

N° d'ordre : 765

50376
1988
149

50376
1988
149

THÈSE

présentée à

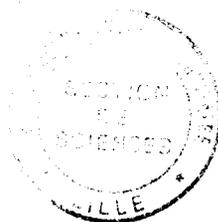
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Ahmed MAMOUNI



RADIOMETRIE MICROONDE EN CHAMP PROCHE **Applications médicales** **(Thermographie Microonde)**

Soutenue le 10 Mai 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT	Président
		Y.	LEROY	Rapporteur
		J. Ch.	BOLOMEY	Rapporteur
		Ph.	GELIN	Rapporteur
		F.	BARDATI	Examineur
		G.	GIAUX	Examineur
		G.	SALMER	Examineur
		J.C.	REITHLER	Invité



A la mémoire de mon Père,

à ma Mère,
à Rachida,
à Donnia et tous les miens.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (C.H.S.) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime ma plus vive reconnaissance à Monsieur le Professeur Y. LEROY, Responsable de l'Equipe "Nouvelles Applications des Microondes" d'avoir accepté la lourde responsabilité de s'engager dans la direction de cette activité nouvelle à l'époque (1976), d'assurer la direction scientifique de ce travail et de m'avoir prodigué aide amicale et conseils efficaces tout au long de ces années.

Je remercie Monsieur J.Ch. BOLOMEY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur Ph. GELIN, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, pour l'aide qu'il m'a apportée au cours de la rédaction de ce mémoire et pour l'honneur qu'il me fait de juger ce travail.

Monsieur F. BARDATI, Professeur à l'Université de Rome, Monsieur G. GIAUX, Professeur Agrégé au Centre de Lutte contre le Cancer de Lille et Monsieur le Professeur G. SALMER, Directeur du C.H.S. me font le plaisir de participer à la commission d'examens. Je les en remercie.

Monsieur J.C. REITHLER, Président Directeur Général de la Société ODAM a permis la concrétisation d'une grande partie de ce travail par le développement de systèmes industriels TMO et HYL CAR, je tiens à le remercier vivement pour cette action et pour l'honneur qu'il me fait de participer à ce jury.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur V. RINGEISEN, Directeur Technique de la Société ODAM.

Ce travail est essentiellement un travail d'équipe. Je tiens à témoigner ma profonde reconnaissance et mon amitié à tous mes camarades d'équipe, et tout particulièrement à Monsieur J.C. VAN DE VELDE et à Madame M.HOCHEDEZ, pour leur efficace contribution à cette étude et pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

Mes remerciements vont également à tous mes camarades du CHS pour leurs encouragements et pour l'aide et la sympathie qu'ils m'ont témoignés.

Mesdames M. FARGUE et M. VANDAELE ont assuré la dactylographie de ce mémoire, je leur exprime ma plus vive reconnaissance pour la qualité de leur travail.

J'adresse mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail :

- Le Personnel du C.I.T.I. et en particulier Monsieur Y. TINEL ;
- Monsieur J. BAUDET de l'Atelier d'Electronique ;
- Messieurs J.C. ANDRIES, J.C. JENNEQUIN et P. MICHON de l'Atelier de Mécanique ;
- Monsieur E. PLAYEZ et Madame E. DELOS de la Centrale de Caractérisation ;

Je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements :

* au Responsable (Dr. Y. MOSCHETTO) et au Personnel du CTB INSERM U. 279 Lille pour leur collaboration efficace et leur aide amicale dans le cadre du Pôle Régional G.B.M. du Nord - Pas de Calais ;

* aux Responsables et au Personnel des Laboratoires Cliniques pour leur accueil et leur contribution à l'évaluation clinique de la Radiométrie microonde :

- Laboratoire de Thermorégulation du CHU de Lille (Prof. Y. HOUDAS) ;

- Centre de Lutte contre le Cancer de Lille (Prof. G. GIAUX) ;

- Centre de Thermologie Biomédicale, INSERM, Université Louis Pasteur de Strasbourg (Dr. M. GAUTHERIE) ;

- Service d'exploration fonctionnelle du CHR de Strasbourg (Prof. Ch. GROS) ;

- Service de Neuroradiologie du CHR de Strasbourg (Prof. A. WACKENHEIM) ;

- Centre de Lutte contre le Cancer de Strasbourg (Prof. METHLIN) ;

- Clinique de Rhumatologie de Strasbourg (Dr. Y. DIRHEIMER) ;

- Centre de Sérologie de Strasbourg (Dr. P. HAEHNEL) ;

- Service de Médecine Nucléaire du CHU de Nancy (Prof. J. ROBERT).

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

PREMIERE PARTIE

RETROSPECTIVE DES ETUDES EN RADIOMETRIE MICROONDE

<u>INTRODUCTION</u>	7
---------------------------	---

CHAPITRE I : BASES PHYSIQUES DE LA RADIOMETRIE

I.1. RAYONNEMENT DU CORPS NOIR	11
I.2. RAYONNEMENT D'UN MATERIAU ABSORBANT REEL A LA TEMPERATURE UNIFORME	17
I.3. CONDITION D'OBTENTION D'UN SIGNAL RADIOMETRIQUE SIGNIFICATIF DE LA TEMPERATURE DU MILIEU COUPLE A LA SONDE	23
I.4. RAYONNEMENT D'UN MATERIAU REEL POUR UNE DISTRIBUTION DE TEMPERATURE NON UNIFORME	25
I.5. CONCLUSION	31

CHAPITRE II : RETROSPECTIVE DES ETUDES EN RADIOMETRIE MICROONDE

II.1. AVANT PROPOS	35
II.2. PREMIERS TRAVAUX EN RADIOMETRIE EN CHAMP PROCHE ..	35
II.3. PREMIERS TRAVAUX EN RADIOMETRIE EFFECTUES AU CHS ..	41
II.3.1. Etudes préliminaires - Méthode de Zéro -	41
II.3.2. Essais préliminaires en milieu clinique	43
II.3.3. Premier système d'Imagerie Microonde Passive	47
II.3.4. Etude des sondes. Calcul des signaux radiométriques en TMO	51
II.3.5. Notion de Thermographie Microonde par corrélation ..	59

II.3.6. Transfert de Technologie	63
II.3.7. Travaux sur la radiométrie effectués simultanément ...	63
II.4. ETUDES DES POTENTIALITES THERMOMETRIQUES DE LA RADIOMETRIE POUR LE CONTROLE D'HYPERTHERMIE	65
II.4.1. Position du problème	65
II.4.2. Premiers travaux sur le contrôle atraumatique d'hyperthermie par radiométrie	67
II.4.2.1. Principe de la méthode	67
II.4.2.2. Solution du problème d'intermodulation	69
II.4.2.3. Essais cliniques préliminaires	71
II.4.3. Autres études sur le contrôle d'hyperthermie par radiométrie	73
II.4.4. Situation actuelle du problème de thermométrie en hyperthermie	75
II.4.5. Recherches récentes destinées à l'évaluation des potentialités thermométriques de systèmes d'Imagerie	77
II.4.5.1. L'Imagerie microonde active	79
II.4.5.2. Techniques d'Imagerie médicales	83
- Imagerie Acoustique	
- Imagerie R.M.N.	
- Imagerie par Rayons X	
II.5. CONCLUSION	85
<u>CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE</u>	87

DEUXIEME PARTIE

TECHNIQUES RADIOMETRIQUES EN CHAMP PROCHE

<u>INTRODUCTION</u>	101
----------------------------------	------------

CHAPITRE I : RADIOMETRES A PUISSANCE TOTALE ET SYSTEMES DERIVES (THERMOMETRIE PAR MICROONDES - TMO)

I.1. AVANT PROPOS	103
I.2. PRINCIPE DE BASE	103

I.3. ECART MINIMAL DE TEMPERATURE DECELABLE	105
I.4. CONDITION DE DETECTION D'UN SIGNAL DE BRUIT THERMIQUE	107
I.5. FLUCTUATIONS DU GAIN DE LA CHAINE D'AMPLIFICATION ET REMEDE	109
I.6. DIFFERENTS TYPES DE CHARGES SOUMISES A LA MESURE THERMOMETRIQUE	111
I.7. DIFFERENTS MODES DE REALISATION DE LA SOURCE DE BRUIT	113
I.8. SOLUTION DU PROBLEME DES EFFETS D'EMISSIVITE	115
I.8.1. Méthode de zéro	115
I.8.2. Radiomètre intégré monolithique	117
I.9. RADIOMETRE MULTISONDE (TMO MULTISONDE) ET IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE (ITMO)	119
I.10. CONCLUSION	123

CHAPITRE II : RADIOMETRES A CORRELATION OU TMO PAR CORRELATION

II.1. AVANT PROPOS	125
II.2. PRINCIPE DE LA TMOC	125
II.3. CARACTERISTIQUES DE LA TMOC EN TERMES DES CONSEQUENCES DU DEUXIEME PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE	129
II.3.1. Système connecté à deux charges adaptées	129
II.3.2. Système connecté à deux sondes adaptées sans volume de couplage commun	129
II.3.3. Système connecté à deux sondes non adaptées et sans volume de couplage commun	131
II.3.4. Système connecté à deux sondes adaptées dont les volumes de couplage ont une partie commune	131
II.4. CONSTITUTION DES DISPOSITIFS TMOC - NOTION DE SENSIBILITE -	137
II.5. QUELQUES VERIFICATIONS EXPERIMENTALES DES CARACTERISTIQUES DE LA TMOC	141
II.6. CONCLUSION	143
<u>CONCLUSION DE LA DEUXIEME PARTIE</u>	144

TROISIEME PARTIE

METHODE DE CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE PAR UN GUIDE DANS UN MILIEU SEMI-INFINI. APPLICATION AU CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES ET A LA RECONNAISSANCE D'OBJETS THERMIQUES

<u>INTRODUCTION</u>	149
---------------------------	-----

CHAPITRE I: METHODE MODALE DE CALCUL DU CHAMP RAYONNE PAR L'OUVERTURE D'UN GUIDE RECTANGULAIRE DANS UN MILIEU DISSIPATIF SEMI-INFINI

I.1. AVANT PROPOS	151
I.2. RAPPEL DES TRAVAUX ANTERIEURS ET CHOIX DE LA METHODE	153
I.2.1. Rappel des travaux antérieurs	153
I.2.2. Résultats antérieurs	157
I.2.2.1. Calcul du coefficient de réflexion	159
I.2.2.2. Représentation du champ	161
I.2.3. Choix de la méthode	161
I.3. BASES THEORIQUES DE LA METHODE MODALE	163
I.3.1. Définition de la structure et équations de propagation .	163
I.3.2. Application des conditions de continuité	169
I.3.2.1. Modes de part et d'autre de la discontinuité	169
I.3.2.2. Equations de continuité	175
I.3.3. Transformation des équations de continuité	177
I.3.3.1. Calcul des fonctions de couplage	177
I.3.3.2. Equations destinées au test de la méthode	181
I.3.3.3. Expression du champ dans le milieu semi-infini .	183
I.4. RESULTATS NUMERIQUES	183
I.4.1. Mise en oeuvre de la méthode	185
I.4.1.1. Stabilité numérique	185
I.4.1.2. Test de la méthode	185
I.4.2. Comportement du coefficient de réflexion	189
I.4.3. Raccordement du champ électrique dans le plan de la discontinuité	191

I.4.4. Représentation du champ dans le milieu semi-infini	195
I.4.4.1. Expressions du champ électrique	195
I.4.4.2. Résultats numériques	197
I.4.4.3. Commentaires	199
I.4.4.4. Comparaison avec l'expérience	201
I.5. CONCLUSION	203

CHAPITRE II : APPLICATION DE LA METHODE MODALE AU CALCUL DES PARAMETRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN TMO ET TMOC

II.1. AVANT PROPOS	205
II.2. CALCUL DES PARAMETRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN TMO	207
II.2.1. Paramètres de couplage et analyse du fonctionnement	207
II.2.1.1. Mode de calcul des paramètres de couplage	207
II.2.1.2. Analyse du fonctionnement de la sonde TMO	209
II.2.2. Calcul des signaux radiométriques en TMO et vérification expérimentale	211
II.2.2.1. Mode de calcul	211
II.2.2.2. Cas d'objets cylindriques (axe parallèle à l'ouverture de la sonde)	217
II.3. CALCUL DES PARAMETRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN TMOC	221
II.3.1. Paramètres de couplage et caractéristiques de la TMOC	221
II.3.1.1. Mode de calcul des paramètres de couplage	221
II.3.1.2. Caractéristiques de l'antenne synthétique (TMOC)	223
II.3.2. Calcul des signaux radiométriques en TMOC et vérifications expérimentales	235
II.3.2.1. Cas de sources ponctuelles	235
II.3.2.2. Cas d'un milieu à température uniforme	237
II.3.2.3. Cas d'objets thermiques compacts	241
II.3.2.4. Cas d'un front thermique	243
II.4 CONCLUSION	245

CHAPITRE III : INTERPRETATION QUANTITATIVE DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN TMO ET TMOC

III.1. AVANT PROPOS	247
-------------------------------	-----

III.2. BILAN DES METHODES D'INTERPRETATION EN RADIOMETRIE	249
III.3. INTERPRETATION DES SIGNAUX TMO	253
III.3.1. Seuil de visibilité de structures thermogènes ramassées	253
III.3.2. Thermométrie quantitative de structures thermogènes ramassées	257
III.4. INTERPRETATION DES SIGNAUX TMOC	263
III.4.1. Préliminaire	263
III.4.2. Cas d'une structure thermogène de forme ramassée ..	263
III.4.2.1. Localisation par déplacement latéral des sondes	263
III.4.2.2. Détermination de la profondeur par action sur le temps de retard	265
III.4.3. Localisation d'un gradient thermique latéral	269
III.5. CONCLUSION	269
<u>CONCLUSION DE LA TROISIEME PARTIE</u>	273
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	281

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La température régnant dans les tissus en différents points du corps humain peut, comme d'autres paramètres physiques, être à la base de méthodes intéressant la médecine. Or il y a une douzaine d'années n'existait encore aucun procédé thermométrique non invasif permettant d'envisager un tel objectif (la Thermographie Infrarouge étant exclue puisqu'elle ne fournit qu'une information superficielle).

C'est de cette époque que datent les premiers travaux sur l'utilisation de la radiométrie microonde [1 à 3] en vue de réaliser une thermométrie en volume dans les tissus vivants. En effet, d'une part les tissus vivants sont absorbants en gamme microonde, condition nécessaire à l'émission de bruit thermique (prévue par la loi de Planck) ; d'autre part, le fait que cette absorption soit modérée permet d'envisager la possibilité de déceler les gradients thermiques du type de ceux existant dans les tissus vivants sous cutanés.

Ainsi, notre contribution sur ce type de sujet, basée sur une expérience du laboratoire dans le domaine de la radiométrie [4-5], a débuté en 1977 [6]. Nous la résumons dans les trois parties que comporte ce mémoire.

Dans la première partie, nous rappelons les bases physiques de la radiométrie microonde (ou Thermométrie par Microonde TMO), ainsi que les premiers travaux expérimentaux que nous avons effectués jusqu'au début des années 1980. La construction de nos premiers systèmes radiométriques,

dans la bande de fréquence 1-10 GHz a d'abord conduit à des essais en laboratoire et à plusieurs séries d'évaluation effectuées en milieu clinique. Ainsi, nous avons pu montrer les potentialités de ce procédé dans l'élaboration de nouvelles méthodes diagnostiques et aussi dans l'aide à la thérapie [7-8]. Nous avons notamment été à l'origine de la démonstration de la faisabilité d'un contrôle thermométrique atraumatique lors d'un chauffage local des tissus par Microondes ou Radiofréquences, procédé intéressant particulièrement le domaine de la cancérologie (Hyperthermie thérapeutique).

Ces études ont débouché au début des années 1980, sur un Transfert de Technologie et sur le développement par la société ODAM de Systèmes TMO et HYLICAR (Hyperthermie Locale et contrôle Atraumatique par Radiométrie) [9] qui évoluent maintenant vers des modèles de plus en plus perfectionnés (systèmes HYLICAR I et II). Nous rappelons aussi dans cette première partie les contributions d'autres équipes dans ce domaine.

La deuxième partie concerne la conception des radiomètres. Nous traitons d'abord des systèmes TMO, pour lesquels il s'agit de mesurer la puissance de bruit captée par une antenne (sonde) couplée à un certain volume du milieu dissipatif. Ces études débouchent actuellement sur un système TMO multisonde servant à l'imagerie thermique (ITMO), utilisé en particulier pour définir une nouvelle méthode d'études des tumeurs du sein non palpables au Centre de Lutte contre le Cancer de Lille [10].

Nous traitons ensuite des systèmes de TMO par corrélation (TMOC), qui mettent en oeuvre le produit de corrélation des bruits thermiques captés par deux sondes et que nous avons été les premiers à exploiter en vue d'une thermométrie en champ proche. Par application du deuxième principe de la thermodynamique nous montrons que la TMOC est particulièrement sensible aux gradients existants dans le milieu dissipatif et fournit un signal nul en l'absence de ces gradients, d'où sa complémentarité avec la TMO. Par ailleurs nous énonçons les différents problèmes qui se posent et expliquons leurs solutions conduisant ainsi aux dispositifs TMOC les plus récents.

Dans la troisième partie nous traitons d'une méthode de calcul des signaux radiométriques basée -en tant que conséquence du théorème de réciprocité des antennes- sur la connaissance du champ proche rayonné en mode actif dans un milieu dissipatif semi-infini. Une méthode modale de

calcul du champ rayonné par l'ouverture d'un guide rectangulaire chargé d'un diélectrique sans pertes, en contact avec un milieu dissipatif homogène, a été élaborée qui est basée sur le traitement électromagnétique de la discontinuité constituée par l'interface sonde-milieu dissipatif. Les résultats ont d'abord été confrontés à ceux obtenus par d'autres auteurs et ensuite à des résultats expérimentaux en mode actif, puis en mode passif (mesures radiométriques en TMO et TMOC). Cette méthode est actuellement exploitée pour la connaissance des diagrammes de sensibilité des sondes utilisées notamment en Imagerie, surtout pour l'acquisition de données correspondant à des situations pour lesquelles l'expérimentation est pratiquement exclue.

Nous avons aussi défini une méthode canonique d'inversion des données radiométriques qui conduit à une thermométrie quantitative en volume applicable au cas de structures thermogènes de forme ramassée. Notre méthode modale de calcul du champ proche rayonnée dans un milieu dissipatif s'avère être un élément essentiel de ce processus d'inversion des signaux radiométriques.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

[1] ENANDER B., LARSON G.

Microwave Radiometric measurements of the temperature inside a body. Elect. Letters. Vol. 10, p. 317, July 1974.

[2] EDRICH J., HARDEE P.C.

Thermography at millimeter wave lengths. Proc. IEEE, Vol. 62, p. 1391-1392, oct. 1974.

[3] BARRETT A.H., MYERS P.C.

Microwave thermography - A method of detecting subsurface thermal patterns. Thermography Proc. 1st Europ. Congr. Amsterdam 1974, Bibl. Radiol., N° 6, pp. 45-56 (Karger, Basel 1975).

[4] CHADELAS A.

Realisation et automatisation d'un radiomètre Hertzien pour les fréquences de 8 à 12 GHz. Mémoire CNAM, Lille, 1968.

[5] BONFILS S.

Essai de détermination du coefficient de diffusion dans le silicium N en régime de porteurs chauds à partir de la température de bruit. Thèse de docteur ingénieur, Lille, 1976.

[6] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.

A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of biological substance. Proc. 7th Europ. Microw. Conf. Copenhagen, Sept. 1977.

- [7] MAMOUNI A., SAMSEL M., GAUTHERIE M., LEROY Y.

Radiométrie Microonde (9 GHz) : applications aux cancers du sein et à des localisations tumorales diverses. Résultats préliminaires. Actes du colloque I.M.P.I. Monaco, 1979.

- [8] NGUYEN D.D., MAMOUNI A., LEROY Y., CONSTANT E.

Simultaneous microwave local heating and microwave thermography. Possible clinical applications.

- * Workshop on diagnosis and therapy using microwaves, 8th. Europ. Microw. Conf. Paris, Sept. 1978.
- * Journal of Microwave Power (JMP) 14(2) pp. 136-137, July 1979.

- [9] * Plaquette TMO 3000/10 000 ODAM 1982.

- * LEROY Y., CHIVE M., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M., VAN DE VELDE J.C., PLANCOT M.

Microwave Thermography (MWT). A new method providing the temperature in the living tissues. Medical Report BRUKER, 1983.

- [10] GIAUX G., DELANNOY J., DELVALLEE D., LEROY Y., BOCQUET B., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C.

Microwave imaging à 3 GHz for the exploration of tumors of the breast. IEEE MTT.S International Microwave Symposium N.Y., USA, Mai 1988.

PREMIERE PARTIE

**RETROSPECTIVE DES ETUDES
EN RADIOMETRIE MICROONDE**

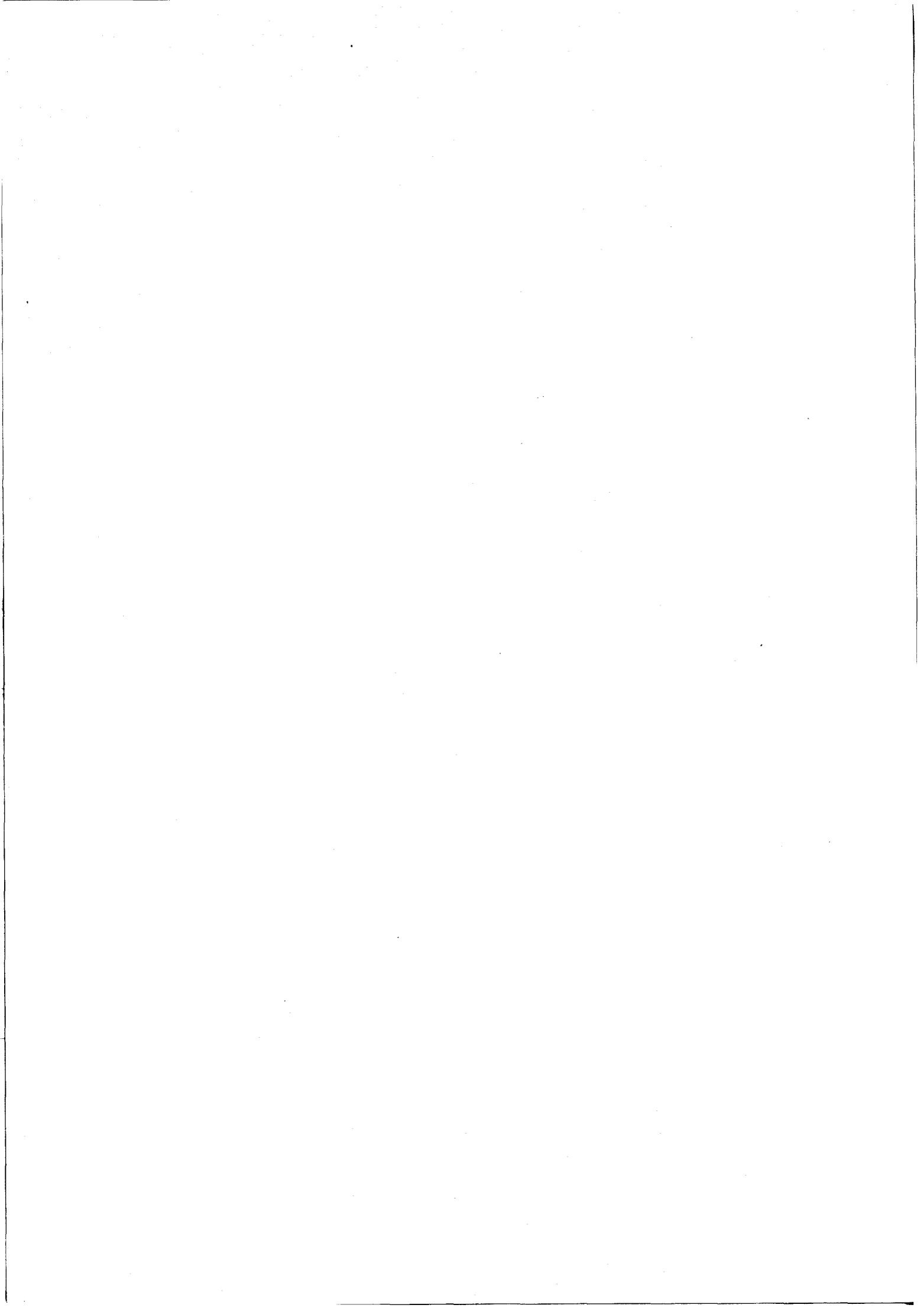
I N T R O D U C T I O N

Le but de cette première partie est de dresser un tableau général des bases de la radiométrie microonde utilisée en tant que méthode thermométrique non invasive des tissus vivants.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les bases physiques de la radiométrie en gamme microonde, fondées sur la loi de rayonnement du corps noir, et expliquons son application aux matériaux absorbants réels. Nous considérons successivement le cas où le matériau sous investigation est isotherme puis celui où il est le siège d'une distribution de température.

Dans un second chapitre, nous rappelons une série d'études réalisées dans les années 70 et au début des années 80 qui concernent des travaux de laboratoire et des essais en site clinique, démontrant que les techniques radiométriques sont capables d'apporter des informations sur l'existence de gradients thermiques sous cutanés.

Ces résultats, qui concernent les données brutes de mesures de l'intensité des signaux radiométriques ont été déterminants car ils ont révélé tout l'intérêt de cette nouvelle technique en Génie Biomédical. En fait la détermination quantitative des gradients de température au sein du matériau sous investigation ne viendra que plus tard, et n'a pas encore atteint son terme.



En conclusion, nous présentons une réflexion basée sur les résultats de ces travaux, montrant l'intérêt et les limitations de cette méthode. Nous définissons ainsi les objectifs de recherche à atteindre, dont un certain nombre ont été réalisés au cours de notre travail, et sont présentés dans la suite de ce mémoire.

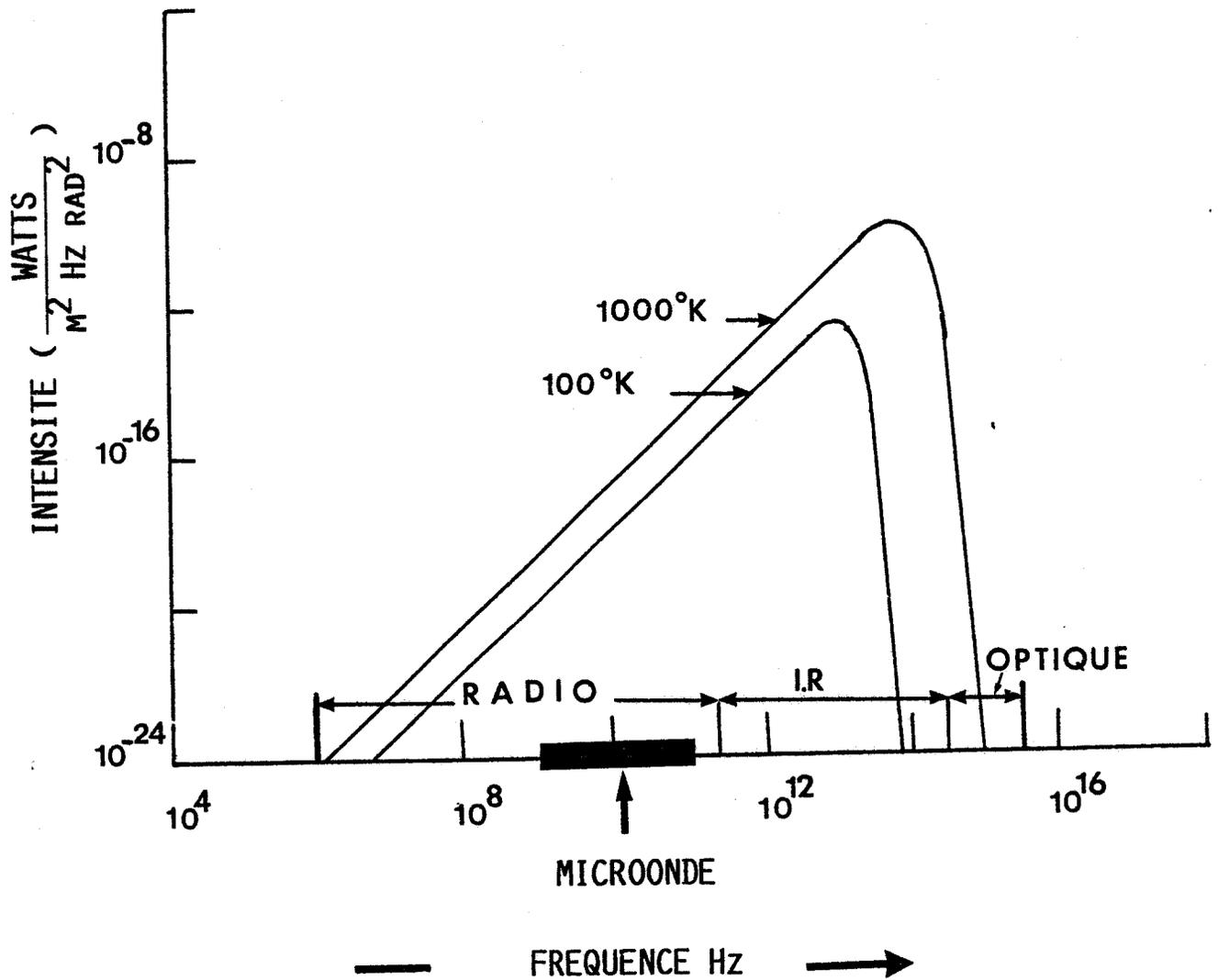


Figure I.1 : Brillance spectrale (Intensité) du corps noir en fonction de la fréquence pour $T = 100^\circ\text{K}$ et $T = 1000^\circ\text{K}$.

C H A P I T R E I

BASES PHYSIQUES DE LA RADIOMÉTRIE

I.1. RAYONNEMENT DU CORPS NOIR

On peut résumer comme suit la démonstration de la loi du rayonnement du corps noir [1]. Dans une cavité dont la taille est grande par rapport aux longueurs d'onde considérées, on connaît l'énergie associée à chaque mode électromagnétique ainsi que le nombre de modes excités, qui est déterminé par la distribution de Bose Einstein appliquée aux photons. Le système est supposé à l'équilibre thermodynamique, ainsi la température des parois de la cavité est identique à celle des particules.

On considère alors une conséquence du deuxième principe de thermodynamique selon lequel dans un système isotherme les échanges d'énergie entre les différentes parties du système doivent s'équilibrer. Dans ces conditions le bilan de l'énergie absorbée par les parois supposées absorbantes et non réfléchissantes (Corps noir) permet de déduire la puissance rayonnée par celles-ci.

La loi de Planck exprime cette puissance ou plus exactement la brillance spectrale du corps noir, c'est-à-dire la puissance émise par unité de surface du corps noir à la température T, dans un angle solide unité pour une bande passante de 1 Hz à la fréquence f :

$$B(f,T) = \frac{2hf^3}{C^2} \cdot \left[\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (I.1)$$

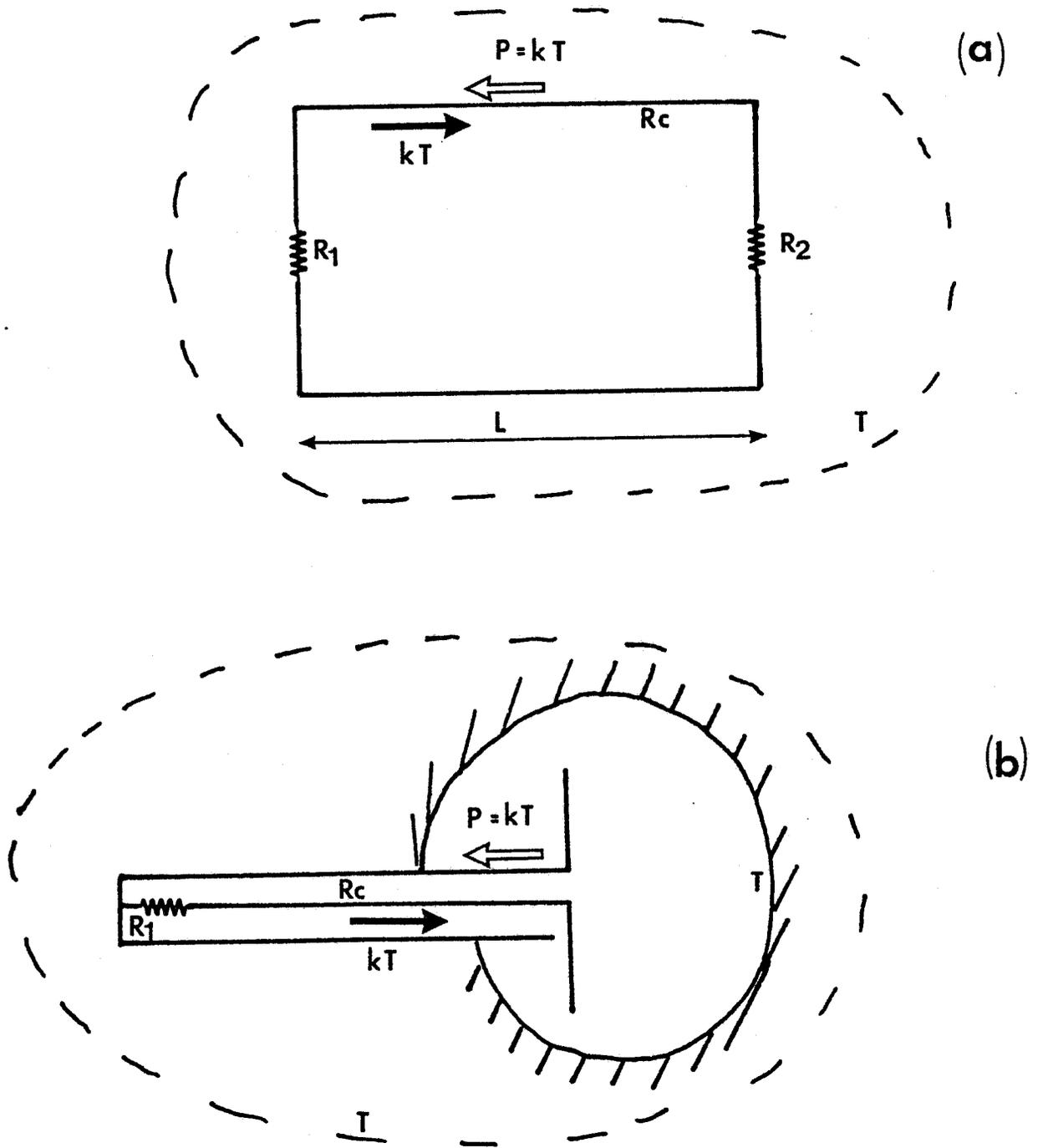


Figure I.2 : Evaluation de la puissance cédée à la charge R_1 (récepteur), soit par une résistance R_2 (a), soit par une antenne en présence d'un corps noir (b) ;
Le système à l'équilibre thermodynamique est limité par les pointillés.
($R_1 = R_2 = R_c$).

avec : C = la vitesse de la lumière
 h = la constante de Planck
 k = la constante de Boltzmann

La figure I.1 représente la brillance spectrale du corps noir en fonction de la fréquence pour les températures de 100 et 1 000°K.

Aux fréquences microondes et à des températures usuelles, lorsque $kT \gg hf$, ce qui revient à négliger les effets quantiques, la loi de Planck s'exprime sous la forme :

$$B(f,T) = 2 \frac{kT f^2}{C^2} \quad (I.2)$$

C'est l'approximation de Rayleigh-Jeans qui correspond à la partie linéaire des courbes représentant $B(T, f)$ aux fréquences basses. Elle exprime en particulier que la puissance de bruit thermique rayonnée par le corps noir dans cette situation dépend linéairement de sa température absolue.

En radiométrie on s'intéresse à la mesure du signal capté par une antenne dirigée vers le corps en vu d'en déduire des informations sur sa température. Il est possible de calculer la puissance reçue par l'antenne en tenant compte à la fois de la loi du rayonnement thermique et du diagramme de rayonnement de l'antenne. On peut aussi adopter un raisonnement considérant à l'origine une ligne de transmission constituée de deux résistances R_1 et R_2 de valeur identique R_c reliées par une ligne sans perte d'impédance caractéristique R_c (Figure I.2.a).

Une telle ligne de transmission de longueur l possède deux directions de propagation dans l'intervalle de fréquence réduit $\delta f = c/l$ (c' vitesse de propagation) ; le circuit est supposé isotherme et pour chaque direction de propagation l'énergie à l'équilibre est donnée par la distribution de Bose Einstein [1], [2] :

$$hf \cdot \left[\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (I.3)$$



Dans les conditions de l'approximation de Rayleigh-Jeans, l'énergie électromagnétique d'origine thermique présente sur la ligne, dans un intervalle de fréquence Δf , vaut :

$$2kT \frac{l}{C} \Delta f \quad (I.4)$$

Ainsi à l'énergie qui se propage dans l'une des deux directions de propagation correspond une puissance $kT\Delta f$; Cette puissance est absorbée entièrement dans la résistance R_1 . Pour obtenir l'équilibre radiatif il faut que la résistance de charge R_1 émette elle même une puissance égale, soit :

$$P = kT\Delta f \quad (I.5)$$

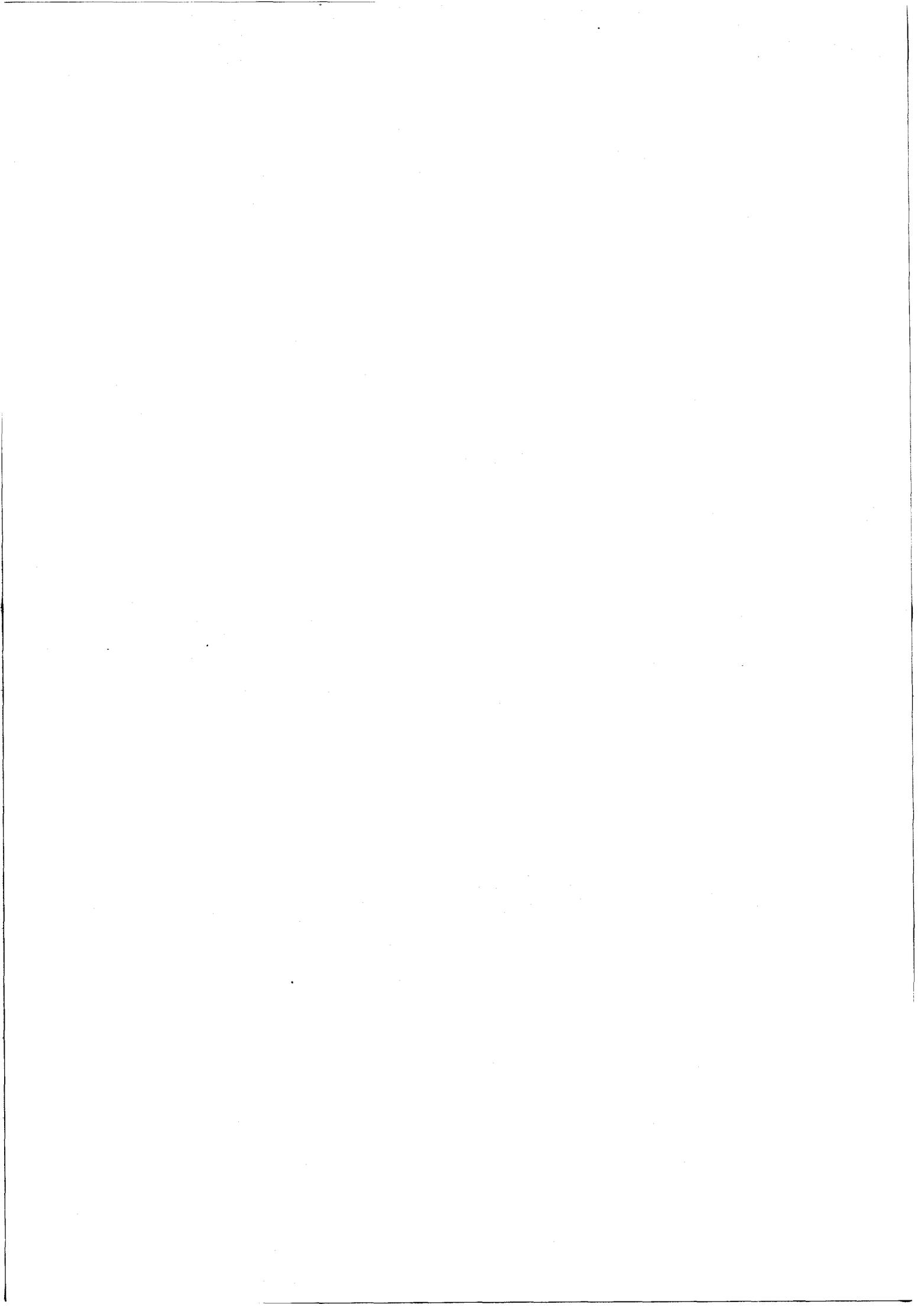
C'est la formule de Nyquist.

Remarquons que dans sa forme originelle, le théorème de Nyquist exprime le carré moyen de la tension aux bornes d'une résistance R , à la température d'équilibre T , soit $\langle v^2 \rangle = 4RkT\Delta f$.

Notons aussi que la figure I.2.a correspond déjà au schéma simplifié d'un système radiométrique destiné à effectuer une mesure de température ; on assimile alors la résistance située à gauche à un récepteur adapté ; un accroissement de la température de la résistance située à droite se traduit par une augmentation de la puissance cédée au récepteur. On peut ainsi baser sur la mesure du signal détecté une détermination de la température de la résistance connectée au récepteur.

Rapprochons nous maintenant du cas du système réel constitué d'une antenne dirigée vers un corps noir.

La figure I.2.b. schématise ce cas où l'on substitue à la résistance de droite de la figure I.2.a. une antenne supposée adaptée dirigée vers une paroi absorbante.



Lorsque le système est porté à une température T , l'équilibre doit encore être satisfait, et on se retrouve dans la situation de la figure I.2.a.

Par analogie avec la ligne de transmission et pour un Hertz de bande passante, la puissance cédée au récepteur radiométrique par le corps noir à la température T s'écrit :

$$P = kT \quad (I.6)$$

Il est bien évident que l'émission d'un corps noir continue à être régie par la même loi, même si le système s'écarte de l'équilibre thermodynamique. Par conséquent, une élévation de la température du corps noir se traduit par une augmentation proportionnelle de la puissance reçue par la charge située à gauche, qui fait office de récepteur.

Ainsi, pour un système de bande passante connue, la puissance de bruit thermique mesurée est indépendante de la fréquence et ne dépend que de la température du corps noir. Il est donc possible, dans cette configuration idéale, de déterminer directement la température du corps noir à partir de la puissance de rayonnement.

I.2. RAYONNEMENT D'UN MATERIAU ABSORBANT REEL A TEMPERATURE UNIFORME

En réalité les caractéristiques des matériaux réels diffèrent notablement de celles du corps hypothétique que constitue le corps noir, en ce sens que d'une part ils présentent une absorption finie et que d'autre part leur surface est partiellement réfléchissante.

Il en résulte que l'évaluation de la température à partir de la mesure de la puissance émise par un matériau réel nécessite certaines précautions qui vont être maintenant précisées.

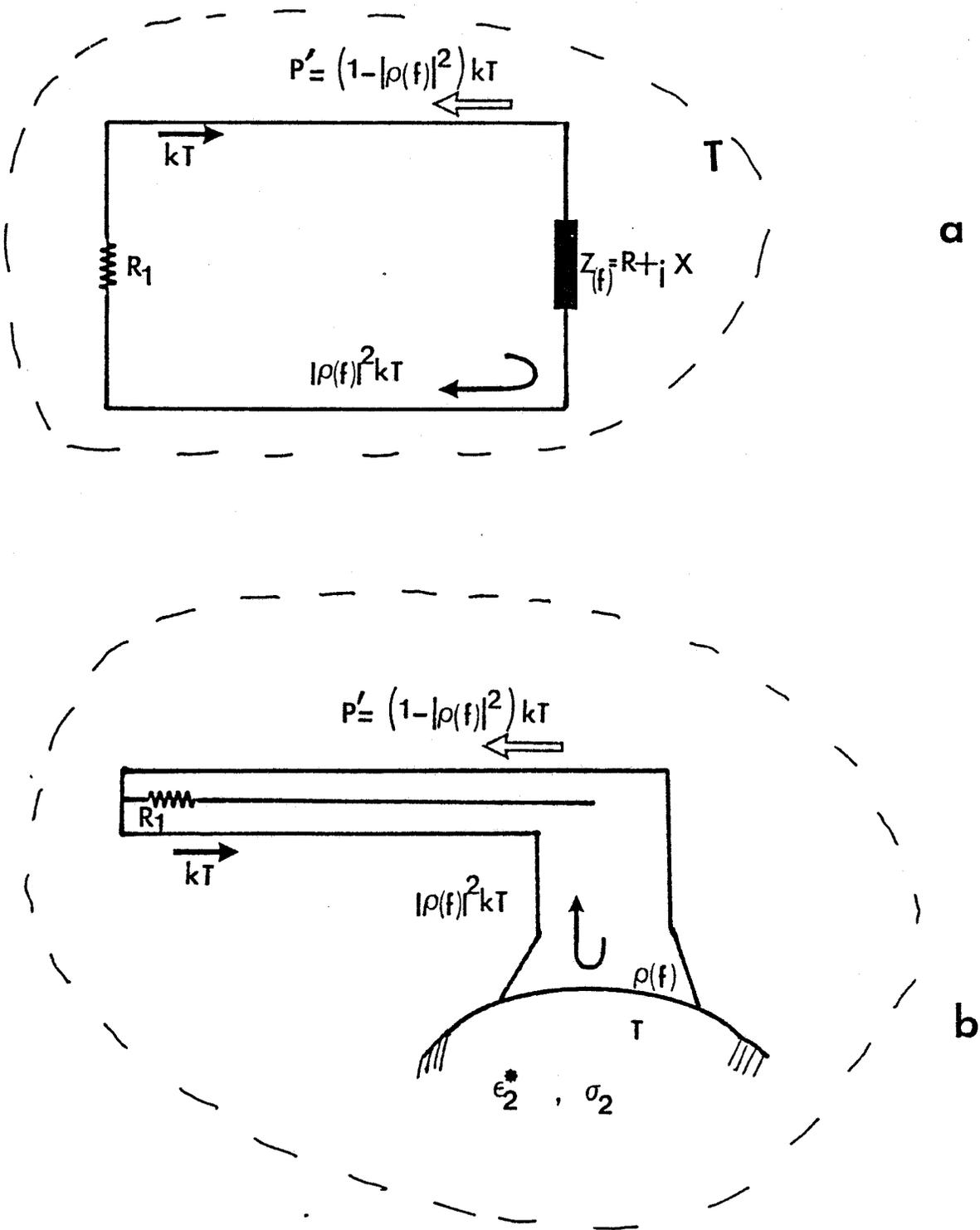


Figure I.3 : Evaluation de la puissance cédée au récepteur (résistance R_1) par :

- a - une charge quelconque $Z(f)$;
- b - une antenne couplée à un matériau dissipatif.

$\Delta f = 1 \text{ Hz}$; ----- Limite du système isotherme.

En vertu de la loi de Kirchoff la puissance thermique émise par un tel corps est égale à celle du corps noir, à la même fréquence et la même température, multipliée par le coefficient d'absorption $e(f)$ du corps réel [2]. $e(f)$ est aussi appelé émissivité, étant donné que ce paramètre caractérise la capacité du matériau à émettre un rayonnement thermique.

On montre que l'émissivité est égale à $1-|\rho(f)|^2$ avec $\rho(f)$ le coefficient de réflexion à l'interface antenne-matériau.

