,5 et 2,5 cm , ainsi que pour deux profondeurs $z = 0$ et $z = 1$ cm.

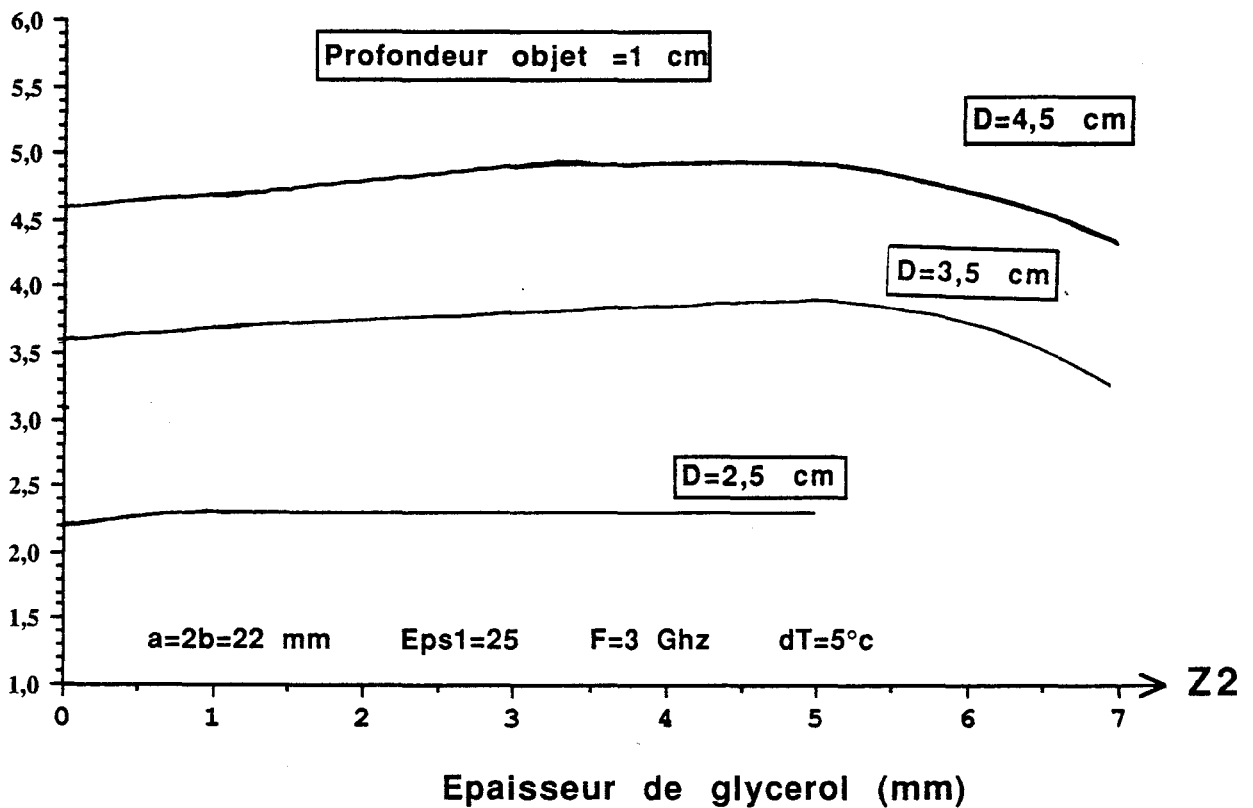
Tm.max (°C)



Z2

Figure(3.3) : Evolution de la température radiométrique maximale, fonction de l'épaisseur de glycérol.

Diamètre isotherme à 36°C (cm)



Z2

Figure(3.4) : Evolution du diamètre des isothermes à 36°C, fonction de l'épaisseur de glycérol.

Ces résultats ont déjà fait l'objet de publications [2], ils donnent par comparaison un aperçu de la définition de l'image. Celles-ci sont à l'origine d'une règle d'extraction de contour, permettant de retrouver le diamètre de l'objet thermogène.

5.3.3 Structures stratifiées

5.3.3.1 Structure stratifiée glycérol - eau

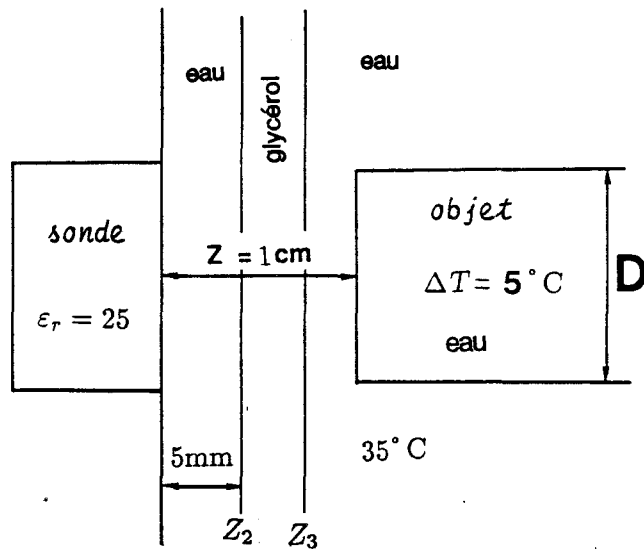
Le modèle considéré est présenté sur la figure 3.2. La profondeur de l'objet est fixée à 1 cm. Elle constitue une base intéressante de comparaison entre les différents cas où la couche de glycérol évolue de 1, 3, 5 à 7 mm (épaisseur z_2). Les photos respectives sont numérotées de 7 à 17. A partir de ces résultats, nous avons reporté sur la figure 3.3 l'évolution de la température radiométrique maximale $(Tm)_{max}$, en fonction de l'épaisseur z_2 de la couche de glycérol. L'objet est situé à la même profondeur (1cm).

On constate que pour chaque objet le signal radiométrique est pratiquement constant à 10% près. Les faibles variations observées peuvent être interprétées comme dues à un équilibre entre la faible émissivité du glycérol et celle de l'objet plus importante, ainsi qu'aux effets du dioptré eau-glycérol.