Si $e(f)$ est indépendante de la fréquence, le corps est dit "gris" ; dans le cas contraire, il est dit "coloré".

Pour évaluer la puissance cédée au récepteur dans cette nouvelle situation nous allons appliquer à nouveau le raisonnement considérant une ligne de transmission. La résistance R_2 située à droite de la figure I.2.a est ici remplacée soit par une charge quelconque d'impédance complexe Z (Figure I.3.a) soit par une antenne au contact d'un matériau (Figure I.3.b). Les conditions envisagées sont celles de la Figure I.1, mais nous devons maintenant tenir compte d'une réflexion définie par un coefficient $\rho(f)$ tel que (Fig. I.3.a)

$$\rho(f) = \frac{Z(f) - R_1}{Z(f) + R_1} \quad (I.7)$$

Dans le cas où le coefficient de réflexion est susceptible d'être décrit en régime d'onde TEM* la relation de Fresnel s'applique :

$$\rho(f) = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_2^* - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_2^* - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1}} \quad (I.8)$$

* En réalité (Fig. I.3.b) le calcul rigoureux de $\rho(f)$ fait appel à des méthodes électromagnétiques plus complexes, que nous présenterons à la troisième partie de ce mémoire.

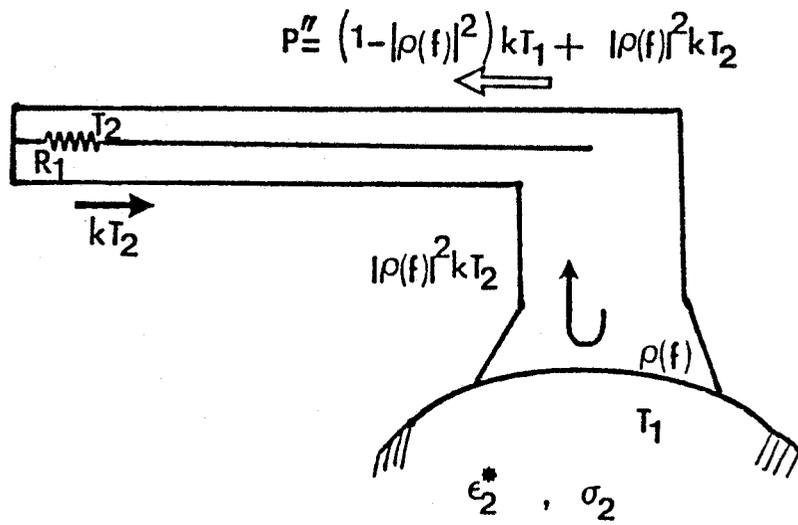


Figure I.4 : Evaluation de la puissance cédée au récepteur (résistance R_1), à la température T_2 , par un matériau à la température T_1 .
 $\Delta f = 1 \text{ Hz}$.

avec :

θ_1 : angle d'incidence de l'onde TEM

ϵ_1 : permittivité relative de l'antenne (guide d'onde)

ϵ_2^* : permittivité complexe du matériau.

Initialement le récepteur (résistance R_1) émet toujours une puissance $kT\Delta f$ que la ligne transmet en direction de l'impédance Z ou du matériau.

Mais à la différence de la configuration présentée Figure I.2, une fraction $kT|\rho(f)|^2\Delta f$ de cette puissance est réfléchiée par l'interface, avant d'être finalement absorbée par R_1 . Respectant l'équilibre des transferts radiatifs, la puissance cédée par l'impédance, ou le matériau à la température T , au récepteur s'écrit :

$$P'(f) = [1 - |\rho(f)|^2] kT\Delta f \quad (1.9)$$

Ce résultat reste en accord avec la loi de Rayleigh-Jeans et la formule de Nyquist, puisqu'il y a proportionnalité entre la puissance P' et la température T . Notons que la puissance P' cédée par le matériau au récepteur est ici plus faible que dans le cas idéal du corps noir à la même température.

Ainsi, l'expression I.9 montre que la puissance P' dépend non seulement de la température mais aussi des caractéristiques de l'antenne et généralement de la fréquence.

Le raisonnement qui a permis d'établir l'expression I.9 peut être étendu au cas général présenté à la figure I.4 où l'on considère un matériau porté à une température T_1 , différente de la température T_2 du récepteur ; Par conséquent, le récepteur reçoit une puissance :

$$P''(f) = k[1 - |\rho(f)|^2]T_1 + |\rho(f)|^2T_2 k \quad (1.10)$$

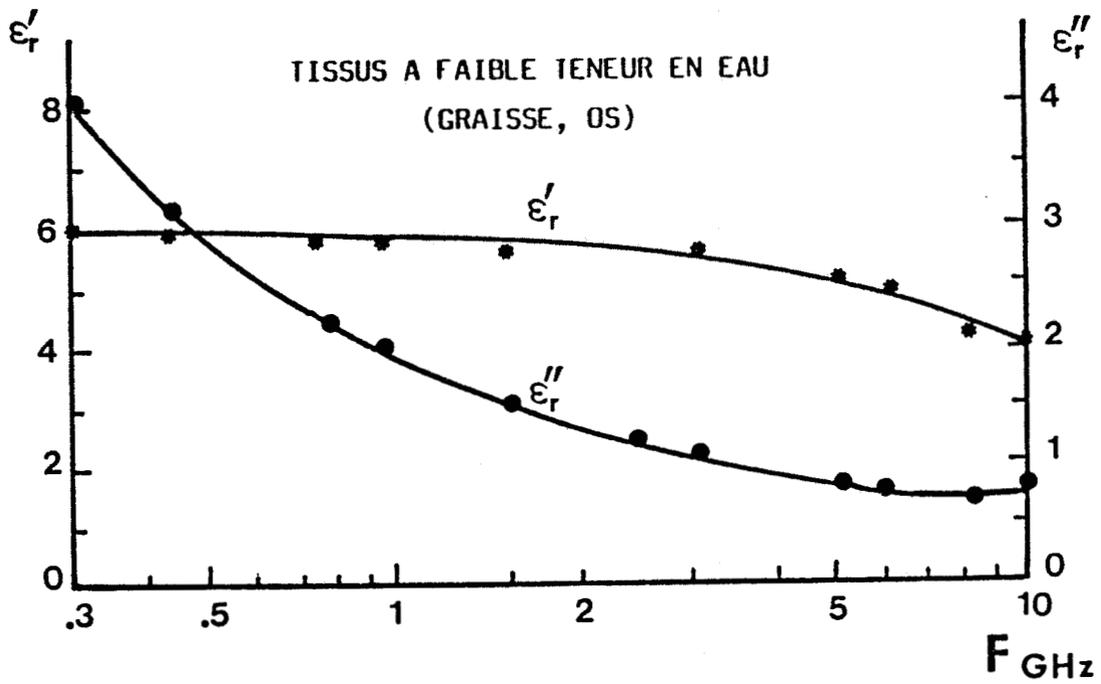
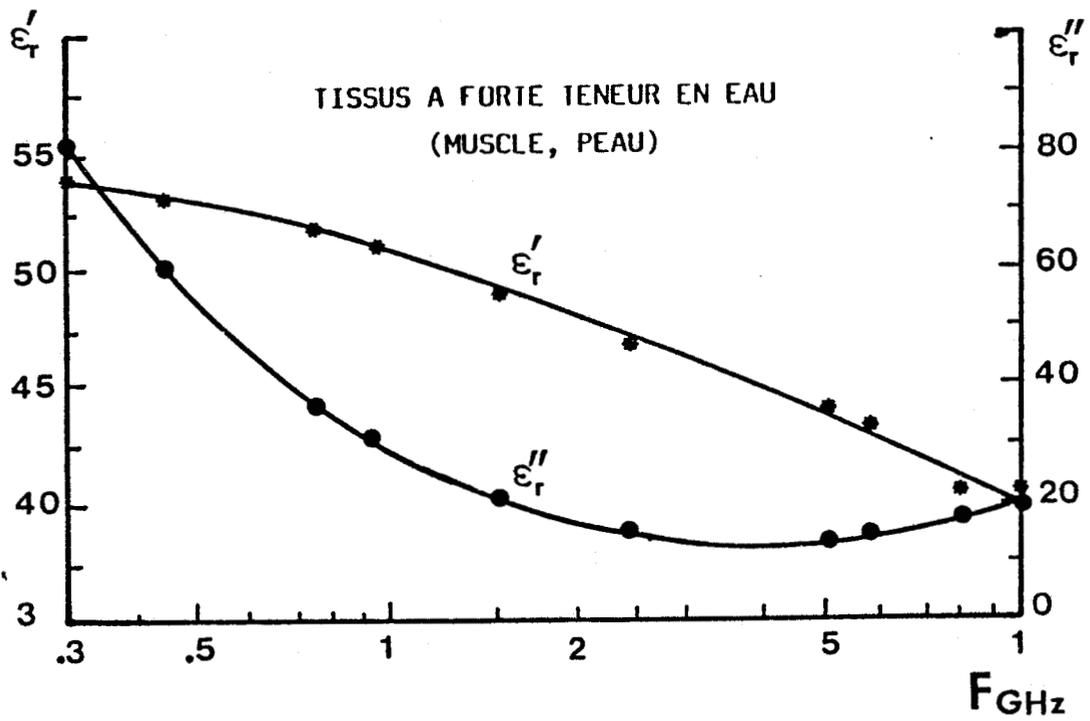


Figure I.5: Evolution de la permittivité complexe des tissus animaux en fonction de la fréquence [4] (T # 37°C).

On constate qu'une émissivité différente de un rend la mesure thermométrique plus complexe puisque la détermination de T_1 à partir de la mesure de $P''(f)$ nécessite la connaissance préalable de T_2 et de $|\rho(f)|^2$. Nous verrons ultérieurement comment palier cet inconvénient.

D'autres effets peuvent gêner le type de mesure qui vient d'être décrit ; C'est le cas lorsque des signaux émis par d'autres sources extérieures (bruit cosmique, atmosphérique, industriel, ...) réfléchis par le matériau sous investigation reviennent vers l'antenne. C'est en particulier pour cette raison que l'on a adopté une méthode de mesure pour laquelle l'antenne est au contact du matériau sous investigation [3], ce qui minimise la réception de ces signaux parasites.

On appelle généralement sonde, plutôt qu'antenne, le dispositif de réception en champ proche pour bien différencier nos conditions de celles rencontrées en radioastronomie ou en télécommunication.

I.3. CONDITIONS D'OBTENTION D'UN SIGNAL RADIOMETRIQUE SIGNIFICATIF DE LA TEMPERATURE DU MILIEU COUPLE A LA SONDE DANS LE CAS DE TISSUS VIVANTS

Compte tenu de ce qui a été exposé précédemment, il apparaît que la mesure radiométrique n'est significative de la température que dans certaines conditions.

On sait en effet qu'il n'y a émission de bruit thermique que lorsque le matériau est dissipatif. Cette condition est bien remplie dans le cas des tissus vivants qui présentent des pertes. Leur absorption est liée à la permittivité complexe qui est présentée (dans le cas de tissus animaux) figure I.5, pour les fréquences qui nous intéressent.

Par ailleurs, le coefficient de réflexion à l'interface sonde tissus ne doit pas être trop élevé, afin que les signaux de bruit thermique émis par le milieu dissipatif puissent pénétrer dans la sonde. De façon intuitive, on peut dire que cette condition sera satisfaite si le matériau remplissant la sonde et le milieu dissipatif sous investigation n'ont pas des permittivités par trop différentes (relation I.8), condition qui est réalisable [3].

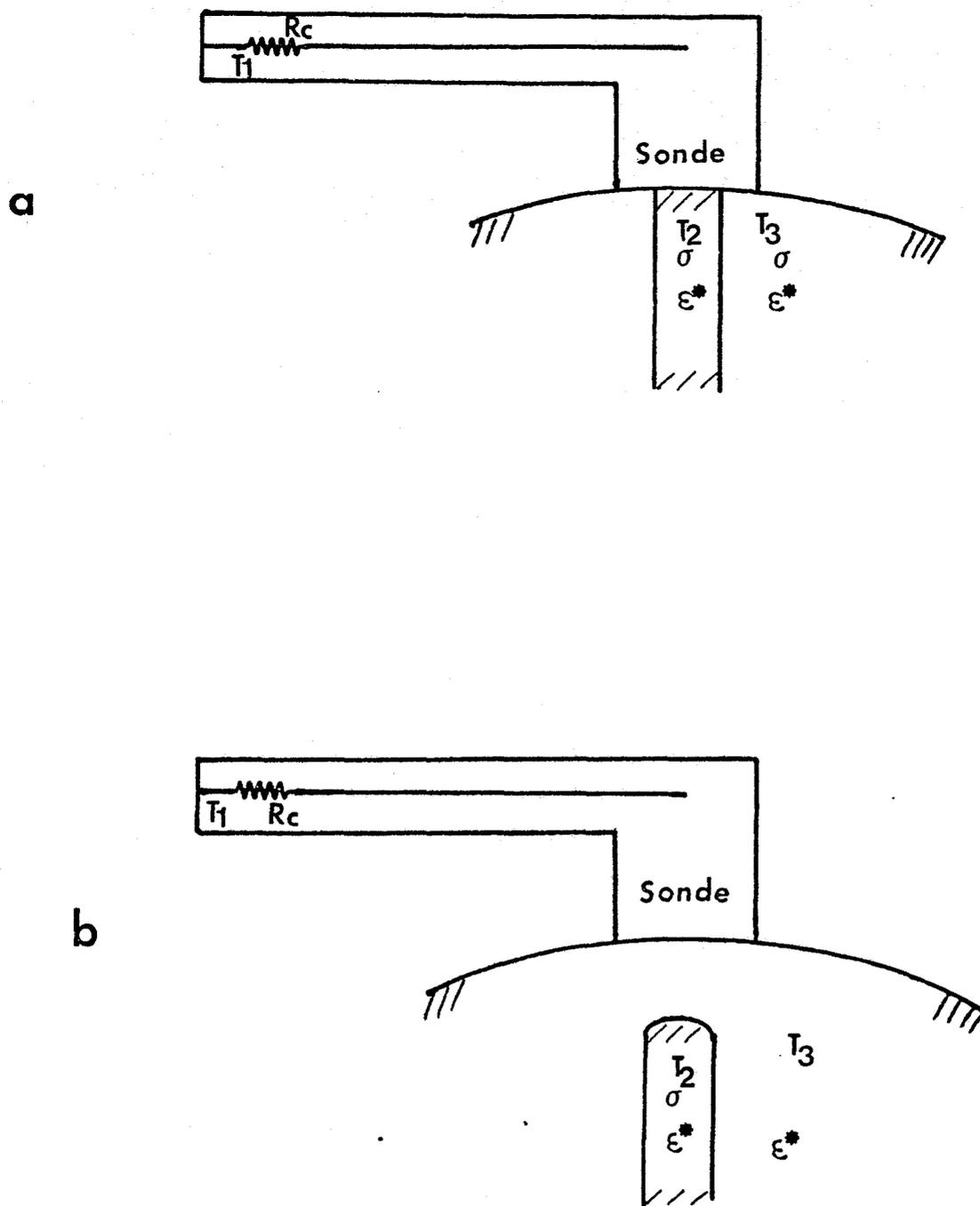


Figure I.6 : Situation typiques rencontrées dans notre étude.
a- Cas d'une sonde en présence d'un matériau porté à différentes températures.
b- Même cas que (a), mais la partie portée à T_2 n'est pas au contact de la sonde.

On voit, d'après ces remarques, que l'interprétation des signaux radiométriques -comme de tout processus basé sur des interactions entre les ondes électromagnétiques et les tissus- nécessite une connaissance des permittivités complexes des tissus. Des études dans ce sens ont d'abord concerné des mesures sur cultures de cellules puis sur tissus excisés [4, 5, 6] et plus récemment sur des tissus animaux in vivo [7]. M.A. STUCKLY et al ont effectué dernièrement une revue exhaustive des résultats obtenus dans ce domaine à laquelle nous renvoyons le lecteur intéressé [8]. Ces travaux permettent de faire un classement des tissus biologiques en fonction de leur constitution moléculaire et de leur absorption. On distingue ainsi (Figure I.5) :

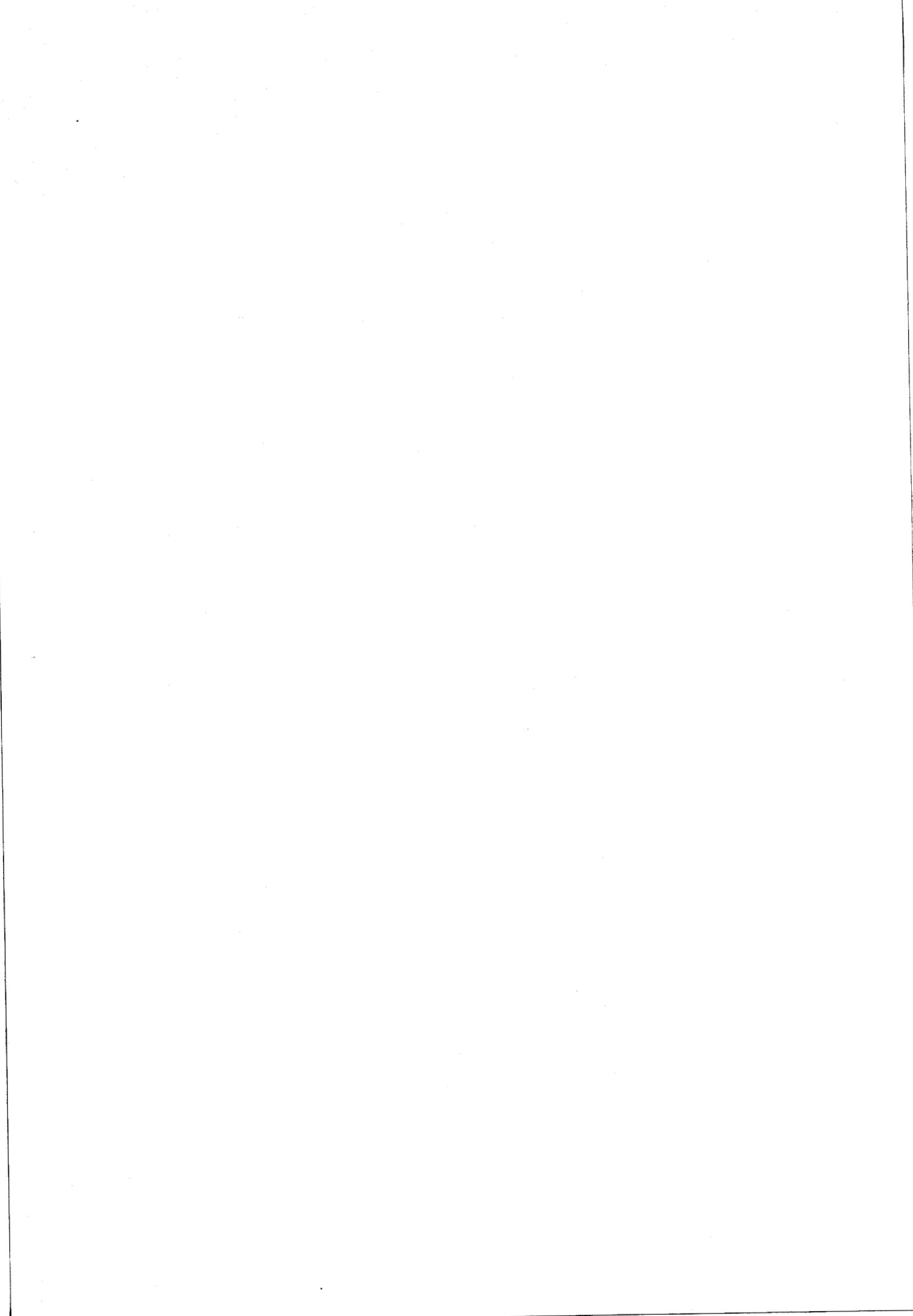
- les tissus à forte teneur en eau fortement absorbants (sang, tissus musculaire, tissus cérébraux et peau) pour lesquelles entre 1 et 10 GHz, ϵ' est compris entre 40 et 50, ϵ'' entre 10 et 25 ;

- les tissus à faible teneur en eau (tissus adipeux et osseux) moyennement absorbants et pour lesquels dans la même gamme de fréquence ϵ' est compris entre 4 et 6, ϵ'' entre 0,5 et 2.

Notons que l'on ne dispose actuellement que de quelques résultats de mesures in vivo chez l'homme [9]. Des tentatives récentes destinées à la mise au point de telles techniques de mesures sont rapportées dans la thèse de B. DUJARDIN [10].

I.4. RAYONNEMENT D'UN MATERIAU REEL POUR UNE DISTRIBUTION DE TEMPERATURE NON UNIFORME

Au paragraphe I.1. nous avons considéré un matériau isotherme. Il est évident que nous pouvons être amenés à rencontrer des cas où la température du milieu couplé à la sonde n'est pas uniforme ; certains types de situations rencontrées dans notre étude sont donnés comme exemple sur la figure I.6.



A l'origine de notre travail on trouve la théorie générale des fluctuations électromagnétiques dans un milieu dissipatif [11]. L'expression de la puissance de bruit émise est ici fondée sur un raisonnement de type microscopique qui rend compte des mécanismes de rayonnement créés par chaque particule élémentaire du matériau.

Rappelons que suite à des fluctuations de la distribution et des mouvements des particules chargées qui constituent un corps, des moments électriques et magnétiques locaux apparaissent dans ce corps. Par ailleurs, des moments électriques permanents peuvent aussi exister. Ces moments donnent lieu à une densité de courant locale $I_i(r, t)$. La valeur moyenne temporelle en tout point du corps de ces grandeurs est nulle mais leur valeur quadratique moyenne est différente de zéro.

Le théorème de fluctuation-dissipation [12] permet de relier la densité de courant spontanée à la température T_i en chaque point du matériau en exprimant la fonction de corrélation des courants fluctuants. Compte tenu de l'approximation de Rayleigh Jeans et pour un matériau isotrope et non magnétique, cette fonction de corrélation s'écrit :

$$\langle I_i(r, f) I_j^*(r', f') \rangle = K_1 \epsilon_0 \epsilon_i'' f k T_i(r) \delta(r-r') \delta(f-f') \quad (I.11)$$

Dans cette relation

- * $\epsilon_0 \epsilon_i''$ est la permittivité complexe du matériau ;
- * k est la constante de Boltzmann ;
- * k_1 est une constante de proportionnalité ;

$r = (xyz)$ et $r' = (x'y'z')$ sont les rayons vecteurs définissant les coordonnées de deux points distincts du milieu dissipatif. $\delta(r-r')$ et $\delta(f-f')$ sont des fonctions de Dirac qui indiquent en particulier que les fluctuations des densités de courant ne sont en corrélation mutuelle que lorsque r tend vers r' (pas de corrélation entre les signaux émis par différents volumes élémentaires) et pour $f \rightarrow f'$ (pas de corrélation entre différentes fréquences du spectre).

$$S(F) = \langle v^2(t) \rangle = G(F) \sum_{I=1}^{\infty} C_I(F) T_I$$

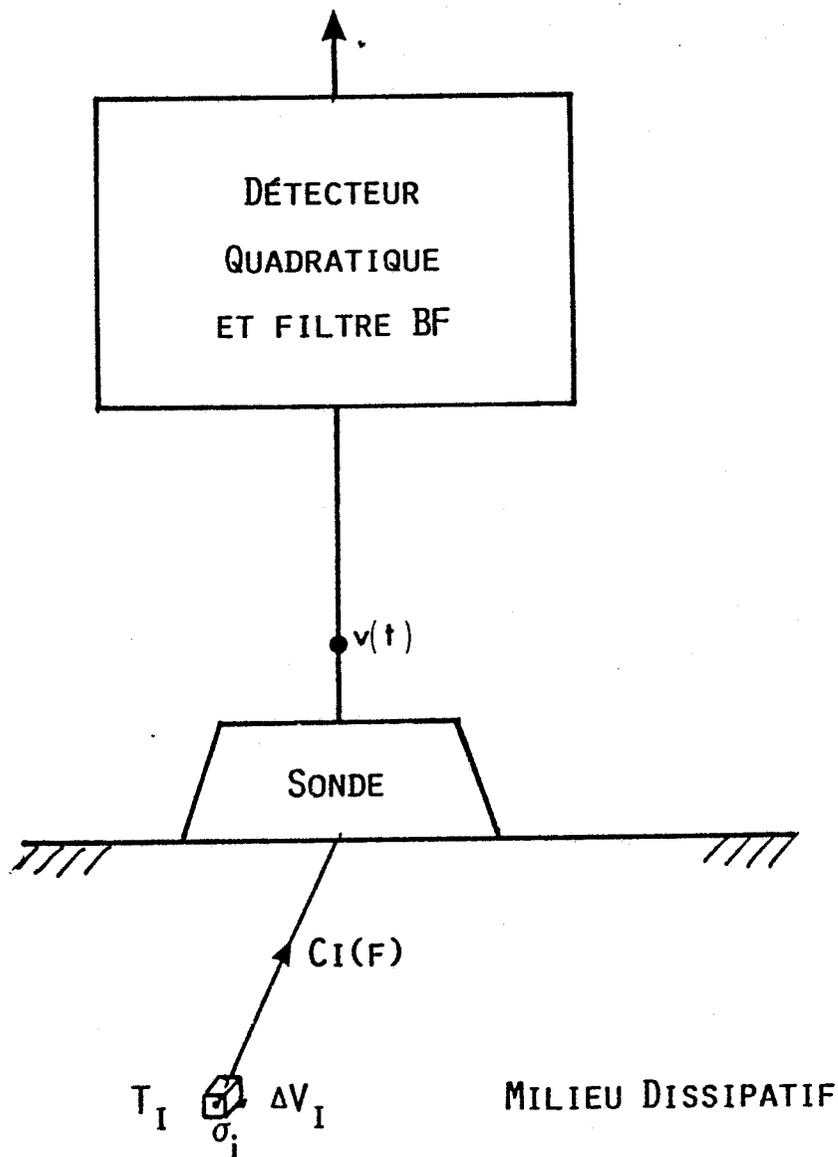


Figure I.7 : Mode de calcul de l'intensité du signal radiométrique en TMO pour une bande passante de 1 Hz autour de la fréquence f.

Ces densités de courants spontanées donnent naissance à des champs fluctuants électriques $\xi_i(t)$ et magnétiques $h_i(t)$ dans le matériau et aussi à l'extérieur. La valeur moyenne temporelle de ces champs fluctuants en tout point est encore nulle à cause de la linéarité des équations de Maxwell ; mais leur valeur quadratique moyenne est non nulle. Ces champs produisent une densité de puissance rayonnée vers l'extérieur à laquelle est sensible un récepteur radiométrique. Dans ces conditions la puissance de bruit thermique qui peut être captée en un point extérieur au matériau émissif est la somme des contributions émises par chaque volume élémentaire du matériau. Pour passer de ce résultat au calcul de l'intensité du signal radiométrique capté par une sonde, il est nécessaire de prendre en compte le couplage entre les volumes élémentaires et la sonde du radiomètre.

Ainsi, le champ total $E(t, f)$ capté par la sonde, à la fréquence f , est la résultante des signaux électromagnétiques provenant des différents volumes élémentaires du matériau. Il s'exprime sous la forme :

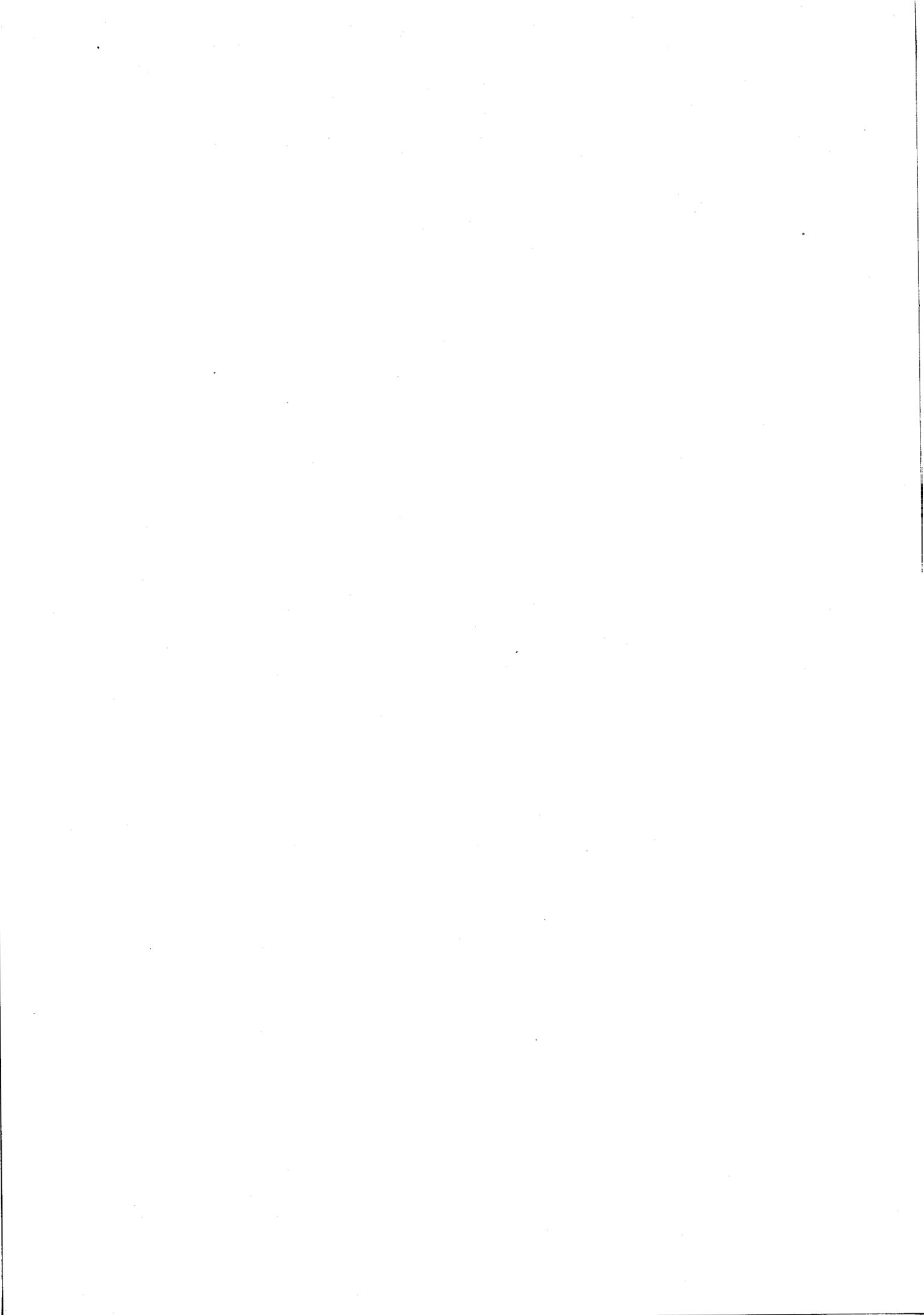
$$E(f, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(f) \xi_i(t) \quad (I.12)$$

avec $a_i(f)$ les paramètres de couplage qui seront définis au paragraphe II.3.4.

Ce champ $E(t, f)$ est à l'origine de la tension $v(t)$ aux bornes de la sonde (Fig. I.7) et donc du signal de sortie $S(f)$, pour une bande passante de 1 Hz autour de la fréquence f . Comme le récepteur réalise une détection quadratique suivie d'une intégration, $S(f)$ s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} S(f) &= K_o(f) \langle E^2(f, t) \rangle \\ &= K_o(f) \sum_{i=1}^{\infty} a_i^2(f) \langle \xi_i(t)^2 \rangle \end{aligned} \quad (I.13)$$

où $K_o(f)$ est un facteur multiplicatif qui dépend des caractéristiques du radiomètre et de la sonde.



Conformément à la relation I.11. le carré moyen $\langle \xi_i^2(t) \rangle$ des champs fluctuants créés par les dipôles de ΔV_i est proportionnel à la température locale T_i . Par conséquent :

$$S(f) = G(f) \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) T_i \quad (I.14)$$

où $G(f)$ est la transmittance du récepteur à la fréquence f et $C_i(f) = a_i^2(f)$ un paramètre de couplage en puissance qui caractérise le couplage entre la sonde et ΔV_i .

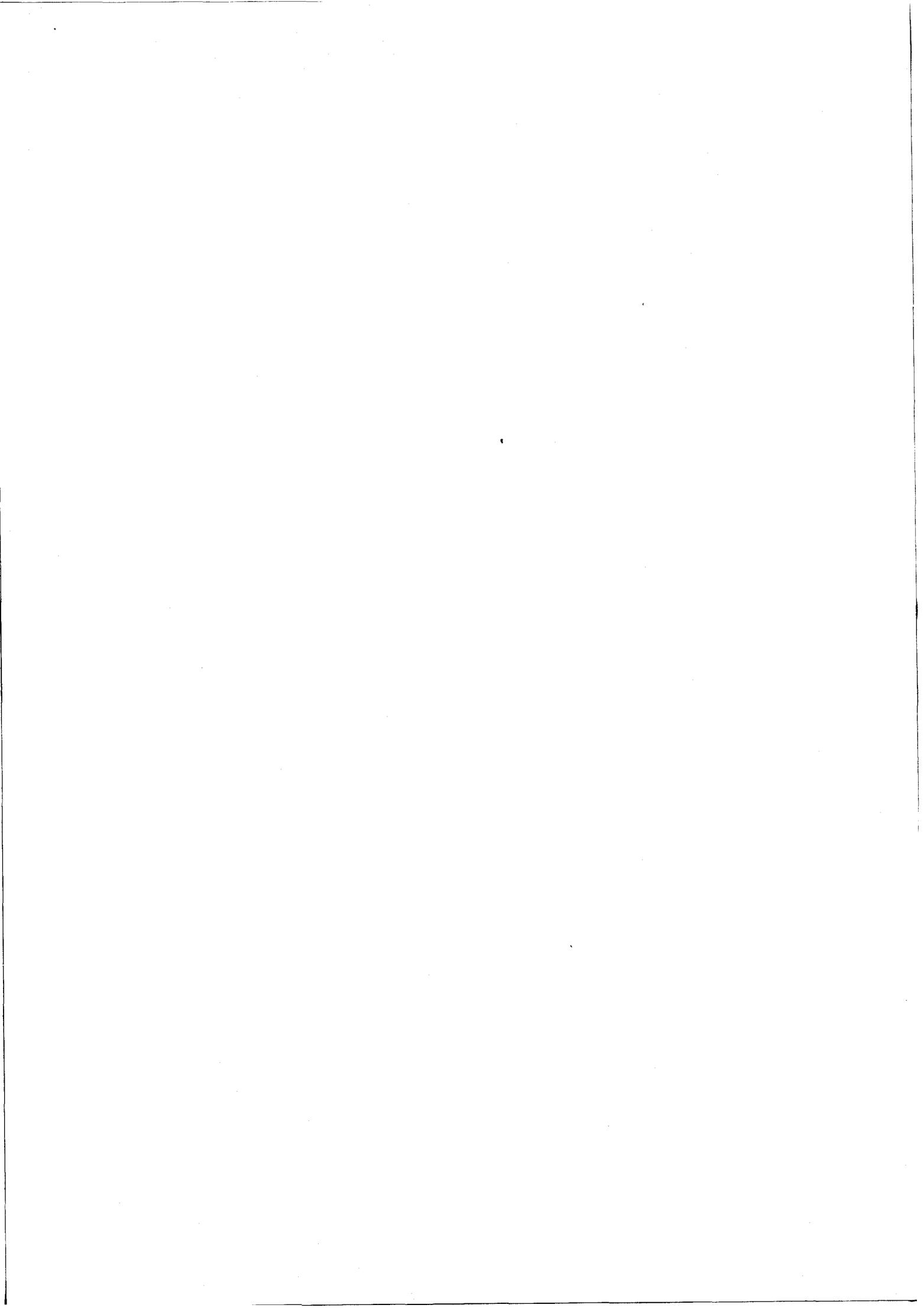
Dans ces conditions, le signal radiométrique issu d'un volume ΔV_i est proportionnel à la température T_i et au paramètre $C_i(f)$. Un raisonnement simplifié indique que, en première approximation, $C_i(f)$ décroît avec la distance du volume ΔV_i à la sonde à cause des pertes du matériau.

La relation I.14 est intéressante car elle permet de calculer l'intensité du signal radiométrique quelque soit la distribution de température dans le matériau mais il convient de calculer au préalable les valeurs de $C_i(f)$ en tout point i du matériau. Le mode de calcul de celui-ci sera abordé au paragraphe II.3.4. du chapitre suivant.

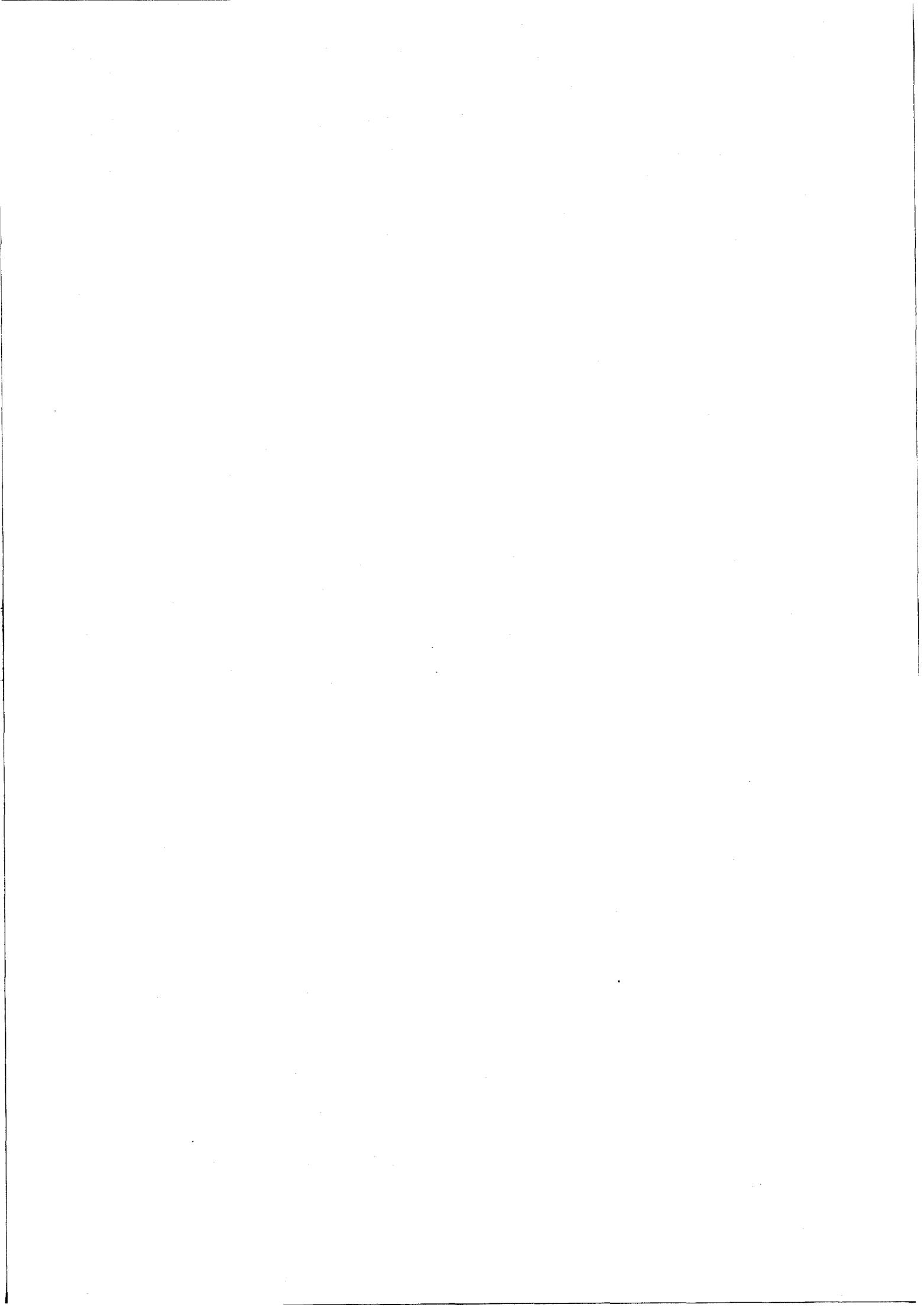
I.5. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre nous avons rappelé la loi du rayonnement du corps noir qui est à la base d'un procédé thermométrique fondé sur la mesure de l'intensité de ce rayonnement. Ce procédé peut être à l'origine d'une méthode thermométrique non invasive des tissus vivants, utilisable en Génie Biomédical. Il est a priori possible de l'utiliser dans le cas où la température régnant dans un matériau réel sous investigation est uniforme ou non uniforme.

Nous avons ensuite montré que l'exploitation du théorème de fluctuation dissipation permet d'établir une expression (relation I.14) du signal radiométrique utilisable a priori quelque soit la distribution de température dans le matériau sous investigation. Cette expression est d'une



grande utilité pour le calcul des signatures d'objets thermogènes à condition que l'on connaisse au préalable les paramètres C_i qui caractérisent le couplage entre chaque volume élémentaire du matériau et la sonde radiométrique. Le détail de ces procédés et calculs sera explicité dans la suite de notre mémoire, notamment dans le chapitre suivant et dans la troisième partie.



CHAPITRE II

RÉTROSPECTIVE DES ETUDES EN RADIOMÉTRIE MICROONDE

II.1. AVANT PROPOS

Le plus grand nombre d'applications de la radiométrie en radiofréquences et microondes concerne la radioastronomie.

Nous nous intéressons ici à des applications différentes en champ proche, relatives au Génie Biomédical ; ce paragraphe constitue un bilan des premiers travaux effectués dans ce domaine. Nous rappelons d'abord les premiers travaux de l'utilisation de la radiométrie microonde en Génie Biomédical parmi lesquels figurent ceux que nous avons réalisés qui constituent une partie importante de cet effort initial. Nous engageons enfin une réflexion sur les possibilités offertes par la radiométrie pour une véritable reconnaissance d'objets thermiques en terme de localisation de zones thermogènes et de leur thermométrie en terme quantitatif.

II.2. PREMIERS TRAVAUX EN RADIOMETRIE EN CHAMP PROCHE

Les premières publications, datant de 1974, J. BIGU DEL BLANCO et al [13], font état des possibilités d'utilisation de la radiométrie pour la mesure du rayonnement thermique en différents points du corps chez des animaux et chez l'homme. Ces résultats préliminaires indiquent qu'il est plausible d'obtenir des informations par radiométrie sur l'état pathologique des tissus vivants.

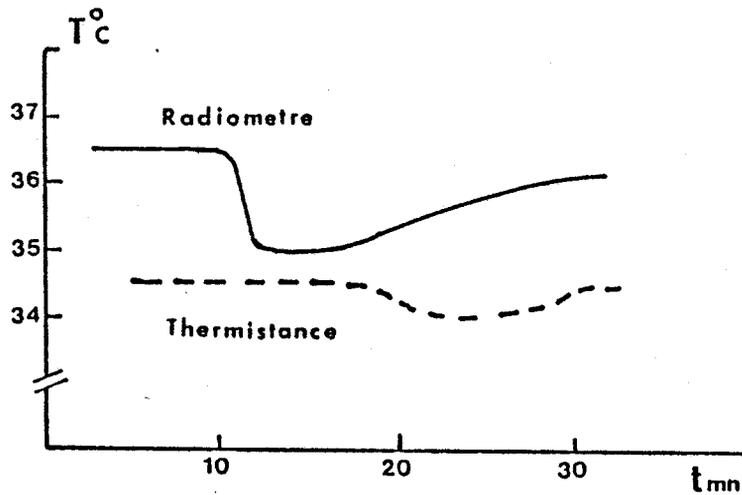


Figure II.1 : Variation de la température consécutive au transit d'un liquide dans le tube digestif d'un sujet, d'après Enander et al [14].

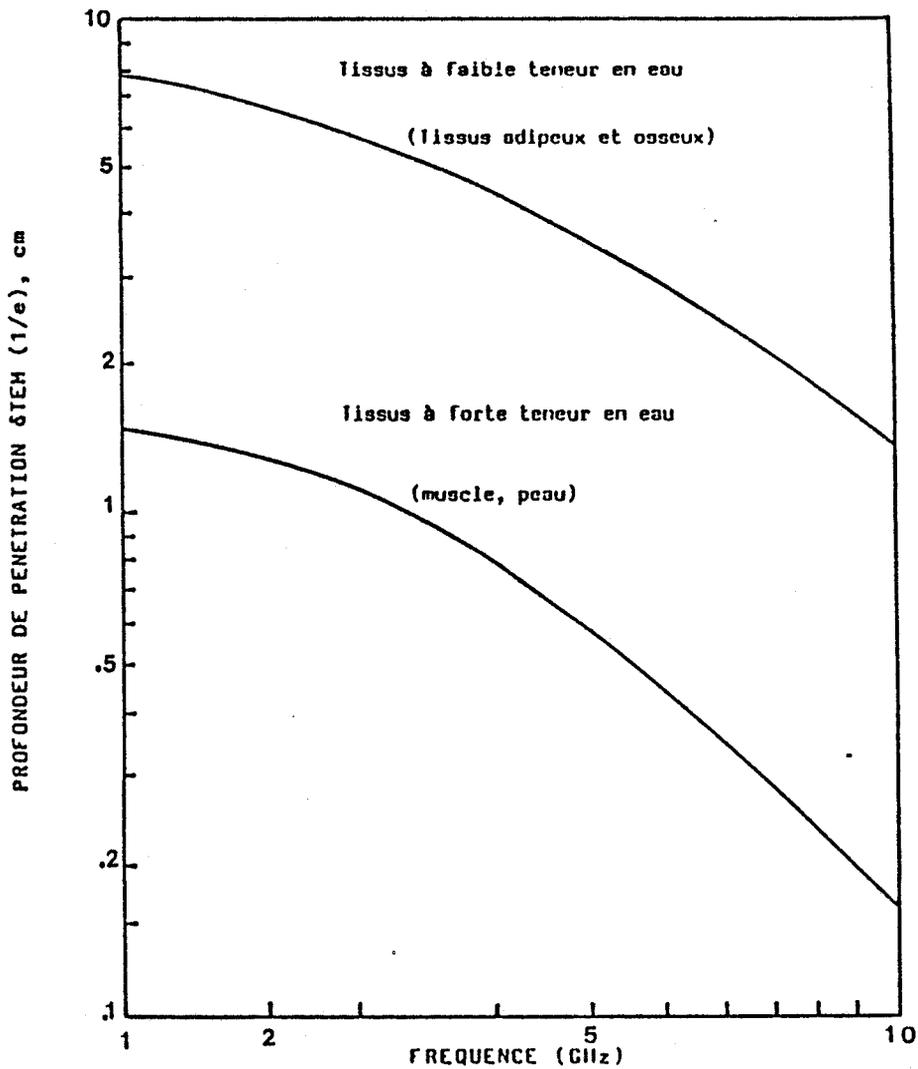


Figure II.2 : Profondeur de pénétration (δ_{TEM}) d'une onde TEM dans les tissus biologiques en fonction de la fréquence, d'après Barret et Myers [15].

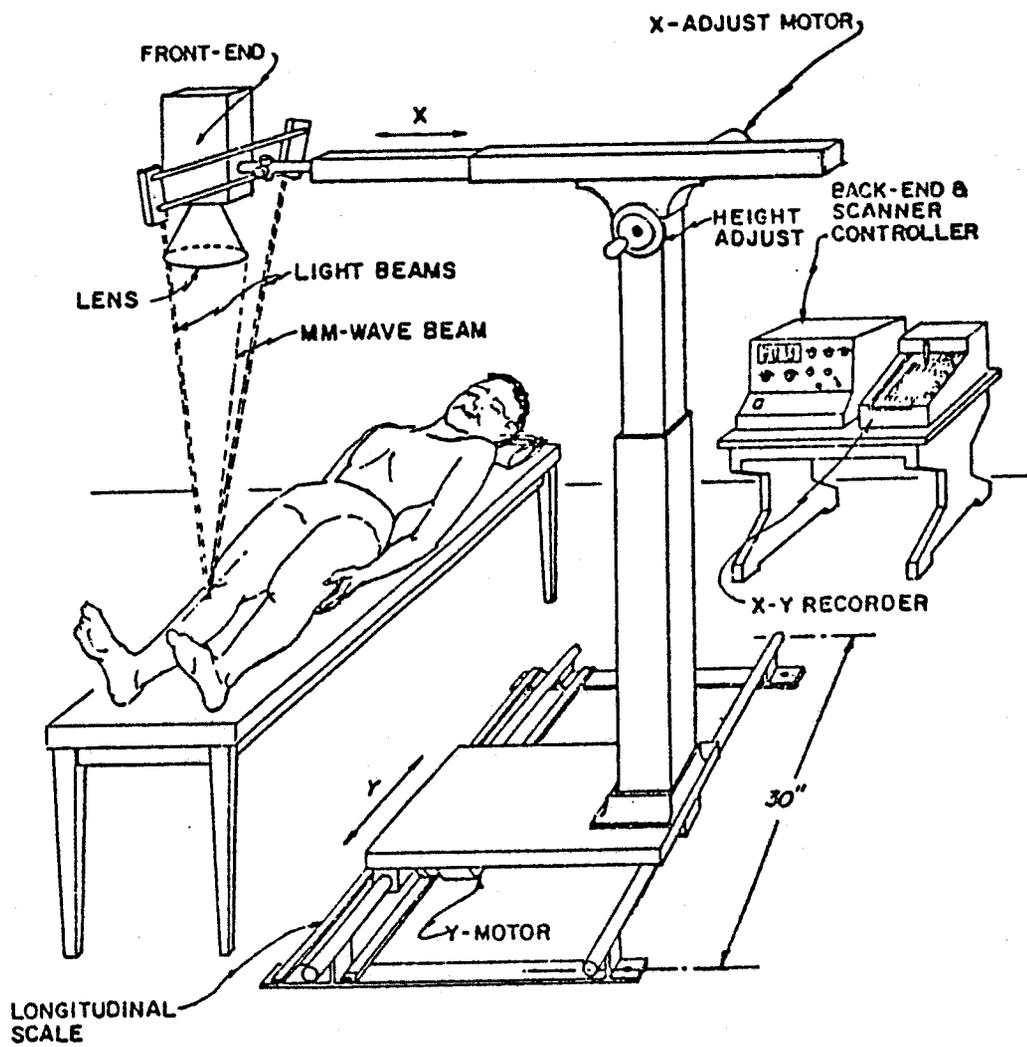
A la même époque, ENANDER et al [14] mentionnent l'utilisation d'un récepteur radiométrique fonctionnant à 1 GHz destiné aussi à des applications médicales. Le récepteur utilisé est un radiomètre classique constitué d'un amplificateur grand gain et faible bruit ; Accessoirement, pour réduire le bruit en $1/f$ et éliminer les effets indésirables de toute fluctuation du gain, le signal microonde est modulé par un signal basse fréquence (radiomètre de Dicke). L'antenne (sonde) est un guide d'onde ouvert, chargé d'un diélectrique sans perte, placé au contact du sujet.

Lors d'expériences sur l'homme, les auteurs mettent en évidence la possibilité de déceler des gradients thermiques existant dans le corps humain. Ils montrent en particulier le lien existant entre le signal radiométrique et la température sous-cutanée en constatant que la sonde radiométrique décèle nettement une variation de la température consécutive au transit d'un liquide froid dans le tube digestif d'un sujet (Figure II.1).

Cette expérience a montré que la variation du signal radiométrique est nettement plus significative que celle du signal issu d'une thermistance placée au contact de la peau du sujet (Fig. II.1).

A la même époque, des radioastronomes du M.I.T., BARRETT et MYERS poussent plus loin ce raisonnement et montrent que la radiométrie (qu'ils dénomment "Microwave Thermography") est susceptible d'apporter des informations sur la répartition de température en profondeur dans les tissus vivants [15] étant donné que leur absorption en microondes varie avec la fréquence.

Partant des valeurs connues de la permittivité complexe des tissus biologiques [4] ils estiment les variations de la profondeur de pénétration d'une onde T.E.M. se propageant dans ces tissus. Rappelons d'une part l'expression de δ selon cette hypothèse : $\delta = 2nC/\epsilon''_2$, (avec n la partie réelle de l'indice de réfraction du milieu) et d'autre part sa signification physique : δ représente la profondeur pour laquelle l'onde T.E.M. est atténuée dans un rapport $1/e$. Ainsi, les auteurs montrent que entre 1 et 10 GHz (Fig. II.2) δ varie entre 2 cm et 1 mm pour les tissus à forte teneur en eau (muscle, plasma sanguin) et entre 10 et 1 cm pour les tissus à faible teneur en eau (tissus adipeux et osseux).



Millimeter Wave Thermograph for scanning of arthritic joints

Figure II.3: Dispositif de téléradiométrie millimétrique (d'après J. Edrich et al [21]).

A partir de cette remarque, on peut penser qu'il est possible d'obtenir des informations complémentaires en opérant à des fréquences différentes.

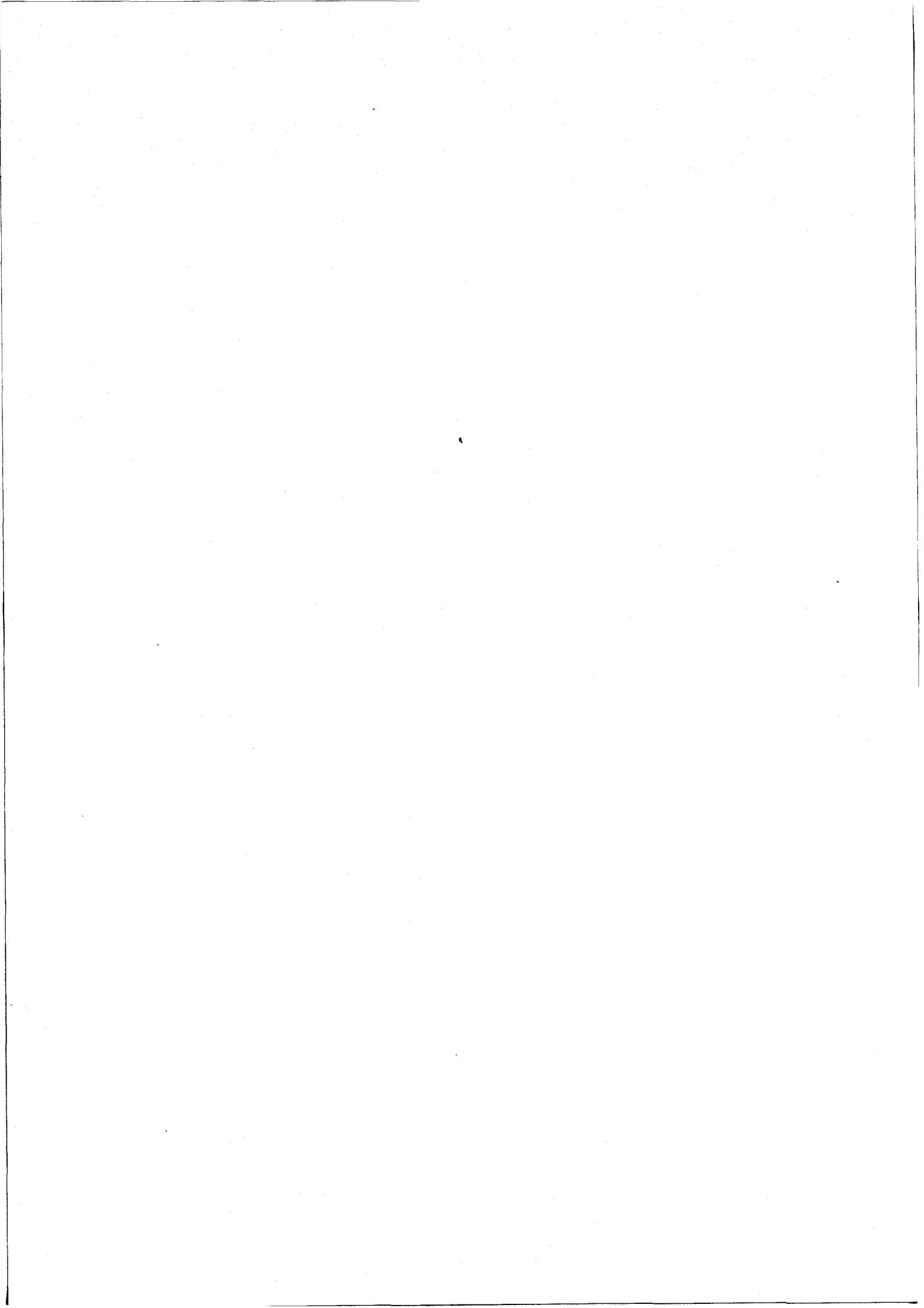
Comme nous l'expliquerons dans un chapitre suivant, ces estimations quantitatives des profondeurs concernant les tissus à faible teneur en eau se révéleront plus tard particulièrement optimistes.

Les auteurs réalisent alors trois radiomètres -du même type que celui déjà cité- fonctionnant à 1.3, 3.3 et 6 GHz qu'ils expérimentent entre 1975 et 1980 dans un hôpital de Boston pour le dépistage des cancers du sein en combinaison avec des méthodes classiques de thermographie infrarouge et de radiographie à rayons X (Xéromamographie).

Rappelons que la thermographie infrarouge est également basée sur la mesure du rayonnement thermique ; lors des années 70 elle était couramment utilisée en médecine pour la détection du cancer du sein étant donné que celui-ci provoque des élévations locales de la température de l'ordre de quelques degrés [16, 17]. Cependant, compte tenu de la très faible profondeur de pénétration des ondes en infrarouge (une fraction de millimètre) on ne peut déceler par ce procédé que des élévations de température extrêmement superficielles.

A l'issue d'une série d'essais portant sur plus de 6 000 patients, BARRETT, MYERS et SADOWSKY [18] montrent que l'exploitation combinée des thermographes infrarouge et microonde permet, dans 96 % des cas, d'avoir le même taux de dépistage que la radiographie. Ils proposent ainsi une nouvelle méthode de détection parfaitement non invasive qui diminue les risques provoqués par l'emploi répété des techniques diagnostiques basées sur l'emploi des Rayons X.

Parallèlement à ces études radiométriques réalisées à quelques Gigahertz, qui utilisent une sonde au contact, il faut citer les travaux de J. EDRICH et al [19, 20]. Ces auteurs réalisent des dispositifs radiométriques en gamme millimétrique (entre 45 et 70 GHz) ; à la différence des méthodes précédentes, ils n'opèrent pas en champ proche : ils utilisent une antenne parabolique ou une lentille diélectrique pour focaliser sur un cornet récepteur les signaux thermiques provenant d'une surface cutanée de l'ordre du centimètre carré (Figure II.3).



Un certain nombre d'essais sont alors effectués avec cet appareil au Colorado et également en France, en collaboration avec des cliniciens, concernant des inflammations ostéoarticulaires [21], des cancers de la thyroïde [22], du sein [23, 24] et d'autres types d'inflammations [25].

Notons que la possibilité de déplacement automatique du récepteur et l'enregistrement des signaux permettent pour la première fois, de réaliser des images radiométriques du corps humain avec une résolution spatiale de l'ordre du centimètre [24, 26].

Cependant, ce procédé présente les inconvénients suivants :

. d'une part les signaux thermiques ambiants, réfléchis par le sujet, peuvent s'ajouter aux signaux utiles et en masquer la contribution ;

. d'autre part, en gamme millimétrique, les profondeurs de pénétration sont inférieures au millimètre.

II.3. PREMIERS TRAVAUX EN RADIOMETRIE EFFECTUES AU C.H.S.

II.3.1. ETUDES PRELIMINAIRES - METHODE DE ZERO

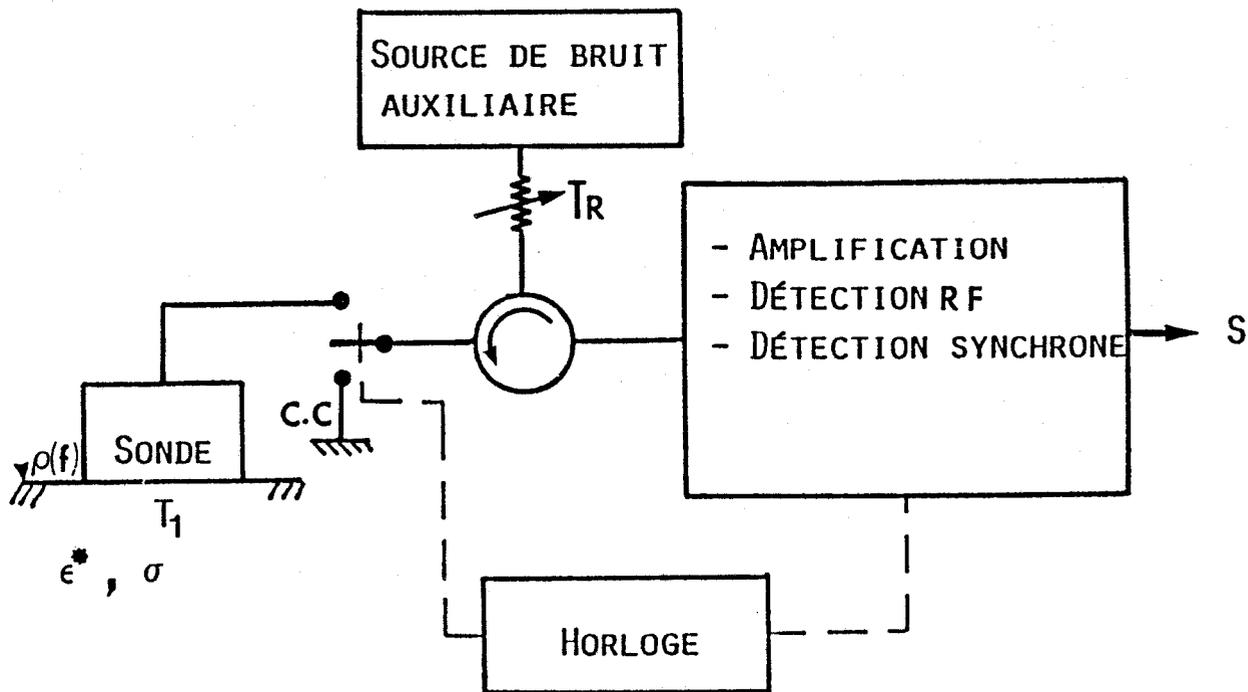
Considérant les travaux cités au paragraphe précédent, nous avons, dès 1977 réalisé un premier radiomètre fonctionnant à 9 GHz et opté pour une méthode de radiométrie qui utilise une sonde au contact des tissus [27].

En effet, dans ce mode opératoire :

- on s'affranchit des signaux électromagnétiques ambiants (thermiques ou non thermiques) ;

- l'interface sonde-milieu sous investigation est ainsi parfaitement défini.

Nous avons par ailleurs indiqué au chapitre I, qu'en présence d'une désadaptation à l'interface entre la sonde et le milieu dissipatif sous



$$S = k(T_R - T_1)(1 - |\rho(f)|^2)$$

$$S = 0, \forall \rho(f) \text{ si } T_R = T_1$$

d'où T_1 par lecture de T_R .

Figure II.4 : Principe de fonctionnement de la méthode de zéro.

test, le signal radiométrique ne dépend pas seulement de la température mais aussi du coefficient de réflexion à l'interface [3]. Or, nous avons tout de suite remarqué que les méthodes radiométriques antérieurement citées ne prennent pas ce phénomène en considération. C'est la raison pour laquelle, nous avons imaginé et testé au laboratoire une méthode -dénommée méthode de zéro- qui permet de s'affranchir de cette contribution de l'émissivité, et de réaliser une thermométrie au sens strict du terme [28, 29, 30].

Cette méthode -qui sera décrite dans la deuxième partie de ce mémoire- repose sur le fait que, dans le cas d'une désadaptation de la charge (Figure II.4) le signal reçu n'est strictement proportionnel à la température à mesurer que dans le cas d'un système isotherme (relation I.10).

Après essais, il s'est avéré que cette méthode est viable, avec une marge d'erreur de mesure typique ($0,1^{\circ}\text{C}$) pour des températures comprises entre 34 et 40°C , lorsque le coefficient de réflexion n'est pas prohibitif ($<0,2$ en puissance). Dans ces conditions, une mesure quantitative de la température locale est possible, c'est pourquoi l'opération radiométrique est souvent appelée radiothermométrie.

Parallèlement à cette étude, un effort est fourni dans la conception et la réalisation de sondes constituées d'un guide d'onde rectangulaire ouvert rempli d'un diélectrique faibles pertes ($\epsilon'_1 = 4$ à 37 , $\text{tg}\delta_1 < 10^{-4}$). Une modélisation numérique permet en outre de prévoir la construction de transitions guide coaxiale utilisées pour connecter la sonde au câble qui la relie au récepteur [31]. Par ailleurs, la caractérisation et l'optimisation de l'interface sonde-tissu sous investigation sont réalisées à partir d'une méthode de calcul électromagnétique qui sera exposée dans la troisième partie de ce mémoire.

II.3.2. ESSAIS PRELIMINAIRES EN MILIEU CLINIQUE

Un premier type d'essai, effectué au laboratoire de thermorégulation du C.H.U. de Lille, concerne une radiothermométrie sur des animaux sur lesquels une hyperthermie a été provoquée par l'injection d'un vaccin TAB [32]. On vérifie que l'évolution de la température mesurée par radiomé-

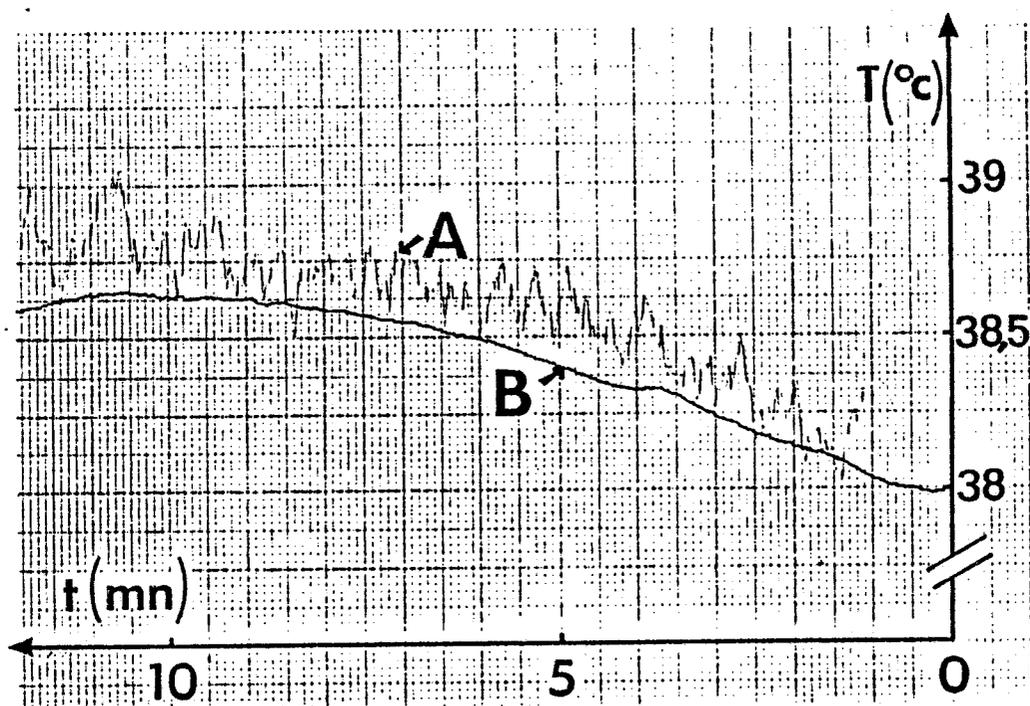


Figure II.5 : Evolution de la température au cours du temps (Lapin en état de fièvre).

A : enregistrement radiométrique ($\tau = 4s, f = 9 \text{ GHz}$)
B : thermocouple implanté.

CHU LILLE [32].

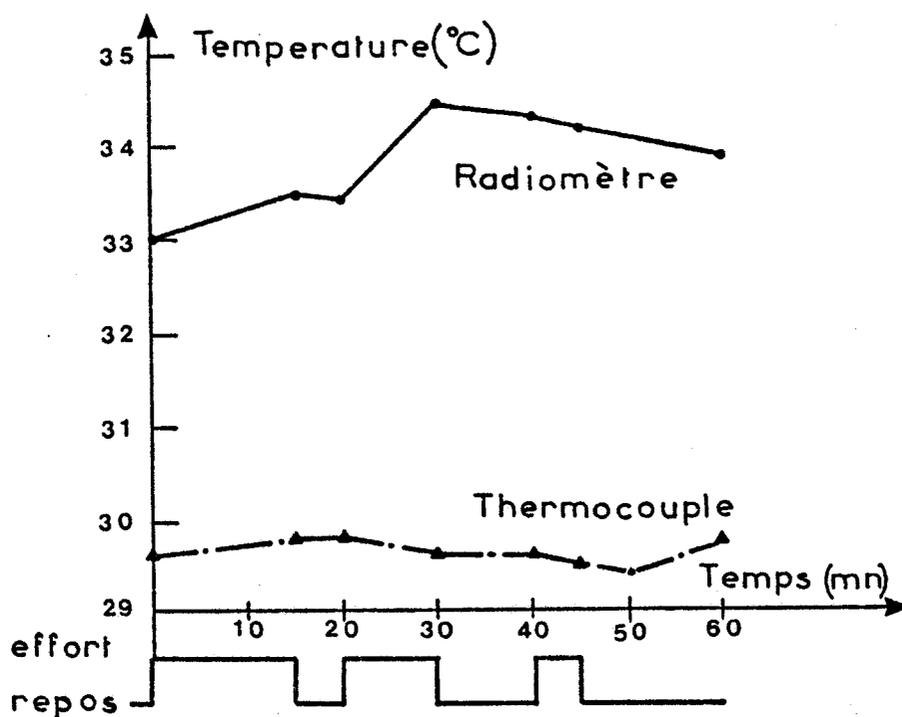


Figure II.6 : Thermométrie chez l'homme au cours d'un effort musculaire ($T_0 = 22^\circ\text{C}$) (thermocouple placé au contact de la peau).

CHU LILLE [33].

trie est comparable à celle donnée par un thermocouple implanté (Figure II.5).

Les premiers essais chez l'homme, effectués au même laboratoire, intéressent des applications en ergonomie [33].

C'est ainsi que nous avons relevé des températures musculaires au cours d'un effort physique. On constate (figure II.6) que l'information radiométrique est très différente de celle fournie par un thermocouple au contact de l'épiderme étant donné que l'intensité du signal radiométrique provient d'un volume de tissus sous cutanés. Ce type de résultats est comparable à celui obtenu par ENANDER et que nous avons rappelé au début de ce chapitre.

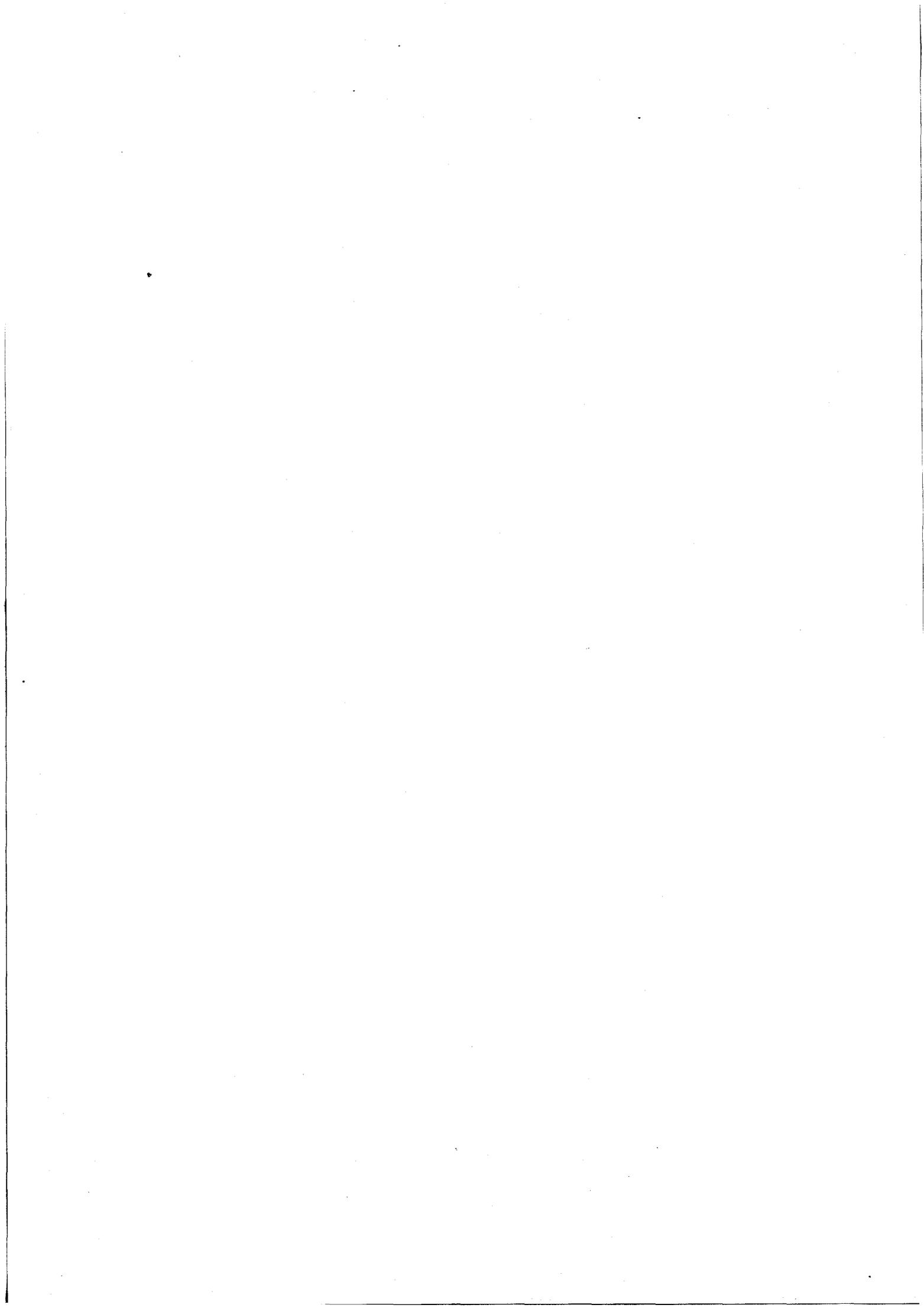
De ces expérimentations préliminaires nous avons tiré les premiers enseignements suivants :

- la confirmation que l'information radiométrique concerne tout un volume couplé à la sonde d'où la possibilité de modifier ce dernier par un choix judicieux de la fréquence et des caractéristiques de la sonde ;

- la radiométrie s'avère intéressante, même sous une forme qualitative pour apprécier l'activité d'un groupe musculaire, étant donné que cette information nécessite jusqu'alors de moyens complexes (E.M.G.) ou traumatisants (sonde implantable) [33].

Suite à ces études préliminaires des investigations radiothermométriques ont été menées en site clinique en collaboration avec des cliniciens (Université Louis Pasteur, Strasbourg, Université de Nancy) chez des patients présentant soit des cancers du sein, soit des tumeurs de localisation et de type histologique divers (foie, thyroïde, affections cérébrales, etc...) [34 à 38]

Des examens radiothermométriques comparatifs microondes et infrarouges ont été pratiqués successivement et dans les mêmes conditions d'environnement thermique, de posture du patient, etc... Le diagnostic a été posé d'après les données d'explorations complémentaires cliniques, radiographiques, échographiques, etc... [34]. Lors d'essais effectués à Nancy et à



Strasbourg nous avons confronté, sur un certain nombre de cas, les résultats obtenus par radiométrie microonde (9 GHz) au contact et par radiométrie millimétrique proposée par EDRICH. Il ressort de cette confrontation que les deux techniques donnent des résultats beaucoup plus proches l'un de l'autre que de ceux obtenus par thermographie infrarouge.

Une complémentarité entre la radiométrie au contact en gamme centimétrique et la radiométrie millimétrique à distance apparaissait également compte tenu de la diversité des situations cliniques (profondeur et taille de la pathologie, etc...) [35, 39 à 42].

Cette étude clinique préliminaire menée entre 1979 et 1980 chez plusieurs centaines de patients nous a confirmé l'intérêt de la radiothermométrie microonde pour les applications précitées et a suggéré des recherches complémentaires, notamment :

- de réaliser un premier système d'Imagerie thermique microonde passive ;
- d'optimiser les sondes ;
- d'approfondir la connaissance quantitative du signal radiométrique.

L'intérêt de construire des systèmes radiométriques fonctionnant à plusieurs fréquences nous est paru également nécessaire pour essayer de répondre au problème posé par la diversité des situations cliniques.

II.3.3. PREMIER SYSTEME D'IMAGERIE MICROONDE PASSIVE

Les recherches que nous avons engagées dans ce domaine dès 1979 ont débouché sur la réalisation (en collaboration avec le C.T.B. INSERM de Lille) d'un premier système d'imagerie microonde passive [43 à 45].

Un dispositif radiométrique est associé à un bras articulé à l'extrémité duquel on place la sonde ; des capteurs de positions situés aux articulations de ce support permettent de connaître à tout moment la

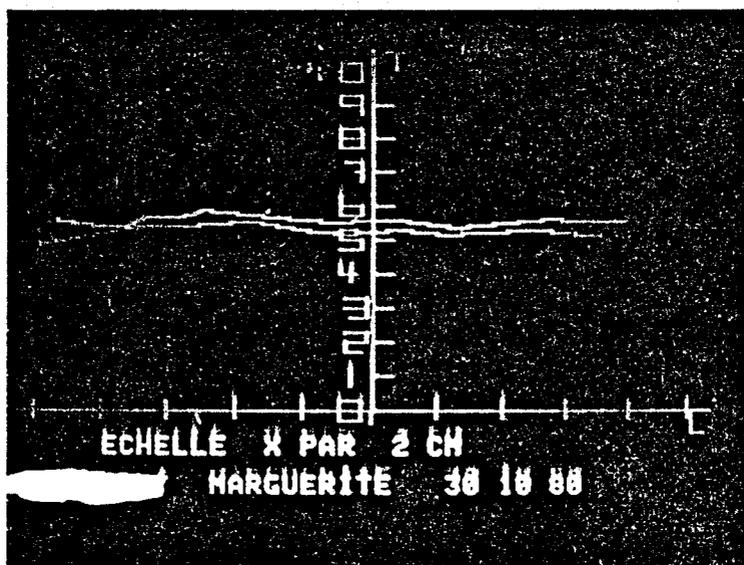


Figure II.7.a : Profil thermique test relevé sur le front d'un sujet sein. Service de Médecine Nucléaire, Nancy [38].

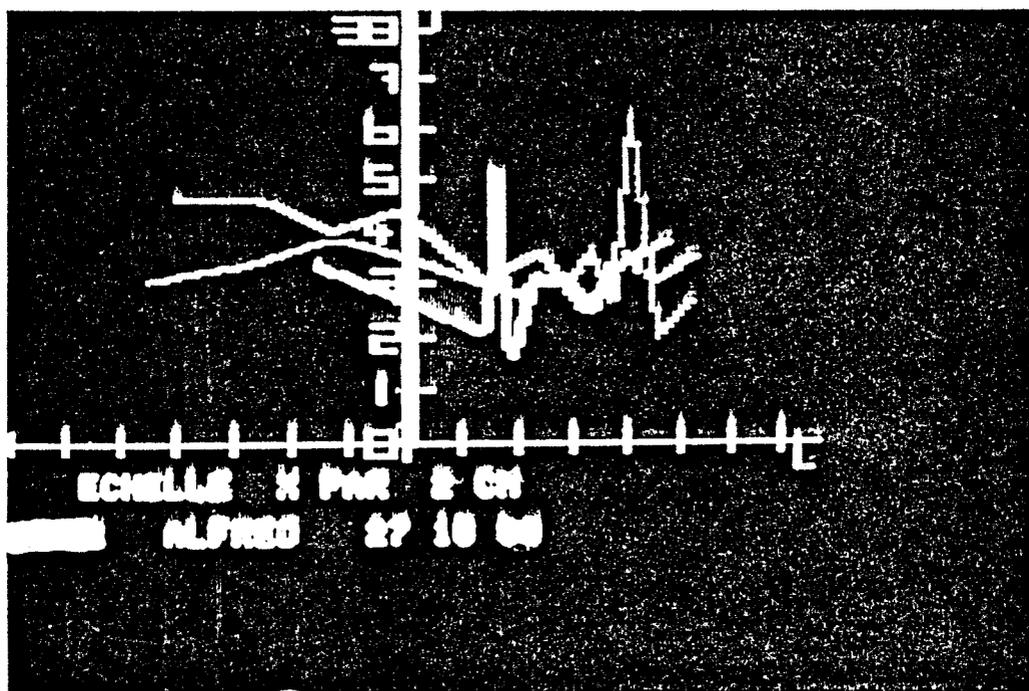


Figure II.7.b : Profil de température suivant plusieurs lignes, mettant en évidence deux métastases cérébrales. Clinique Neuroradiologique C.H.U. Strasbourg [34].

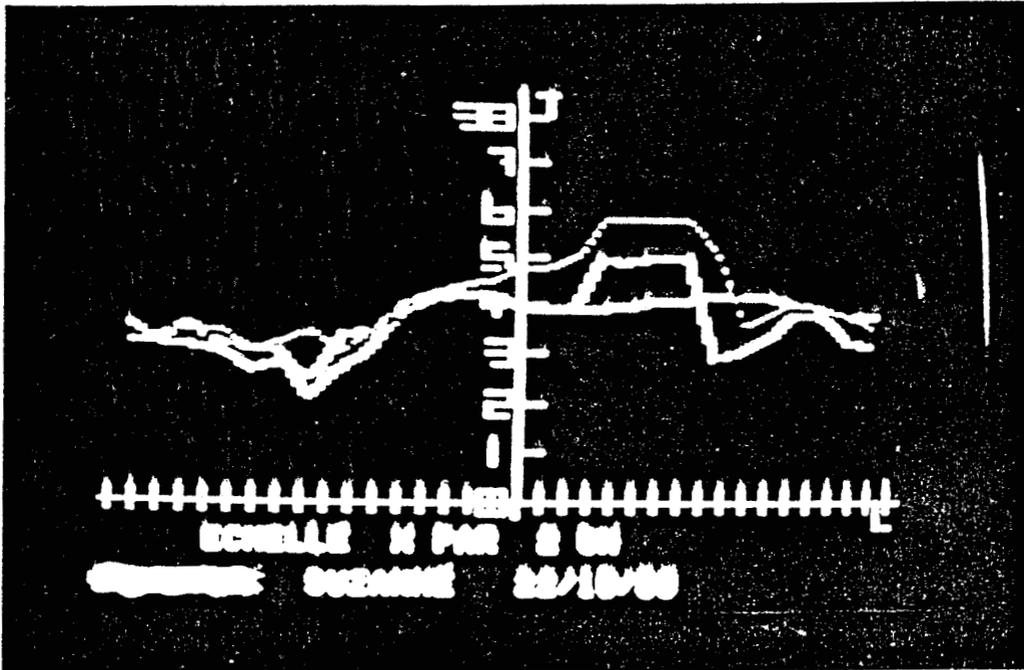


Figure II.7.c : Profils thermiques relevés au niveau des seins au Centre de Lutte contre le Cancer à Strasbourg [46].

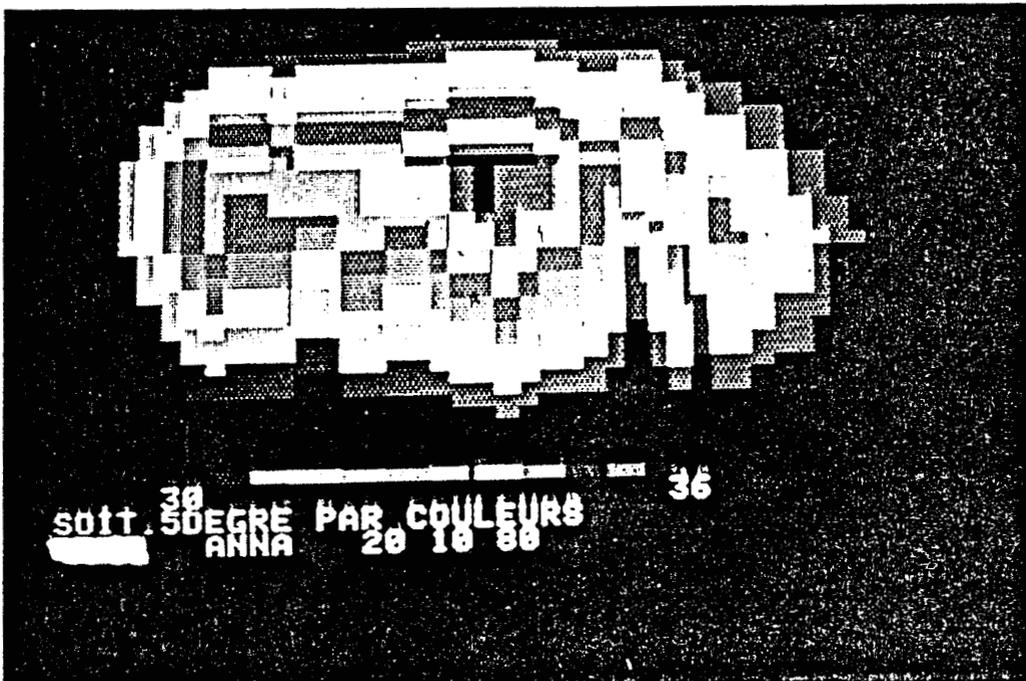


Figure II.7.d : Carte thermique relevée au niveau des seins au Centre de Lutte contre le Cancer à Strasbourg [46].

position de la sonde ; celle-ci est placée en différents points de l'épiderme ; l'opérateur commande l'acquisition des signaux radiométriques point par point. Un microcalculateur enregistre alors à la fois la position de la sonde et l'intensité du signal radiométrique correspondant. Il exploite ensuite ces informations pour présenter les résultats sur un terminal vidéo couleur, soit sous forme de profils thermiques, lorsque la sonde a été déplacée selon une droite, soit sous forme de cartes radiométriques, lorsque la sonde a été déplacée en différents points de la surface sous investigation.

Ce type de dispositif a également fait l'objet d'évaluations cliniques (Strasbourg, Nancy, Lille) pour des applications destinées à l'aide au diagnostic (tumeurs du sein, cérébrales, thyroïdiennes, inflammations ostéoarticulaires, etc...).

Les figures II.7a à d donnent des exemples parmi les nombreux relevés radiothermométriques microondes ($f = 9$ GHz) effectués lors de ces évaluations cliniques [46 à 51].

Parallèlement d'autres dispositifs ont été construits au laboratoire fonctionnant à 3 GHz puis à 1.5 GHz dans le but de nous placer dans des conditions différentes en ce qui concerne les profondeurs de pénétration associées aux investigations radiométriques. Ils font également l'objet d'essais en site clinique pour des applications diagnostiques identiques à celles déjà citées [52].

II.3.4. ETUDE DES SONDES. CALCUL DES SIGNAUX RADIO - METRIQUES EN T.M.O.

II.3.4.1. Etude des sondes

Les études sur la réalisation des sondes ont été développées dans la thèse de Melle ROBILLARD et références [53] que l'on peut résumer comme suit.

Lors d'un travail mené en collaboration avec le groupe d'électromagnétisme de l'Ecole Supérieure d'Electricité [54 - 55] des calculs,

Tableau II.1 : Comparaison des profondeurs de pénétration pour différentes sondes et différents milieux dissipatifs.

Fréquence GHz	Caractéristiques de la sonde			Caractéristiques du milieu dissipatif (T = 37°C)			Profondeur de Pénétration (tension) (mm)		
	ϵ_1	a(mm)	b(mm)	Type	ϵ'_2	σ_2 (S/m)	δ_{TEM}	δ_{app}	$\delta_{app}/\delta_{TEM}$
1	9	100	43	FAIBLE TENEUR EN EAU (Tissus Adipeux)	51	1.1	34	31	0.90
1	25	60	29	FORTE TENEUR EN EAU (Muscle)	51	1.1	34	26	0.76
3	9	30	15	FAIBLE TENEUR EN EAU (Tissus Adipeux)	46	2	18	16	0.89
3	25	20	9.5	FORTE TENEUR EN EAU (Muscle)	46	2	18	11	0.61
9	4	11	6	FAIBLE TENEUR EN EAU (Tissus Adipeux)	4.5	0.45	25	5	0.2

δ_{TEM} : profondeur de pénétration d'une onde TEM (relation II.1).

δ_{app} : profondeur de pénétration calculée numériquement. [22, 23].

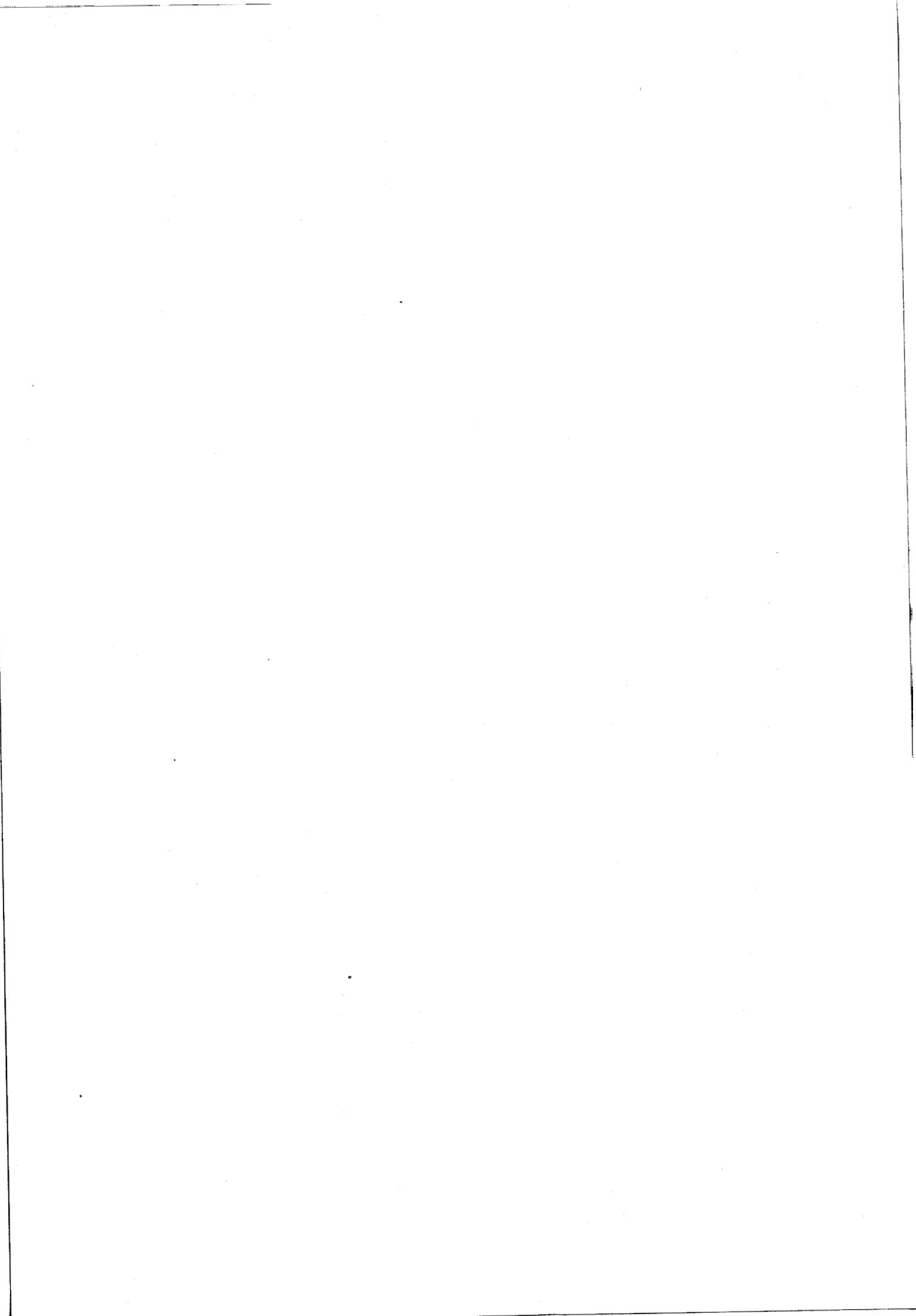
effectués sur les coefficients de réflexions à l'interface sonde-tissus biologiques, ont préconisé l'utilisation des sondes remplies d'un diélectrique de permittivité comprise entre 16 et 25. En effet, dans le cas général de tissus à forte teneur en eau, on réalise ainsi un coefficient de réflexion en puissance inférieur à 0,2.

Des calculs préliminaires de champ rayonné par les sondes dans un milieu dissipatif menés par l'équipe de l'E.S.E. ont approximativement confirmé les valeurs des profondeurs de pénétration avancées par BARRET et MYERS [15] dans le cas de tissus à forte teneur en eau mais ont infirmé leurs hypothèses qui étaient basées sur une onde TEM. En effet, dans le cas de tissus à faible teneur en eau, donc relativement peu dissipatifs, la profondeur de pénétration est régie à la fois par l'absorption du matériau mais également par les effets de diffraction à l'ouverture de la sonde ; il en résulte que la profondeur de pénétration apparente δ_{app} est alors notablement inférieure à la profondeur de pénétration δ_{TEM} (Tableau II.1).

II.3.4.2. Calcul des signaux radiométriques (TMO)

Il est également important de rappeler que notre groupe de recherche a proposé une méthode de calcul des signaux radiométriques fondée sur la connaissance de la carte des champs rayonnés par la sonde, par application des théorèmes de fluctuation dissipation, dans les conditions d'application de l'approximation de Rayleigh Jeans, et de réciprocité. La démonstration correspondante est basée sur une situation donnée définissant une sonde, la géométrie de son ouverture, la permittivité du matériau qui la remplit. La sonde est appliquée sur un matériau dissipatif dont on connaît la permittivité complexe.

Cette démonstration a été introduite au paragraphe I.4 du chapitre précédent et a permis d'aboutir à la relation I.14 qui exprime le signal radiométrique en fonction de la température locale T_i . Rappelons que cette démonstration exploite le théorème de fluctuation dissipation qui exprime la fonction de corrélation des densités de courants fluctuants en fonction de la température T_i dans un volume élémentaire ΔV_i du matériau dissipatif (relation I.11). Ces courants fluctuants spontanés sont à l'origine de champs électriques fluctuants $\xi_i(t)$ non polarisés. Le champ total $E(t, f)$ capté par la sonde à la fréquence f , résulte de la sommation des signaux



électromagnétiques issus des différents volumes ΔV_i du matériau ; Il s'exprime par la relation I.12 :

$$E(f,t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(f) \xi_i(t) \quad (I.12)$$

Le récepteur effectue une détection quadratique suivie d'une intégration (Fig. II.8.a). Le signal de sortie $S(f)$ est donné par la relation I.13 :

$$\begin{aligned} S(f) &= K_o(f) \langle E^2(f,t) \rangle \\ &= K_o(f) \sum_{i=1}^{\infty} a_i^2(f) \langle \xi_i(t)^2 \rangle \end{aligned} \quad (I.13)$$

Comme $\langle \xi_i^2(t) \rangle$ est proportionnelle à la température locale T_i l'expression I.13 devient :

$$S(f) = G(f) \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) T_i \quad (I.14)$$

où $G(f)$ est la transmittance du récepteur et $C_i(f) = a_i^2(f)$ le paramètre de couplage entre le volume ΔV_i et la sonde.