Il a été établi pour l'eau [2] à partir d'une règle, associée à une extraction de contour de l'image, que l'on peut déduire le diamètre de l'objet. Cette règle empirique permet d'établir le diamètre de l'objet indépendamment de sa profondeur. Nous essayons d'établir une règle similaire en examinant la taille des images correspondantes. Dans une autre approche, nous pouvons relever les diamètres des isothermes à 36 °C (figure 3.4) qui fournissent une approximation du diamètre de l'objet.

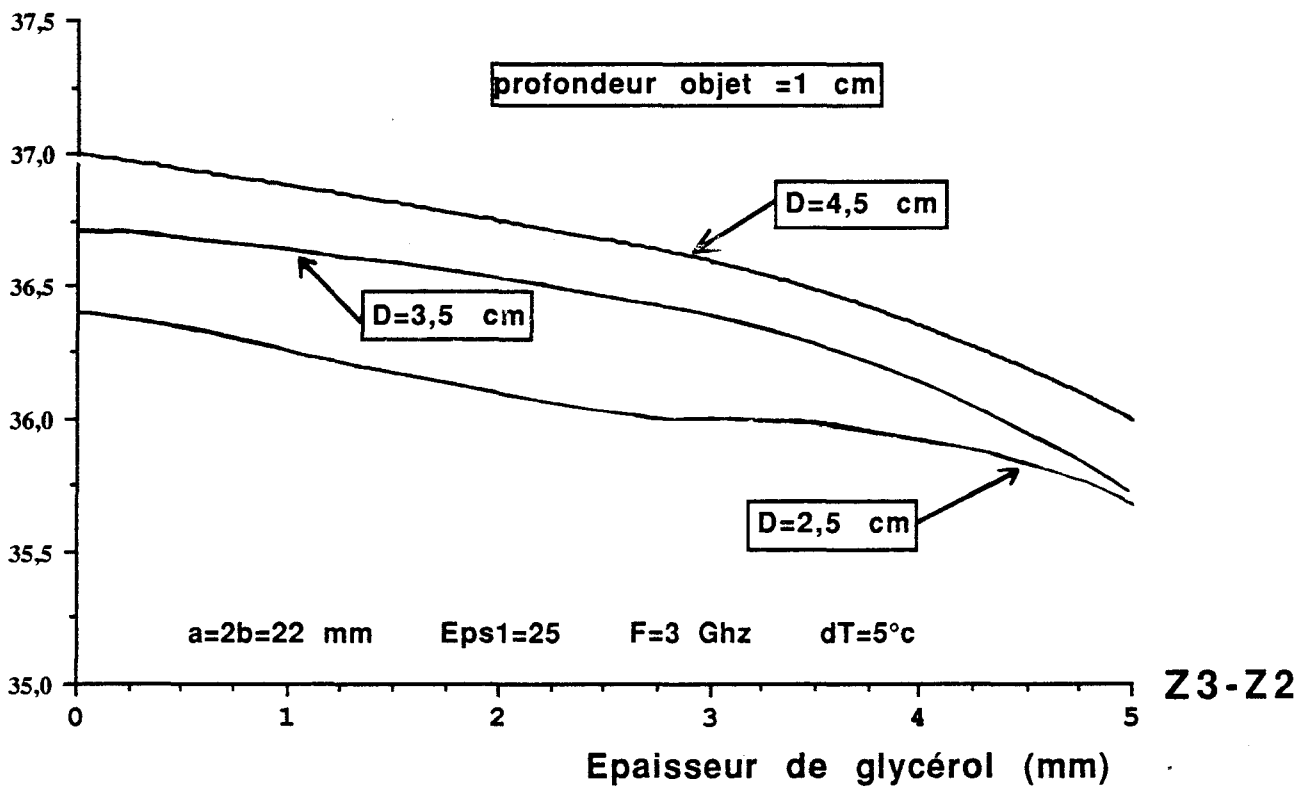
5.3.3.2 Structure stratifiée eau-glycérol-eau

Ce modèle est constitué d'un agencement de trois couches (figure 3.5). Toujours par souci d'établir une base de comparaison, la profondeur de l'objet est fixée à 1 cm. Pour ce cas, nous faisons varier l'épaisseur de la couche de glycérol ($z_3 - z_2$) de 3 mm



Figure(3.5) : Definition de la structure stratifiée eau(5 mm), glycérol,eau ;pour la synthèse des images numérotées de 18 à 23.

Tm.max (°c)



Figure(3.6) : Evolution de la température radiométrique maximale, fonction de l'épaisseur de glycérol.

à 5 mm. Les photos correspondantes sont numérotées de 18 à 23.

Avec ce genre de structure, le signal émis par l'objet est masqué par l'agencement mêmes des strates. En effet, la première couche d'eau (de 0 à z_2) est un absorbant très violent, dont l'influence s'ajoute à l'effet dispersif important du glycérol de la deuxième couche ($z_3 - z_2$). En analysant (figure 3.6), l'évolution de la température $(Tm)_{max}$ en fonction de l'épaisseur de la couche de glycérol ($z_3 - z_2$), on note une baisse importante de $(Tm)_{max}$ quand l'épaisseur de glycérol augmente. Une étude d'extraction de contour doit être abordée prochainement.