L'exploitation de la relation I.14 nécessite la connaissance de $C_i(f)$ que nous allons définir maintenant.

Pour simplifier la démonstration, on raisonne à une fréquence donnée, pour une bande passante de 1 Hz. Le système est considéré tout d'abord en mode actif (figure II.8.b), un signal émis par la sonde crée un champ électrique d'amplitude E_i dans le volume élémentaire ΔV_i , de conductivité $\sigma_i = \epsilon_0 \epsilon''_i \omega$. D'après la loi de Joule-Lenz, la puissance dissipée en ΔV_i est proportionnelle à $C_i = \sigma_i E_i^2 \Delta V_i$; C_i est le paramètre de couplage en puissance reliant la sonde et le volume ΔV_i qui est à la base de la méthode de calcul des signaux radiométriques (relation I.14).

En effet, en vertu du théorème de réciprocité [56, 57], le paramètre de couplage C_i caractérise le couplage entre les deux éléments

- 56 -

$$S(F) = \langle v^2(t) \rangle = G(F) \sum_{i=1}^{\infty} C_i(F) T_i$$

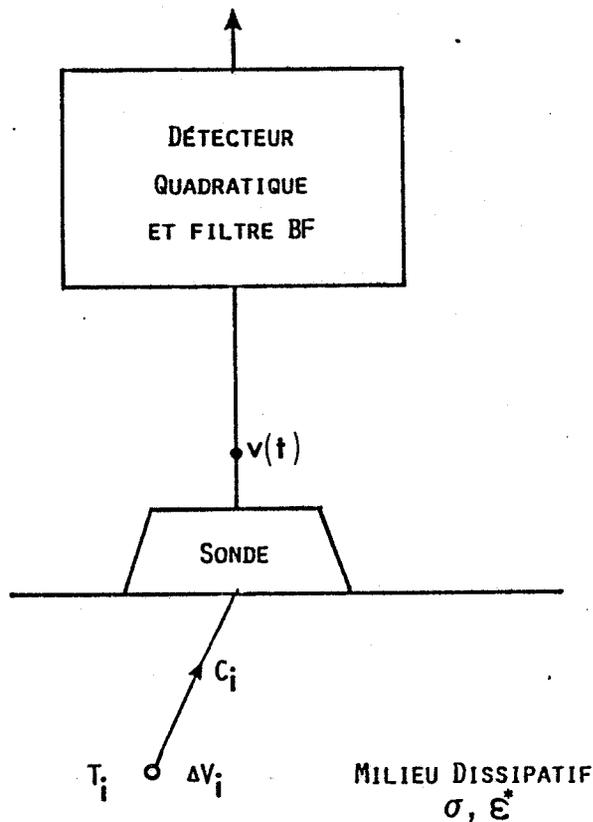


Figure II.8.a : Principe d'une thermométrie microonde.

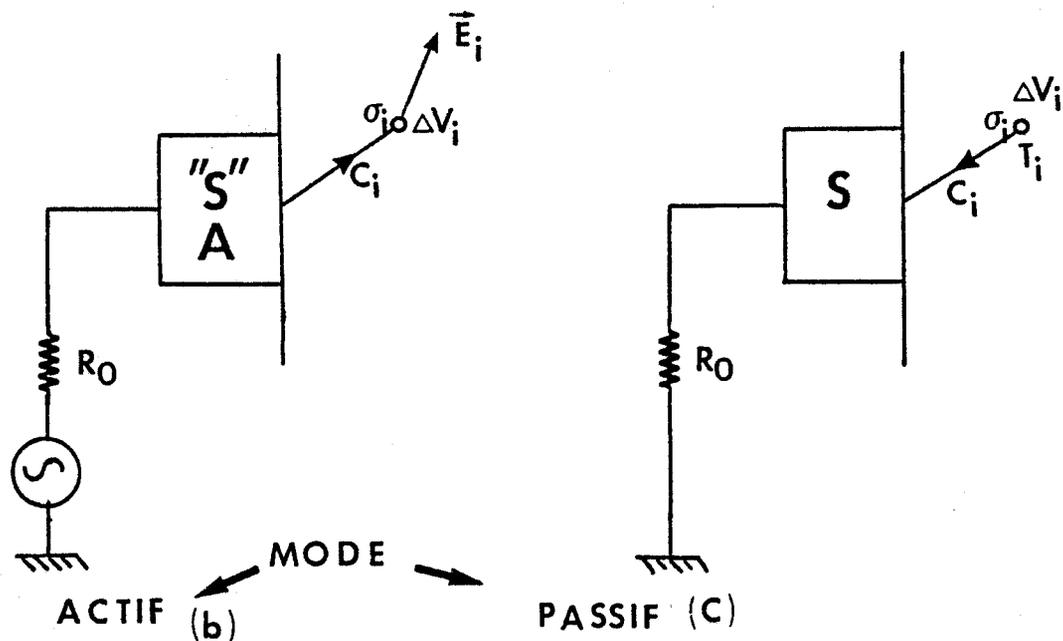


Figure II.8 : Mode de calcul des signaux radiométriques en TMO (c) et des paramètres de couplages C_i (b). (Application des théorèmes de fluctuation-dissipation et de réciprocité des antennes).

(sonde et volume ΔV_i) considérés comme deux antennes susceptibles d'échanger de l'énergie électromagnétique dans les deux situations représentées fig. II.8b et c. Ainsi, le transfert d'énergie dans un sens correspond à un processus actif et nécessite un générateur dans la charge reliée à l'antenne ; le transfert d'énergie dans le sens inverse correspond à un processus passif ou de radiométrie thermique. Ainsi en précisant le sens physique et le mode de calcul du paramètre de couplage $C_i(f)$ nous définissons complètement la méthode de calcul des signaux radiométriques en TMO, fondée sur l'exploitation de la relation I.14 établie pour 1 Hz de bande passante. Pour accéder au signal radiométrique total il suffit d'étendre la relation I.14 à toute la bande du récepteur, soit :

$$S_T = \int_{f_1}^{f_2} \left[G(f) \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) T_i \right] df \quad (I.15)$$

Notons que le signal de sortie peut s'écrire aussi sous la forme (Figure II.8.a) :

$$S_T = G_o \langle v^2(t) \rangle \quad (I.16)$$

avec $v(t)$ la tension aux bornes de la sonde et G_o la transmittance moyenne du récepteur.

Comme on vient de le voir cette méthode est générale puisqu'elle permet, pour une situation définie (sonde, milieu dissipatif, etc...), de calculer l'intensité des signaux radiométriques pour toute répartition de la température dans le milieu. Elle nécessite ainsi la connaissance des champs rayonnés en mode actif, peut s'appliquer au cas d'un milieu dissipatif hétérogène et répond aux conditions strictes de la mesure radiométrique.

Nous reviendrons plus longuement sur la mise en oeuvre de cette méthode dans la troisième partie de ce mémoire, qui traite du calcul des champs électromagnétiques rayonnés par une sonde dans un milieu dissipatif et de son application au calcul de la puissance captée par une sonde en présence d'un matériau dissipatif.

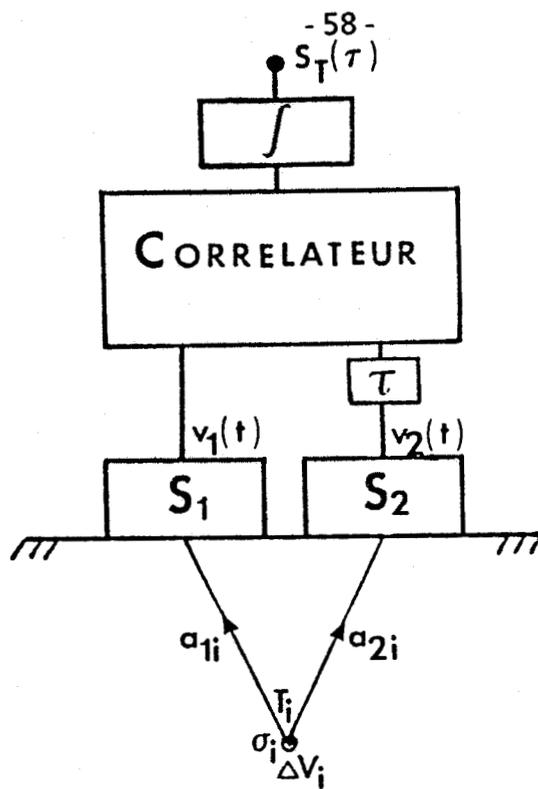


Figure II.9.a : Mode de calcul des signaux radiométriques en TMOC.

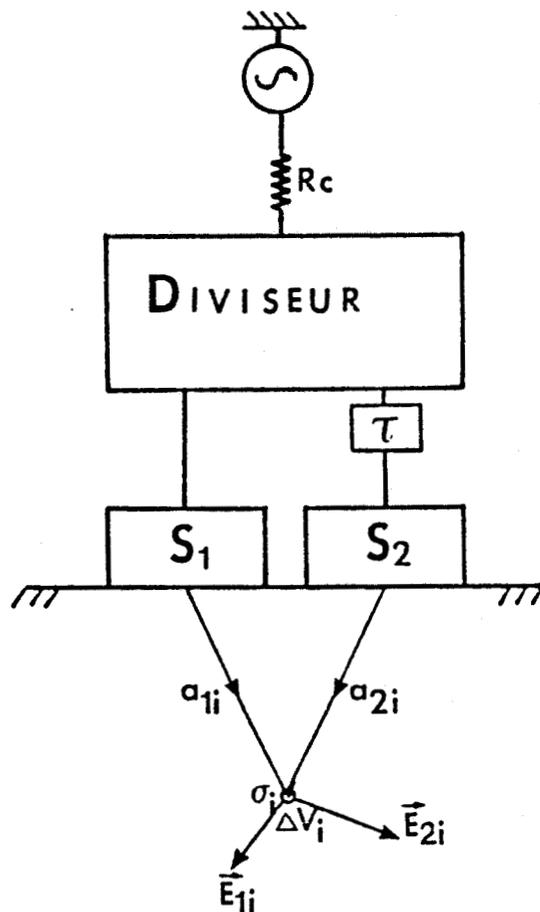


Figure II.9.b : Mode de calcul des paramètres de couplage C_i en TMOC.

II.3.5. NOTION DE THERMOGRAPHIE MICROONDE PAR CORRELATION

C'est également vers la même époque (1981) que nous avons été les premiers à penser utiliser, pour les mesures radiométriques en champ proche une méthode connue en radioastronomie, la radiométrie par corrélation que nous dénommerons TMO par corrélation (TMOC) [58].

Dans ce processus radiométrique, au lieu de mesurer comme en TMO (figure II.8.a) la valeur quadratique moyenne de la tension captée par une sonde, on extrait la valeur moyenne du produit de corrélation de deux tensions captées par deux sondes (Figure II.9.a). Reprenons alors le raisonnement développé au paragraphe précédent pour la TMO, et adaptions le au cas de la TMO par corrélation. Le champ total $E(t, f)$, définit par la relation I.12, capté respectivement par chacune des sondes, pour un Hertz de bande passante, s'exprime sous la forme :

$$E_1(f, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}(f) \xi_i(t) \quad (I.17)$$

$$E_2(f, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_{2i}(f) \xi_i(t) \quad (I.18)$$

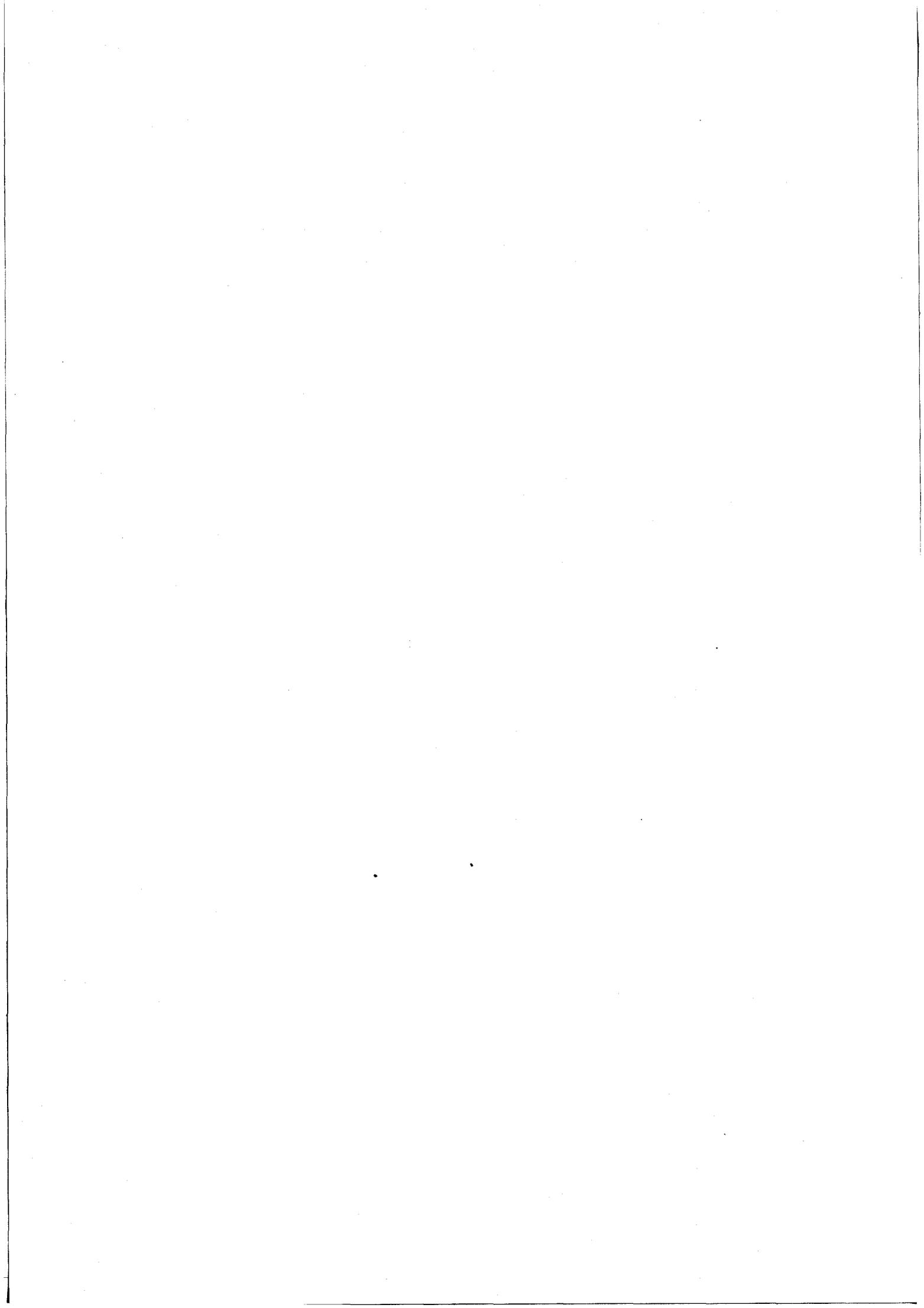
Comme les signaux émis par des volumes élémentaires distincts ne sont pas corrélés, le signal radiométrique provient des volumes élémentaires couplés à la fois aux deux sondes et s'exprime sous la forme :

$$S(f, \tau) = K_c(f) \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}(f) a_{2i}^*(f) \exp(-j2\pi f\tau) \langle \xi_i^2(t) \rangle \quad (I.19)$$

avec $K_c(f)$ un terme multiplicatif.

Comme déjà indiqué, (application du théorème de fluctuation dissipation dans les conditions de Rayleigh-Jeans) $\langle \xi_i^2(t) \rangle$ est proportionnel à la température T_i dans le volume ΔV_i . Ainsi :

$$S(f, \tau) = G_c(f) \sum_{i=1}^{\infty} C_i'(f, \tau) \cdot T_i \quad (I.20)$$



avec $C'_i(f, \tau) = a_{1i}(f) a_{2i}^*(f) \exp(-j2\pi f\tau)$ le paramètre de couplage en puissance qui caractérise le couplage entre ΔV_i et les deux sondes, à la fréquence f et pour un temps de retard τ . $G_c(f)$ est la transmittance du récepteur à la fréquence f . La détermination du paramètre de couplage $C'_i(f, \tau)$ est effectuée en mode actif, comme en TMO, lorsque les deux sondes jouent le rôle de deux émetteurs. Mais, comme nous l'expliquerons (2e partie Chap. 2) le corrélateur est réalisé à partir d'un interféromètre à commutation de phase. Ainsi, (Fig. II.9.b) on peut écrire :

$$C'_i(f, \tau) = \sigma_i(f) E_{1i}(f, t) \cdot E_{2i}^*(f, t + \tau) \cdot \Delta V_i \quad (I.21)$$

où $\sigma_i(f)$ est la conductivité du milieu dissipatif à la fréquence f ; E_{1i} et E_{2i} sont les champs rayonnés respectivement par chacune des deux sondes dans le volume élémentaire ΔV_i . Le théorème de réciprocité des antennes s'applique encore ici et permet de montrer que $C'_i(f, \tau)$ a la même signification en mode actif et en mode passif. Par ailleurs, une méthode de calcul des champs E_{1i} et E_{2i} rayonnés par les deux sondes, en mode actif, nécessaires au calcul de $C'_i(f, \tau)$, sera exposée ultérieurement.

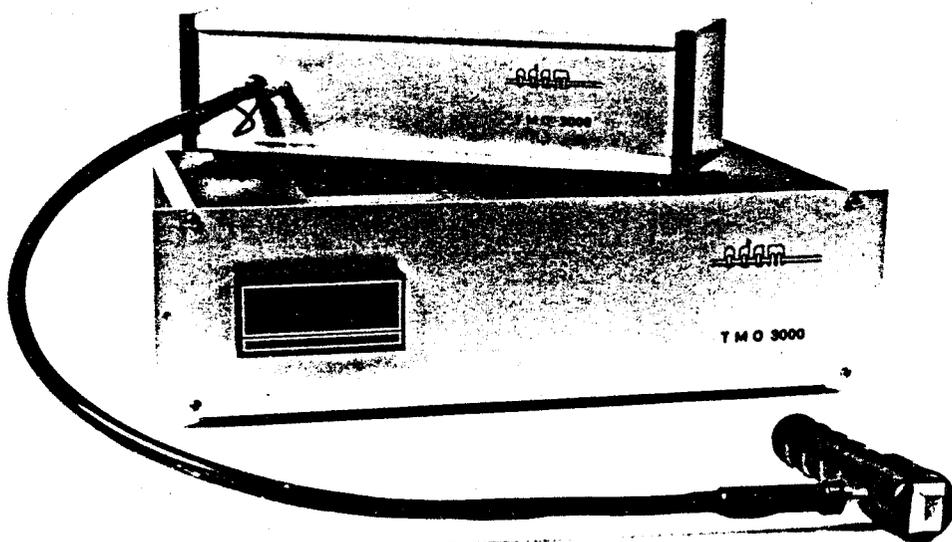
Ainsi l'expression I.21 permet de calculer l'intensité du signal radiométrique en TMOC quelle que soit la distribution de température T_i dans le matériau à condition d'effectuer une sommation dans toute la bande passante du récepteur, soit :

$$S_T(\tau) = \int_{f_1}^{f_2} \left[G_c(f) \sum_{i=1}^{\infty} C'_i(f, \tau) \cdot T_i \right] df \quad (I.22)$$

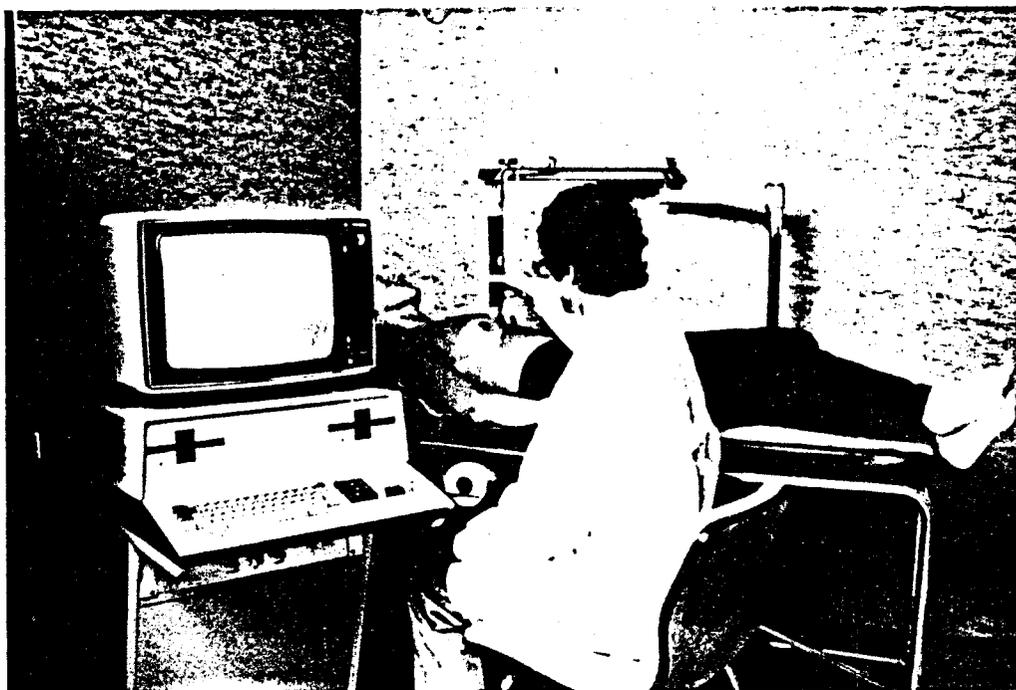
Notons que le signal de sortie peut s'exprimer aussi sous la forme :

$$S_T(\tau) = G_c \langle v_1(t) \cdot v_2^*(t + \tau) \rangle \quad (I.23)$$

avec $v_1(t)$ et $v_2(t)$ les tensions aux bornes des sondes et G_c la transmittance moyenne du récepteur à corrélation.



a : Thermomètre Microonde.



b : Thermographe Microonde

Figure II.10 : Systèmes de thermométrie Microondes développés par la Société ODAM-BRUKER (Brevet CHS-CTB) [58, 59].

Nous verrons ultérieurement à partir de résultats calculés (3e partie) et d'études expérimentales (2e partie) que l'intérêt essentiel de la TMOC réside en une résolution de l'ordre du millimètre, dans la localisation de gradients thermiques latéraux, obtenue grâce à un balayage électronique réalisé par l'action sur le temps de retard.

II.3.6. TRANSFERT DE TECHNOLOGIE

C'est à l'issue de ces travaux que la Société Odam, intéressée par les développements de nouvelles techniques en Génie Biomédical, décidait d'acquiescer une licence sur notre procédé de mesure radiométrique [59, 60] et de développer des systèmes dénommés T.M.O. (Thermographie Microonde). Ces dispositifs sont disponibles aux fréquences 1, 3 ou 10 GHz. Ils se présentent soit dans une version simplifiée (sonde reliée à un récepteur faible bruit par un câble souple), pour une radiothermométrie (figure II.10.a), soit dans la version munie d'un bras articulé, et associée à un système d'imagerie thermique microonde (thermographie) (figure II.10.b).

Le premier de ces prototypes était présenté au Colloque de Thermologie Biomédicale organisé par le laboratoire de Thermologie de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg en juillet 1981.

II.3.7. TRAVAUX SUR LA RADIOMETRIE EFFECTUES A LA MEME EPOQUE ET PAR LA SUITE

Pour clore ce rappel d'une partie de nos travaux en radiométrie microonde, à but diagnostic, qui se sont déroulés entre 1976 et 1981, il convient de mentionner que, plusieurs équipes ont ensuite effectué des études analogues.

Mentionnons ainsi, LUDEKE et al [61-62] qui ont réalisé un dispositif radiométrique utilisant une sonde au contact et fonctionnant selon le même principe que notre méthode de zéro.

Tableau II.2 : Résumé des principales caractéristiques des radiomètres et des applications concernées par la T.M.O.

ORIGINE DES DISPOSITIFS	FREQUENCE CENTRALE (GHz) ET TYPE DE RADIOMETRE	SITES CLINIQUES	APPLICATIONS MEDICALES	DEBUT DES ETUDES
M.I.T. U.S.A.	1.3 - 3.3 - 6 Dicke	Faulkner Hospital Boston - U.S.A.	Cancers du sein	1974
Univ. du Colorado USA	45 à 75 Dicke (téléradiométrie)	- Univ. du Colorado - Lab. de thermologie de Strasbourg - Lab. de Biophysique de Nancy	- Inflammations ostéo- articulaires - cancers : sein, cerveau, thyroïde.	1976
C.H.S. Univ. de Lille	1.5 - 3 - 9 Méthode de zéro	- Lab. de thermorégulation de Lille - Plusieurs centres clini- ques à Strasbourg - Lab. de Biophysique de Nancy	- Ergonomie inflammations ostéoarti. prothèses, cancers : sein thyroïde, cerveau.	1977
Microwave Associates U.S.A.	4.7 Dicke	Norfolk Hospital Virginia - U.S.A.	Etude de la croissance des tumeurs, cancer du sein, varicocèle	1980
ODAM BRUKER Wissembourg	1-3 - 10 Méthode de zéro	Mêmes que C.H.S. LILLE I	Mêmes que pour C.H.S. LILLE I	1981
Autres : [61, 62, 69, 70, 71]	Entre 1 et 5 Dicke Méthode de zéro	RFA - USA - Japon - G.B.	Inflammations sous-cutanées, mesure d'émissivité chez l'homme, détection de l'a- pendicite, rejet d'organes implantés.	1981-1983

CARR et al [63] ont construit en 1980 un système original appelé "Dual Mode Microwave System" associant un radiomètre de DICKE et un dispositif de chauffage ; l'originalité du système est liée à la différence de thermosensibilité des tissus tumoraux par rapport aux tissus sains. Selon les auteurs, le fait de chauffer modérément les tissus permet d'augmenter le contraste de température et de faciliter ainsi la détection de certains cancers. Ce dispositif a été utilisé en site clinique pour des études concernant l'observation de la croissance d'une tumeur implantée chez l'animal, la détection du cancer du sein, la détection du varicocèle, etc... [64 à 66].

Notons cependant que l'utilisation d'un radiomètre de DICKE conduit à des erreurs de mesure occasionnées par les effets d'émissivité (cf. §II.3.1). Dans une récente publication [68] ces auteurs ont signalé ce problème et proposé sa solution par l'emploi d'un jeu de sondes adaptées à chaque site anatomique concerné par la mesure radiométrique.

Les années 1980 ont vu la construction de plus d'une dizaine de systèmes, sensiblement du même type que ceux précités, donc fonctionnant généralement avec des sondes au contact à des fréquences situées entre 1 et 5 GHz, qui sont utilisés soit pour des essais sur modèles ou sur des animaux, soit directement pour des évaluations en milieu clinique [69, 70, 71].

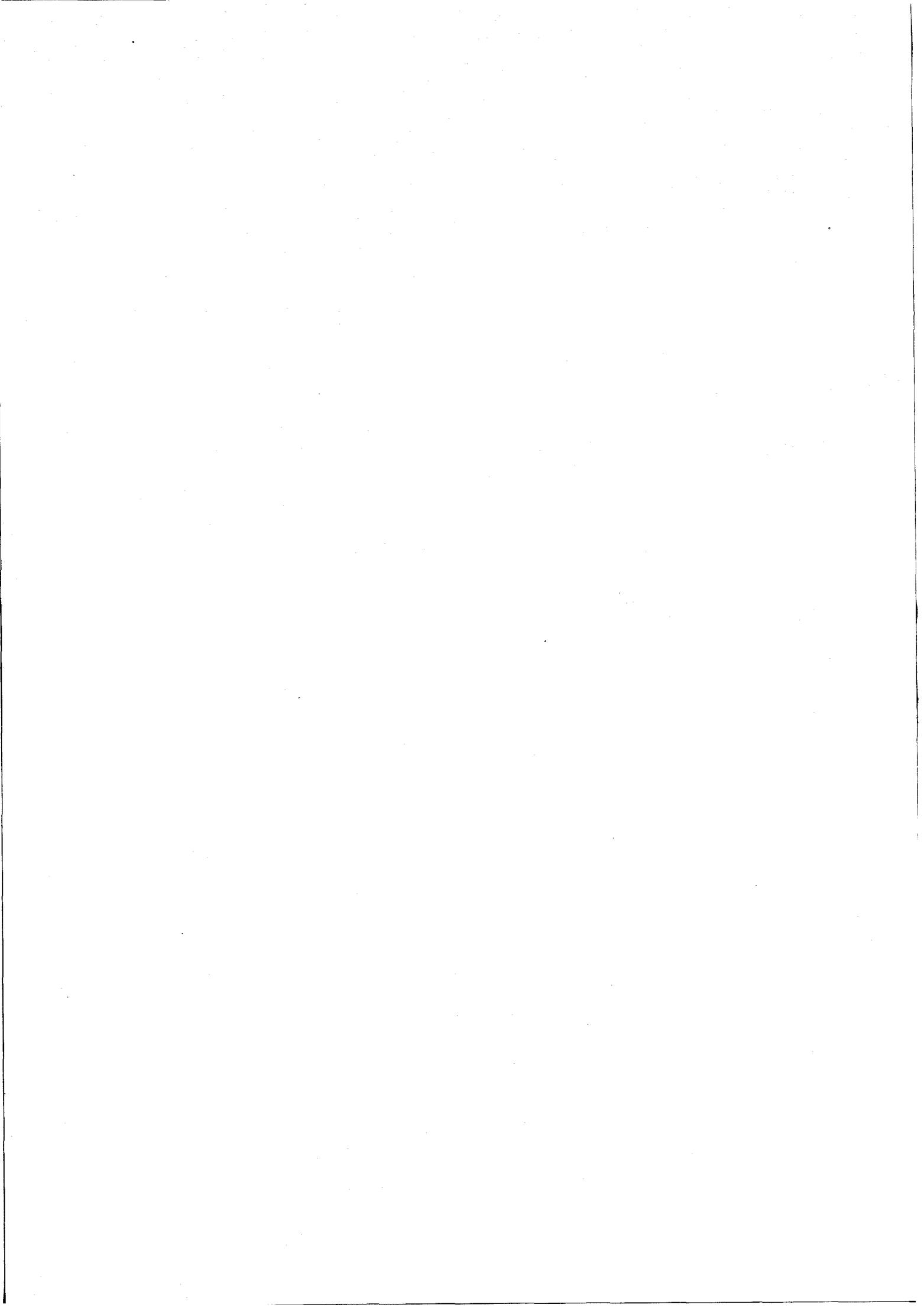
Le tableau II.2 résume les principales caractéristiques des radiomètres réalisés par différentes équipes et les applications concernées.

II.4. ETUDE DES POTENTIALITES THERMOMETRIQUES DE LA RADIOMETRIE POUR LE CONTROLE D'HYPERTHERMIE

II.4.1. POSITION DU PROBLEME

Rappelons d'abord que l'hyperthermie, qui consiste à provoquer une élévation modérée de la température des tissus, est utilisée en médecine, en particulier pour le traitement de certains cancers [72].

Le problème posé se résume comme suit : il s'agit de chauffer localement la tumeur (hyperthermie locorégionale) et en même temps



d'assurer un contrôle si possible strict de la température. Dans ces conditions il faudrait porter la tumeur à plus de 43°C sans échauffer les tissus sains au delà de 40°C [73 à 76].

Ces contraintes draconiennes ont donné naissance à un nombre important d'études portant d'abord sur les méthodes thermométriques par sondes métalliques implantables (thermocouples et thermistances) et sur les problèmes de compatibilité électromagnétique que posent leur utilisation en présence d'un champ électromagnétique radiofréquence ou microonde destiné au chauffage. Des difficultés sont alors apparues qui ont pour origine, en particulier, des courants induits dans la sonde métallique qui provoquent un échauffement supplémentaire du capteur et faussent la mesure de température [74 à 78].

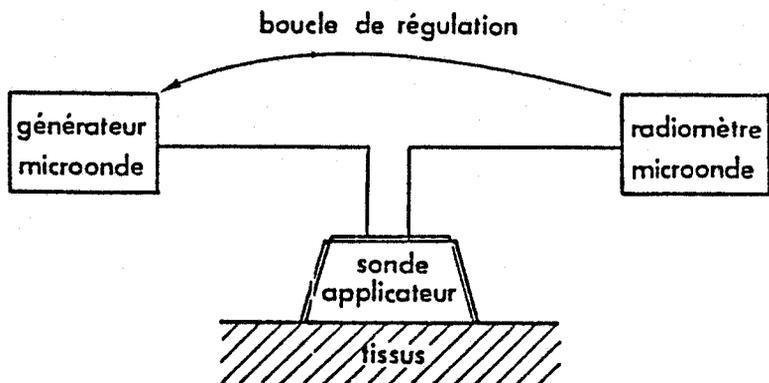
Un progrès a été enregistré lors de l'apparition de sondes thermométriques moins sensibles aux champs électromagnétiques. Ces sondes dites "non interférentes" sont constituées soit d'une thermistance à film de carbone (BOWMAN [79]) soit d'une fibre optique associée à un microvolume de cristaux liquides ou d'un matériau fluorescent (ROZZELL et al [80], WICKERSHEIM et al [81], SAMULSKI et al [82, 83] soit enfin d'un cristal semiconducteur AsGa (CHRISTENSEN [84]).

Malgré ces progrès, il n'en reste pas moins vrai que les méthodes que nous venons de citer ne fournissent qu'une information thermométrique en un point et non pas dans tout le volume cible. En outre, ils impliquent des procédés traumatisants difficilement supportés par les patients étant donné qu'une thérapie d'hyperthermie comporte plus d'une dizaine de séances de traitements.

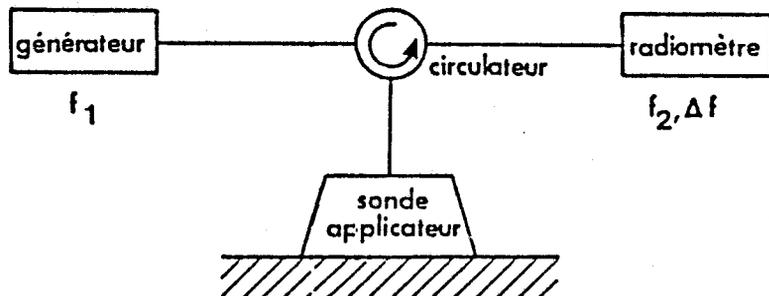
II.4.2. PREMIERS TRAVAUX SUR LE CONTROLE ATRAU MATRIQUE D'HYPERTHERMIE PAR RADIOMETRIE

II.4.2.1. Principe de la méthode

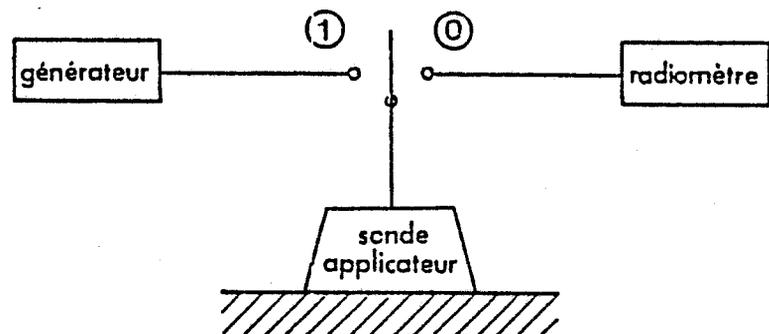
L'intérêt de l'exploitation de la radiométrie, en tant que procédé thermométrique non invasif nous est apparu dès 1977, tandis que les premiers travaux expérimentaux étaient engagés en 1978.



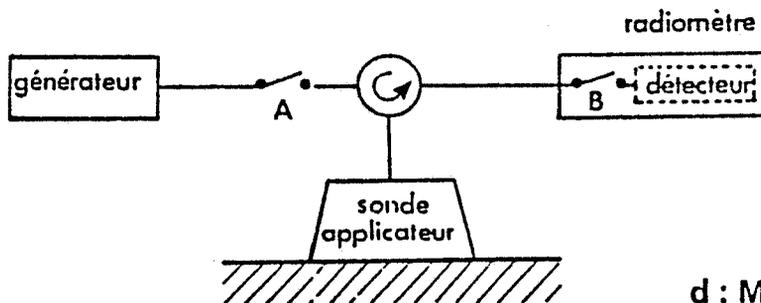
a : Principe.



b : Méthode simultanée.



c : Méthode alternée.



d : Méthode du temps partagé.

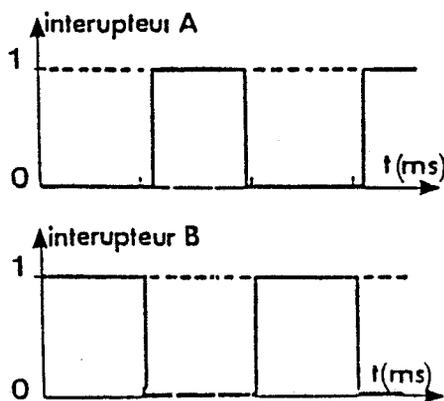


Figure II.11 : Principe de fonctionnement des dispositifs d'hyperthermie locale contrôlée par radiométrie (a) et méthodes destinées à solutionner le problème d'intermodulation (b, c, d).

La communication exposant nos tous premiers essais de faisabilité [85] décrit un dispositif original associant un générateur microonde, un radiomètre et un applicateur placé sur un milieu dissipatif (figure II.11.a). Notons que l'applicateur sert à la fois à chauffer le matériau (applicateur) et à capter le signal thermique (sonde) qui est mesuré par le radiomètre. Le principal problème posé dès le début de la construction du système consiste à éviter toute intermodulation (transfert directe d'énergie) entre le générateur et le récepteur radiométrique qui fausserait la mesure. En effet, les puissances du signal électromagnétique de chauffage sont supérieures au watt, tandis que la sensibilité du récepteur radiométrique, pour un écart de température de $0,1^{\circ}\text{C}$, doit être de l'ordre de 10^{-15} W. (relation I.5).

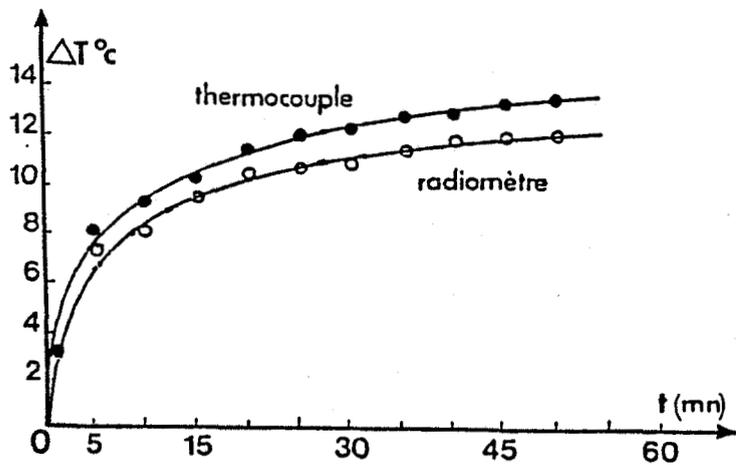
II.4.2.2. Solution du problème d'intermodulation

Plusieurs procédés que nous résumons ci-dessous ont alors été conçus et mis en oeuvre pour résoudre ce problème d'intermodulation [86 à 89].

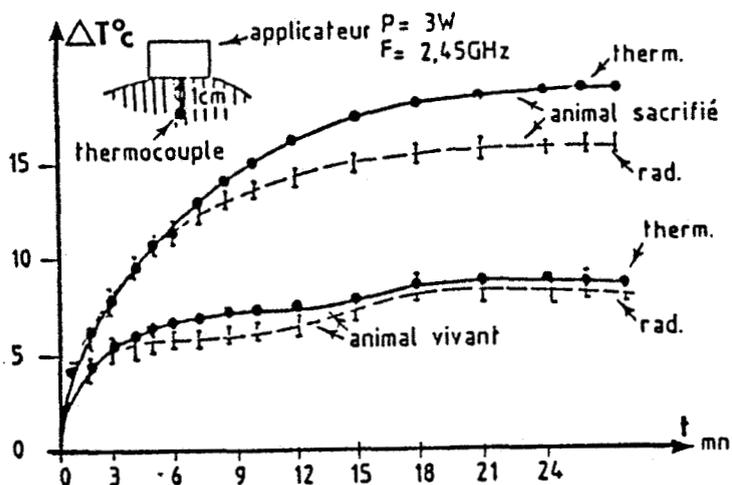
Dans la méthode simultanée (figure II.11.b), choisie lors de notre toute première expérience, nous nous assurons que la fréquence du générateur et ses harmoniques sont extérieures à la bande passante du radiomètre, celui-ci étant efficacement isolé du générateur par l'intermédiaire d'un guide d'onde à la coupure. Les essais sur modèles ont ainsi permis de mesurer l'élévation de température du matériau au cours du chauffage, le radiomètre, ayant été étalonné au préalable sur un matériau analogue.

Dans la méthode alternée (figure II.11.c) on peut réaliser les deux opérations (chauffage et radiométrie) dans la même bande de fréquences. Le chauffage est effectué pratiquement en permanence (le générateur est relié à l'applicateur), on l'interrompt quelques secondes lorsque l'on souhaite faire fonctionner le radiomètre. Celui-ci est alors relié à la sonde.

Dans la méthode en temps partagé (figure II.11.d), des commutateurs commandés en régime impulsionnel à une fréquence de l'ordre du Kilohertz, relie alternativement la sonde-applicateur au générateur et au radiomètre. Dans ces conditions, d'un point de vue pratique, cette méthode s'apparente à la méthode simultanée.



a : Evolution de la température, au cours du temps, d'un tissu animal excisé soumis à un échauffement par microondes à 2,45 GHz.

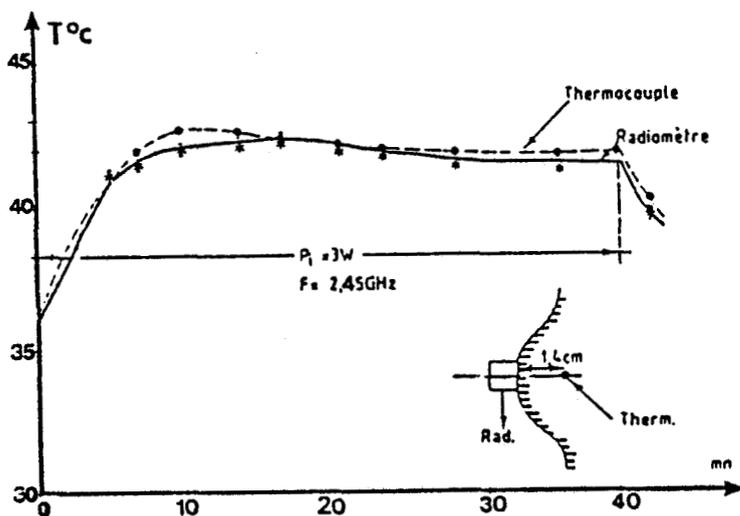


b : Relevé "in vivo" de la température d'un animal soumis à une hyperthermie microonde à 2,45 GHz.

— : par thermocouple implanté

- - - : par radiométrie.

Sonde-applicateur $\epsilon_1 = 25$.



c : Profil thermique pendant une session de chauffage d'un module du cou (récidive de cancer dans une zone préalablement irradiée).

- Fréquence du générateur : 2,45 GHz.

- Fréquence centrale du radiomètre : 3 GHz

(d'après Prof. GIAUX et al [94] Centre Anti-Cancer OSCAR LAMBRET Lille).

Figure II.12 : Exemples de résultats obtenus dans le domaine de l'hyperthermie contrôlée par radiométrie.

Les essais de faisabilité en laboratoire sur modèles et tissus excisés ont porté sur les trois procédés et ont permis de tirer un certain nombre d'enseignements [89]. En effet, il semble intéressant de retenir soit le fonctionnement en mode alterné, soit le fonctionnement en temps partagé (pour les tissus à faible inertie thermique) qui présentent les conditions nécessaires à un contrôle optimal d'hyperthermie microonde.

Suite à ces premiers essais, il est apparu possible :

- d'assurer la thermométrie du même volume concerné par le chauffage en opérant à la même fréquence et avec la même sonde-applicateur non invasive (guide d'onde ouvert chargé d'un diélectrique ou antenne plaquée constituée d'une ligne microbande pour laquelle on a ménagé une ouverture dans le plan de masse) [54, 90 à 92].

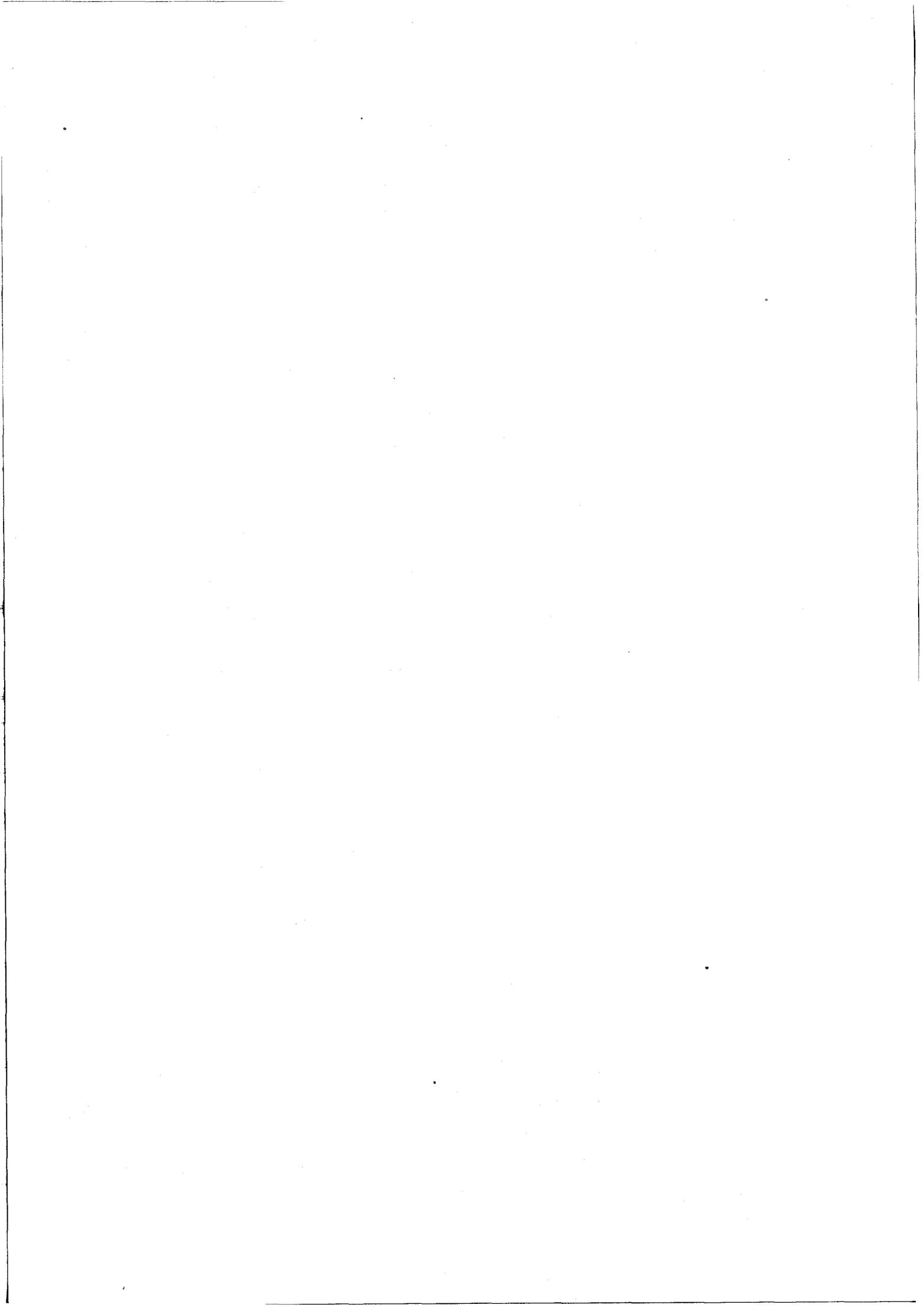
- d'effectuer les deux opérations de thermométrie et de chauffage presque simultanément et en continu tout en assurant la condition d'intermodulation (découplage entre générateur et radiomètre).

Notons que, le mode de fonctionnement qui sera le plus utilisé par la suite est le mode alterné, compte tenu de sa plus grande simplicité de mise en oeuvre, et aussi du fait que les tissus ont une inertie thermique suffisante.

II.4.2.3. Essais cliniques préliminaires

Les dispositifs de ce type réalisés au laboratoire ont fait l'objet d'essais sur des tissus et sur des animaux soumis à une hyperthermie microonde à 2,45 GHz. Ces essais ont démontré qu'il existe une analogie entre l'évolution du signal radiométrique au cours du chauffage et l'indication fournie par une thermosonde implantée [89 - 93]. Il est à noter que la profondeur à laquelle le thermocouple est situé peut dépendre des conditions de l'expérience ; néanmoins l'information liée à l'évolution du signal radiométrique peut permettre une régulation du processus de chauffage.

Pour illustrer ces propos nous présentons sur les Figures II.12 quelques exemples de relevés thermométriques effectués sur l'animal et sur l'homme.



Des essais sont ensuite réalisés sur des patients soumis à un traitement d'hyperthermie thérapeutique microonde (1 et 2.45 GHz) ou radiofréquence (13.56 MHz) pour lequel le processus de thermométrie s'effectuait par radiométrie dans une bande de fréquences comprise entre 2 et 4 GHz [94]. Ces essais apportaient ainsi la preuve que la radiométrie est capable de se substituer dans un certain nombre de cas aux thermosondes implantées, en particulier lors de séances répétitives d'hyperthermie et par conséquent, peut permettre de réduire notablement l'aspect particulièrement pénible du contrôle d'hyperthermie [94 - 95].

Ces appareillages ont fait également l'objet d'un transfert de technologie [60]. La Société ODAM développe actuellement plusieurs prototypes dénommés Hylcar (Hyperthermie contrôlée par radiométrie) dont certains comportent deux radiomètres fonctionnant à 1 et 3 GHz. Ces systèmes sont actuellement en évaluation, dans plusieurs sites cliniques, dans le cadre d'une opération T.E.P. (Transfert - Evaluation - Prototype) organisée par le M.R.T. (Ministère de la Recherche et de la Technologie) et l'INSERM (Institut National de Santé et de la Recherche Médicale). Les conditions d'expérimentation et les résultats préliminaires de l'évaluation de ces systèmes industriels ont été rapportés dans un article récent de G. GIAUX et al [95] et dans la thèse de GUERQUIN KERN [78]. Notons que l'équipe du Pr. GIAUX au Centre Anti Cancer de Lille pratique ainsi le contrôle de température par radiométrie depuis 1982, a réalisé plus de 1 000 séances d'hyperthermie et utilise maintenant ce procédé pratiquement en routine [95]. L'intérêt suscité par les résultats obtenus, qui démontrent les potentialités thermométriques de la radiométrie destinée au contrôle atraumatique d'hyperthermie, a incité d'autres groupes de recherche à s'intéresser à ce type de dispositif.

II.4.3. AUTRES ETUDES SUR LE CONTROLE D'HYPERTHERMIE PAR RADIOMETRIE

C'est ainsi que CARR et al ont proposé l'utilisation du dispositif "dual mode microwave system" décrit brièvement au paragraphe II.3.7., pour étudier la faisabilité d'une hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie [63, 96]. La fréquence du générateur destinée au chauffage des tissus est fixée à 1.6 GHz, le radiomètre opérant dans une bande de

Tableau II.3 : Principaux dispositifs destinés à l'hyperthermie contrôlée par radiométrie microonde.

Origine des dispositifs	Fréquence de chauffage (GHz)	Fréquence (GHz) et type de radiomètre	Sites cliniques	Début des Etudes
CHS UNIV. Lille I	2.45 9	1.5, 3, 9 Méthode de zéro	Centre Oscar Lambret et Clinique de Bourgogne LILLE	1978
RCA Princeton U.S.A.	2.45	2.45 Dicke (1979) Méthode de zéro (1982)	Montefiore Hospital BRONX New York	1979
Microwaves Associates Burlington - U.S.A.	1.6	4.7 Dicke	Norfolk Hospital Virginia	1980
ODAM-BRUKER WISSEMBOURG	0.434 0.915 2.45	1.5, 3 Méthode de zéro (Systèmes Hylcar 1 et Hylcar II)	- Centre Oscar Lambret Lille - CHU Nancy - Centres Hospital. Paris - CHU Montpellier - CHU Strasbourg etc...	1982

Radiomètres : {

- Bande passante : $0,5 < \Delta F < 1$ GHz
- Temps de mesure : ~ 1 seconde.

fréquences autour de 4.7 GHz. Un système de filtres est utilisé pour atténuer l'harmonique trois du générateur afin de solutionner le problème d'intermodulation.

F. STERZER de la Société RCA aux USA [97] a, pour sa part, réalisé au cours de l'année 1979 un dispositif similaire au notre, qui utilise le même type d'antenne constituée d'un guide d'onde chargé d'un diélectrique sans pertes, pour effectuer le chauffage et la mesure de température ; le fonctionnement en mode alterné a été retenu pour effectuer les deux opérations d'hyperthermie et de radiométrie. Notons que l'auteur a d'abord utilisé, en thermométrie, un radiomètre classique de DICKE. Ultérieurement [98] avec d'autres auteurs, il a perfectionné la méthode de mesure radiométrique en adoptant la méthode de zéro que nous avons développée et publiée en 1977 [28] et dont le principe a d'ailleurs été repris par LUDEKE en 1978 [61].

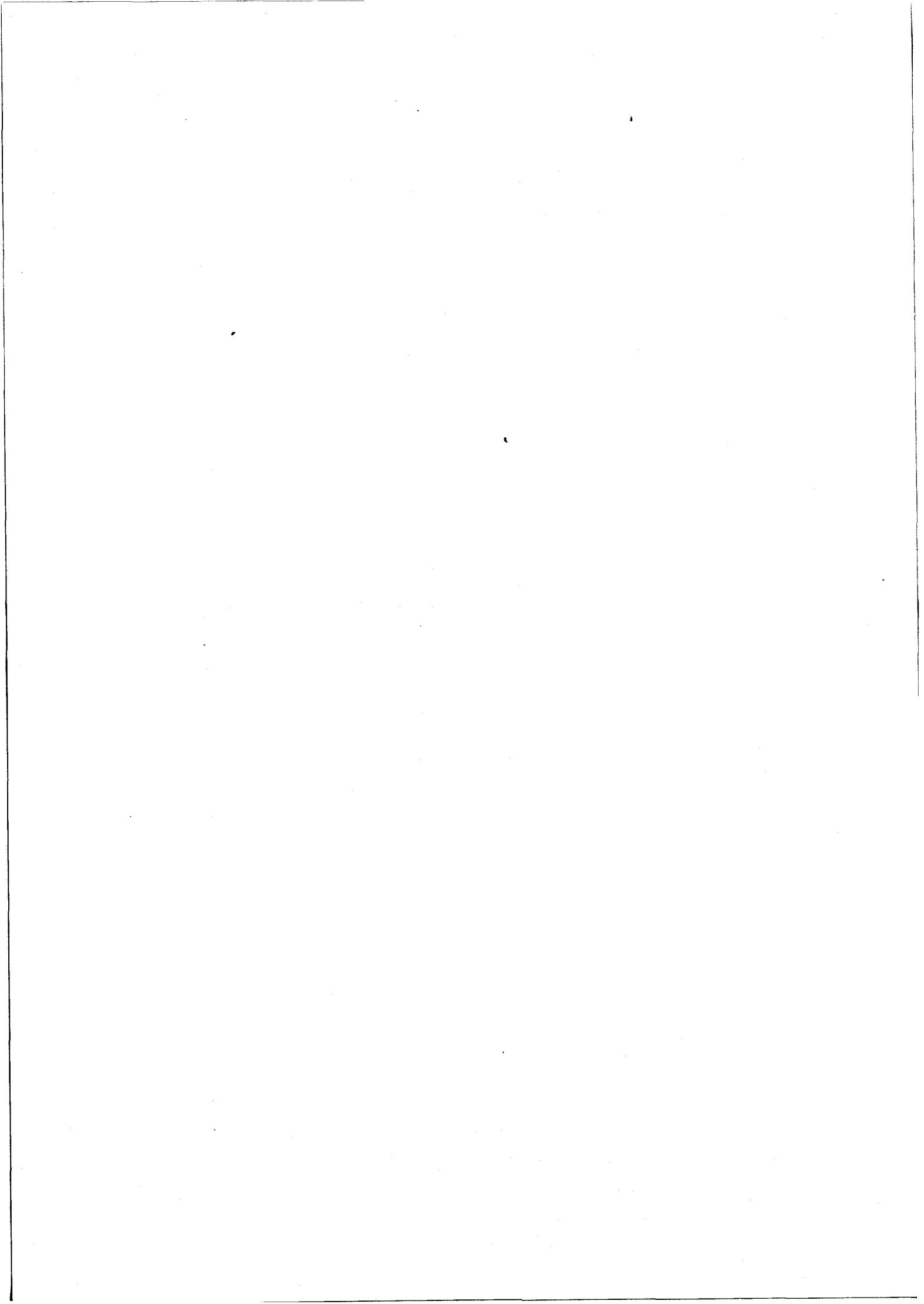
A l'issue de cette revue concernant le contrôle d'hyperthermie par radiométrie nous donnons au Tableau II.3 un résumé des principaux dispositifs réalisés.

II.4.4. SITUATION ACTUELLE DU PROBLEME DE THERMOMETRIE EN HYPERTHERMIE

Faisant un bilan actuel du problème difficile des méthodes thermométriques associées à l'hyperthermie par microonde, on peut dire que en plus de la radiométrie, on dispose actuellement en milieu clinique :

- de sondes implantables qui ne permettent que des mesures ponctuelles en nombre limité ; elles sont généralement sujettes à des perturbations dues à la présence d'un champ électromagnétique intense, qui peut conduire à des erreurs de mesure importantes [78 - 99 - 100] ;

- de méthodes de simulation numériques fondées sur la résolution de l'équation de la chaleur appliquée aux milieux biologiques (bioheat transfert equation) [73 - 101 à 105]. En fait, ces méthodes sont assez difficilement applicables à l'heure actuelle aux tissus vivants, compte tenu de



la méconnaissance de paramètres importants, tels la conductivité thermique, l'effusivité des tissus, l'influence de la circulation sanguine, etc... Ajoutons que les paramètres à prendre en compte évoluent au cours du temps à cause, en particulier, des phénomènes de vasodilatation [104-106].

C'est pour toutes ces raisons que nous pensons que les techniques radiométriques microondes sont appelées à jouer un rôle important compte tenu bien sûr de leur caractère non invasif mais aussi du fait qu'elles ont fait l'objet d'une évaluation clinique plus avancée et peuvent bénéficier de progrès techniques et technologiques importants (TMO Multisonde, TMO par corrélation, radiomètres intégrés, robotisation, [107]) susceptibles d'améliorer aussi bien leurs caractéristiques techniques (sensibilité, résolution spatiale, temps de mesure, etc...) que leur adaptabilité à la situation clinique.

Notons également qu'un effort de recherche concerne d'autres nouvelles méthodes à visée thermométrique, qui sont introduites au paragraphe suivant.

II.4.5. RECHERCHES RECENTES DESTINEES A L'EVALUATION DES POTENTIALITES THERMOMETRIQUES DE SYSTE MES D'IMAGERIE

Les méthodes thermométriques citées jusqu'à maintenant ont déjà donné lieu à des utilisations en milieux cliniques. Compte tenu du fait que le problème de la dosimétrie et du contrôle de température en Hyperthermie thérapeutique n'est pas encore entièrement solutionné [100-108], d'autres méthodes sont actuellement à l'étude en vue de la recherche de leur potentialité en thermométrie.

A la différence des méthodes précitées (thermosondes implantables et radiométrie) qui sont des procédés thermométriques directs, il s'agit ici plutôt de mesurer un paramètre physique qui varie avec la température. C'est ainsi que l'imagerie microonde active exploite la réflexion, la transmission et la diffraction d'une onde plane monochromatique en interaction avec les tissus. D'autres techniques exploitent des mécanismes d'interaction avec les tissus d'ondes électromagnétiques (Imagerie Acoustique, par Rayons X et RMN).

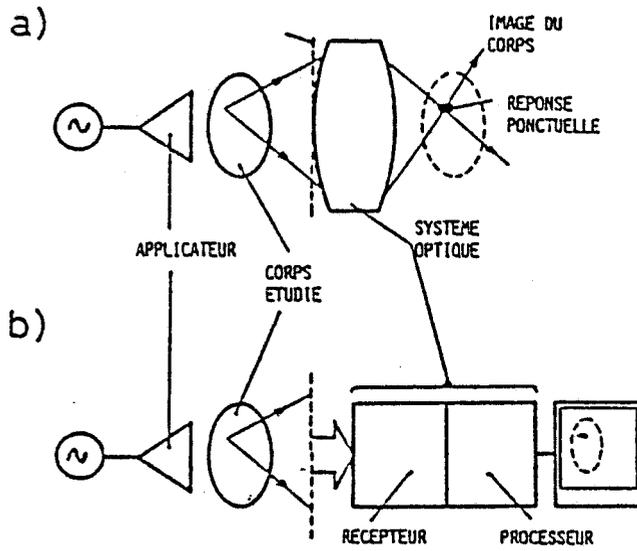


Figure II.13 : Principe du système d'imagerie active (a) et sa réalisation pratique (b) d'après J.Ch. Bolomey et al [114].

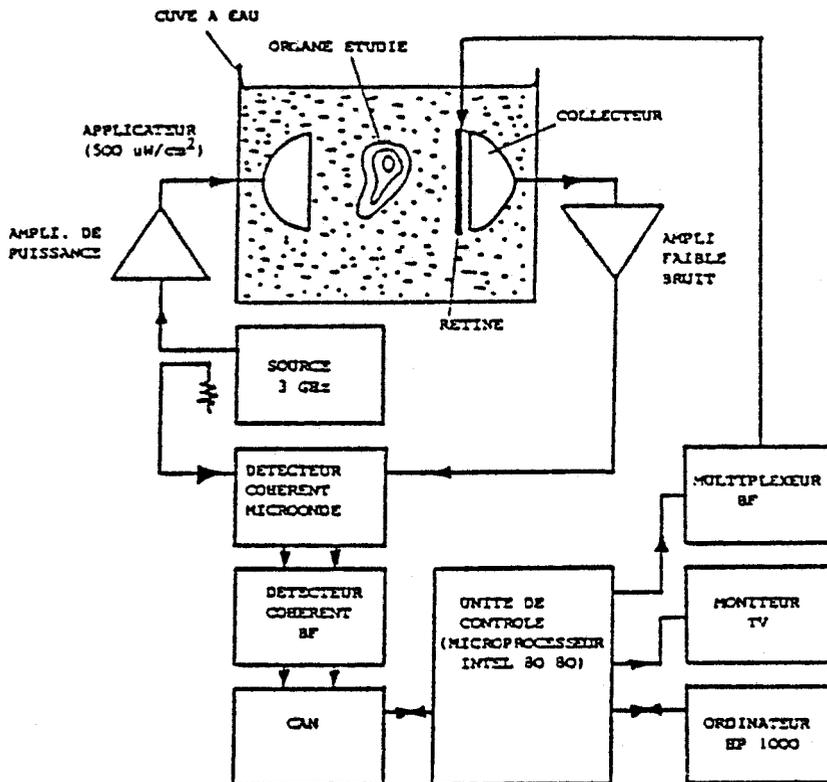


Figure II.14 : Schéma d'ensemble du système d'imagerie microonde active d'après J.Ch. Bolomey et al [114].

II.4.5.1. L'imagerie microonde active

Les premières études (Larsen et al [109]) portent sur une méthode tomographique qui consiste à mesurer le coefficient de transmission entre deux antennes, pour plusieurs orientations du corps étudié (tomographie par transmission). Cette méthode est capable de donner des informations selon différentes sections ou coupes. Ce type d'expérience implique que le corps et les antennes soient placés dans une cuve remplie d'eau dont la permittivité est assez voisine de celles des tissus (eux-mêmes à forte teneur en eau). Un tel mode opératoire permet, en particulier, d'obtenir une résolution spatiale intéressante (la longueur d'onde dans l'eau est voisine de 1 cm à 3 GHz) et de minimiser les réflexions au niveau de la surface du corps [109 - 110]. Dans ces conditions il est possible de réaliser des images microondes susceptibles de donner des informations sur la distribution spatiale de la permittivité complexe des corps étudiés (modèles et organes isolés).

Ultérieurement le groupe de recherche du Professeur J.Ch. BOLOMEY a adopté également la technique d'immersion et perfectionne le procédé tant du point de vue du relevé de la carte des champs que des algorithmes de reconstruction des images. Dès son origine, cette méthode est nettement plus intéressante que la précédente étant donné qu'au déplacement mécanique d'une sonde unique est substitué une rétine associée à un collecteur (Fig. II.14). Dans cet ensemble destiné au relevé des cartes de champs microondes, la rétine est constituée d'une centaine d'antennes chargées par des diodes qui sont commandées électroniquement par un adressage ligne-colonne convenable (méthode de la diffusion modelée) [111], ceci permet l'acquisition d'une image en quelques secondes alors que le système de Larsen nécessite plusieurs heures.

Par ailleurs, un traitement des signaux est élaboré. Il consiste à résoudre un problème de diffraction inverse (tomographie par diffraction), simulant le principe d'une "optique" à faible profondeur de champ et à distance focale variable, conduisant à la détermination des courants équivalents induits par le champ électromagnétique incident (onde plane) en différents points d'un objet (Figure II.13). Ceci permet d'accéder à la connaissance de la permittivité locale en tout point de l'objet [112 - 113].



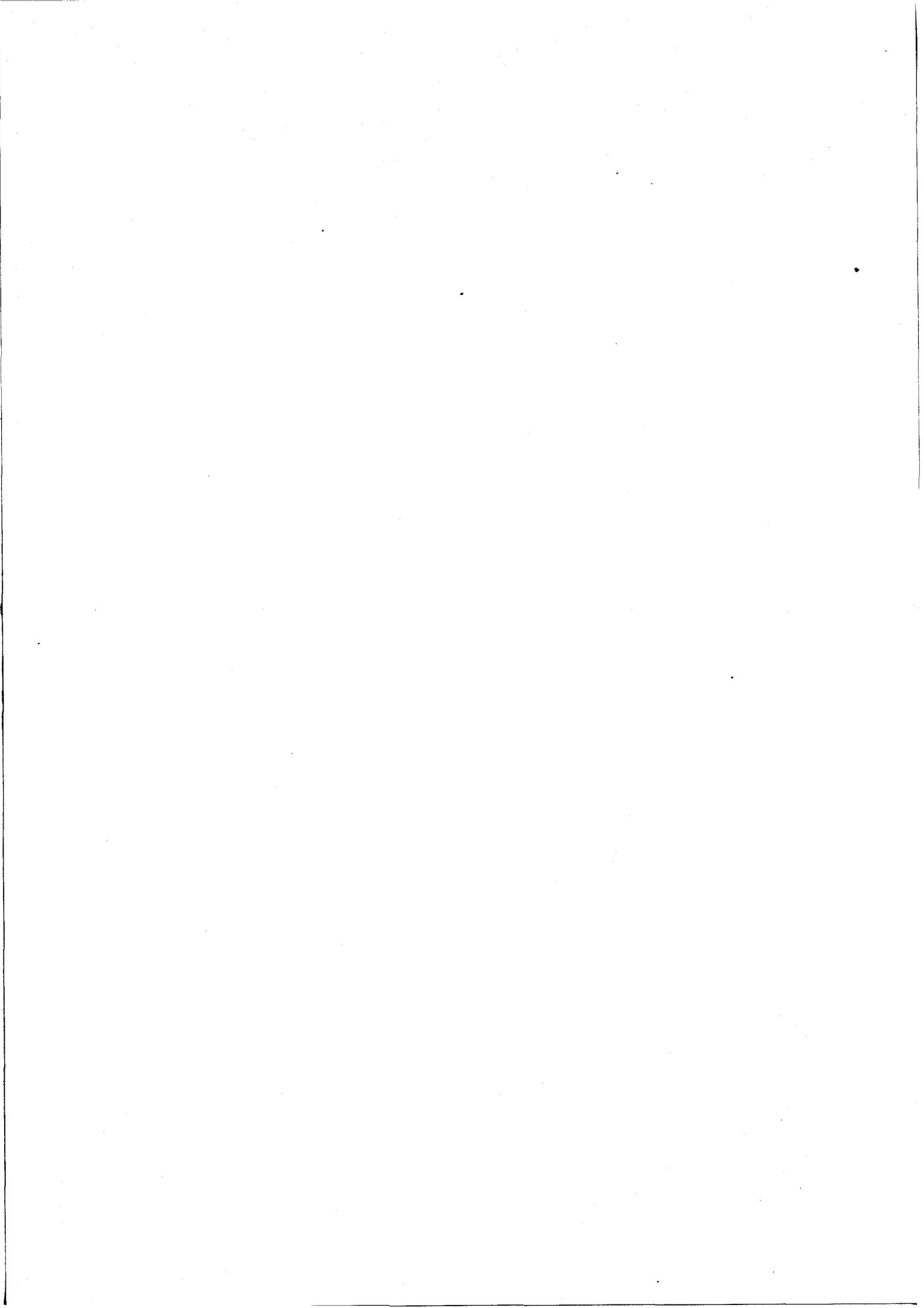
Des expérimentations réalisées sur des modèles et sur des organes perfusés ont permis de mettre en évidence que la fréquence de 3 GHz réalise le meilleur compromis entre la résolution spatiale (≈ 1 cm) et la profondeur de pénétration (≈ 10 cm) pour des puissances d'émission compatibles avec les normes de sécurité [114].

D'autres équipes ont par ailleurs étudié la validité des approximations utilisées pour la reconstruction d'images microonde ; divers algorithmes, adaptés à chaque situation expérimentale, sont alors proposés dans le but d'améliorer la précision des images [115 - 116].

J.Ch. BOLOMEY et al. ont ensuite envisagé l'utilisation de cette méthode en tant que procédé thermométrique applicable au contrôle d'hyperthermie. Dans le cas de tissus que l'on chauffe, on peut en effet penser relier en tout point l'évolution de la permittivité à celle de la température.

Des expériences sur modèles (tube en plastique rempli d'eau) ont permis de constater des modifications de l'image microonde lors d'une variation de la température du modèle ; à la limite on peut déceler un écart de température de l'ordre de 1°C . Le procédé thermométrique est alors basé sur la soustraction d'images obtenues à différents instants ; dans ce but, il convient de traiter les données obtenues pour 8 valeurs de l'angle d'incidence (Imagerie différentielle 8 vues) [117]. D'après les auteurs ce mode opératoire (images 8 vues) est nécessaire si, dans le cas d'un objet ne présentant pas de symétrie, l'on veut réaliser une résolution spatiale convenable.

H. GOLDEFY [118], appartenant au même groupe de recherche, a étudié récemment (1986) les potentialités d'une imagerie du même type sur des modèles homogènes (sable humide) chauffés par irradiation microonde. Les résultats préliminaires montrent qu'à l'état actuel de la technique il est possible d'accéder à la connaissance de la carte des champs dans le milieu. Des problèmes nouveaux révélés lors de ce dernier type d'expérience sont analysés par l'auteur qui conclut à la nécessité de travaux complémentaires (amélioration de la maquette, développement d'algorithmes spécifiques, caractérisation tissulaire, etc...) avant de pouvoir accéder à la carte des températures in vivo.



II.4.5.2. Autres techniques d'imagerie médicales

Parmi d'autres études prospectives citons en particulier les techniques classiques d'imagerie médicale [Ultrasons, rayons X, RMN, etc...] [119 à 121]. Le but recherché est avant tout de savoir si ces méthodes sont capables de détecter un volume thermogène de taille voisine du centimètre avec une résolution en température de l'ordre de 1°C. Ces techniques sont les suivantes :

i - Imagerie acoustique

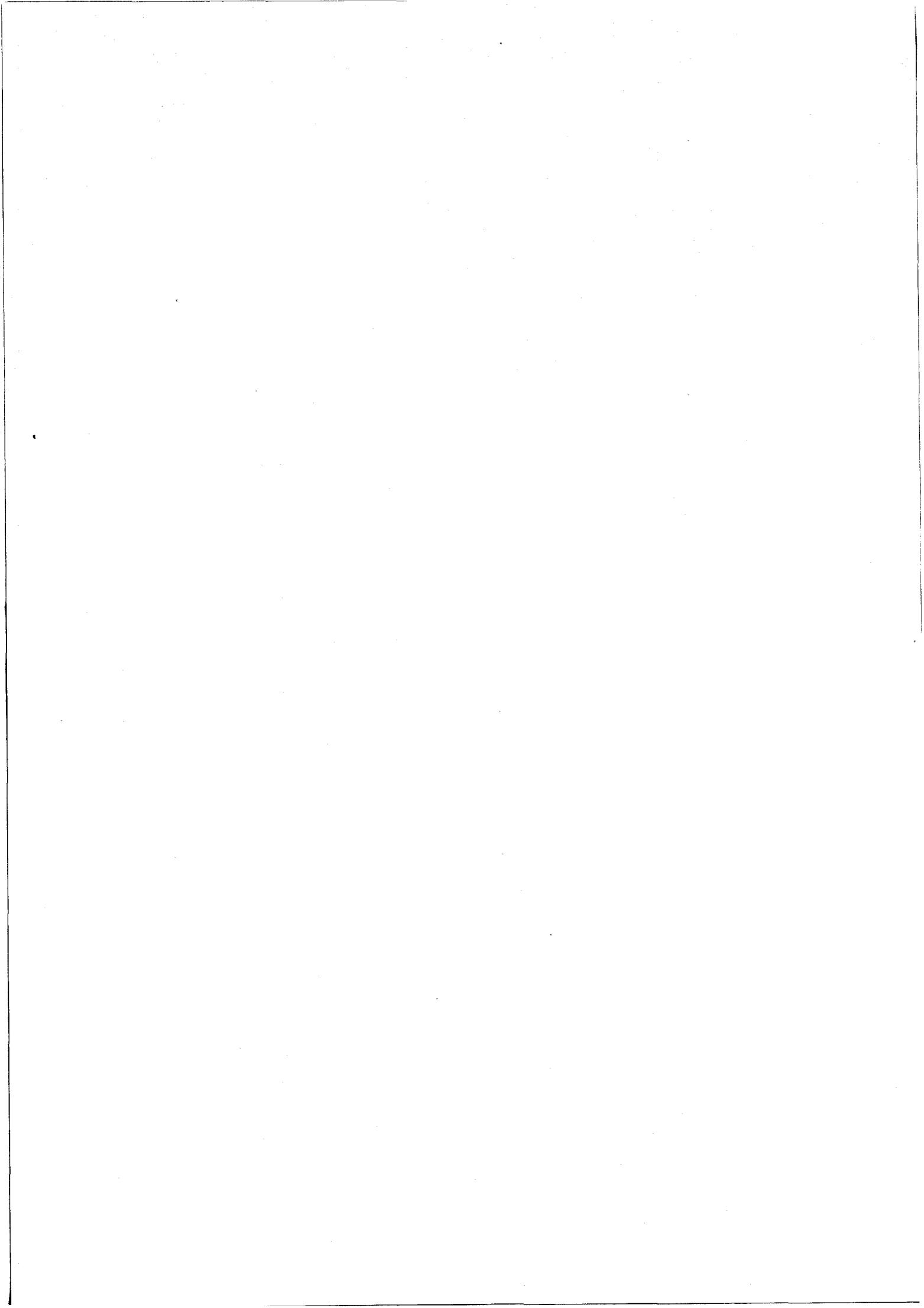
La vitesse d'une onde acoustique dépend de la température du milieu de propagation. C'est pour cette raison que les premières tentatives ont été orientées vers la vélocimétrie [122]. Une autre approche est fondée sur la capacité thermoacoustique d'un matériau absorbant en microondes. Les pertes microondes génèrent un signal acoustique dont l'intensité peut être reliée à une variation de température du matériau [123-124].

Des expérimentations préliminaires sur fantômes ont soulevé certains problèmes (effets de la diffraction et de la dispersion sur l'estimation de la vitesse et donc de la température [125], sensibilité en température insuffisante, etc...) et n'ont pas encore révélé de réelles possibilités d'application à la thermométrie in vivo.

ii - Imagerie RMN

Les applications médicales de la résonance magnétique nucléaire connaissent actuellement un développement important. Ceci a incité des chercheurs [126-127] à engager des travaux d'évaluation de cette technique, à travers des expérimentations sur des modèles (eau, sang...). Les premiers résultats obtenus montrent que la mesure du temps de relaxation longitudinal T_1 peut permettre d'accéder à la connaissance de la température avec une sensibilité de l'ordre de 1°C.

Cependant, de nombreuses questions doivent encore être résolues (Parker [126]) avant d'envisager une utilisation thermométrique de la RMN en clinique.

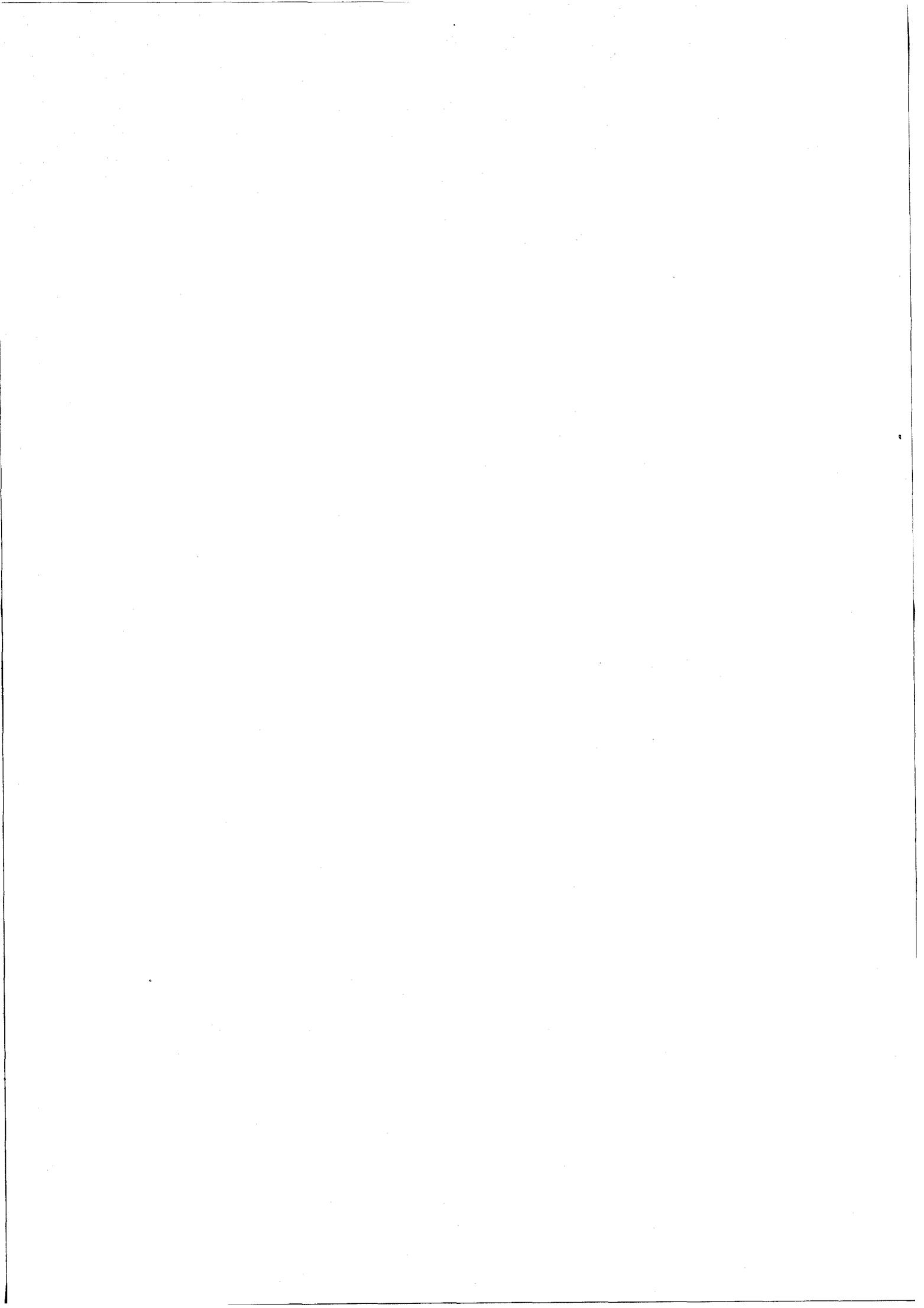


iii - Imagerie par Rayons X

La situation est à peu près la même en ce qui concerne la tomodynamométrie à rayons X. Les premières tentatives concernent des expérimentations sur des gels et l'eau ; elles ont montré que les appareillages actuels peuvent déceler des variations de densité du matériau provoquées par une élévation de température supérieure au degré celsius avec une résolution spatiale voisine de 5 mm [128].

II.5. CONCLUSION

Ce chapitre résume les premiers travaux réalisés jusqu'au début des années 80, en ce qui concerne les applications de la radiométrie microondes en Génie Biologique et Médicale. Nous montrons ainsi la part importante que nous avons prise dans les premières études de laboratoire sur les systèmes et les procédés, et sur notre participation à démontrer les possibilités d'emplois de cette technique pour des utilisations diagnostiques et d'aide à la thérapie (contrôle atraumatique en Hyperthermie). Nous montrons également l'intérêt de la thermométrie non invasive compte tenu des nombreux domaines de la physique appliquée qui lui sont consacrés actuellement et que nous venons de mentionner.



C O N C L U S I O N

A l'issue de cette première partie, nous avons rappelé que la mesure des signaux électromagnétiques d'origine thermique fournit une grandeur directement proportionnelle à la température du matériau couplé à la sonde. Nous avons également présenté le principe d'une méthode permettant de calculer l'intensité de ces types de signaux. Par ailleurs, des expériences sur modèles, sur animaux et chez l'homme ont démontré les possibilités de la radiométrie microonde pour la définition de méthodes thermométriques applicables en Génie Biomédical, d'où son appellation de Thermométrie par Microonde (TMO).

Des domaines d'utilisation de cette technique apparaissent tant pour l'aide au diagnostic médical (détection de pathologies thermogènes), l'ergonomie, l'étude des effets inflammatoires des rayonnements ionisants [129, 130] que pour l'aide à la thérapie (Hyperthermie locale contrôlée par T.M.O.).

Son intérêt essentiel réside dans son caractère non invasif, compte tenu que les méthodes thermométriques actuelles nécessitent l'implantation de capteurs dans les tissus (thermocouples, thermistances, etc...).

Cependant, d'une part il apparaît que l'emploi de systèmes comportant une sonde unique ne permet pas une acquisition aisée des mesures, lorsqu'il est nécessaire d'en effectuer un grand nombre. D'autre part l'information donnée par une mesure radiométrique présente un certain

"flou" : il nous est apparu nécessaire de disposer d'informations plus précises sur les limites du volume soumis à la mesure (volume de couplage).

C'est sur les bases de cette réflexion que nous avons poursuivi nos recherches vers le début des années 80 dans le but de tirer le meilleur parti des techniques radiométriques et de tendre vers l'élaboration d'une thermométrie en volume dans le milieu dissipatif que sont les tissus vivants.

Nous avons réalisé un effort dans la réalisation de systèmes radiométriques originaux et dans leur exploitation expérimentale. Nous avons d'abord proposé d'accroître le nombre d'informations en déplaçant manuellement la sonde sur la surface sous investigations et en exploitant ces mesures par des moyens informatiques afin de réaliser les premières images radiométriques. Dans le but d'accélérer l'acquisition des données, nous avons ensuite utilisé un système comportant une barette de sonde (TMO Multisonde). Nous avons pu améliorer la résolution spatiale, d'une part en définissant un mode de positionnement de la multisonde en TMOM et d'autre part en définissant et en exploitant le procédé TMOC, qui réalise en fait une antenne synthétique à balayage de phase. Ces travaux seront exposés dans la deuxième partie de ce mémoire.

Nous avons par ailleurs été amenés à mettre au point une méthode de calcul de champs rayonnés par l'ouverture d'un guide rectangulaire dans un milieu dissipatif semi-infini. Les résultats de cette méthode sont exploités -par application du théorème de réciprocité- dans le but de calculer des signaux radiométriques en TMO et TMO par Corrélation (TMOC). Le problème de l'exploitation de signaux radiométriques dans le but d'en extraire des informations quantitatives sur la répartition de température en volume a aussi été abordé. Un premier type de procédé utilise des modèles physiques combinés à des méthodes d'inversions mathématiques. Les approches, que nous avons adoptées, consistent à rechercher des solutions "a priori" fondées sur l'exploitation d'images radiométriques obtenues à deux fréquences. Ces travaux font l'objet de la troisième partie de ce mémoire.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIERE PARTIE

- [1] KITTEL C. Elements de physique statique. DUNOD, PARIS 1961.
- [2] BRUHAT G. Thermodynamique. MASSON et Cie, PARIS 1968.
- [3] MAMOUNI A.
"Radiométrie hyperfréquence". Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde). Thèse de 3e cycle, LILLE, 20 Novembre 1978.
- [4] SCHWAN H.P., PIERSOL G.H.
The absorption of electromagnetic energy in body tissues. Review of Physical Medecine and rehabilitation, 1954.
- [5] COOK H.F.
* The dielectric behaviour of some types of human tissues at microwave frequencies. British Journal of applied physics, Vol. 2, October 1951.
* A comparaison of the dielectric behaviour of pure water and human blood at microwave frequencies. British Journal of applied physic, Vol. 3, August 1952.
- [6] FOSTER K.R., SCHEPPS J.L.
Dielectric properties of tumor and normal tissues at radio through microwave frequencies. JMP P16(2), 1981.
- [7] BURDETTE C.C., CAIN E.L., SEALS J.
In vivo probe measurement techniques of determination dielectric properties at VHF through microwave frequencies. IEEE Trans. MTT-28, n° 4, April 1980.
- [8] STUCHLY M.A., STUCHLY S.S.
Dielectric properties of biological substances-tabulated. JMP, 15(1), 1980.

- [9] EDRICH J.
Complex permittivity and penetration depth of muscle and fat tissues between 40 and 90 GHz. IEEE Trans. MTT-24, pp. 273-275, May 1976.
- [10] DUJARDIN B.
Réflectométrie par réseau "Six-ports" et antenne monopole. Application à la mesure de la permittivité des tissus vivants en microondes. Thèse de 3e cycle, LILLE, 1985.
- [11] LANDAU L., LIFSHITZ E.
* Statistical physics. PERGAMON PRESS, LONDON-PARIS, 1959.
* Electrodynamique des milieux continus. EDITIONS MIR, MOSCOU, 1969.
- [12] STOGRYN A.
The brightness temperature of vertically structure medium. Radio Science, V. 5, n° 12, Déc. 1970.
- [13] BIGU DEL BLANCO J., ROMERO SIERRA C.
* Microwave radiometric techniques : a means to explore the possibility of communication in biological systems. 6th annual meeting, Neuro Electric So. Symp. Vol. 6, 1974.

* Colour thermography and microwave radiometry : their application to biological systems under microwave radiation exposure. Microwave Power Symp. Waterloo, Canada, 1975.
- [14] ENANDER B., LARSON G.
Microwave radiometric measurements of the temperature inside the body. Elect. lett. Vol. 10, p. 317, July 1974.
- [15] BARRETT A.H., MYERS P.C.
* Subcutaneous temperatures : a method of non invasive sensing. Science Vol. 190, p. 669, 1975.
* Microwave thermography. A method of detecting subsurface thermal patterns. Proc. 1st. Europ. Congr. Amsterdam 1974 in Bibl. Radiol. n° 6, pp. 45-56 (Karger, Basel 1975).
- [16] GROS C., GAUTHERIE M., BOURJAT P.
Principe de la thermographie infrarouge appliquée à la surface cutanée. J. Radiol. Electro. 49, 1968.
- [17] WALLACE J.D., CADE C.M.
Clinical thermography. CRC Press Cleveland, USA, 1975.
- [18] BARRETT A.H., MYERS P.C., SADOWSKY N.L.
* Detection of breast cancer by microwave radiometry. Radio Science, vol. 12, pp. 167-171, 1977.
* Microwave thermography : Principles, methods and clinical applications. JMP 14(2), pp. 135-137, 1979.
- [19] EDRICH J., HARDEE P.C.
Thermography at millimeter wavelengths. Proc. IEEE, Vol. 62, p. 1391-1392, oct. 1974.

- [20] EDRICH J.
A millimeter-wave thermograph for human breast and spine scan.
Proc. 6th Europ. Microw. Conf. 1976, Rome.
- [21] EDRICH J., SMYTH C.J.
Millimeter wave thermograph as subcutaneous indicator of joint inflammation. Proc. 7th Europ. Microw. Conf. Copenhagen, 1977.
- [22] ROBERT J., EDRICH J., THOUVENOT P., GAUTHERIE M. and al
Millimeter wave thermography : Preliminary clinical findings on head and neck diseases. JMP 14(2), pp. 131-134, 1979.
- [23] GAUTHERIE M., EDRICH J. ZIMMER R., GUERQUIN-KERN J.L. and al
Millimeter wave thermography : Application to breast cancer. JMP 14(2), pp. 123-129, 1979.
- [24] GAUTHERIE M., EDRICH J., GUERQUIN-KERN J.L., SAMSEL M.
Microwave Tele-thermography at 68 and 30 GHz and breast cancer. Dig XIV int. Microw. Power Symp. Monaco, June 1979.
- [25] ROBERT J., EDRICH J., THOUVENOT P., GAUTHERIE M. and al
Some applications of MM-wave thermography. Excluding breast cancer. Acta thermographica, 1979.
- [26] EDRICH J., JOBE W.E., CACAK R.K., HENDEE W.R. and al
Imaging thermograms at centimeter and MM-wave lengths. Ann. New York Acad. of Sciences, 1979.
- [27] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.
Réalisation d'un radiomètre bande X pour applications médicales. Journée Etudes sur effets Biol. Microondes, Toulouse, Juil. 1977.
- [28] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.
A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of biological substances. Proc. 7th Europ. Microw. Conf., Copenhagen, Sept. 1977.
- [29] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.
La radiométrie hyperfréquence. Ses possibilités d'applications dans le domaine biomédical. J. de Biophys. et Méd. Nucl., n° 5, pp. 221-224, 1978.
- [30] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., CONSTANT E., MOSCHETTO Y.
Techniques radiométriques hyperfréquences pour applications biomédicales. BIOSIGMA 78, Paris.
- [31] NGUYEN D.D.
Contribution à l'étude et l'optimisation de sondes pour thermographie sous cutanée par radiométrie hyperfréquence. DEA, LILLE, 1978.
- [32] MAMOUNI A., LEROY Y., HOUDAS H. MOSCHETTO Y.
Passive subcutaneous temperature measurement for investigation of thermoregulation. 8th Europ. Microw. Confer., Sept. 1978.

- [33] LECROART J.L., CARETTE G., HOUDAS H., MAMOUNI A., LEROY Y.
Détermination atraumatique de la température musculaire au cours de l'effort. Actes du Coll. OHD-JNM, Lille, 1979.
- [34] MAMOUNI A., SAMSEL M., GAUTHERIE M., LEROY Y.
Radiométrie Microonde (9 GHz) : applications aux cancers du sein et à des localisations tumorales diverses. Résultats préliminaires. Actes du Colloque I.M.P.I., Monaco, 1979.
- [35] SAMSEL M., DALE G., GAUTHERIE M. MAMOUNI A. et al.
Applications de la radiométrie microonde (9 GHz) à l'examen thermographique des tumeurs (sein thyroïde foie). Résultats préliminaires et comparaison avec la thermo. microonde à 30 et 68 GHz. Actes du Colloque OHD-JNM, Lille, 1979.
- [36] GAUTHERIE M., MAMOUNI A., LEROY Y., GROS Ch. et al
Microwave radiothermometry (9 GHz) applied to breast cancer. J. of Opt. and Photo. applied to Medecine, Vol. 211, pp. 154-160, Strasbourg, 1979.
- [37] GAUTHERIE M.
Clinical value of thermal imaging methods. Proc. Int. Conf. Diagnostic Imaging in Europe. Brussel, Oct. 1979.
- [38] ROBERT J., THOUVENOT P., MAMOUNI A., LEROY Y.
Détection de lésions intracrâniennes à l'aide de la radiométrie microonde. Actes de la Journée d'Hyperthermie de la Sté Franc. de Bioph. et de Médecine Nucl., Nancy, 26 avril 1980.
- [39] ROBERT J., EDRICH J., LEROY Y., MAMOUNI A., et al
Clinical applications of microwave thermography. J. of opt. and photo. applied to medecine, vol. 211, pp. 149-153, Strasbourg, 1979.
- [40] ROBERT J., EDRICH J., MAMOUNI A., ESCANYE J.M., ITTY C.
Preliminary tests on cancer detection by microwave thermography. Proc. 4th Int. Symp. on the Prevention and Detection of Cancer, London, July 1980.
- [41] THOUVENOT P., EDRICH J., MAMOUNI A.
Détection des foyers thermogènes pathologiques par Thermographie Microonde. Actes de la Journée d'Hyperthermie de la Sté. Franc. de Bioph. et de Méd. nucl., Nancy, 26 avril 1980.
- [42] GAUTHERIE M., MAMOUNI A., EDRICH J., LUDEKE K.M. and al
Clinical evaluation of microwave thermal imaging in tumor pathology. 2nd Meet. of the Bioelect. Soc., San Antonio, Texas, 1980.
- [43] MAMOUNI A., SOZANSKI J.L., LEROY Y., MOSCHETTO Y.
Imagerie thermique hyperfréquence à 9 GHz (thermographie Microonde). Proc. URSI Symp. "Ondes Electromagnétiques et Biologie", Jouy en Josas, 1980.
- [44] MAMOUNI A., CHIVE M., LEROY Y., SOZANSKI J.P., MOSCHETTO Y.
Techniques de radiométrie et de thermographie microonde. Dosimétrie sous rayonnement électromagnétique non ionisant. Journée SEE, Toulouse, 13 novembre 1980.