5.3.3.3 Conclusion

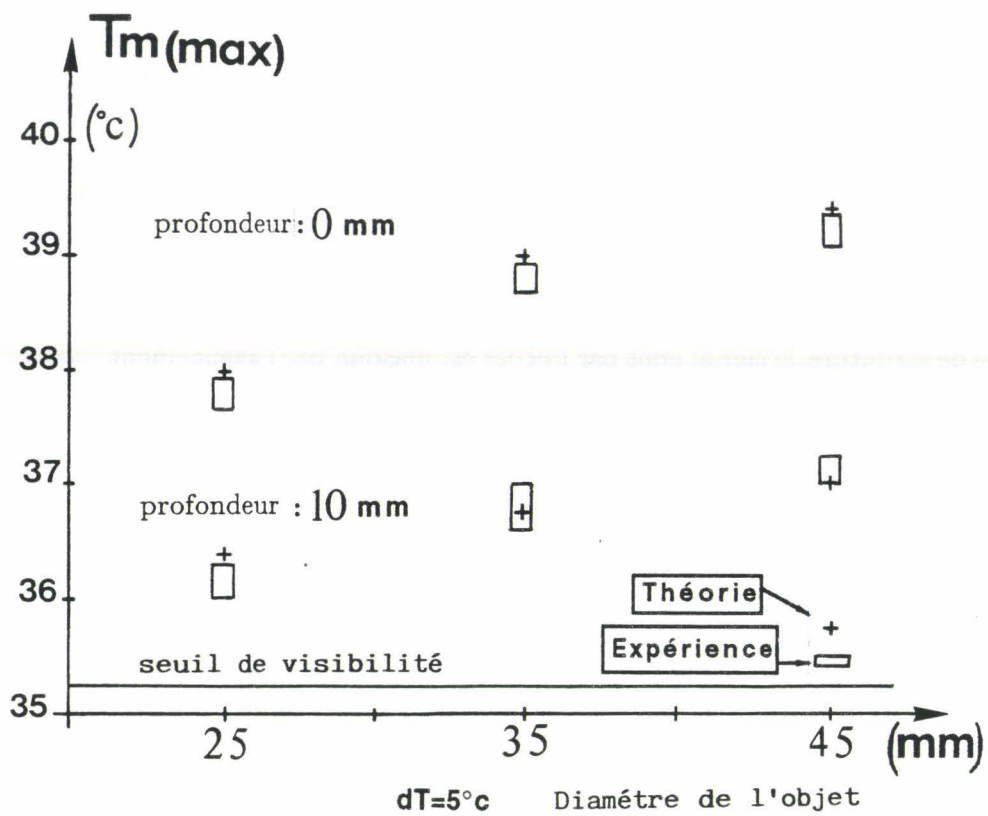
Ces premières images théoriques obtenues dans quelques cas particuliers, montrent les bouleversements qu'apporte une structure stratifiée constituée de milieux de permittivités très différentes, par rapport aux résultats obtenus en structure homogène [2]. Elles posent également le problème de nouvelles règles à établir pour les extractions de contour de l'objet thermogène.

5.4 Images radiométriques expérimentales d'objets thermogènes

5.4.1 Introduction

L'acquisition d'images radiométriques sur modèles physiques est le but final de ce travail. Ces images sont réalisées avec la méthode du double recouvrement définie au paragraphe 2.4.2. Afin de satisfaire aux conditions de modélisation développée aux premier et second chapitres, la mesure s'effectue avec une sonde unique au lieu d'une multisonde. Il en résulte l'inconvénient d'un temps de mesure accru et donc de possibles dérives thermiques.

Il est à noter que ces images prennent en compte les paramètres macroscopiques $|\rho|^2$ et C_M , qui interviennent dans les performances du capteur couplé au matériau. Par



Figure(4.1) : Evolutions théoriques et expérimentales de la température radiométrique maximale, d'un objet à 40°C en milieu homogène (eau à 35°C) en fonction de son diamètre pour deux profondeurs Z .

ailleurs, les images issues de l'expérience sont sujettes au bruit du récepteur et donc à un seuil de visibilité donné, alors que les images théoriques ne le sont pas.

5.4.2 Milieu homogène (eau)

Nous donnons, photos 24 à 29, les images expérimentales obtenues pour des objets de diamètres $D = 4,5 ; 3,5 ; 2,5$ cm et des profondeurs $z = 0$ et 1 cm. La figure 4.1 représente les valeurs théoriques et expérimentales de la température maximale de l'image ($(Tm)_{max}$), pour les différents cas cités, ainsi que le seuil de visibilité.

5.4.3 Structures stratifiées

- Structures glycérol-eau

Nous donnons, photos numérotées 30 à 35, les images expérimentales de structures glycérol-eau pour des épaisseurs de glycérol $z_2 = 1$ et 3 mm et des objets de diamètre $D = 4,5 ; 3,5 ; 2,5$ cm, pour une profondeur fixée à 1 cm. On constate que l'augmentation de la couche de glycérol provoque un étalement des courbes isothermes des images, et une diminution de leur intensité, notamment lorsque l'objet a un faible diamètre. Pour des épaisseurs de glycérol (z_2) supérieures ou égales à 5 mm, les images deviennent moins significatives. Elles sont inexploitable pour des objets de diamètre inférieur à 3,5 cm (profondeur fixée à 1 cm). Par ailleurs, on note un écart important entre les températures radiométriques maximales théoriques et expérimentales.

- Structures eau-glycérol-eau

Dans les mêmes conditions ($D = 4,5 ; 3,5 ; 2,5$ cm et profondeurs $z = 1$ cm), les images expérimentales obtenues sur les structures eau (5 mm), glycérol (3 à 5 mm), eau sont inexploitable pour un diamètre D inférieur à 4,5 cm. A titre d'exemple nous donnons photo numérotée 36, une image correspondant à un objet de diamètre 4,5 cm (profondeur 1 cm), plongé dans une structure eau (5 mm), glycérol (3 mm), eau.