- [45] MAMOUNI A., ROBILLARD M., CHIVE M., LEROY Y., SOZANSKI J.P.
Un nouveau type d'instrumentation biomédicale (la thermographie microonde). I.T.B.M. Vol. 2, n° 3, pp. 268-280, 1981.
- [46] GAUTHERIE M., MOYSES B., LEROY Y., MAMOUNI A. et al
Imagerie thermique microonde appliquée à la détection et au pronostic de tumeurs mammaires cérébrales et thyroïdiennes. Proc. URSI Symp. Int. Ondes Electro. et Biol. Jouy en Josas, pp. 269-278, July 1980.
- [47] ROBERT J., THOUVENOT P., MAMOUNI A., LEROY Y.
Détection de lésions intracrâniennes à l'aide de la radiométrie microonde. Ibid, pp. 279-282.
- [48] THOUVENOT P., ROBERT J., MAMOUNI A., RENARD C.
* Thermométrie microonde en pathologie intracrânienne. Proc. of Int. Thermol. bioméd., Strasbourg, July 1981.
* Microwave Thermometry in intracranial pathology. Biomed. Thermology, pp. 501-508, Alan R. Liss, Inc., New York, 1982.
- [49] HAENEL P., MAMOUNI A., GUERQUIN-KERN J.L., GAUTHERIE M.
Imagerie thermique microonde et maladie du sein. Proc. of Int. Thermol. Bioméd., Strasbourg, July 1981.
- [50] DIRHEIMER Y., HENNEQUIN J.R., KNECHT R., GUERQUIN-KERN J.L., MAMOUNI A.
Thermographie Microonde en rhumatologie. Proc. of Int. Thermol. Biomed., Strasbourg, July 1981.
- [51] GAUTHERIE M., GUERQUIN-KERN J.L., KOTEWICZ A.
Microwave thermal imaging : Technical advances and clinical findings. Proc. 3th Int. Cong. of Thermol., Bath, 1982.
- [52] BESSION P., CHIVE M., ROBILLARD M., FABRE J.J., LEROY Y.
Thermographie microonde à 3 GHz : applications cliniques en cancérologie. Proc. of Int. Thermol. bioméd. Strasbourg, July 1981.
- [53] ROBILLARD M.
Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde (TMO). Thèse de 3e cycle, Lille, Novembre 1981.
- [54] AUDET J., BOLOMEY J.C., PICHOT C., NGUYEN D.D., ROBILLARD M. and al
Electrical characteristics of waveguide applicators for medical applications. JMP, Vol. 15, n° 3, Sept. 1980.
- [55] ROBILLARD M., NGUYEN D.D., CHIVE M., LEROY Y., BOLOMEY J.Ch. et al
Profondeur de pénétration et résolution spatiale de sondes atraumatiques utilisées en microondes. Proc. URSI Symp. Ondes Electro. et Biol. Jouy en Josas, July 1980.
- [56] GARDIOL F.
Traité d'Electricité, Volume III, Electromagnétisme. Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, Ed. Georgi, Suisse.

- [57] DEHOOP A.T., DEJONG G.
Power reciprocity in antenna theory. Proc. IEE, Vol. 121, N° 10, Oct. 1974.
- [58] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.
New Correlation radiometer for Microwave Thermography. Electro. Lett. Vol. 17, n° 16, pp. 554-555, August 1981.
- [59] CONSTANT E., CHIVE M., LEROY Y., MAMOUNI A., MOSCHETTO Y., NGUYEN D.D., SOZANSKI J.P.
Brevet N° 81/00682, 9 janvier 1981, Extension : USA, Japon, Europe de l'Ouest.
- [60] LEROY Y., CHIVE M., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ-ROBILLARD M. and al
Microwave thermography (MWT). A new method providing the temperature in the living tissues. Medical Report Bruker 83/1, 1983.
- [61] LUDEKE K.M., SCHIEK B., KOEHLER J.
Radiation balance microwave thermograph for industrial and medical applications. Electro. Lett. Vol. 14, n° 16, March 1978.
- [62] LUDEKE K.M., KOEHLER J., KAN ZENBACH J.
* A radiation balance microwave thermograph for medical applications. Acta Electronica, 22, 1, pp. 65-69, 1979.
* A new radiation balance microwave thermograph for simultaneous and independent temperature and emissivity measurements. JMP 14(2) pp. 117-129, 1979.
- [63] CARR K.L., EL MAHDI A.M., SHAEFFER T.
Dual-Mode Microwave System to enhance early detection of cancer. IEEE. Trans. MTT-29, n° 3, march 1981.
- [64] SHAEFFER J., EL MAHDI A.M., CARR K.L.
Cancer detection studies using a 4.7 GHz radiometer. Cancer detection and prevention, vol. 3, n° 1, 1980.
- [65] SHAEFFER J., EL MAHDI A.M.
Cancer detection by Microwave Radiometry. Radiation Research, Vol. 83, p. 436, Sept. 1980.
- [66] SHAEFFER J., EL MAHDI A.M., CARR K.L.
Microwave Radiometry ; a non invasive method of cancer detection. Proc. Meeting of the Radiological Society of North America, Dallas, Texas, Oct. 1980.
- [67] FELDERMAN T.P., SHAEFFER J., EL MAHDI A.M., CARR K.L., STECKER J.F.
Microwave radiometric detection of thermal asymmetry of varicocele. IEEE MTT-S Digest, 1985.
- [68] CARR K.L., BIELANA R.J., REGAN J.F.
The effect of antenna match of microwave radiometric thermal patterns. IEEE MTT-S Digest, 1983.
- [69] ISKANDER M.F., DURNEY C.H.
* Electromagnetic Techniques for Medical Diagnosis : A review. Proc. IEEE, Vol. 68, n° 1, p. 126, Janv. 1980.
* Radiometric Technique for measuring changes in lung water. IEEE Trans. MTT-32, N° 5, May 1984.

- [70] MIYAKAWA M.
Study on microwave thermography. Application to the estimation of subcutaneous temperature profiles. Trans. IEEE of Japan, Vol. E64, n° 12, Déc. 1981.
- [71] LAND D.V.
* A 3 GHz clinical microwave thermography system. Coll. of IEE, London, April 1982.
* Radiometer receivers for microwave thermography Microw. Journal, pp. 196-201, May 1983.
- [72] JOHSON C.C., GUY A.W.
Nonionizing Electromagnetic wave effects in biological materials and systems. Proc. IEEE, Vol. 60, n° 6, June 1972.
- [73] ZIMMER R.
Hyperthermie et cancer. Etude d'un modèle mathématique d'un échauffement sélectif microondes d'une tumeur mammaire. Thèse doctorat en Médecine, Strasbourg, 1977.
- [74] CHRISTENSEN D.A., DURNEY C.H.
Hyperthermia production for cancer therapy : A review of fundamentals and methods. JMP 16(2), 1981.
- [75] BOURDON L.
La thermothérapie en cancérologie. Thèse de doctorat en médecine, Lyon, 1982.
- [76] HAHN G.M.
Hyperthermia for the engineer : A short biological primer. IEEE Trans. Biomed. ENG., Vol. BME-31, n° 1, January 1984.
- [77] CETAS T.C.
Thermal dosimetry during hyperthermia. Biomed. Thermol. pp. 561-583, Alan R. Liss, Inc. New York, 1982.
- [78] GUERKIN-KERN J.L.
Études expérimentales de systèmes d'hyperthermie appliquées à la thérapie cancérologique. Thèse de Doctorat d'Etat en Sciences Naturelles, Strasbourg, 1985.
- [79] BOWMAN R.R.
A probe for measuring temperature in radio-frequency-Heated material. IEEE Trans. MTT-24, n° 1, January 1976.
- [80] ROZZEL J.C., JOHSON C.C., DURNEY C.H., LORDS J.L., OLSON R.G.
A nonperturbing temperature sensor for measurements in electromagnetic fields. J.M.P., Vol. 9, pp. 241-249, Sept. 1974.
- [81] WICHERSHEIM K.A., ALVES R.V.
Fluoroptic thermometry : A new RF-immune technology. Biomed. thermol. pp. 547-554, Alan R. Liss, Inc., New York, 1982.
- [82] SHRIVASTAVA P.N., SAMULSKI T.V.
Non-perturbed photoluminescent thermometry (PLT) suitable for microwave hyperthermia in cancer patients. IEEE MTT-5 digest, pp. 195-197, 1983.

- [83] SAMULSKI T.V., LEE E.R.
Preclinical evaluation of luxtron 3000 system. Proc. IEEE/8th Conf. Eng. in Med. and Biol. Soc., pp. 1493-1495, Dallas, 1986.
- [84] CHRISTENSEN D.A.
A new nonperturbing temperature probe using semiconductor band edge shift. J. Bioeng., 1, pp. 541-545, 1977.
- [85] NGUYEN D.D., MAMOUNI A., LEROY Y., CONSTANT E.
Simultaneous microwave local heating and microwave thermography. Possible clinical applications.
* Workshop on diagnosis and therapy using microwaves, 8th Europ. Microw. Conf., Paris, Sept. 1978.
* Published in J.M.P. 14(2) pp. 136-137, July 1979.
- [86] NGUYEN D.D., CHIVE M., MAMOUNI A., LEROY Y.
Combinaison du chauffage et de la thermographie par microondes. Actes du Coll. OHD-JNM, pp. 180-186, Lille, 1979.
- [87] NGUYEN D.D., CHIVE M., LEROY Y., CONSTANT E.
Combinaison of local heating and radiometry by microwaves. IEEE Trans. Ins. Meas. Vol. IM-29, n° 2, June 1980.
- [88] NGUYEN D.D.
Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au Génie Biologique et Médical. Thèse de 3e cycle, Lille, 1980.
- [89] CHIVE M., NGUYEN D.D., LEROY Y.
Une nouvelle application des microondes en génie biologique et médical : l'hyperthermie locale contrôlée par Thermographie microonde à 2,45 GHz. Onde Electrique 1982, Vol. 62, n° 2.
- [90] CHIVE M., PLANCOT M., VAN DE VELDE J.C.
Wide band microstrip-slot applicators for microwave hyperthermia and microwave thermography. Proc. 18th Microw. Power Symp., Philadelphia, July 1983.
- [91] TANABE E., Mc. EVEN A., NORRIS C.S. and al.
A multi-element microstrip antenna for local hyperthermia, 1983, IEEE MTT-S Digest, pp. 183-185.
- [92] LEDEE R., CHIVE M., PLANCOT M.
Microstrip Microslot antennas for biomedical applications. Elect. Lett. Vol. 21, n° 7, March 1985.
- [93] CHIVE M., LEROY Y., GIAUX G., PREVOST B.
Microwave thermographie for controlled local hyperthermia at 2,45 GHz. Microw. Power Symp. Digest, TORONTO, 1981.
- [94] CHIVE M., PLANCOT M., LEROY Y., GIAUX G., PREVOST B.
* Microwave (1 GHz and 2 GHz) and radiofrequency (13.56 MHz) Hyperthermia monitored by microwave thermography. Proc. 12th Europ. Microw. Conf. Helsinki, Sept. 1982.
* Hyperthermie locale microonde avec contrôle atraumatique de la température associée à la radiothérapie ou à la chimiothérapie. Actes du Coll. National G.B.M., Toulouse, Oct. 1982.

- [95] GIAUX G., PREVOST B., CHIVE M.
L'Hyperthermie loco-régionale en 1984. J. Biophys. et Biomeca.,
9, 1, 11-25, 1985.
- [96] CARR K.L., EL MAHDI A., SHAEFFER J.
Microwaves seek and help destroy cancers. Microwaves, pp. 17-
20, January 1980.
- [97] STERZER F.
Apparatus for Hyperthermia treatment. US patent, January 1979.
- [98] STERZER F., PAGLIONE R., MENDECKI J. and al.
A self-balancing microwave radiometer for non invasively measu-
ring the temperature of subcutaneous tissues during localized
hyperthermia treatments of cancer. Proc. IEEE MIT-S DIGEST
1983.
- [99] CURLEY M.G., P.P. LELE
Some potential errors in measurement of temperature in vivo
during hyperthermia by ultrasound and electromagnetic energy.
Proc. 4th Int. Symp. of Hyperthermia oncology held, pp. 561-
564, Aarhus, Denmark, 1984.
- [100] CETAS T.C.
Will thermometric tomography become practical for hyperthermia
treatment monitoring? Cancer reasearch (suppl.) 44, 4805S-
4808S, October 1984.
- [101] PLANCOT M.
Contribution à l'étude théorique, expérimentale et clinique
de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde.
Thèse de 3e cycle, Lille, 1983.
- [102] DE WAGTER C.
Computer simulating of optimal control of microwave induced
hyperthermia. Proc. 14th Europ. Microw. Conf., Liège, Sept. 1984.
- [103] VAN DEN BERG P.H., HOOP A.T., SEGAL A., PRAAGMAN N.
A computational model of the electromagnetic heating of biologi-
cal tissue with application of hyperthermia cancer therapy.
IEEE Trans. Biomed. Eng., Vol. BME 30, n° 12, Déc. 1983.
- [104] STROHBEHN J.W., ROEMER R.B.
A survey of computer simulations of hyperthermia treatments.
IEEE Trans. Biomed. Eng. Vol. BME-31, n° 1, pp. 136-149, 1984.
- [105] WINGET J.M., DEWHIRST M.W., ENGLER M.J., OLESON J.R.
The use of limited temperature observations of predict complete
temperature fields. Proc. IEEE/8th Conf. EMBS, pp. 1507-1511,
DALLAS, 1986.
- [106] FOSTER K.R., KRITIKOS H.N., SCHWAN H.P.
Effect of surface cooling and blood flow on the microwave heating
tissue. IEEE Trans. Biomed. Eng. Vol. BME 25, n° 3, pp. 313-
316, 1978.

- [107] PAGLIONE R.W., STERZER F., WOZNIAK F.J.
Non-invasive thermometry for a robot controlled microwave hyperthermia system. Proc. IEEE/8th Conf. EMBS, pp. 1500-1502, DALLAS, 1986.
- [108] ROEMER R.B., HYNYNEN K., JOHNSON C., KRESS R.
Feedback control and optimisation of hyperthermia heating patterns : present status and future needs. Proc. IEEE/8th Conf. EMBS, pp. 1496-1499, DALLAS, 1986.
- [109] JACOBI J.H., LARSEN L.E.
* Microwave scattering imagery of isolated canine Kidney. Med. phys. (6), pp. 394-403, 1979.
* Water-Immersed microwave antennas and their application to microwave interrogation of biological targets. IEEE Trans. MTT-27, n° 1, January 1979.
- [110] GUO T.C., GUO W.W., LARSEN L.E.
A local field study of a water immersed microwave antenna for medical imagery and therapy. IEEE Trans. MTT-32, n° 8, August 1984.
- [111] BOLOMEY J.Ch.
La technique de diffusion modulée : une approche au relevé des cartes de champs microondes en temps réel. L'onde Electrique, Vol. 62, n° 5, 1982.
- [112] BOLOMEY J.Ch., IZADNEGAHDAR A., JOFRE L. and al.
Microwave diffraction tomography for biomedical applications. IEEE Trans. MTT-30, n° 11, Nov. 1982.
- [113] BOLOMEY J.Ch., PERONNET G., PICHOT Ch., JOFRE L.
L'imagerie microonde active en génie biomédical. Les éditions de Physique, Paris, Octobre 1984.
- [114] BOLOMEY J.Ch., GAUTHERIE M. and al.
Microwave diffraction tomography system for biomedical applications. Proc. 13th Europ. Microw. Conf. Nurnberg, 1983.
- [115] SLANEY M., KAK A.C., LARSEN E.E.
Limitation of imaging with first order diffraction tomography. IEEE Trans. MTT-32, n° 8, August 1984.
- [116] PAOLINI F.J.
The effects of attenuation on the Born reconstruction procedure for microwave diffraction tomography. IEEE Trans. MTT-34, n° 3, March 1986.
- [117] BOLOMEY J.Ch., JOFRE F., PERONNET G.
On the possible use microwave active imaging for remote thermal sensing. IEEE Trans. MTT-31, n° 9, Sept. 1983.
- [118] GOLDEFY H.
Contrôle non invasif de l'hyperthermie par imagerie microonde active. Etude préliminaire sur fantôme homogène. Thèse de docteur Ingénieur, Paris, 1986.

- [119] FINK M.
L'imagerie ultrasonore. Revue de phys. Appl. (18), pp. 527-556, 1983.
- [120] Special issue on computerized tomographie. Proc. IEEE, Vol. 71, n° 3, March 1983.
- [121] CHO Z.H., KIM H.S., SONG M.B., CUMMING J.
Fourier Transform Nuclear Magnetic Resonance Tomographic Imaging. Proc. IEEE, Vol. 70, n° 10, October 1982.
- [122] ROBERT J. and al.
Ultrasound velocimetry for hyperthermia control. Biomed. thermol. Alan R. Liss, Inc. New York, 1982.
- [123] BORTH D.E., CAIN C.A.
Theoretical analysis of Acoustic signal generation in materials irradiated with microwave energy. IEEE Trans. MTT-25, n° 11, November 1977.
- [124] KRUG J., EDENHOFFER P.
Microwave acoustic imaging for medical applications. Proc. 15th Europ. Microw. Conf., Paris, Sept. 1985.
- [125] VERHOEF W.A., CLOOSTERMANS T.M., THIJSEN J.H.
Diffraction and dispersion on estimation of ultrasound attenuation and velocity in biological tissues. IEEE Trans. Biomed. Eng. Vol. BME-32, N° 7, July 1985.
- [126] PARKER D.L.
Applications of NMR Imaging in hyperthermia : an evaluation of potential for localized tissue heating and non invasive temperature monitoring. IEEE Trans. Biomed. Eng. Vol. BME-31, n° 1, January 1984.
- [127] MOTOZAKI T., SUZUKI H.
Temperature measuring method by NMR in hyperthermia. Proc. 4th Int. Sympo. on hyperthermia oncology held, Aarhus, Denmark, July 1984.
- [128] BENTZEN S.M., OVERGAARD J.
Non-invasive thermometry by substration X-ray computed tomography. Proc. 4th Int. Sym. on hyperthermia oncology and held, Aarhus, Denmark, July 1984.
- [129] DABURON F., LEFAIX J.L., REMY J., FAYAR G., HAAG J.
Microwave Radiometry of subcutaneous temperature evolution after accurate local irradiation in Pig. Proc. 7th Int. Cong. radiation resea. Amsterdam, July 1983.
- [130] DABURON F., LEFAIX J.L., REMY J., DITTMAR A., LEROY Y. and al.
Mesures thermographiques après irradiation aigue localisée chez le porc. Rapport CEA - Dept. Protection Sanitaire DPS 84/02SE.



DEUXIEME PARTIE

**TECHNIQUES RADIOMETRIQUES
EN CHAMP PROCHE**

I N T R O D U C T I O N

Nous présentons maintenant une synthèse des données et problèmes qui sont les bases de la conception des dispositifs radiométriques. Ceux-ci se classent en deux catégories.

- Les radiomètres dits "classiques", dérivés des radiomètres à puissance totale, qui mesurent la puissance de bruit captée par une sonde.

- Les radiomètres à corrélation qui réalisent la fonction de corrélation des bruits captés par deux sondes.

Dans la première catégorie, la signification physique du signal est relativement simple : il est directement lié à la température du volume couplé à la sonde, compte tenu d'une pondération liée aux paramètres de couplage. Rappelons que ceux-ci sont toujours positifs et décroissent avec la distance à l'ouverture de la sonde.

Dans le cas des radiomètres à corrélation la signification physique de la mesure est plus subtile. Le signal dépend toujours de la répartition de température dans le milieu mais -comme nous le montrerons- il est généralement nul dans le cas d'un milieu isotherme. En outre les paramètres de couplage ne présentent généralement plus une évolution monotone avec la distance à l'ouverture de l'antenne synthétique ainsi constituée ; ils peuvent être soit positifs, soit négatifs et dépendent de la géométrie des sondes ainsi que du temps de retard du corrélateur.

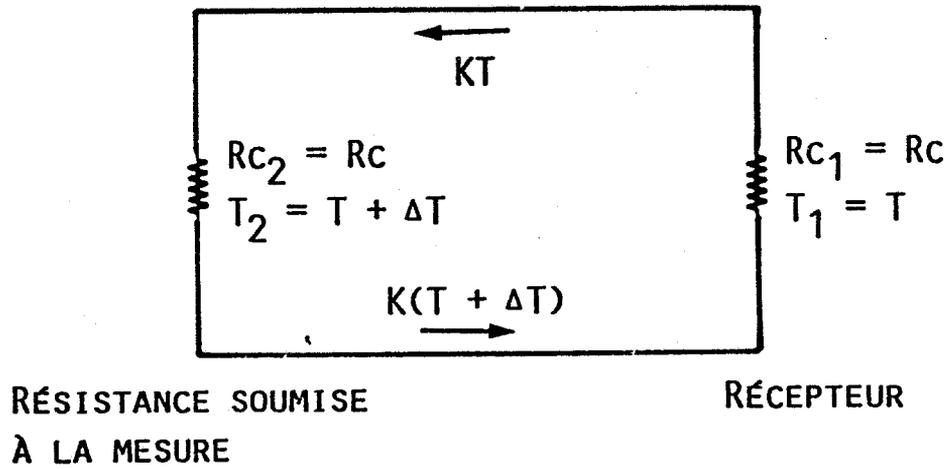


Figure I.1 : Principe élémentaire de la mesure radiométrique.

C H A P I T R E I

RADIOMÈTRES À PUISSANCE TOTALE ET SYSTÈMES DÉRIVÉS (THERMOMÉTRIE PAR MICROONDES - TMO)

I.1. AVANT PROPOS

Partant du principe déjà énoncé (1ère partie - Chapitre I) nous allons énumérer les différentes contingences imposées par les conditions expérimentales ainsi que les solutions proposées.

I.2. PRINCIPE DE BASE [1 à 4]

Le premier schéma que nous considérons est constitué de deux résistances identiques reliées par une ligne d'impédance caractéristique R_c (Figure I.1). Lorsque le système est isotherme, le deuxième principe de la thermodynamique implique que les puissances de bruit échangées par les deux charges s'équilibrent soit KT pour 1 Hz de bande passante (les résultats peuvent être facilement étendus à la bande passante totale du système).

Dans ces conditions lorsque la température de la charge située à gauche augmente de ΔT , la charge de droite reçoit une puissance additionnelle $K\Delta T$; d'où une mesure possible de ΔT si la charge de droite est constituée par un récepteur.

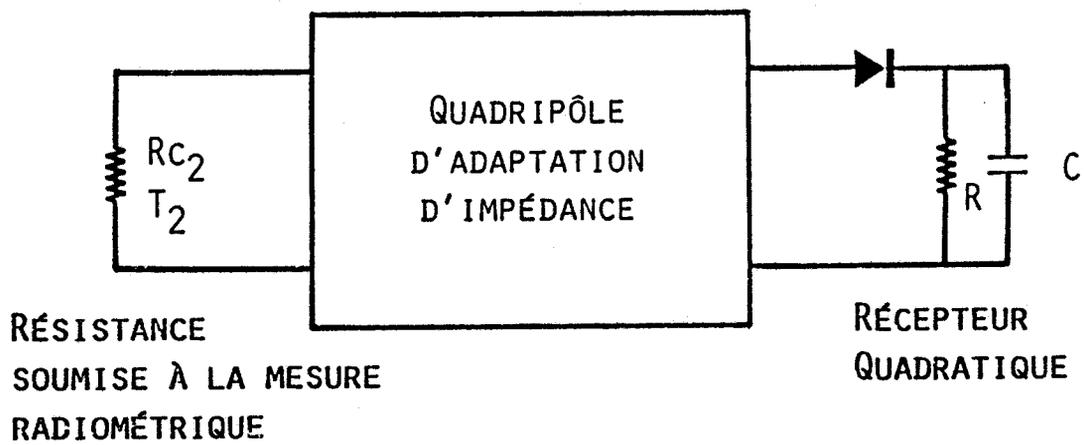


Figure I.2 : Principe de la mesure radiométrique par un détecteur quadratique associé à un filtrage.

I.3. ECART MINIMAL DE TEMPERATURE DECELABLE

En pratique, le récepteur est constitué d'un détecteur quadratique (précédé d'un quadripole d'adaptation) associé à un filtrage basse fréquence (Figure I.2). Le récepteur reçoit un bruit blanc dans une bande passante située entre f_1 et f_2 (avec $f_2 - f_1 = B$).

Compte tenu de la loi quadratique de détection de la diode les composantes spectrales fournissent :

- un signal continu utile A_0 (carré des composantes spectrales)
- des termes résultant du produit de convolution des composantes spectrales d'amplitude $A_1(f)$, avec :

$$A_1(f) = A_1'(1 - f/B) \quad \text{pour } f < B$$

$$A_1(f) = 0 \quad \text{pour } f > B$$

La contribution de ces termes indésirables, qui constitue le bruit de fond est réduite par le filtre passe bas du récepteur (bande passante $B_L = 1/2 \tau_L$).

Dans ces conditions, l'écart de température δT minimal décelable (qui définit la sensibilité du récepteur), donc susceptible d'être extrait du bruit de fond est tel que [1 à 2b].

$$\delta T \# T [B\tau_L]^{-1/2} \tag{II.1}$$

Pour simplifier l'expression nous avons omis dans le deuxième membre de cette relation un terme multiplicatif n , compris entre 1 et 2, dépendant de la réponse du filtre basse fréquence.

En d'autres termes et par un raisonnement statistique simplifié, on peut dire que l'erreur relative sur la mesure de T est sensiblement égale à la racine carré du nombre de mesure qui est exprimé par le produit $B\tau_L$.

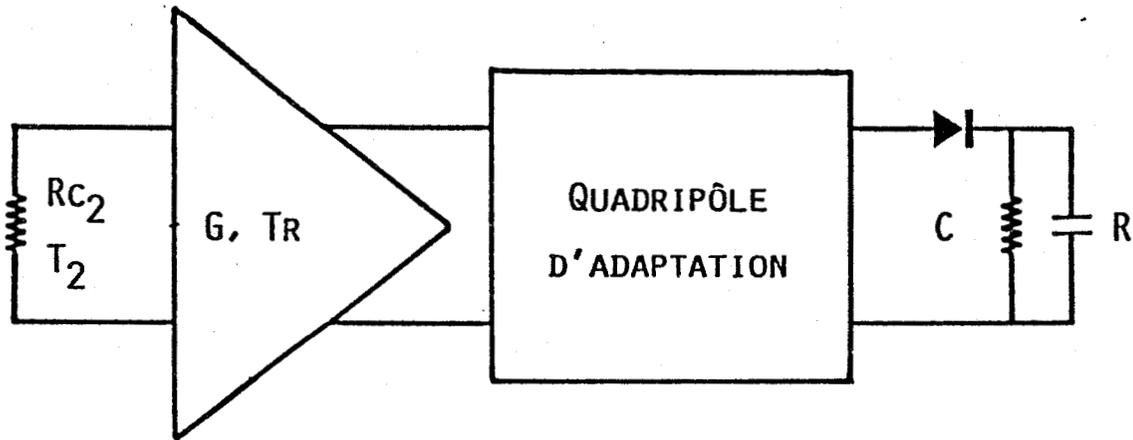


Figure 1.3 : Principe de l'amélioration de la sensibilité du dispositif de la figure 1.2.

$$\frac{\delta T}{T} \# [B\tau_L]^{-1/2} \quad (\text{II.2})$$

I.4. CONDITION DE DETECTION D'UN SIGNAL DE BRUIT THERMIQUE

La sensibilité de la diode de détection (seuil en dessous duquel un signal n'est pas décelable) ou le signal de sensibilité tangentielle (TSS) est généralement de l'ordre de 10^{-8} Watt (-50 dBm) [4]. Or, pour T_1 voisin de 300°K, et dans les conditions précitées, la puissance reçue par la diode est $KT_1 B \# 4,8.10^{-12}$ Watts, valeur inférieure au T.S.S. ; il est donc nécessaire d'amplifier le bruit émis par la résistance Rc2 (figure I.3). Cette fonction peut être réalisée :

- soit par une chaîne d'amplification de bande passante entre f_2 et f_1 (amplification instantanée) ;

- soit par un mélangeur suivi d'un amplificateur FI de bande passante B (amplification Hétérodyne). Le bruit propre à cette chaîne d'amplification modifie la relation II.1 mais le raisonnement du paragraphe I.3 reste valable ; il faut alors remplacer la température T par $(T + T_R)$, avec T_R la température de bruit propre à la chaîne d'amplification ramenée sur son entrée, d'où

$$\delta T = n.(T+T_R)(B.\tau_L)^{-1/2} \quad (\text{II.3})$$

Dans cette étape, on admet que le gain G de la chaîne d'amplification est rigoureusement constant dans le temps.

Notons que la chaîne d'amplification est généralement constituée de plusieurs étages en cascade, et que sa température de bruit s'écrit :

$$T_R = T_{R1} + \frac{T_{R2}-1}{G_1} + \frac{T_{R3}-1}{G_1G_2} + \dots + \frac{T_{RN}-1}{\prod G_N} \quad (\text{II.4})$$

avec T_N et G_N la température de bruit et le gain de l'étage N.

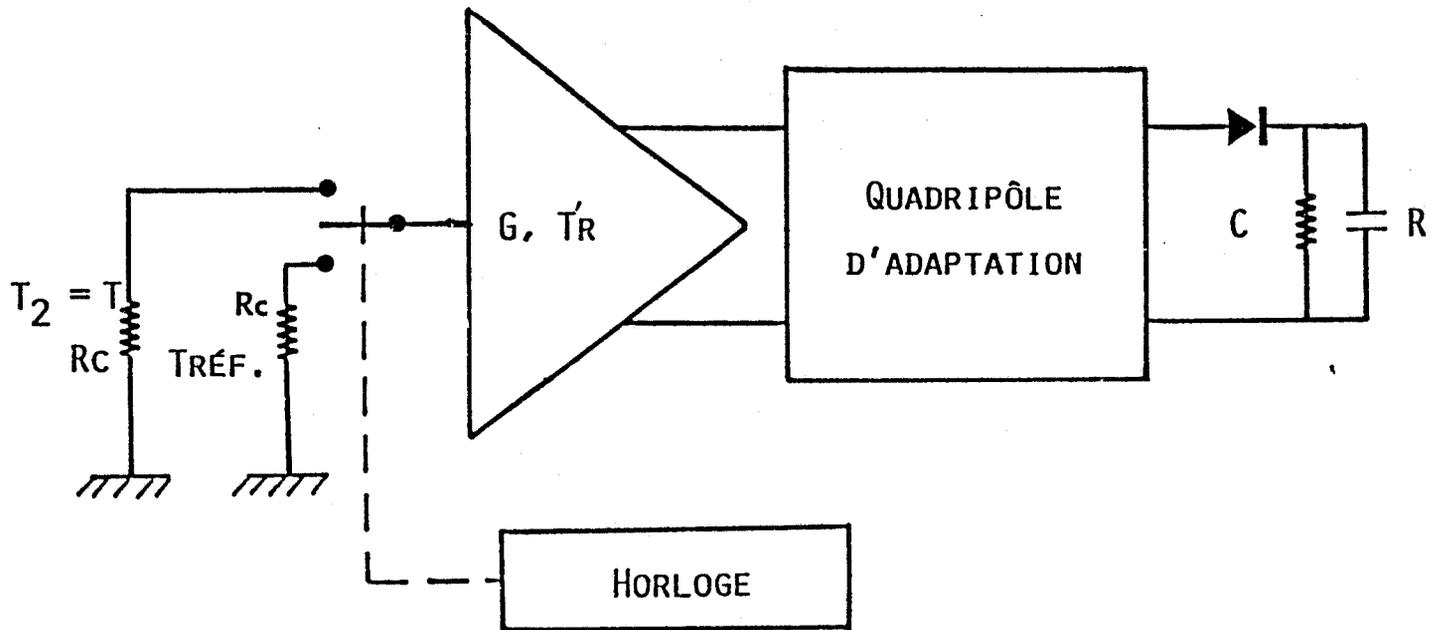


Figure I.4: Principe de l'élimination des fluctuations du gain de la chaîne d'amplification.

Cette relation montre la nécessité de soigner le facteur de bruit du premier étage. Ainsi, il est actuellement courant d'utiliser des amplificateurs AsGa ayant un facteur de bruit, $F = 2$ dB. Compte tenu des composants qui précèdent l'amplificateur, on peut estimer la température de bruit à $\approx 300^\circ\text{K}$. Ce qui -dans les conditions précitées- donne un écart théorique de température minimale décelable de l'ordre de $0,08^\circ\text{K}$ ($T=300^\circ\text{K}$, $B = 10^9$ Hz, $\tau = 0,25\text{s}$, $n = 2$).

I.5. FLUCTUATIONS DU GAIN DE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION ET REMÈDE.

Si maintenant on tient compte des fluctuations du gain $\Delta G/G$ de l'amplificateur l'expression de δT doit prendre en compte un terme supplémentaire d'où

$$\delta T' = n(\delta T^2 + \delta T_G^2)^{1/2}$$

soit

$$\delta T' = n(T + T_R) \left[\frac{1}{B\tau_L} + \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II.5})$$

Le terme $\Delta G/G$, qui est généralement prépondérant dans cette expression et correspond principalement à un bruit en $1/f$, est un obstacle notable à l'obtention de sensibilités compatibles avec les applications qui nous intéressent.

Ce problème est généralement solutionné en comparant le signal à mesurer au signal issu d'une source de bruit de référence à un rythme dont la période est suffisamment faible pour rendre la mesure insensible au bruit en $1/f$. C'est le principe du radiomètre de Dicke [5] (figure I.4).

Dans ces conditions, la température minimale décelable est donnée par [1 à 2b].

$$\delta T' = n \left[\frac{2(T + T'_R)^2 + 2(T_{ref} + T'_R)^2}{B\tau_L} + \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^2 (T - T_{ref})^2 \right]^{1/2}$$

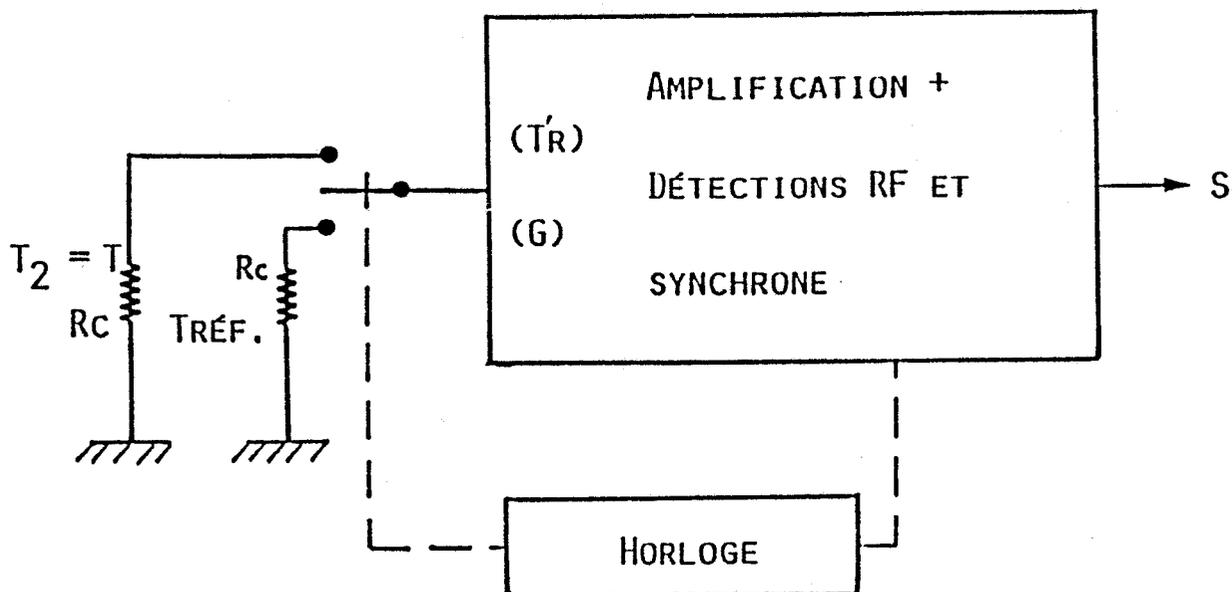


Figure 1.5 : Principe du radiomètre de Dicke.

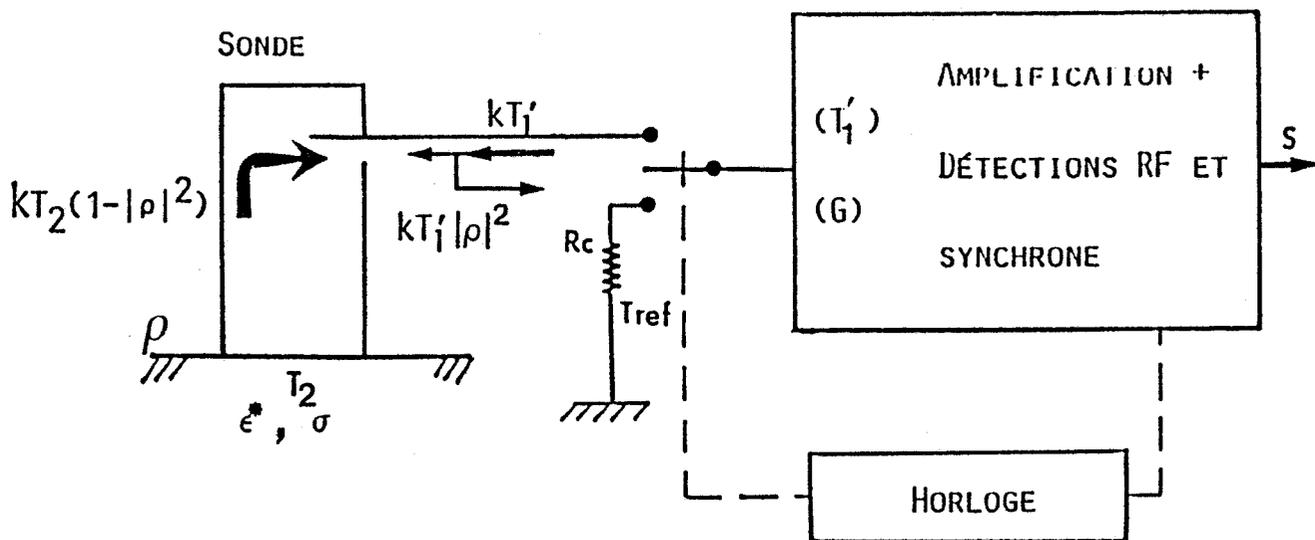


Figure 1.6 : Principe de la mesure du bruit thermique émis par un milieu dissipatif (T_2) et capté par une sonde non adaptée (coefficient de réflexion ρ).

terme qui se réduit à :

$$\delta T'' = 2n(T+T_R)(B\tau_L)^{-1/2} = 2\delta T \quad (\text{II.6})$$

lorsqu'on arrive à réaliser $T = T_{\text{réf}}$; avec $T_r > T_r$, température de bruit du récepteur compte tenu des pertes du modulateur. En fait, l'horloge qui délivre les signaux de commutation du modulateur de la figure I.4. est utilisée aussi pour fournir le signal de commande d'une détection synchrone qui traite le signal de sortie de la chaîne amplificatrice après détection RF (figure I.5).

I.6. DIFFERENTS TYPES DE CHARGES SOUMISES A LA MESURE THERMOMETRIQUE

Tout d'abord le cas idéal de la charge adapté RC2, découle directement de celui d'une antenne ou sonde adaptée couplée à un matériau parfaitement absorbant semi-infini non réfléchissant (corps noir).

La charge peut également être constituée par une impédance quelconque, ou une sonde en présence d'un matériau dissipatif réfléchissant (coefficient de réflexion ρ à l'interface) (figure I.6).

On a montré (1ère partie, Chapitre I) que, en vertu du deuxième principe de thermodynamique, la prise en compte de cette réflexion conduit au schéma de la figure I.6 qui est en accord avec un équilibre des transferts radiatifs dans un système isotherme isolé.

Par conséquent, au lieu d'un signal de sortie

$$S = G_K (T_2 - T_{\text{ref}})$$

dans le cas de la figure I.5, on a alors (figure I.6).

$$S = Gk [T_2(1 - |\rho|^2) + T_1 |\rho|^2 - T_{\text{ref}}] \quad (\text{II.7})$$

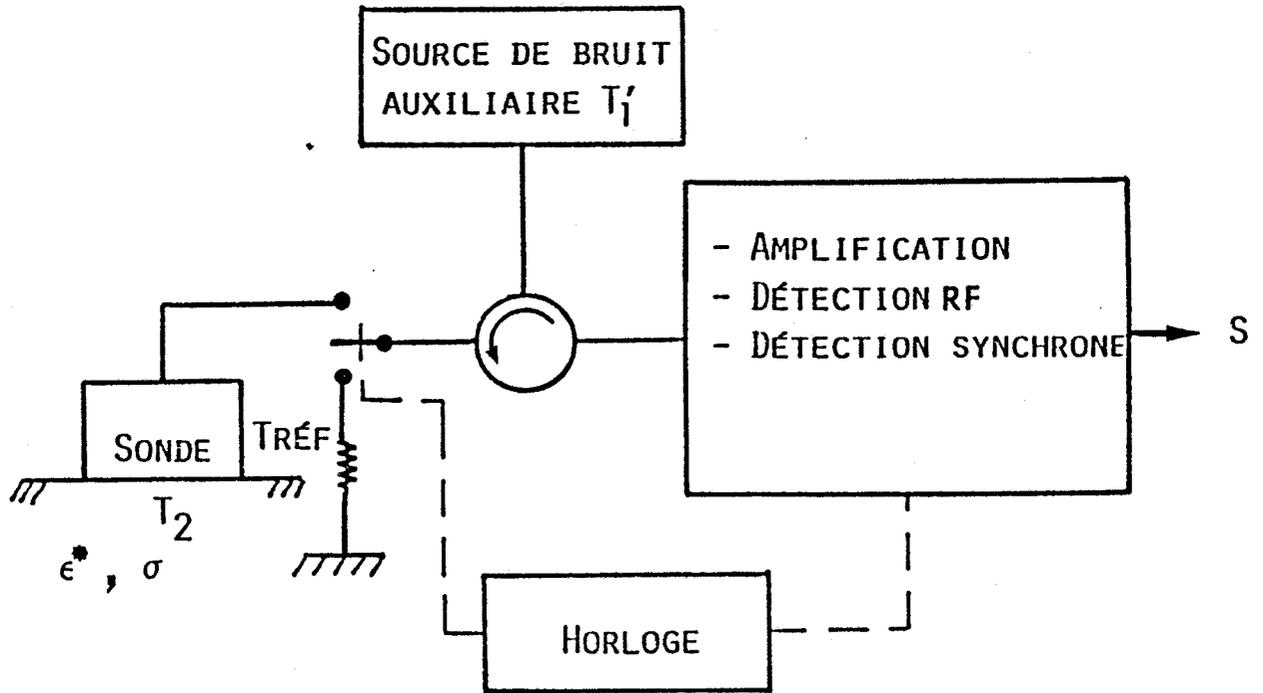


Figure I.7 : Principe de mesure du bruit thermique mettant en oeuvre une source de bruit auxiliaire (T_1') et un circulateur.

avec $T'1$ la température de bruit émise vers la sonde par l'impédance d'entrée de la chaîne d'amplification. Le fait que cette température soit assez mal connue et susceptible d'évoluer met en cause le principe de la mesure.

Pour contrôler cet effet, il convient de modifier le schéma de la figure I.6 en introduisant un circulateur associé à une source de bruit auxiliaire adaptée dont on contrôle la température (figure I.7).

Néanmoins, le procédé doit encore être modifié si l'on veut mesurer $T2$ directement, indépendamment des effets d'émissivité qui se traduisent par la présence du coefficient de réflexion ρ dans la relation II.7 [6].

I.7. DIFFERENTS MODES DE REALISATION DE LA SOURCE DE BRUIT

On peut d'abord utiliser une source de bruit du commerce dont la température T_s nominale est de l'ordre de $10\ 000^\circ\text{K}$. Dans les applications qui nous concernent, les températures $T2$ et donc T_{ref} sont proches de l'ambiante ($\approx 310^\circ\text{K}$) ; Pour réduire la température T_s de la source on peut procéder comme suit :

- Placer un atténuateur variable (atténuation A , température physique T_o) après la source d'où une température de sortie

$$T'1 = T_s/A + T_o (1 - 1/A)$$

Cette solution présente l'inconvénient d'une évolution possible de la température T_o , d'où la nécessité d'une thermostatisation de l'atténuateur.

- Commander la source en régime d'impulsion à une fréquence très supérieure à la fréquence d'horloge (figure I.7) d'où :

$$T'1 = T_{s_1} \delta + T_{s_2} (1 - \delta)$$

avec T_{s_1} et T_{s_2} les températures de bruit de la source dans les deux états de commande et δ le rapport cyclique.

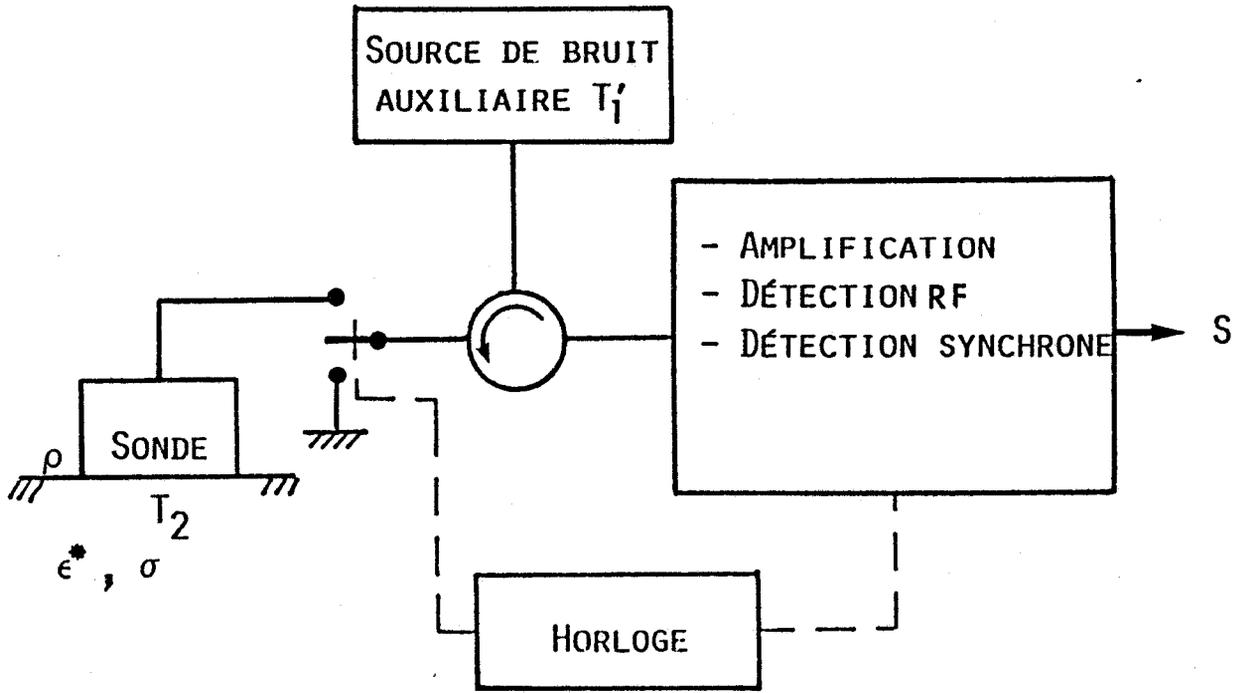


Figure I.8 : Schéma de principe de la méthode de zéro.

Cette opération est généralement réalisée par un commutateur hyperfréquence situé en amont de la source de bruit auxiliaire [2-7].

- Utiliser une charge adaptée que l'on porte à la température souhaitée : soit une charge coaxiale du commerce, soit une résistance hybride sur laquelle on fixe un capteur de température sous forme de puce. La faible inertie thermique de ce dernier procédé permet une commande relativement rapide de la température de la source de bruit auxiliaire.

- réaliser une source de bruit intégrée monolithique telle que l'ont proposée CONSTANT E., VAN DE VELDE J.C., FARHAT H. et BERTIN R. [8] [9]. La charge adaptée, constituée par le canal d'un FET AsGa, est chauffée par effet joule au moyen de deux résistances placées de part et d'autre du transistor. Un deuxième FET, proche du premier, soumis au même échauffement, conduit à une connaissance de la température locale du circuit par l'intermédiaire du contact Schottky constitué par la jonction grille-source du FET.