Pour les cas défavorables cités, l'information utile émise par l'objet est masquée par le seuil de visibilité du récepteur. Dans ces situations pratiques très défavorables

de structures multicouches associées à des gradients d'indices très violents, combinant en plus une émissivité réduite et un couplage diffus C_D important, il apparaît que les images sont peu exploitables, en particulier lorsque la température radiométrique maximale de l'image est inférieure dans notre situation à $0,7^\circ\text{C}$. Cela nécessite que le système de mesure dans son ensemble, présente des performances meilleures que celles qu'il possède actuellement, en ce qui concerne à la fois la température de bruit du radiomètre, les performances du capteur ainsi que les dérives thermiques de la sonde et de l'environnement. La condition pourrait être réalisée dans le futur en opérant sur des structures plus dissipatives, siège de gradients d'indice moins important, et par l'utilisation d'un radiomètre assurant une mesure plus rapide et donc moins sensible aux fluctuations thermiques extérieures.

5.4.4 Conclusion

Les images expérimentales sur modèle constituent en quelque sorte l'aboutissement du travail entrepris dans ce mémoire. Les résultats obtenus indiquent que les images les plus significatives sont obtenues sur des milieux absorbants homogènes. La présence de gradients d'indices violents en structures multicouches dégrade notablement l'information radiométrique. Mais nous pouvons faire la distinction suivante : pour une structure glycérol-eau ce sont les caractéristiques macroscopiques de la sonde ($|\rho|^2$ et C_M) qui dégradent l'information ; pour une structure eau-glycérol-eau ce sont à la fois les caractéristiques microscopiques et macroscopiques.

5.5 Conclusion

Un procédé d'inversion élaboré au sein de l'équipe NAMO [1] à [4], permet la reconnaissance d'objets thermogènes de forme ramassée (D, Z, T) dans un milieu dissipatif homogène (eau). Il associe le traitement d'images radiométriques expérimentales à des abaques $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}(D, Z)$ calculés théoriquement aux deux fréquences de travail, donnant accès respectivement au diamètre D de l'objet et au couple température T et profondeur Z .

Les résultats obtenus dans ce chapitre (ainsi qu'au chapitre précédent) sur les structures stratifiées, nous imposent de fixer une structure de travail ; celle qui nous intéresse est relative aux tumeurs mammaires. La principale difficulté est de fixer une structure avec des permittivités proches de la réalité in-vivo ; des publications antérieures [6][7] donnaient pour le sein une permittivité proche d'un tissu adipeux à faibles pertes. Les excellents résultats obtenus par B. Bocquet en milieu hospitalier [2], avec une modélisation réalisée sur un milieu à fortes pertes (eau) contredisent cette affirmation. Les résultats peu encourageants obtenus sur des structures stratifiées à forts gradients d'indices (eau-glycérol-eau), nous amènent à penser que la structure réelle du sein doit comporter des gradients d'indices moins violents. Dans ces conditions, on opte volontiers pour les derniers résultats de permittivité reportés dans [8][9], qui affirment pour le sein des permittivités moyennes voisines de $\varepsilon' = 15$ et $\varepsilon'' = 3,5$ vers 3 GHz. Ces résultats ouvrent donc le champ à de nouvelles modélisations et études expérimentales. Ces nouveaux aspects sont actuellement à l'étude et visent à la préparation d'une thèse.



photo 1



photo 2



photo 3





photo 4



photo 5



photo 6

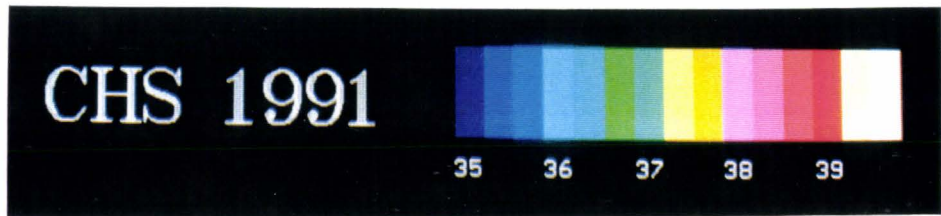




photo 7

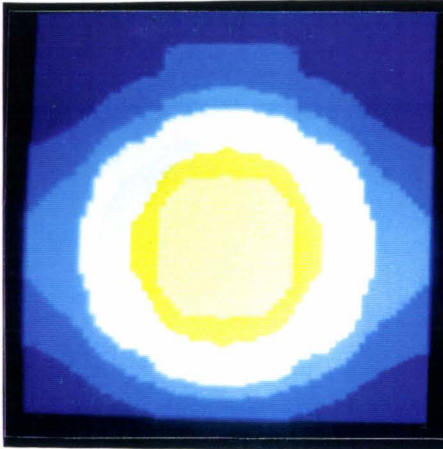


photo 8



photo 9





milieu : glyc(3mm)+eau

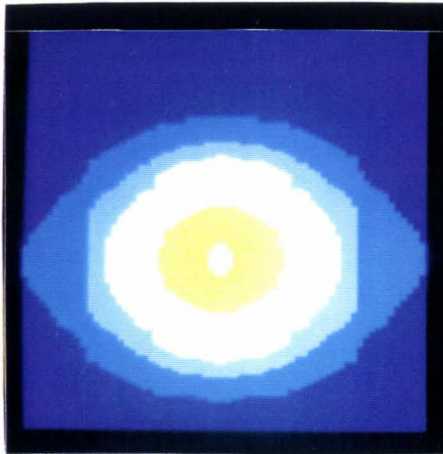
diametre objet = 4,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

temperature objet = 40°C

photo 10



milieu : glyc(3mm)+eau

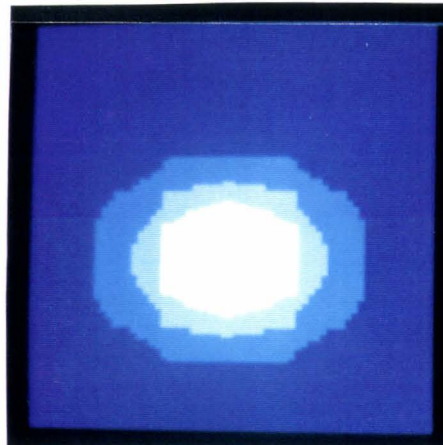
diametre objet = 3,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

temperature objet = 40°C

photo 11



milieu : glyc(3mm)+eau

diametre objet = 2,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

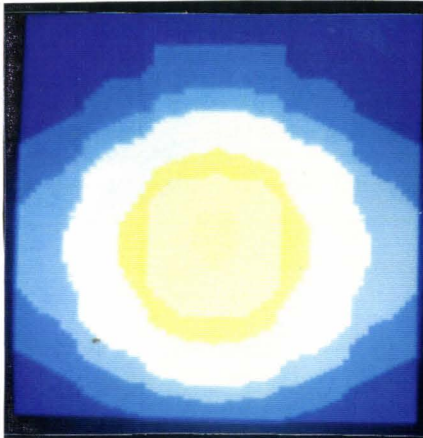
temperature objet = 40°C

photo 12

CHS 1991



35 36 37 38 39



milieu : glyc(5mm)+eau

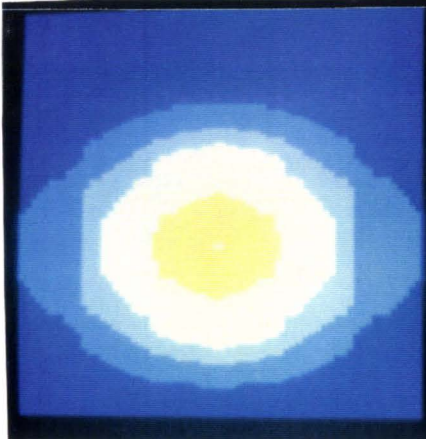
diametre objet = 4,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

temperature objet = 40°C

photo 13



milieu : glyc(5mm)+eau

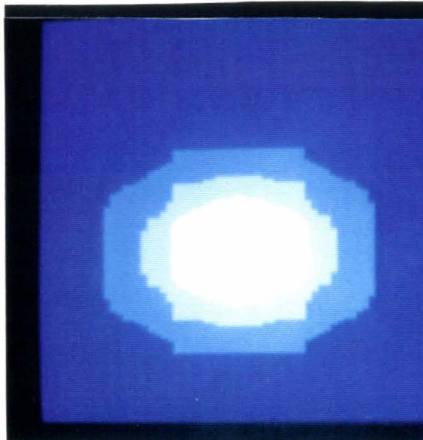
diametre objet = 3,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

temperature objet = 40°C

photo 14



milieu : glyc(5mm)+eau

diametre objet = 2,5 cm

profondeur objet = 1 cm

temperature milieu = 35°C

temperature objet = 40°C

photo 15

CHS 1991



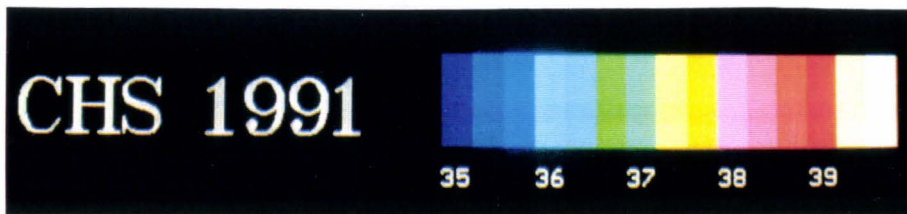
35 36 37 38 39

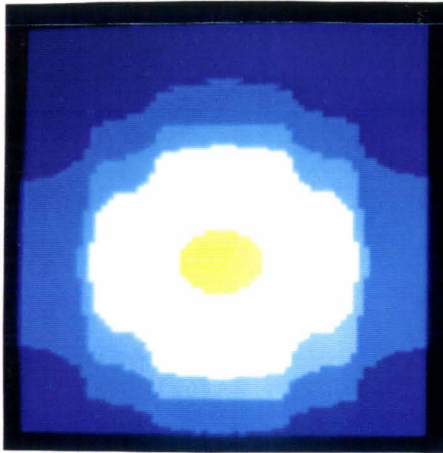


photo 16



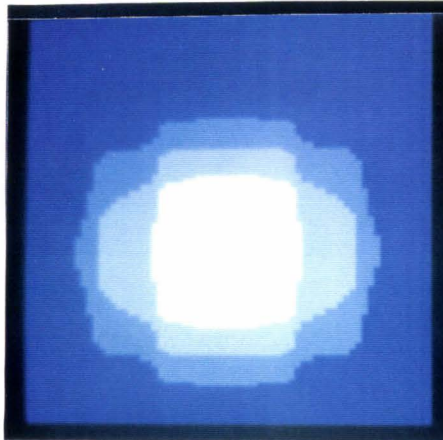
photo 17





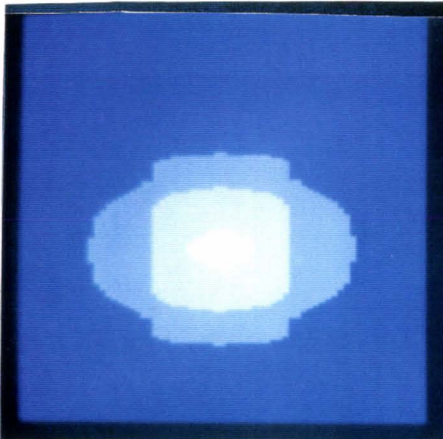
milieu: eau(5mm)+glyc(3mm)
+ eau
diametre objet = 4,5 cm
profondeur objet = 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

photo 18



milieu: eau(5mm)+glyc(3mm)
+ eau
diametre objet = 3,5 cm
profondeur objet = 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

photo 19



milieu: eau(5mm)+glyc(3mm)
+ eau
diametre objet = 2,5 cm
profondeur objet = 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