I.8. SOLUTION DU PROBLEME DES EFFETS D'EMISSIVITE

I.8.1. Méthode de zéro [6] [10]

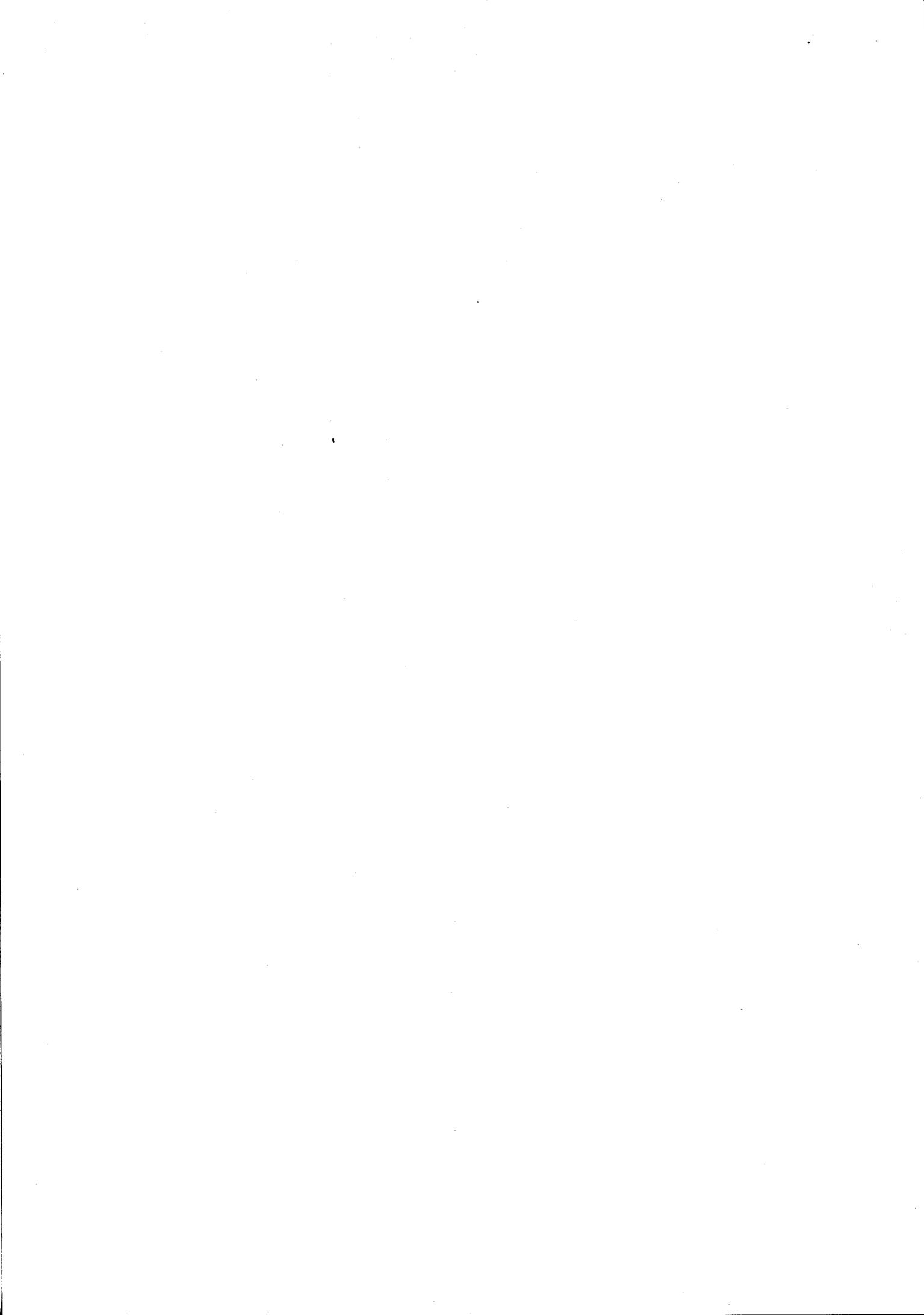
Ce procédé est basé sur le fait que lorsqu'on rend isotherme un système tel que celui de la figure I.7 ($T_1 = T_2 = T_{ref}$) on annule le signal de sortie (relation II.7).

Cette condition peut être réalisée en remplaçant la charge référence (T_{ref}) de la figure I.7 par un court circuit microonde (figure I.8).

Ainsi le signal de sortie s'exprime :

$$S = Gk[T_1 - T_2][1 - |\rho|^2] \quad (\text{II.8})$$

Cette méthode peut être exploitée de deux manières :



- on annule S en réalisant $T'1 = T2$ par action sur la source de bruit ($T'1$), condition valable théoriquement $\forall \rho$ (en fait pour $|\rho|^2 < 0,2$). C'est la méthode de zéro vraie qui permet de connaître T2 par lecture de T'1.

- on mesure le signal de sortie ; ce qui permet d'accéder à T2 en admettant une erreur relative $|\rho|^2$ sur $T'1 - T2$. C'est la méthode de zéro approchée applicable lorsque T2 est proche de T'1.

Notons que la méthode de zéro vraie s'applique rigoureusement à condition de tenir compte de certaines imperfections des composants. L'analyse des causes d'erreurs et leurs remèdes ont été décrits en détail par ailleurs [10-11]. Rappelons ici que, outre le coefficient de réflexion, c'est la transmission τ_M du modulateur qui est prépondérante dans le calcul d'erreur sur $T'1 - T2$.

Ainsi dans un cas typique, compatible avec les applications qui nous intéressent, l'erreur maximale sur $T'1 - T2$ est inférieure à $0,1^\circ\text{C}$ dans le cas de la méthode de zéro vraie, et peut atteindre une limite de $0,5^\circ\text{C}$ dans le cas de la méthode de zéro approchée ($|\rho|^2 = 0,1$; $\Delta T = T'_1 - T_2 = 5^\circ\text{C}$; $\tau_M = 0,9$). Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement [10-11].

Notons aussi que c'est ce principe de mesure par méthode de zéro qui est utilisé, pour la réalisation des appareils industriels destinés soit au diagnostic, soit au contrôle de l'hyperthermie thérapeutique par radiométrie (HYLCAR), par la Société ODAM [12].

Remarquons enfin que ultérieurement Ludeke et al [13] ont proposé une variante de cette méthode destinée à automatiser la mesure par asservissement de la source de bruit auxiliaire au signal de sortie.

I.8.2. Radiomètre intégré monolithique

L'intégration monolithique d'un radiomètre microonde du type présenté figure I.8 a été envisagée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs à partir de 1984 [9] pour diminuer l'encombrement et réduire le coût du dispositif d'une part, et d'autre part pour accroître la rapidité de

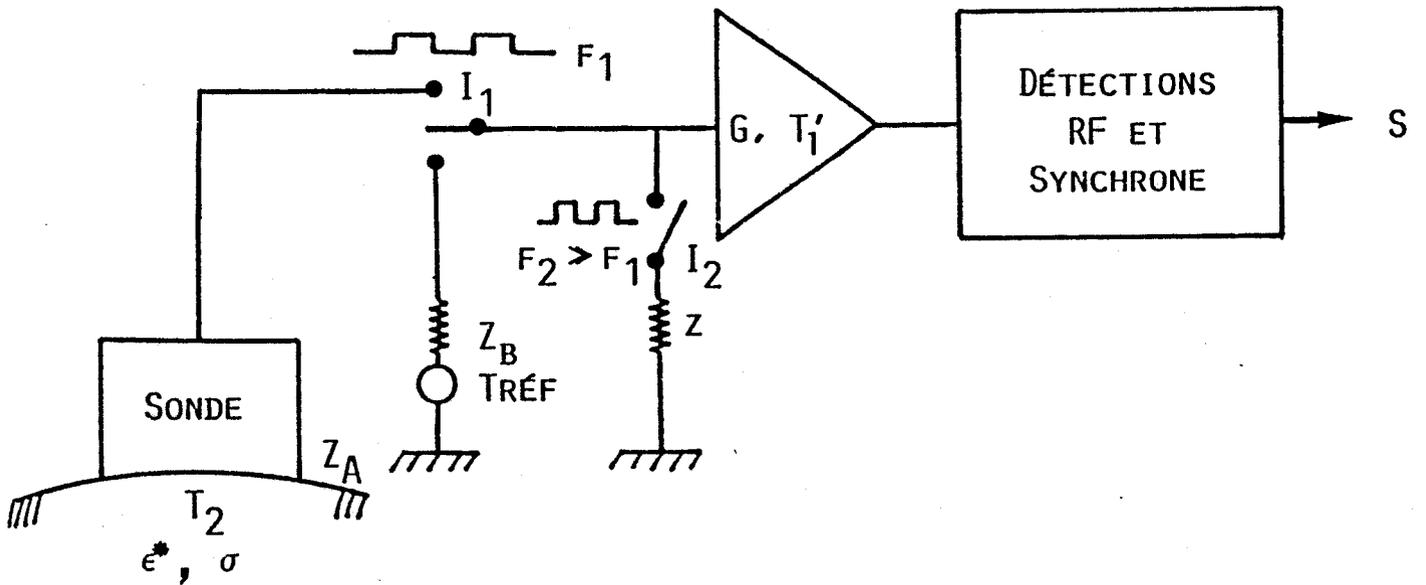


Figure I.9: Schéma de principe du radiomètre destiné à l'intégration monolithique AsGa.

l'acquisition des mesures. Les impératifs de miniaturisation conduisent à une suppression du circulateur à cause de son encombrement important. Cette nécessité a été à la base d'une méthode de mesure proposée par CONSTANT et al [9] ; Son principe et les premiers essais de réalisation technologique ont été décrits en détail par ailleurs [8-14]. Rappelons ici les éléments essentiels de ce travail. On repart du schéma de la figure I.6, appliqué à la thermométrie d'un matériau (sonde non adaptée d'impédance Z_A). On utilise et on prend en compte le bruit d'entrée de l'amplificateur (température T_1).

Le schéma de principe, figure I.9, montre que deux interrupteurs sont commandés avec des horloges de fréquences différentes. En ajustant l'impédance Z_B de la source de bruit de référence à une fréquence $f_2 \gg f_1$ on réalise d'abord l'égalité $Z_B = Z_A$ afin d'éliminer les effets indésirables du coefficient de réflexion et de la température de bruit d'entrée de l'amplificateur. Ensuite, on modifie la température T_{ref} de la source de bruit de telle sorte à annuler le signal de sortie, d'où l'identité entre les températures T_2 et T_{ref} . Technologiquement les deux interrupteurs ou modulateurs sont réalisés par des FET AsGa ; la source de bruit a été décrite au paragraphe I.7.

En résumé, le radiomètre microonde intégré fonctionne suivant le principe d'un double asservissement ; l'état d'équilibre est caractérisé par la double égalité $Z_B = Z_A$ et $T_2 = T_{ref}$, d'où la détermination de la température du matériau sous investigation, quelque soit le coefficient de réflexion, par lecture de T_{ref} .

I.9 RADIOMETRE MULTISONDE (TMO Multisonde) ET IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE (ITMO)

Rappelons d'abord que le premier système d'imagerie microonde que nous avons réalisé au début des années 1980 (1ère Partie, Chapitre II) a fait l'objet, après une évaluation clinique préliminaire, d'un transfert de technologie vers la Société ODAM [12]. Rappelons par ailleurs que ce dispositif comporte une seule sonde déplacée manuellement à l'aide d'un bras articulé à la manière d'une sonde échographique.

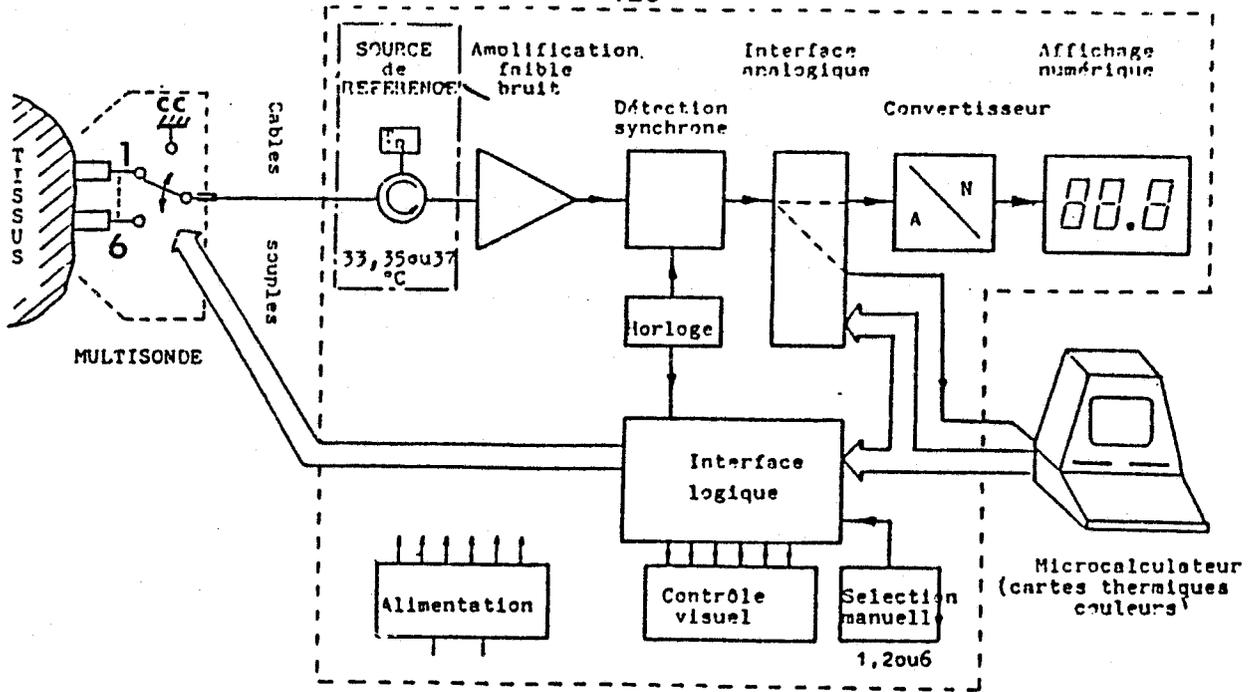


Figure 1.10 : Synoptique du système d'Imagerie Thermique Microonde (ITMO).

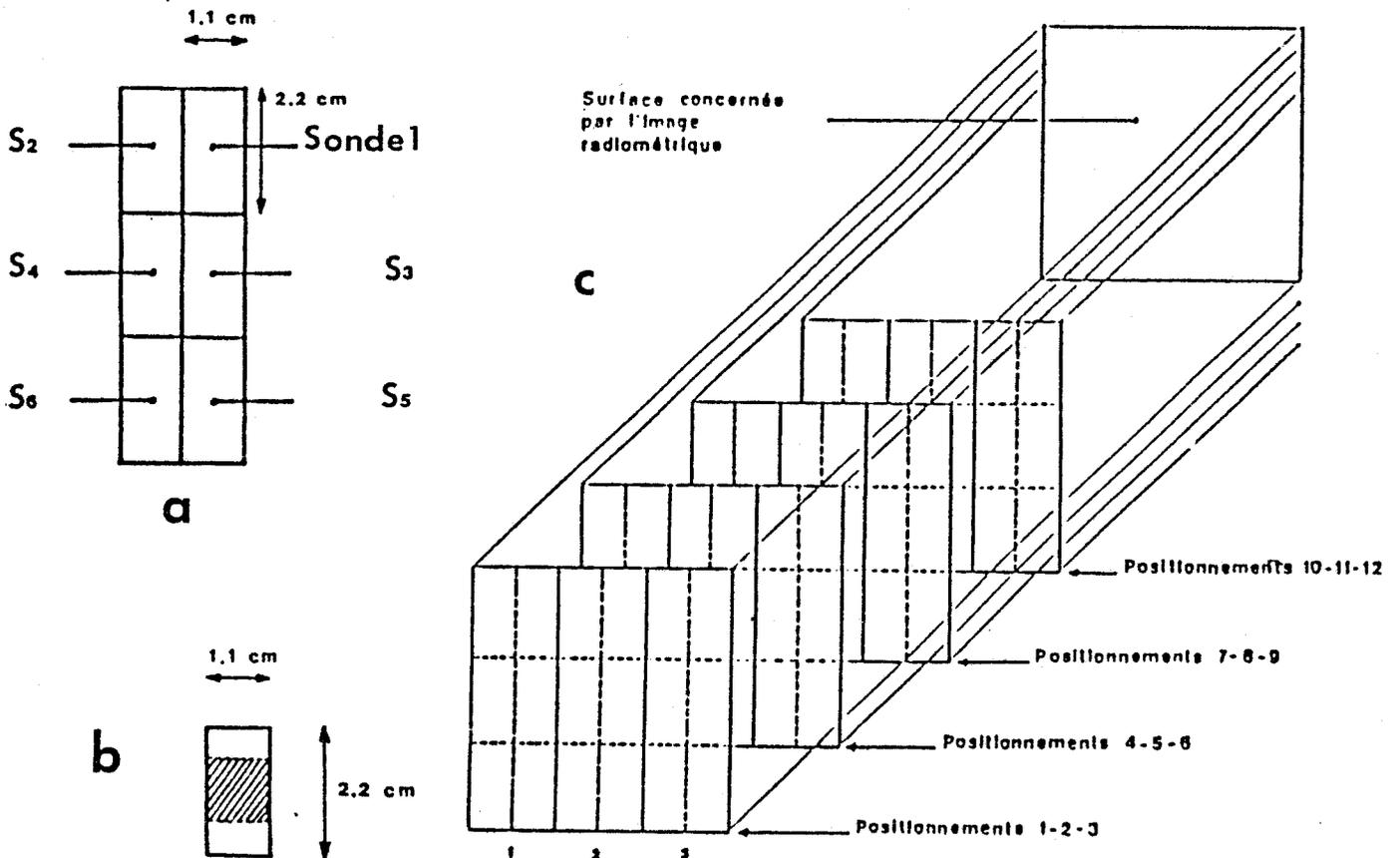


Figure 1.11 : Principe de la méthode de recouvrement en ITMO.
a : Géométrie et dimensions de la multisonde.
b : Zone de sensibilité d'une sonde (surface hachurée)
c : Mode de positionnement de la Multisonde pour réaliser une image à 144 points.

L'intérêt suscité par ce type de dispositif, en particulier dans le domaine du diagnostic thermologique, nous a conduit à améliorer les performances de celui-ci (facilité des mesures et finesse des images).

Une imagerie haute résolution nécessite la synthèse d'images thermiques basées sur le traitement d'un nombre relativement élevé de mesures radiométriques obtenues en différents points d'une surface cutanée soumise à l'investigation (environ 100 mesures pour une surface inférieure au décimètre carré).

Pour faciliter les mesures, des systèmes TMO multisonde (TMOM) (fréquences 1.5 et 3 GHz) ont été réalisés, dans lesquels la multisonde, constituée de six sondes élémentaires contiguës (d'ouverture 2.2 cm x 1.1 cm), est reliée à un récepteur par l'intermédiaire d'un commutateur multivoie selon le principe décrit au paragraphe I.8 (figure I.10) [15-16].

Un microordinateur gère la commutation des sondes, réalise l'acquisition des mesures et la synthèse des images. Il sert également à l'exploitation de la méthode d'inversion de signaux radiométriques décrite dans le chapitre III de la troisième partie.

L'acquisition radiométrique des mesures est réalisée à partir de différents positionnements de la multisonde. Le procédé retenu, pour une surface de l'ordre de 7 cm x 7 cm (figure I.11) est basé sur un recouvrement des surfaces couvertes par les sondes élémentaires et la connaissance de leur diagramme de sensibilité (problème traité au chapitre I de la troisième partie).

La synthèse de l'image est basée sur ces données, et sur leur interprétation [17]. On peut ainsi traiter 72 ou 144 points de mesure ; ce dernier cas correspond à l'acquisition d'une mesure radiométrique tous les 5 mm.

Notons ici l'importance de l'intégration monolithique du radiomètre, qui permettra une réduction sensible du temps d'acquisition des mesures. En effet, si l'on considère le dispositif d'ITMO schématisé sur la figure I.10 une acquisition simultanée de six mesures pourra être réalisée par l'association de six radiomètres intégrés aux six sondes élémentaires qui constituent la multisonde.

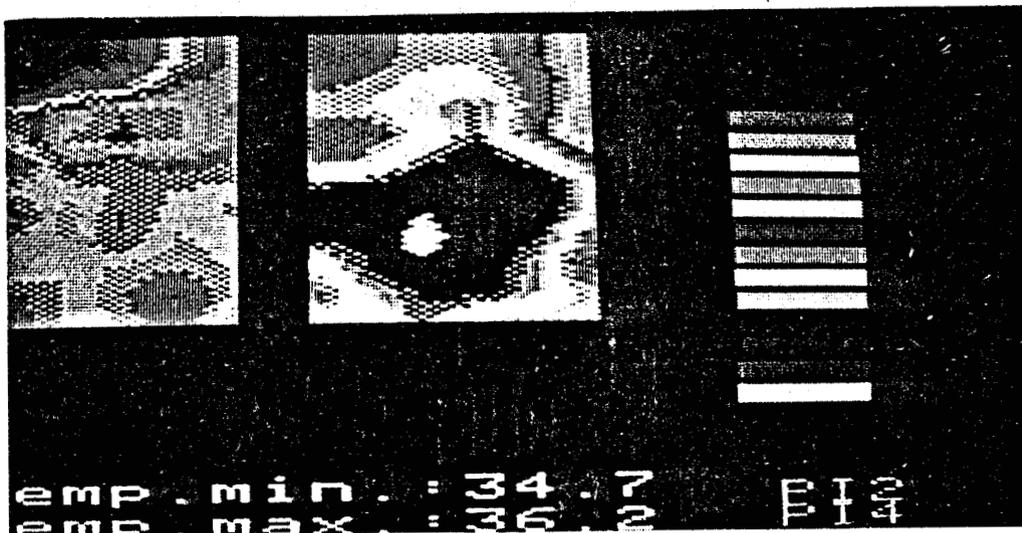


Figure I.12 : Images Radiométriques (ITMO) relevées sur la cuisse d'un porc soumise à une irradiation ionisante : l'image de gauche de teinte relativement uniforme, relevée sur la cuisse non irradiée, sert de référence (CEA Jouy en Josas, Dr. DABURON).



Figure I.13 : Images radiométriques (ITMO) relevées sur patiente (Pathologie du sein). L'image de gauche, relevée sur le sein non pathologique, sert de référence. (Centre Oscar Lambret, Prof. GIAUX et al).

Cette technique d'imagerie microonde passive a d'abord été exploitée au CEA (Dr. DABURON, Laboratoire de Radiobiologie) [17-18] pour le suivi d'inflammations consécutives à une irradiation ionisante intense (figure I.12).

Depuis trois ans l'ITMO est utilisée pour la définition d'une méthode de diagnostic de tumeurs du sein non palpables [17-19] au Centre Oscar Lambret de Lille (Prof. GIAUX, Dr. DELANNOY, Dr. DELVALLEE).

I.10. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons essayé de faire la synthèse des différents problèmes rencontrés lors de la conception des radiomètres utilisés en GBM et de leurs solutions. Actuellement, outre les dispositifs industriels de la Société ODAM, le système le plus utilisé en milieu clinique est le TMO multisonde qui sert pour l'imagerie médicale (ITMO).

Ce système peut être perfectionné dans le but :

- de réduire le temps d'acquisition des mesures radiométriques (par exemple en associant la multisonde à six radiomètres travaillant en temps réel) ;

- de faciliter les opérations de positionnement (par exemple par la mise en oeuvre d'un robot) [20].

Le développement récent de la technologie hybride et surtout intégrée monolithique [8-14-21] doit permettre non seulement l'amélioration des performances des radiomètres actuellement réalisés à partir de composants discrets mais aussi de réduire les coûts et favoriser les applications médicales (diagnostic, contrôle d'hyperthermie, etc...) avec des retombées dans le domaine grand public.

$$-124- S(\tau) = \langle v_1(t) \cdot v_2^*(t+\tau) \rangle$$

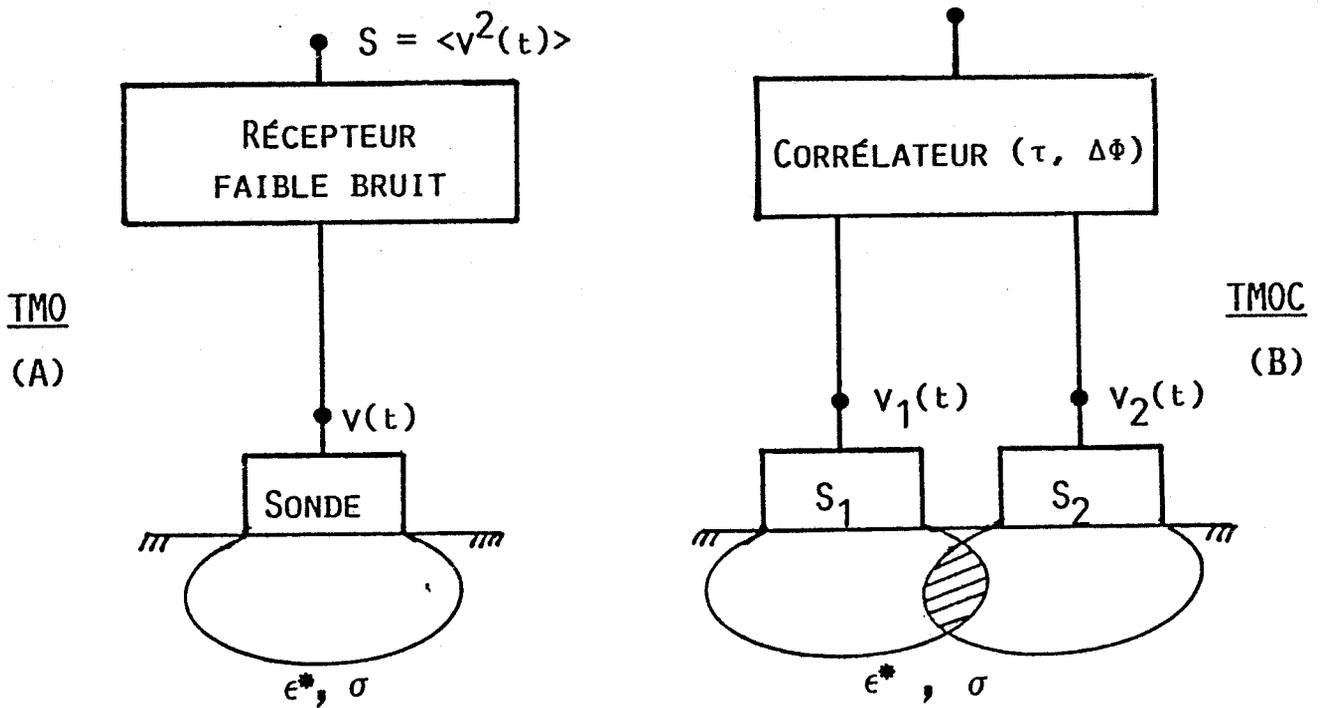


Figure II.1 : Comparaison des principes de fonctionnement de la TMO et de la TMOC.

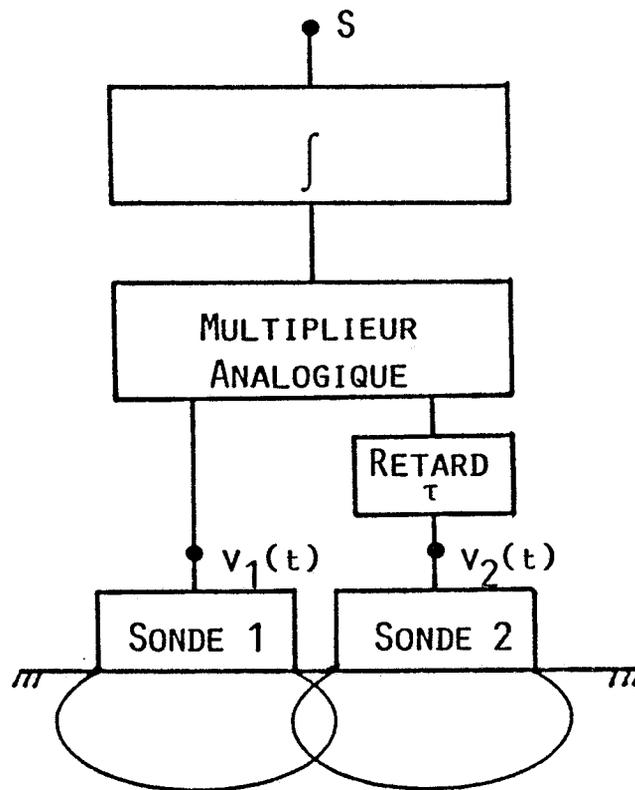


Figure II.2 : Schéma de principe de la TMOC utilisant un multiplieur Analogique.

CHAPITRE II

RADIOMÈTRES À CORRÉLATION OU TMO PAR CORRÉLATION

II.1. AVANT PROPOS

Après présentation du principe, les bases physiques du procédé font appel à la vérification et aux conséquences du 2e principe de la thermodynamique. Par ailleurs, nous utiliserons aussi des résultats et méthodes expliqués au chapitre précédent.

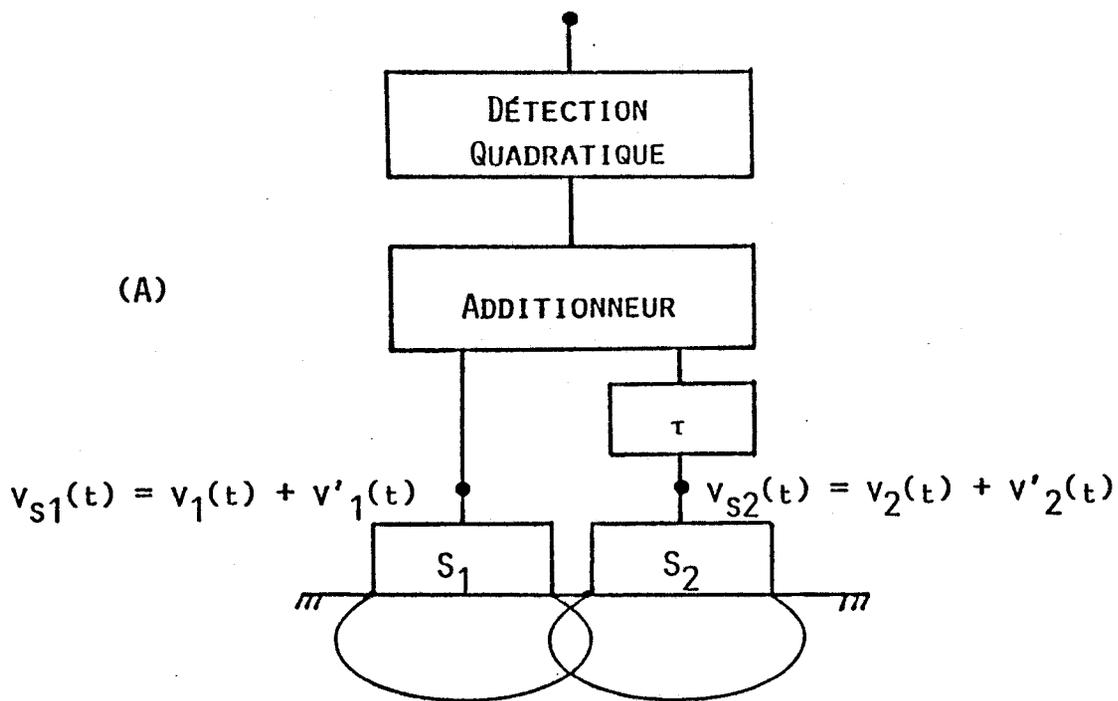
II.2 PRINCIPE DE LA TMOC

Alors que en TMO on mesure la puissance de bruit captée par une seule sonde, en TMOC on effectue le produit de corrélation des signaux de bruit captés par deux sondes (Fig. II.1).

Ainsi dans le cas de la TMOC et en première approximation, l'information concerne le bruit émis par la partie commune aux volumes de couplage des deux sondes ; par ailleurs une variation du temps de retard τ modifie les caractéristiques du rayonnement (et de réception) de l'antenne synthétique constituée par les deux sondes associées au corrélateur.

Expliciter la figure II.1.B conduit à envisager la mise en oeuvre d'une ligne à retard, d'un multiplieur analogique et d'un récepteur faible bruit (du type décrit en I.3 et I.4) (Fig. II.2).

$$S_1 = K[v_1^2 + v_2^2 + 2v_1 v_2 \cos(\varphi + 2\pi f \tau) + v'_1{}^2 + v'_2{}^2]$$



$$S_2 = K[v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cos(\varphi + 2\pi f \tau) + v'_1{}^2 + v'_2{}^2]$$

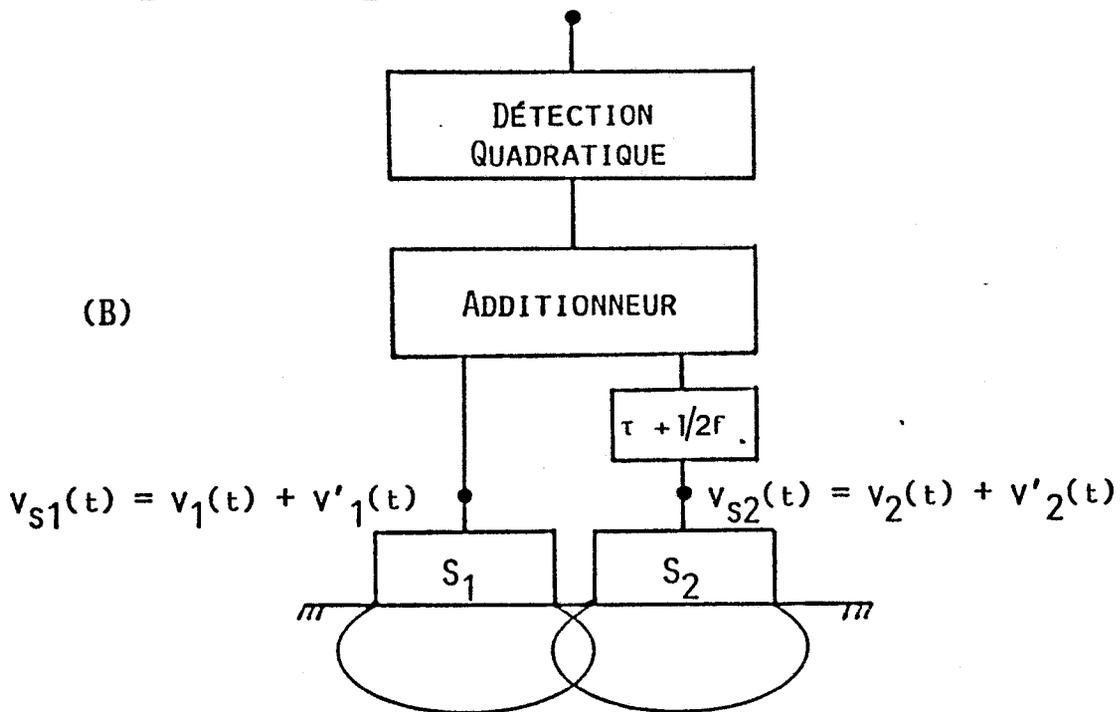


Figure II.3 : Les deux états de l'interféromètre à commutation de phase réalisant le système TMOC (on raisonne sur la composante spectrale de $v_1(t)$ et $v_2(t)$ à la fréquence f).
 $v_1(t)$ et $v_2(t)$ signaux corrélés
 $v'_1(t)$ et $v'_2(t)$ signaux non corrélés.

Cette solution n'est actuellement pas viable, il n'existe pas de multiplieur analogique faible bruit travaillant à faible signal comme cela est nécessaire ici.

La solution passe par la mise en oeuvre d'un interféromètre à commutation de phase [22 à 24]. Dans l'un des deux états du commutateur on ajoute une phase Π ou un temps de retard $1/2f$, dans l'un des bras du système (f est la fréquence de travail). On raisonne d'abord sur une bande passante réduite (1 Hz) autour de la fréquence f ; les résultats peuvent alors être généralisés à la bande passante totale du système. Ainsi le signal de sortie est la différence des signaux obtenus lors des deux états correspondant. La figure II.3, donne la structure du système lors des deux états. Dans chacun de ces états, les sondes captent des signaux dont une partie provient de la partie commune de leurs volumes de couplage (signaux corrélés $v_1(t)$ et $v_2(t)$ que l'on écrira $v_1 \exp(j\omega t)$ et $v_2 \exp(j\omega t + \Phi)$ une autre partie provenant d'autres volumes (signaux non corrélés $v'_1(t)$ et $v'_2(t)$). Ainsi, l'interféromètre à commutation de phase élimine :

- Les signaux provenant de volumes de couplage non communs aux deux sondes ;

- les termes quadratiques provenant du volume commun aux deux sondes.

Le système effectue bien le produit de corrélation des signaux qui lui sont appliqués, et donne en sortie un signal proportionnel à

$$V_1 V_2 \cos(\Phi + 2\Pi f \tau)$$

avec V_1 et V_2 les amplitudes, et Φ le déphasage relatif des signaux corrélés.

Rappelons que ce résultat doit être étendu à la bande passante du dispositif pour accéder au signal total.

Le fonctionnement du dispositif à l'état isotherme peut être analysé en terme d'équilibre des transferts radiatifs, en accord avec le 2e Principe de la thermodynamique. On devra ici considérer séparément les deux configurations de l'interféromètre. Ainsi, dans le cas de la figure

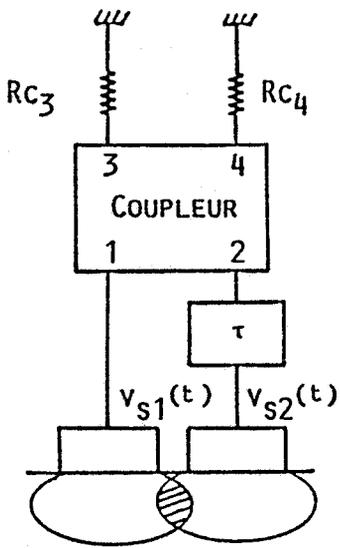


Figure II.4 : Constitution du TMO dans l'un des états du système.

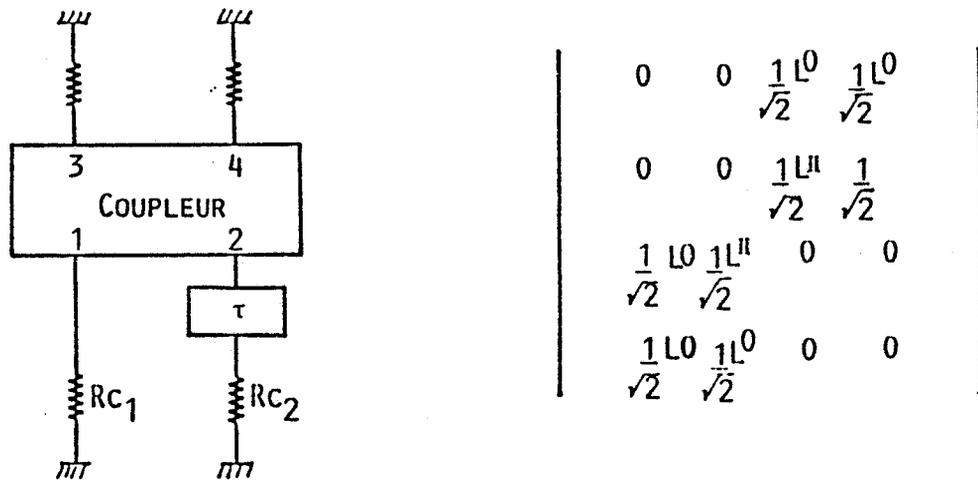


Figure II.5 : Schéma équivalent au dispositif de la figure II.4 en absence de couplage entre les sondes et matrice S du coupleur.

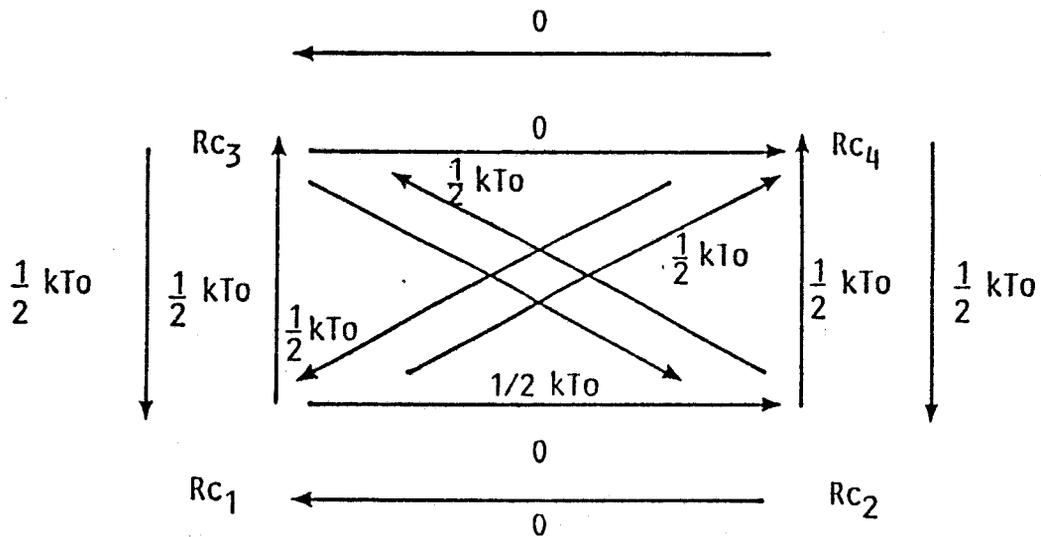


Figure II.6 : Bilan des transferts radiatifs dans le système de la figure II.5 à l'équilibre thermodynamique (Notons que ce résultat est indépendant du temps de retard τ).

II.3.A., il convient de noter que l'additionneur est constitué par un coupleur connecté à deux charges adaptées dont l'une constitue le récepteur et dont l'autre ne figure pas explicitement sur la figure II.3.A. Or, nos raisonnements ne doivent négliger aucun des éléments absorbants présents dans le circuit, ce qui conduit au schéma de la figure II.4.

II.3. CARACTERISTIQUES DE LA TMOC EN TERMES DES CONSEQUENCES DU 2e PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

Ces raisonnements, rappelés dans la 1ère partie (chapitre I) dans le cas de la TMO sont à notre connaissance beaucoup moins classiques pour les radiomètres à corrélation, notamment fonctionnant en champ proche. Nous considérons ici différentes situations dont nous tirons les conclusions qui concernent les signaux de sortie.

II.3.1. Système connecté à deux charges adaptées

La figure II.5 est une simplification de la figure II.4 en absence de partie commune entre les volumes de couplage des sondes.

Considérant le système isotherme, nous allons vérifier que le bilan des transferts radiatifs entre les différents éléments résistifs est en équilibre et en tirer des conclusions sur le fonctionnement de l'interféromètre à commutation de phase. A chaque résistance R_{ci} est associé un générateur de bruit $v_i(t)$ de tension efficace en circuit ouvert $\sqrt{KTR_{ci}}$ (1 Hz de bande passante) ; les générateurs sont décorrélés entre eux. Un calcul simple conduit au résultat recherché qui est résumé figure II.6. Ce résultat ne dépend en aucune façon du temps de retard τ . Ainsi hors de l'équilibre thermodynamique, R_{c1} et R_{c2} étant à la même température, R_{c3} et R_{c4} reçoivent le même signal lors des deux états de commutation ; le signal TMOC est donc nul.

II.3.2. Système connecté à deux sondes adaptées sans volume de couplage commun

Dans les conditions définies au paragraphe précédent la sonde

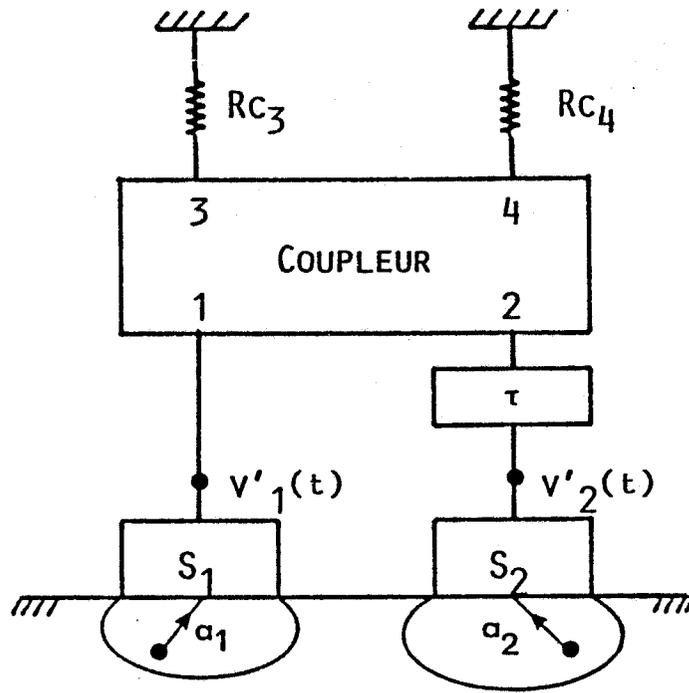


Figure II.7 : Schéma considéré pour établir le bilan des transferts radiatifs dans le cas de sondes adaptées sans volume de couplage commun.

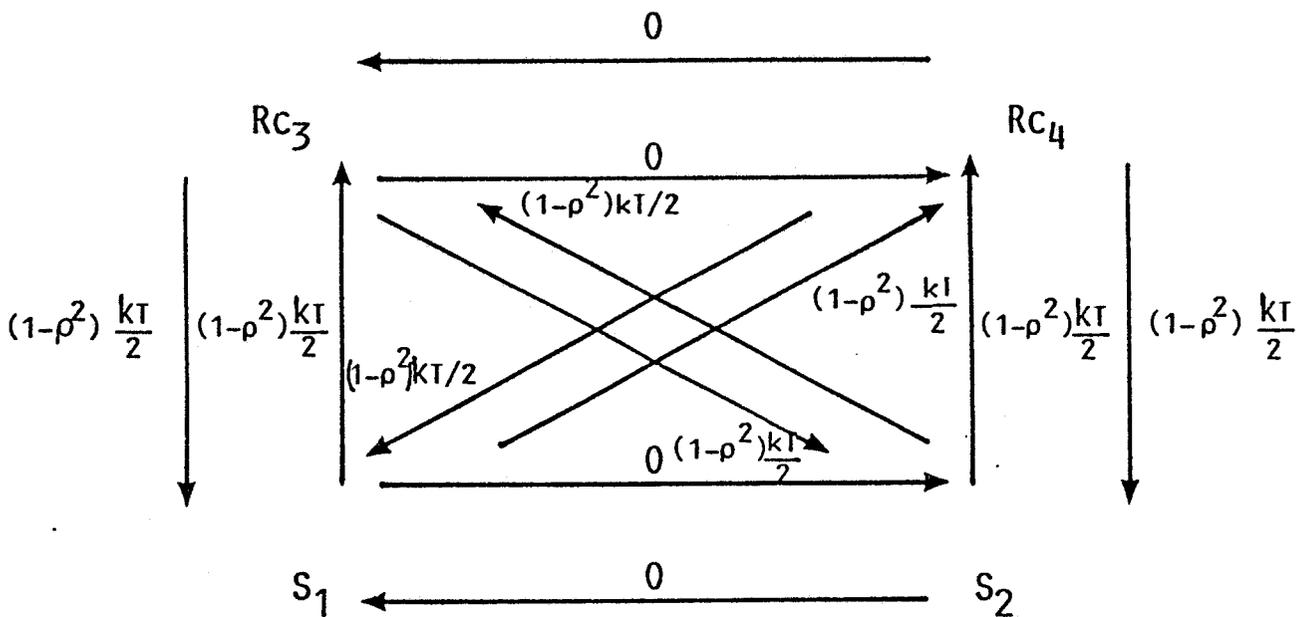


Figure II.8 : Bilan des transferts radiatifs (système isotherme) dans le cas du système de la figure II.7 avec des sondes non adaptées (coefficient de réflexion ρ).