photo 20

CHS 1991



35 36 37 38 39



photo 21



photo 22



photo 23

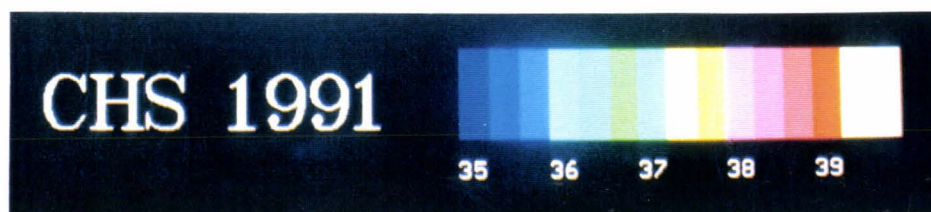




photo 24

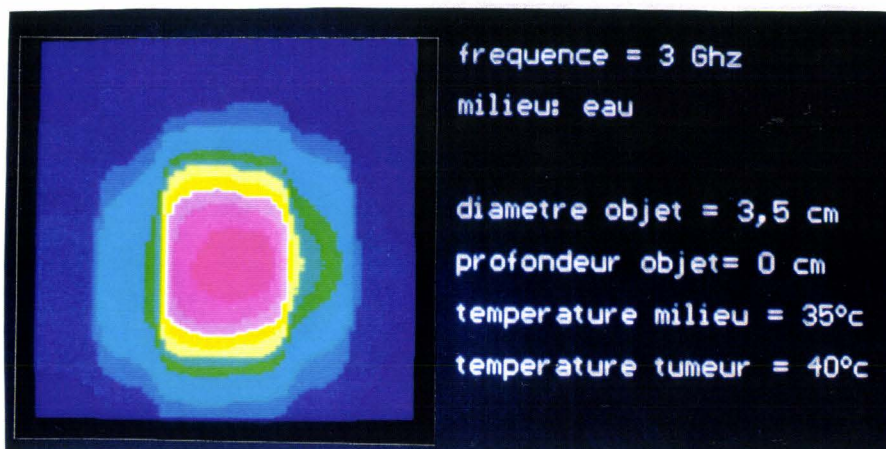


photo 25

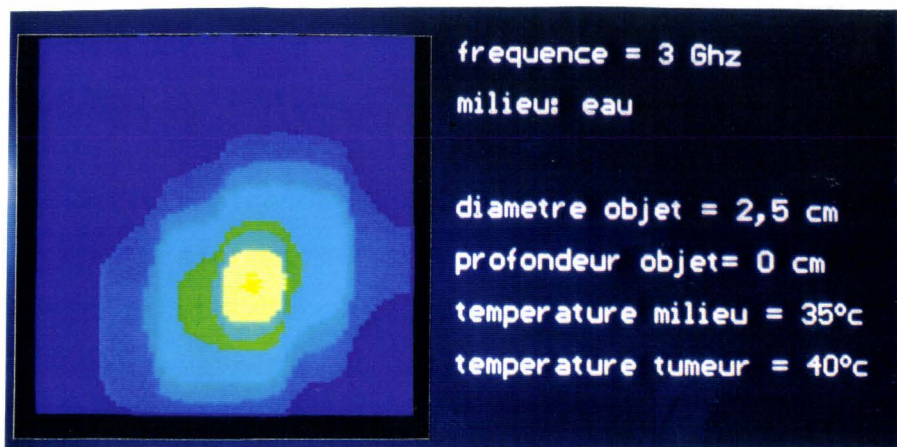


photo 26





photo 27

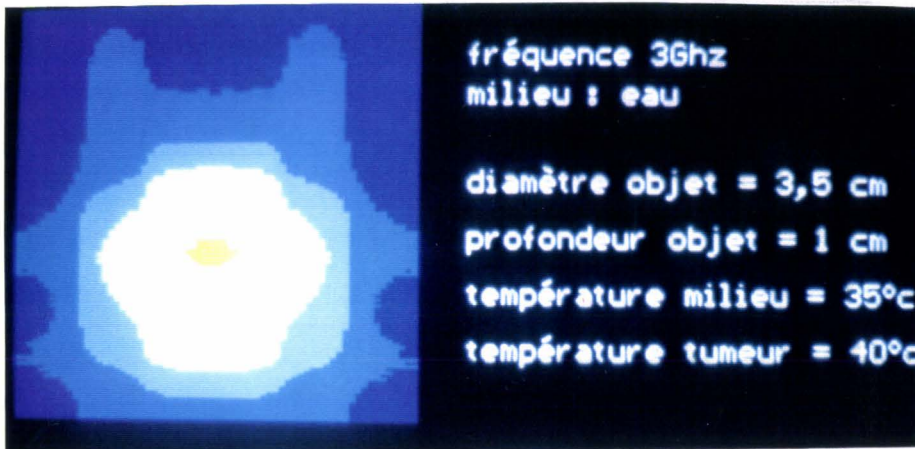
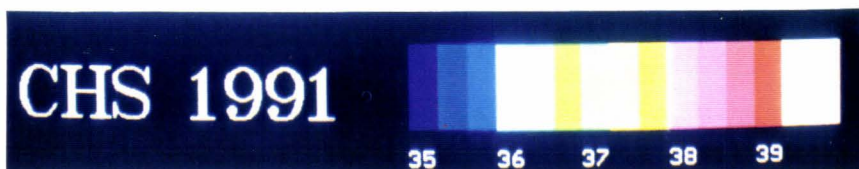


photo 28



photo 29



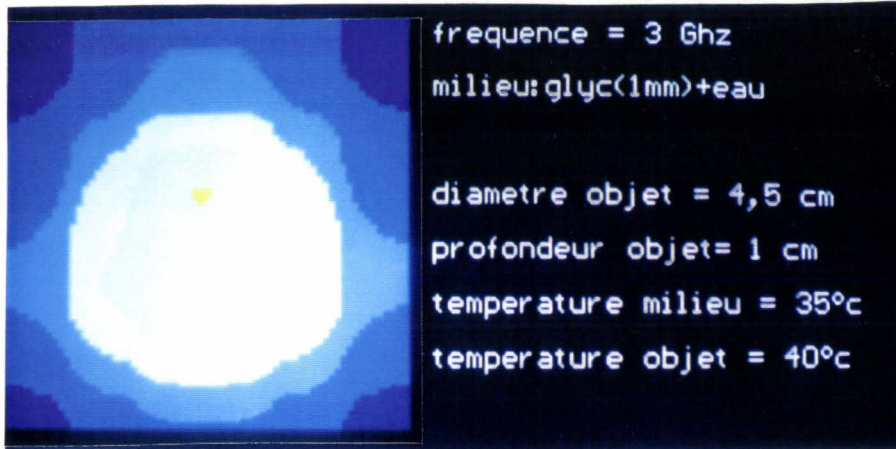


photo 30

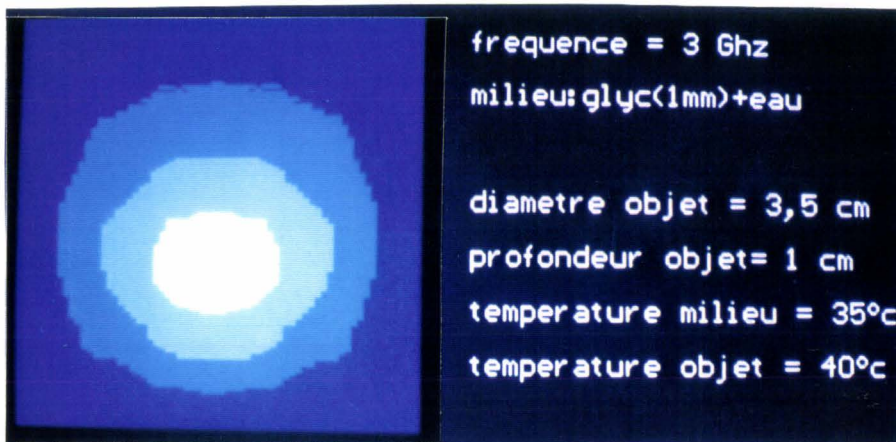
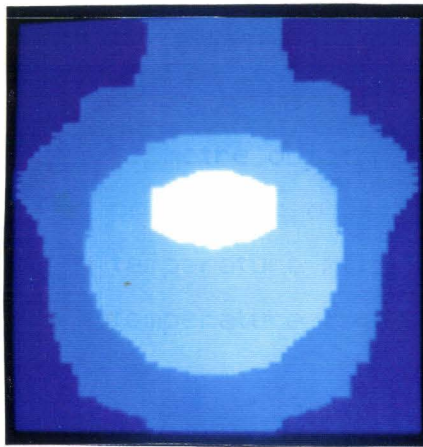


photo 31



photo 32





frequence = 3 Ghz
milieu:glyc(3mm)+eau

diametre objet = 4,5 cm
profondeur objet= 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

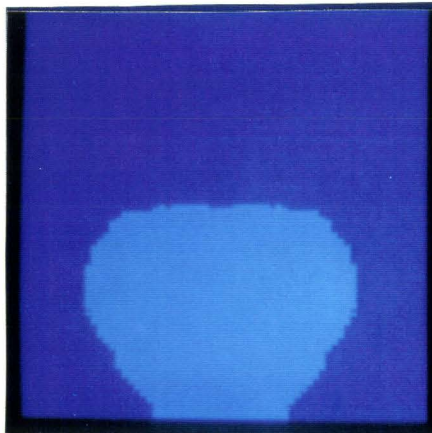
photo 33



frequence = 3 Ghz
milieu:glyc(3mm)+eau

diametre objet = 3,5 cm
profondeur objet= 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

photo 34



frequence = 3 Ghz
milieu:glyc(3mm)+eau

diametre objet = 2,5 cm
profondeur objet= 1 cm
temperature milieu = 35°C
temperature objet = 40°C

photo 35

CHS 1991



35 36 37 38 39

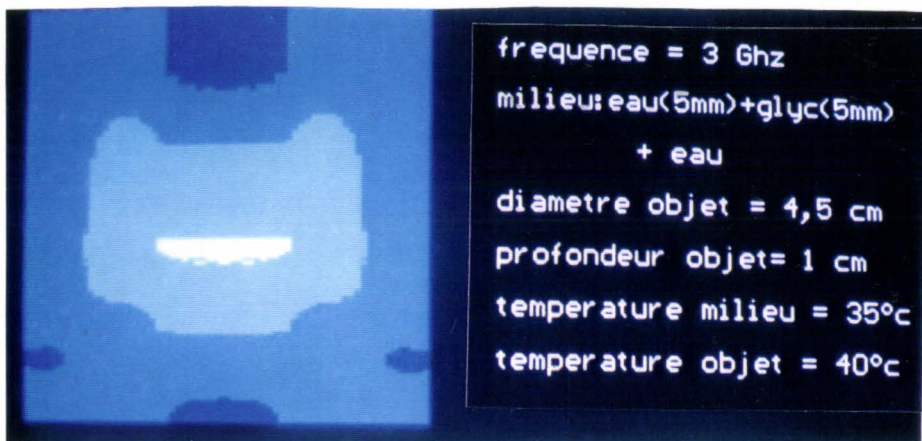
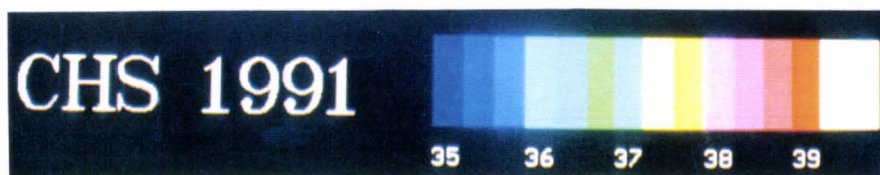


photo 36



Bibliographie

- [1] L. ENEL
"Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution à l'étude de faisabilité d'un scanner par TMO"
Thèse 3ème cycle, Lille, Juillet 1985.
- [2] B. BOCQUET
"Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique ; application en cancérologie. Thermométrie en volume"
Thèse de l'Université, Lille, Janvier 1989.
- [3] B. BOCQUET, J.C. VAN DE VELDE, A. MAMOUNI, Y. LEROY, G. GIAUX, J. DELANNOY and D. DELVALEE
"Microwave Radiometric Imaging at 3 GHz for the Exploration of Breast Tumors"
IEEE Transactions on MTT, Vol. 38, n° 7, June 1990.
- [4] L. ENEL, Y. LEROY, J.C. VAN DE VELDE, A. MAMOUNI
"Improved recognition of thermal structures by microwave radiometry."
Electronics Letters, 29th, Vol. 20, n° 7, March 1984.
- [5] B. BOCQUET, A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, Y. LEROY
"Imagerie thermique Microonde pour applications en Génie Biomédical"
J.N.M., Nice, 1987.
- [6] M.A. STUCHLY, S.S. STUCHLY
"Dielectric properties of biological substances tabuled"
Journal of microwave power, 15(1), 1980.

[7] K.R. FOSTER, J.L. SCHEPPS

"Dielectric properties of tumor and normal tissues at Radio though microwave frequencies"

Journal of microwave power, 16(2), 1981.

[8] A.M. CAMPBELL, D.V. LAND

"Dielectric properties of female human breast tissue measured in vivo at 3,2 GHz"

Phys. Med. Biol., 1991, n ° 1, 193-210.

[9] D.V. LAND, A.M. CAMPBELL

"Some recent measurements of tissue dielectric properties at 3,2 GHz"

University of Glasgow.

Conclusion Générale

Les travaux antérieurs concernant la modélisation et l'étude expérimentale des signaux radiométriques émis en champ proche par un matériau, caractérisaient essentiellement des milieux homogènes très dissipatifs, tels l'eau ou les tissus vivants à forte teneur en eau. Notre travail reprend ce type d'étude mais l'étend au cas de matériaux beaucoup moins dissipatifs (tel le glycérol) et à des structures stratifiées composées de matériaux à fortes et faibles pertes. Il en résulte des informations nouvelles qui éclairent de façon significative le comportement du capteur radiométrique utilisé.

Le premier chapitre présente l'étude théorique du rayonnement de l'ouverture d'un guide d'onde couplé à un milieu dissipatif. La méthode modale est de nouveau appliquée à un milieu homogène et étendue à des structures stratifiées ; ce travail nous conduit à introduire la notion de modes rétrogrades ou lobes diffus (c'est-à-dire la puissance rayonnée ailleurs que dans le milieu dissipatif), qui n'apparaît pas dans les publications antérieures de l'équipe NAMO.

Le deuxième chapitre est une vérification expérimentale de cette méthode en mode actif, en termes de coefficient de réflexion et de carte de champs rayonnés. Une expérimentation semi-quantitative met en évidence la puissance associée aux modes rétrogrades ; dans le cas de milieux homogènes très et peu dissipatifs (eau et glycérol) et de structures stratifiées comportant une strate dissipative proche de la sonde.

Le troisième chapitre est une étude analogue réalisée en mode passif. On étudie en particulier les modifications apportées par les modes rétrogrades. Leurs effets quantifiés et non négligeables induisent au radiomètre un fonctionnement en champs lointain qui s'ajoute à la mesure en champ proche du matériau dissipatif sous test. Nous montrons également que compte tenu de ces effets la courbe de réponse de l'historique "méthode de zéro" est affectée d'un changement de pente et d'un signal de décalage. Ces effets sont étudiés extensivement par comparaison des résultats obtenus en modes passif et

actif. Nous essayons de proposer des solutions à ces nouvelles données, car un radiomètre équipé du capteur actuel pose encore des problèmes pour une utilisation simple et similaire à une vraie "méthode de zéro".

Le quatrième chapitre concerne l'étude d'objets thermogènes. L'influence des modes rétrogrades nous amène à une nouvelle définition de l'excès de température de bruit associé à une structure thermogène, qui permet de faire abstraction du signal de décalage défini au chapitre trois. Cette étude met également en évidence une dégradation de la visibilité des structures thermogènes dans le cas de modes rétrogrades importants, et pour un même objet thermogène une réponse radiométrique dépendante de la structure du milieu.

Le cinquième chapitre propose une méthode de synthèse d'images prenant en compte la diversité des paramètres de couplages aux différents points de l'ouverture de la sonde, ainsi qu'une présentation d'images théoriques et expérimentales d'objets thermogènes, qui aboutit aux conclusions principales des chapitres précédents.

Dans ce travail, on peut retenir les éléments importants suivants.

Il existe généralement un couplage de la sonde radiométrique avec un volume différent de celui que l'opérateur souhaite initialement. Cet effet est d'autant plus important que le milieu face à la sonde est peu dissipatif; cette remarque s'applique tant en milieu homogène que stratifié. Le présent travail a volontairement traité des cas parfois très défavorables dans le but de bien comprendre les phénomènes, mais certaines conditions pratiques - notamment pour les applications médicales qui nous intéressent - sont heureusement plus optimistes, en particulier lorsque les tissus sont relativement à fortes pertes sans gradients de permittivité important. Une étude expérimentale de ces situations devrait être réalisée.

Une autre remarque concerne la méthode modale. Pour les caractéristiques de sonde $f = 3$ GHz, $a = 2b = 22$ mm, $\epsilon_1 = 25$, un critère établi à partir de la puissance

P_{AIR} associée aux lobes diffus valide la modélisation (pour les cas étudiés P_{AIR} est inférieure à 25%). Un prolongement ultérieur pourrait concerner l'étude de ce critère en fonction de la fréquence, des dimensions et de la permittivité diélectrique du capteur, ainsi que la modélisation correcte - par une approche peut être différente - de la contribution des lobes diffus sur les structures à faibles pertes, et des cas de structures comportant des inhomogénéités de formes compactes.