S_1 supposée adaptée (Fig. II.7) envoie vers le circuit un signal de bruit qui, pour 1 Hz de bande passante autour de la fréquence f , transporte la même puissance qu'un signal sinusoïdal d'amplitude V_{\max} .

Conservant la notation utilisée par ailleurs (relation I.12 à I.20 1ère partie, Chapitre I), en termes de paramètres de couplage, chaque sonde reçoit une tension proportionnelle à $\sum a_i(f)$ soit une puissance qui s'exprime comme suit, à une constante près :

$$\sum_i a_i^2(f)T = \sum_i C_i'(f)T = kT = \frac{V_{\max}^2}{2RC} \quad (\text{II.9})$$

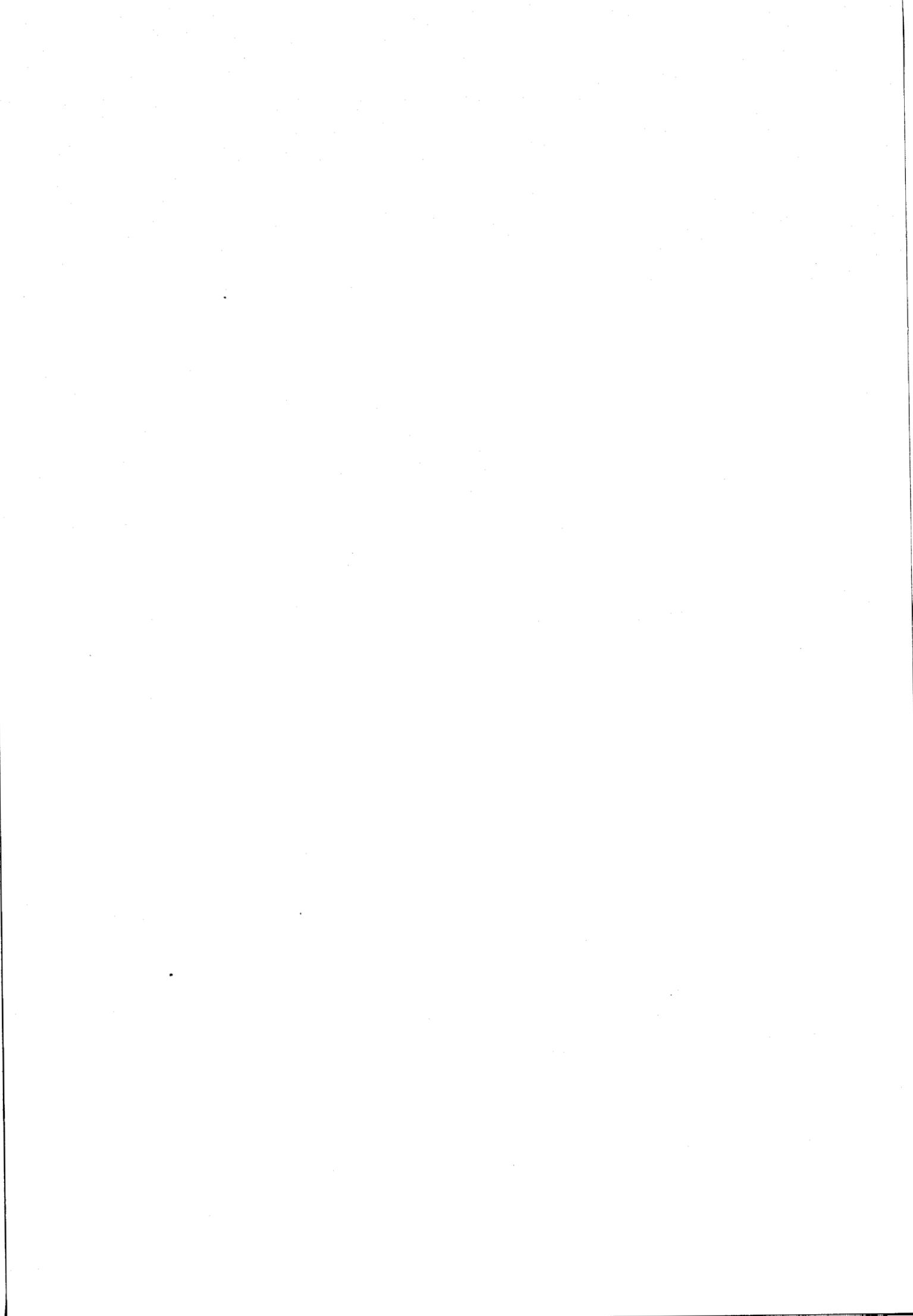
On voit immédiatement que le bilan des transferts radiatifs est identique à celui représenté figure II.6, en remarquant que R_{c1} et R_{c2} sont remplacées par les deux sondes S_1 et S_2 sans volume de couplage commun. Rappelons que la charge R_{c3} est en fait un récepteur quadratique adapté. Comme le bilan de la figure II.6 est indépendant du temps de retard τ on ne détecte aucun signal lors de la commutation de phase.

II.3.3. Système connecté à deux sondes non adaptées et sans volume de couplage commun

Dans ce cas de figure il existe un coefficient de réflexion ρ à l'interface sondes-matériau. En reprenant le raisonnement précédent, on aboutit au diagramme de la figure II.8 donnant le nouveau bilan des transferts radiatifs du système isotherme. Comme le récepteur (charge R_{c4}) émet une puissance identique à celle qu'elle reçoit des sondes S_1 et S_2 on ne détecte en sortie, là encore, aucun signal lors de la commutation de phase. Remarquons que ce résultat est encore valable même s'il existe une différence entre les coefficients de réflexions aux interfaces constitués par les deux sondes et le matériau.

II.3.4. Système connecté à deux sondes adaptées dont les volumes de couplage ont une partie commune

Considérant à nouveau les signaux de bruit échangés par les



différents éléments dissipatifs du système (Figure II.9), on voit que la tension reçue par Rc4 exprimée en termes de paramètre de couplage est proportionnelle à :

$$\sum a_1 + \sum a_2 + \sum a_{11} + \sum a_{12} \quad (\text{II.10})$$

ce qui conduit à une puissance cédée à Rc4 par le matériau proportionnelle à :

$$1/2 \left[\sum |A_1|^2 + \sum |A_2|^2 + \sum |A_{11}|^2 + \sum |A_{12}|^2 + 2 \sum |A_{11} \cdot A_{12}| \cos(\Phi_{11} - \Phi_{12} + 2\pi f\tau) \right] \quad (\text{II.11})$$

De même la puissance cédée à Rc3 s'écrit :

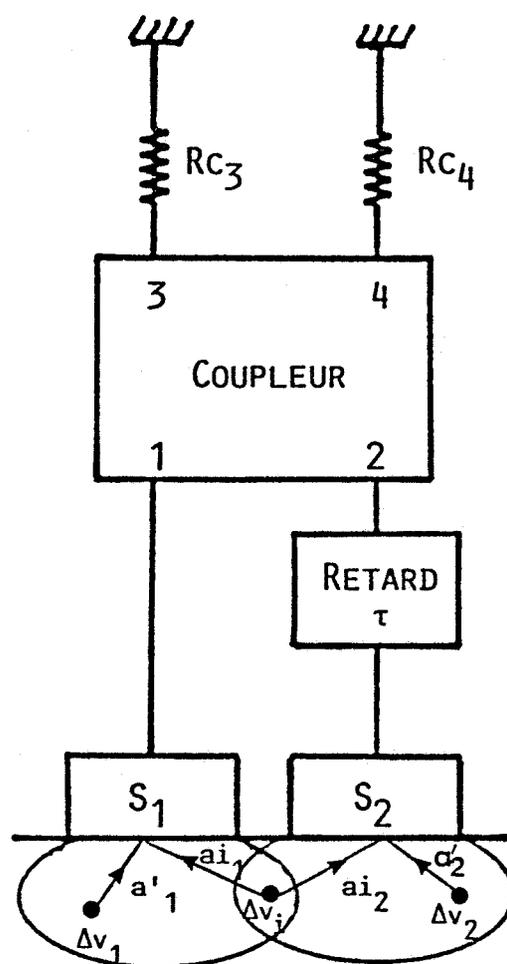
$$1/2 \left[\sum |A_1|^2 + \sum |A_2|^2 + \sum |A_{11}|^2 + \sum |A_{12}|^2 - 2 \sum |A_{11} \cdot A_{12}| \cos(\Phi_{11} - \Phi_{12} + 2\pi f\tau) \right] \quad (\text{II.12})$$

En nous référant aux résultats du paragraphe II.2.2. et du bilan présenté Fig. II.6, on a :

$$\sum |a_1|^2 + \sum |a_2|^2 + \sum |a_{11}|^2 + \sum |a_{12}|^2 = 2kT \quad (\text{II.13})$$

Ainsi, les puissances reçues respectivement par les deux sondes sont égales à kT (relation II.9), il en résulte que :

$$\sum_i |A_{11} \cdot A_{12}| \cos(\Phi_{11} - \Phi_{12} + 2\pi f\tau) = 0 \quad (\text{II.14})$$



$$a'_1 = A'_1 L^{\Phi_1}$$

$$a'_2 = A'_2 L^{\Phi_2}$$

$$a_{i1} = A_{i1} L^{\Phi_{i1}}$$

$$a_{i2} = A_{i2} L^{\Phi_{i2}}$$

Figure II.9 : Schéma considéré pour établir le bilan des transferts radiatifs (sondes ayant un volume de couplage commun).

Par conséquent, le signal reçu par le récepteur Rc4, dans le cas d'un matériau isotherme est nul. On aboutit au même résultat lorsqu'on réalise la commutation de phase.

On démontre ici, en adoptant un raisonnement thermodynamique une propriété importante des radiomètres à corrélation : un matériau à température uniforme produit un signal de sortie nul. Notons que cette propriété est bien connue, en particulier des radioastronomes [25-26]. Les radiotélescopes à corrélation ne sont principalement utilisés que pour l'observation de sources de rayonnement localisées, grâce à leur excellente résolution spatiale, et pour l'étude de leur déplacement [22].

Revenons maintenant à notre problème de radiométrie en champ proche. On détecte un signal en sortie, lorsqu'il existe un gradient de température dans la partie commune aux volumes de couplage des deux sondes (Figure II.9). L'intensité de ce signal est proportionnelle à :

$$\sum_i |A_{1i} \cdot A_{2i}| \cos(\Phi_{1i} - \Phi_{2i} + 2\pi f\tau) T_i \quad (\text{II.14})_b$$

T_i exprimant la répartition de température aux différents points i (ou volumes ΔV_i).

Notons que si le volume de matériau dissipatif soumis à l'investigation du système TMOC est constitué d'un milieu à température uniforme T dans lequel certains volumes V_j sont à des températures différentes $T + \Delta T_j$, le signal mesuré correspond à une sommation effectuée uniquement sur ces volumes, soit :

$$\sum_j |A_{1j} \cdot A_{2j}| \cos(\Phi_{1j} - \Phi_{2j} + 2\pi f\tau) \Delta T_j \quad (\text{II.15})$$

Ce résultat sera utilisé dans la 3e partie de notre mémoire notamment au paragraphe II.3.

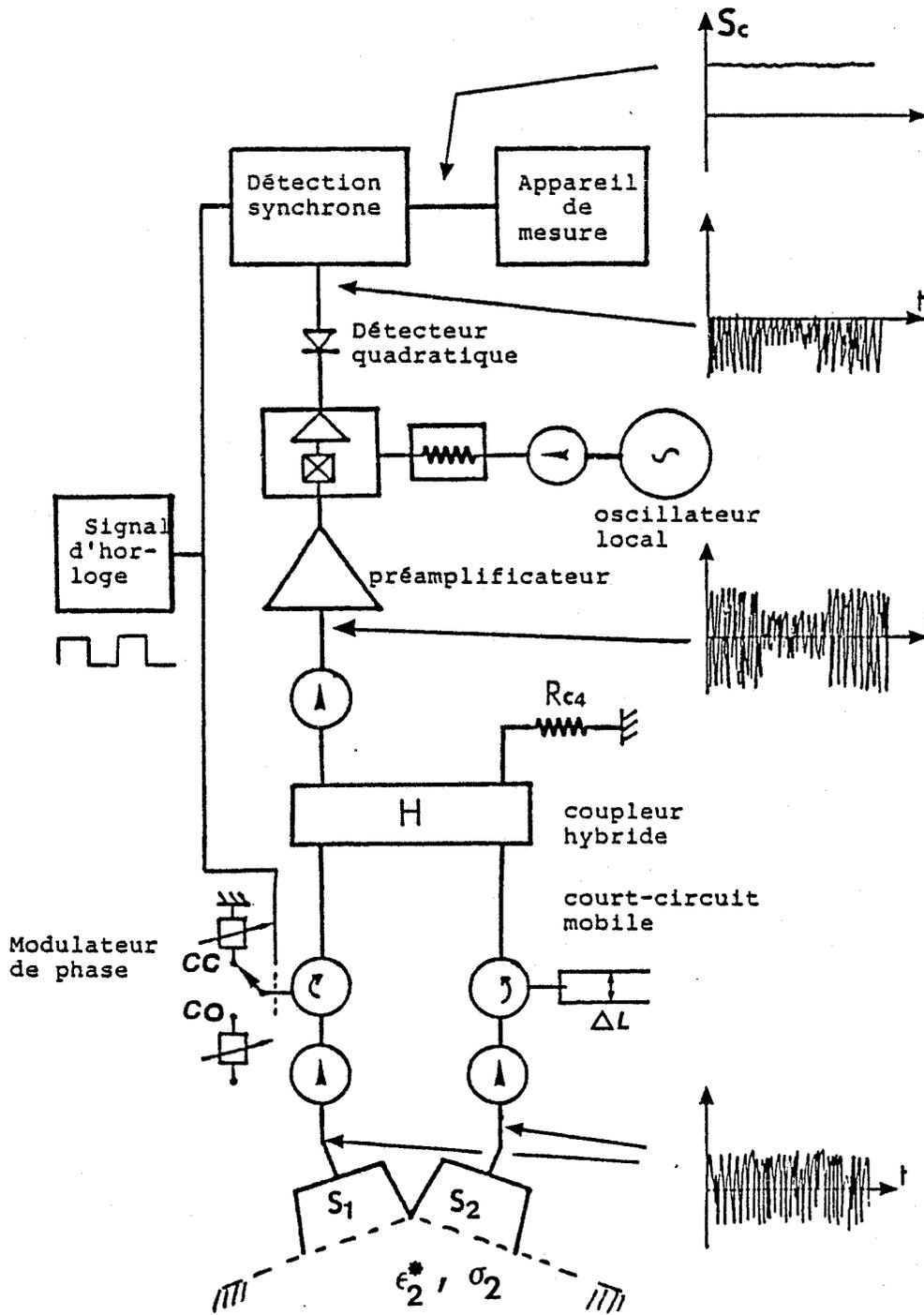


Figure II.10.a : Synoptique d'un dispositif TMOC à amplification Heterodyne.

Ainsi la TMOC apparaît particulièrement bien adaptée pour la détection de points chauds, ou d'autres types de gradients de température d'autant plus que l'action sur le temps de retard τ est un paramètre de contrôle très important. Nous reviendrons sur l'illustration de cette propriété dans la troisième partie de ce mémoire, notamment lors du calcul des signaux radiométriques et des vérifications expérimentales.

II.4. CONSTITUTION DES DISPOSITIFS TMOC - NOTION DE SENSIBILITE.

Partant d'un schéma de base tel celui de la figure II.7 dans lequel on introduit une commutation de phase on aboutit à celui de la figure II.10.a

La commutation de phase est généralement assurée par réflexion du signal dans l'un des bras de l'interféromètre, soit sur un court circuit, soit sur un circuit ouvert. Le signal de commutation commande également une détection synchrone.

La ligne à retard est généralement réalisée par une ligne court circuitée de longueur ajustable (par l'intermédiaire d'un moteur pas à pas) travaillant en réflexion.

Des isolateurs évitent une éventuelle réflexion du bruit des amplificateurs sur des interfaces sondes-milieu dissipatif.

La notion de sensibilité, en terme d'écart minimal de température décelable ne peut se définir comme au paragraphe I.3 puisque le procédé est insensible à la température du milieu lorsque celle-ci est uniforme. La sensibilité n'a de sens qu'en présence d'un gradient de température.

Comme en T.M.O. et en présence d'une telle situation, la sensibilité dépend de la géométrie et la position de l'objet thermogène sous investigation. Ainsi en TMOC dans le cas d'un "point chaud" l'écart minimal de température décelable est optimal si l'ajustement du temps de retard permet aux deux contributions d'arriver en phase sur les deux sondes.

Dans ces conditions, la sensibilité varie évidemment comme le terme établi au §I.4. (relation II.6) [27] c'est-à-dire proportionnellement à :

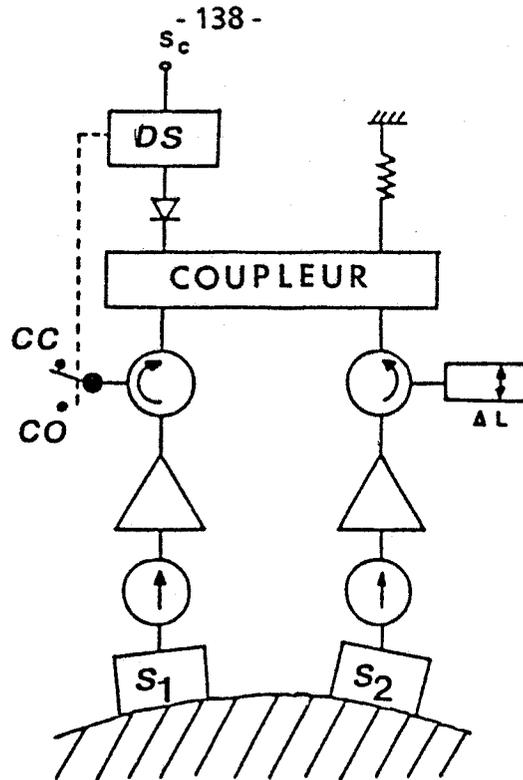


Figure II.10.b : Synoptique d'un dispositif TMOE à amplification instantanée.

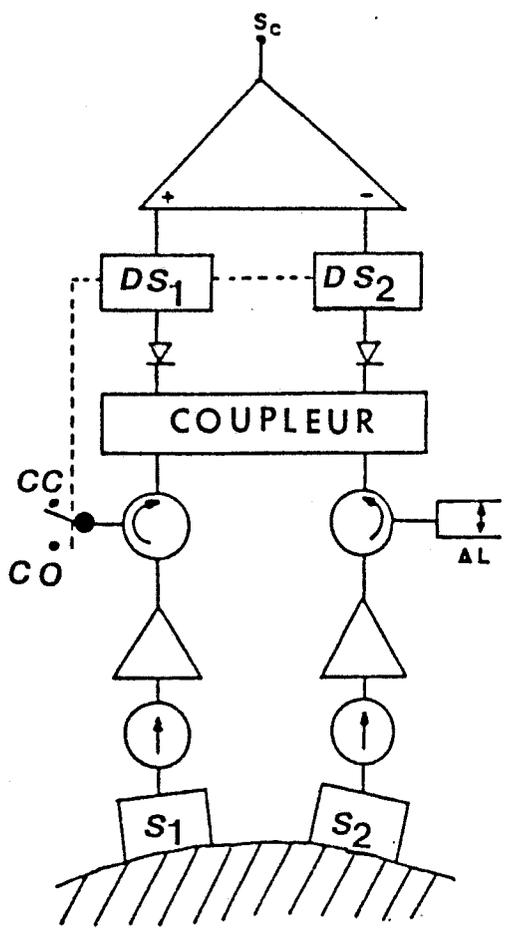


Figure II.10.c : Dispositif TMOE à deux détections synchrone conduisant à une amélioration des performances de la TMOE.

$$\frac{T+T_R}{\sqrt{B \cdot \tau_L}} \quad (\text{II.16})$$

avec T , la température d'antenne ;
 T_R , la température de bruit du récepteur ;
 B , la bande passante ;
 τ_L , la constanté de temps de la détection synchrone.

Par conséquent, on a intérêt à soigner le facteur de bruit du récepteur, donc à minimiser sa température de bruit (relation II.4). Une amélioration du dispositif de la figure II.10.a. consiste à introduire deux préamplificateurs faible bruit ($F = 2$ dB, $G = 50$ dB) en amont des sondes afin de minimiser les pertes en ligne qui dégradent le facteur de bruit (Figure II.10.b.).

Notons, comme déjà vu au §1.5, que le choix d'une fréquence d'horloge relativement élevée permet de s'affranchir des fluctuations du gain des amplificateurs (en $1/f$).

Par ailleurs, on peut doubler le signal de sortie en traitant les deux signaux de sortie du coupleur par deux détecteurs quadratiques suivis de deux détections synchrones séparées (Figure II.10.c). Notons enfin que des isolateurs supplémentaires peuvent être nécessaires en aval du coupleur pour améliorer le découplage entre les deux voies du corrélateur.

La caractérisation de ces dispositifs a été décrite en détail par ailleurs [23-24-28] ; Nous rappelons ici les performances essentielles de ces dispositifs :

- * Fréquence moyenne = 3 GHz
- * Bande passante RF = 1,5 GHz
- * Facteur de bruit = 2,5 dB
- * Sensibilité $\delta T'' = 0,1^\circ\text{C}$ ($\tau_L = 1\text{s}$) (figure II.16.b.).

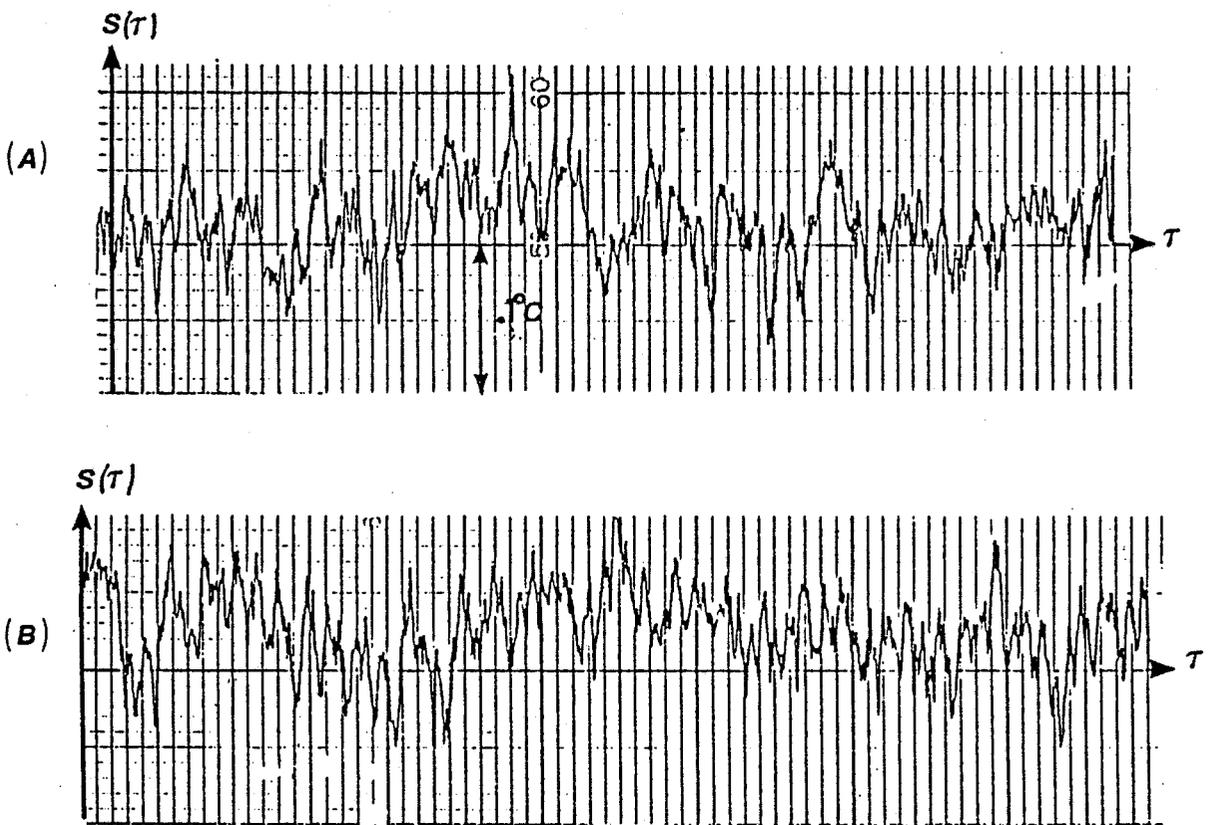
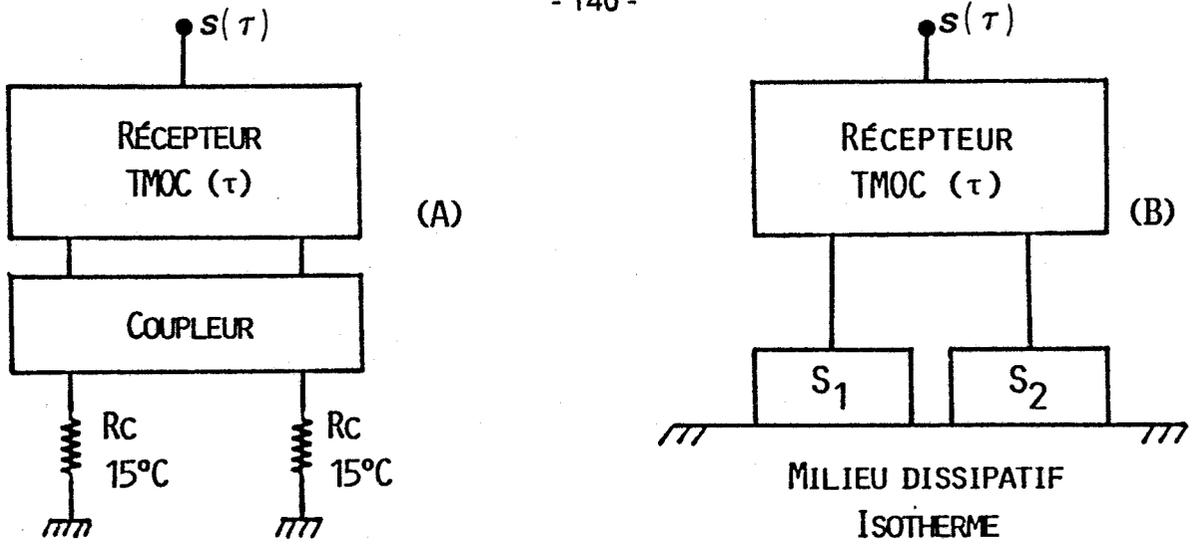


Figure II.11 : Vérifications du deuxième Principe de la Thermodynamique dans le cas des montages A et B pour $T = 15^\circ\text{C}$. Enregistrement du signal de sortie du TMOc $S(\tau)$ en fonction du temps de retard τ .

II.5. QUELQUES VERIFICATIONS EXPERIMENTALES DES CARACTERISTIQUES DE LA TMOC

Ces exemples pris parmi un grand nombre de mesures expérimentales* vérifient certaines conséquences du 2e principe de la thermodynamique et montrent la capacité du procédé à déceler la présence de gradients thermiques ; ils permettent aussi d'introduire la notion de sensibilité en TMOC [23-24-28-29].

Les enregistrements de la figure II.11 vérifient les prévisions du paragraphe II.2 puisque le signal de sortie est nul et ne dépend pas du temps de retard τ , lorsque le système TMOC est relié à des résistances ou à un milieu dissipatif isotherme.

La figure II.12 concerne les signaux reçus dans le cas du montage Fig. 11.b. où le milieu est porté successivement à deux températures ($\tau = 0$), pour différentes positions relatives des sondes : jointes selon leur petit côté (Fig. 12.a) ou leur grand côté (Fig. 12.b.).

On constate que les signaux sont sensiblement nuls. La figure II.13.a montre la capacité du procédé TMOC à déceler la présence d'un front de température. Un plan vertical, situé à une distance x_1 du plan de symétrie des sondes, délimite deux parties où le liquide (eau) est à deux températures différentes T_1 et T_2 . L'enregistrement est effectué en fonction de x_1 . Notons que, dans les situations limites pour lesquelles l'antenne synthétique est couplée à un milieu porté soit à T_1 , soit à T_2 , on retrouve des signaux sensiblement nuls, ce qui correspond à des situations du type de la figure II.12.

Ce type de résultat peut être présenté en terme de sensibilité : les signaux enregistrés figure II.13.b correspondant aux valeurs extrêmes de S (pour un $\Delta T = 1^\circ\text{C}$) permettent d'estimer l'écart minimal de température décelable pour une telle configuration.

* D'autres résultats expérimentaux, qui seront exposés en 3e partie, serviront à vérifier notre méthode de calcul des signaux radiométriques.

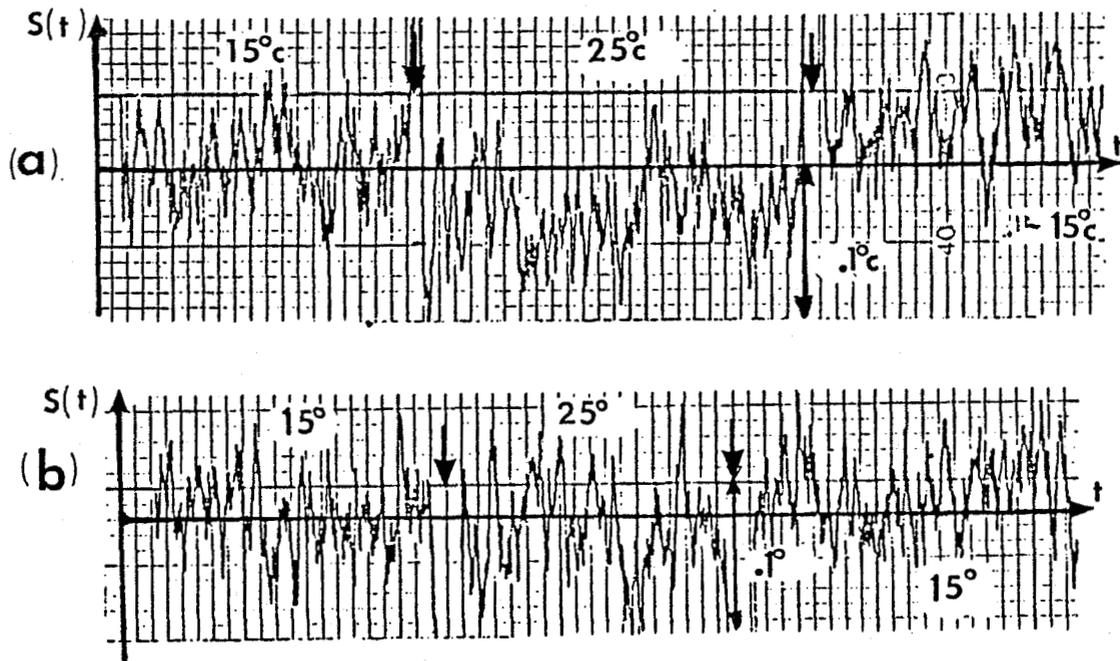


Figure II.12 : Vérification du 2e Principe de la Thermodynamique dans le cas du montage de la figure II.11(B) ; Enregistrement du signal de sortie du TMOc pour deux températures du milieu dissipatif ($\tau = 0$) : sondes jointes selon le petit côté (a) et le grand côté (b).

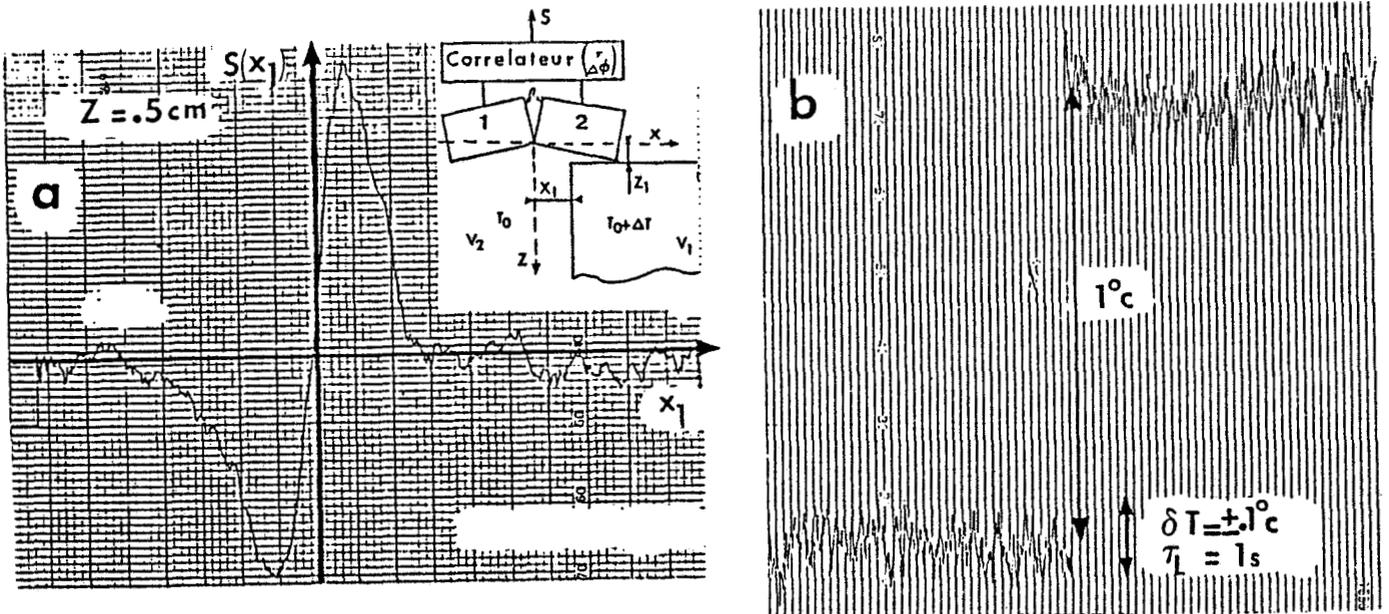


Figure II.13 : Signal de sortie du TMOc en fonction de la position latérale d'un front de température (a) et sensibilité du TMOc (b) (dispositif de la figure II.10.C) (sondes jointes selon leur petit côté, $\theta = 50^\circ$).

II.6. CONCLUSION

A notre connaissance nous avons été les premiers à concevoir et à réaliser des dispositifs TMOC fonctionnant en champ proche. La TMOC n'est sensible qu'aux gradients de température et présente une meilleure résolution spatiale que la TMO dans la détermination de ces gradients [23-29]. Plusieurs dispositifs ont été réalisés et caractérisés sur modèles. Ces travaux ont fait l'objet de plusieurs publications, dont nous rappellerons les résultats essentiels dans la troisième partie de ce mémoire.

Entre temps, trois autres équipes ont réalisées des dispositifs relativement voisins [30 à 32]. Néanmoins il ne semble pas que les études dans ce domaine aient actuellement exploité toutes les possibilités de la TMOC [33].

C O N C L U S I O N

Dans cette partie nous avons essayé de faire le point sur les techniques radiométriques sur lesquelles nous travaillons. Partant des principes de base, nous avons soulevé un à un la plupart des problèmes importants pour déboucher sur les systèmes réels, y compris les plus avancés existant actuellement.

Le début de la partie consacrée aux radiomètres à puissance totale et systèmes dérivés est nettement emprunté aux radiomètres de la radioastronomie, mais s'en différencie par la suite (méthode de zéro, radiomètres intégré et multisonde, imagerie radiométrique). Les radiomètres à corrélation ont -eux aussi- été d'abord créés pour la radioastronomie ; leur utilisation en champ proche bénéficie indiscutablement de ces études antérieures mais de nouveaux problèmes apparaissent ici. Notons l'importance fondamentale de la méthode du bilan des transferts radiatifs qui est -encore bien plus que pour les radiomètres à puissance totale- un recours indispensable pour la compréhension de phénomènes physiques souvent complexes.

Enfin, nous nous devons de mentionner le futur de ces techniques qui doivent

- bénéficier des progrès technologiques et d'une réduction de leur coût notamment par le développement des circuits intégrés monolithiques AsGa ; notons déjà une réduction notable du coût des récepteurs dans les bandes de fréquences affectées à la TV par satellite ;

- s'orienter vers des systèmes à récepteurs multiples, et fonctionnant à plusieurs fréquences dans le but d'enrichir les données nécessaires à l'interprétation en termes d'une thermométrie en volume ;

- voir mieux utiliser les possibilités des radiomètres à corrélation pour leur permettre d'atteindre une maturité suffisante en vue d'une utilisation pratique ;

- donner lieu à d'autres retombées intéressant la thermométrie du corps humain et aussi les applications industrielles : des travaux déjà bien avancés concernent l'industrie textile, les Ponts et Chaussées etc... (voir bibliographie de la conclusion générale).

BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIÈME PARTIE

- [1] EVANS G., McLEISH C.W. RF Radiometer Handbook Artech House, Inc. 1977.
- [2] ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K. Microwave remote sensing. Addison-Wesley, Vol. 1, 1981.
- [2b] WAIT D.F. The sensitivity of the Dicke radiometer. J. of reasearch of the National Bureau of standards. Vol. 71C, n° 2, 1967.
- [3] BOSMA H. On the theory of linear noisy systems. N.V. Philips Gloeilampen Fabriken, Eindhoven, 1967.
- [4] SCHUCHARDT J.M., STRATIGOS J.A.
* Detected noise levels guide radiometer design. Microwaves, Sept. 1978
* Notices d'application Hewlett Packard.
- [5] DICK R.H. The mesurement of thermal radiation at microwave frequencies. The review of scientific instrumentation, Vol. 17, n° 7, 1946.
- [6] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y. A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of biological substances. Proc. 7th Europ. Microw. Conf. COPENHAGEN, 1977.
- [7] OSTERRIEDER S., SCHALLER G. An improved microwave radiometer for measurements on the human body. Proc. 12th Europ. Microw. Conf., Helsinki, 1982.
- [8] FARHAT H. Conception et réalisation en circuit intégré monolithique AsGa d'un radiomètre microonde miniature. Thèse de docteur ingénieur, Lille, Déc. 1984.
- [9] CONSTANT E., VAN DE VELDE J.C., BERTIN R., FARHAT H. Radiometre microonde miniature. Rapport d'Activité, Sept. 1985.

- [10] MAMOUNI A. Radiometrie Hyperfréquence. Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants. Thermographie microonde. Thèse de 3e cycle, Lille, Nov. 1978.
- [11] NGUYEN D.D. Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au G.B.M. Thèse de 3e cycle, Lille, Déc. 1980.
- [12] ODAM 34, rue de l'Industrie, 67160 Wissembourg. Notices Hyperthermic-Oncology - Hylcar - 1987.
- [13] LUDEKE K.M., SCHIEK B., KOHLER J. Radiation balance microwave thermography for industrial and medical applications. Electronic Letters, Vol. 14, N° 6, March 1978.
- [14] BERTIN R. Conception assistée par ordinateur de circuit intégrés monolithiques hyperfréquences AsGa. Application à la réalisation de circuits pour thermométrie microonde. Thèse de 3e cycle, Nov. 1987.
- [15] SEMET Ch., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., HOCHEDÉZ M., LEROY Y. Système de thermographie multisonde à balayage électronique. ITBM, Vol. 5, n° 2, 1984.
- [16] ENEL L. Conception et exploitation de radiomètres microondes multi-sondes. Contribution à l'étude de faisabilité d'un scanner TMO. Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Juillet 1985.
- [17] LEROY Y., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., BOCQUET B., DUJARDIN B. Microwave radiometry for non invasive thermology. Automedica, 1987, Vol. 8, Gordon and Breach Sc. Pub. Inc.
- [18] DABURON F., LEFAIX J.L., REMY J., FAYART G. Microwave radiometry of subcutaneous temperature evolution after acute local irradiation in pigs. Proc. 7th Int. Cong. Radiation Research, Amsterdam, July 1983.
- [19] GIAUX G., DELANNOY J., DELVALLEE D., LEROY Y., BOCQUET B., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C. Microwave Imaging at 3 GHz for the exploration of tumors of the breast. IEEE MTT,S Int. microwave Symp. Mai 1988 (communication Acceptée) (prévue pour Publication dans IEEE MTT).
- [20] PAGLIONE R.W., STERZER F., WOZNIAK F.J. Non invasive thermometry for a robot. Controlled microwave hyperthermia system. Proc. of IEEE/EMBS, Nov. 1986, Dallas.
- [21] CONSTANT E., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C. Procédé de contrôle d'adaptation d'impédance dans les chaines de réception faible bruit et thermometrie microonde miniature. Brevet CNRS n° 84.04.792.
- [22] RYLE H. A new radio interferometer and its application to the observation of weak radio stars. Proc. of the Royal Society of London, Vol. 211 A, 1952.
- [23] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. New correlation radiometer for microwave thermography. Elect. Letters, Vol. 17, N° 16, August 1981.

- [24] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L. Principes de la thermographie microonde par correlation. *Revue Phys. Appl.* 19 (1984) 265-275.
- [25] SCHILZ W., SCHIEK B. Microwave systems for industrial measurements. *Advances in electron. and electron Phys.*, Vol. 55, 1981.
- [26] BLUM J. Sensibilité des radiotélescopes et récepteurs à correlation. *Annales d'astrophysique*, Vol. 22, pp. 140-163 (1959).
- [27] FARIS J.J. Sensibility of a correlation radiometer. *Journal of research of the National Bureau of Standards.* Vol. 71C, n° 2, 1967.
- [28] BELLARBI L. Définition de la thermographie microonde par correlation. *Thèse de 3e cycle*, Lille, 1984.
- [29] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L. Introduction to correlation microwave thermography. *Journal of Microwave Power*, 18(3), 1983.
- [30] HASLAM N.H., GILLESPIE A.R., HASLAM C.G.T. Aperture synthesis thermography - A new approche to passive microwave temperature measurements in the Body. *IEE MTT*, Vol. MTT-32, n° 8, August 1984.
- [31] HILL J.C., GOLDNER R.B. The thermal and spatial resolution of a broad-band correlation radiometer with application to medical microwave thermography. *IEE. MTT*, Vol. MTT-33, n° 8, August 1985.
- [32] SCHALLER G. Synthetic aperture radiometry for imaging of hot spot in tissue. *Proc. of 17th Europ. Microw. Conf.* Roma, Sept. 1987.
- [33] LAUER P., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A. Thermometry of impedances by correlation radiometry. *Electron. Letters*, Vol. 23, n° 25, Déc. 1987.

TROISIEME PARTIE

**METHODE DE CALCUL
DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE
PAR UN GUIDE DANS UN MILIEU SEMI INFINI.
APPLICATION AU CALCUL DES SIGNAUX
RADIOMETRIQUES
ET A LA RECONNAISSANCE D'OBJETS THERMIQUES**

I N T R O D U C T I O N

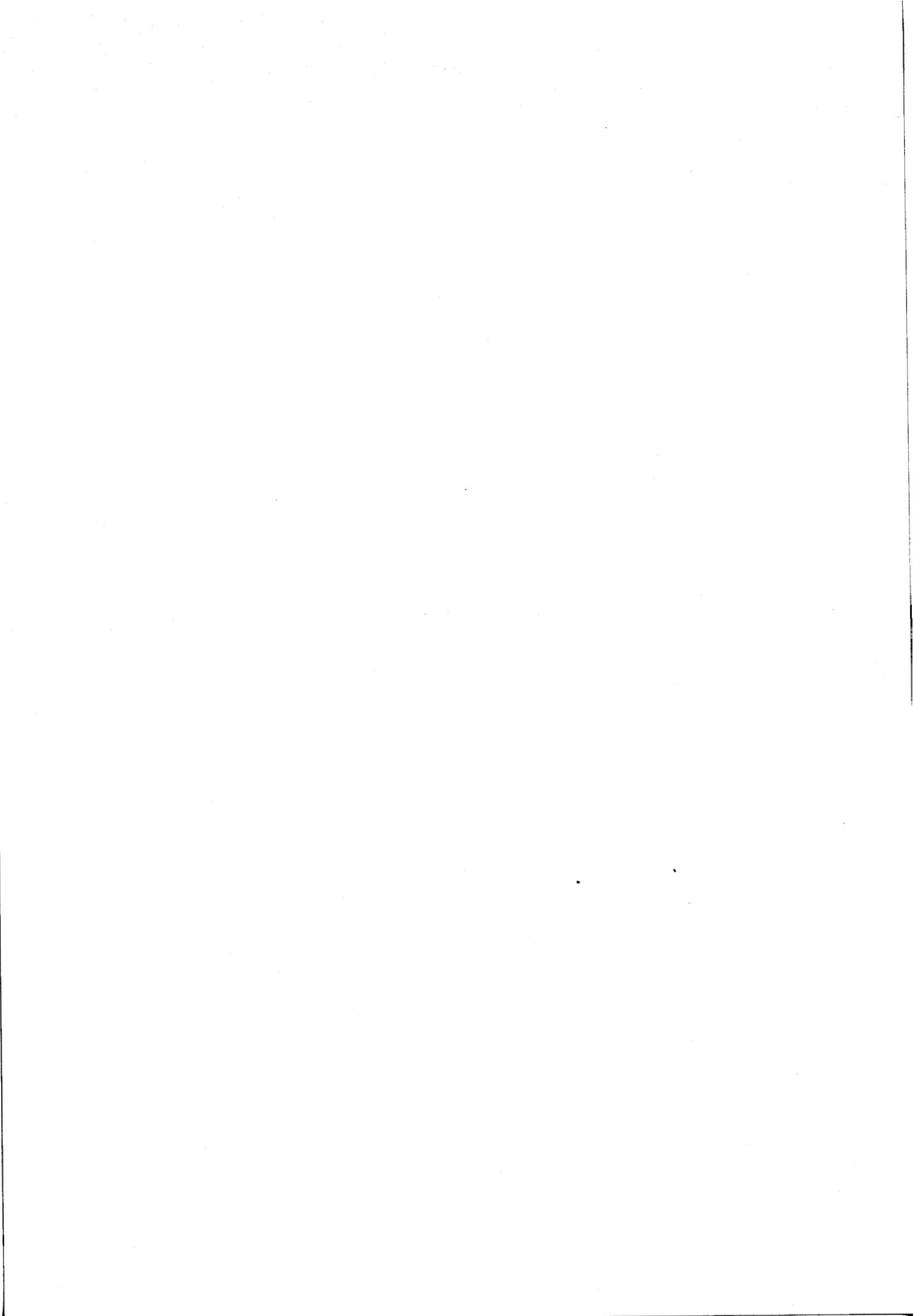
Parallèlement à la construction de systèmes radiométriques et à l'étude de leur fonctionnement, il convient de comprendre la signification des signaux radiométriques et de travailler à leur exploitation en termes de procédés thermométriques.

Tout d'abord, en vertu du Théorème de réciprocité appliqué aux antennes, les signaux radiométriques en T.M.O. et T.M.O.C. passent par la connaissance des champs rayonnés en Mode Actif dans le milieu couplé aux sondes. Pour cette raison, nous avons tenu à nous doter d'un logiciel de calcul de champs rayonnés.

Le Chapitre I est donc consacré à l'élaboration d'une méthode de calcul et aux vérifications de sa validité en Mode Actif.

Dans le Chapitre II, nous utilisons ce logiciel pour le calcul des signaux en TMO et TMOC et en particulier, pour les modèles étudiés expérimentalement. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle étude est réalisée.

Le Chapitre III aborde le problème de l'inversion des signaux radiométriques en termes de thermométrie quantitative. Nous faisons un bilan des études de ce type actuellement engagées par d'autres équipes et introduisons les méthodes sur lesquelles nous travaillons actuellement.



C H A P I T R E I

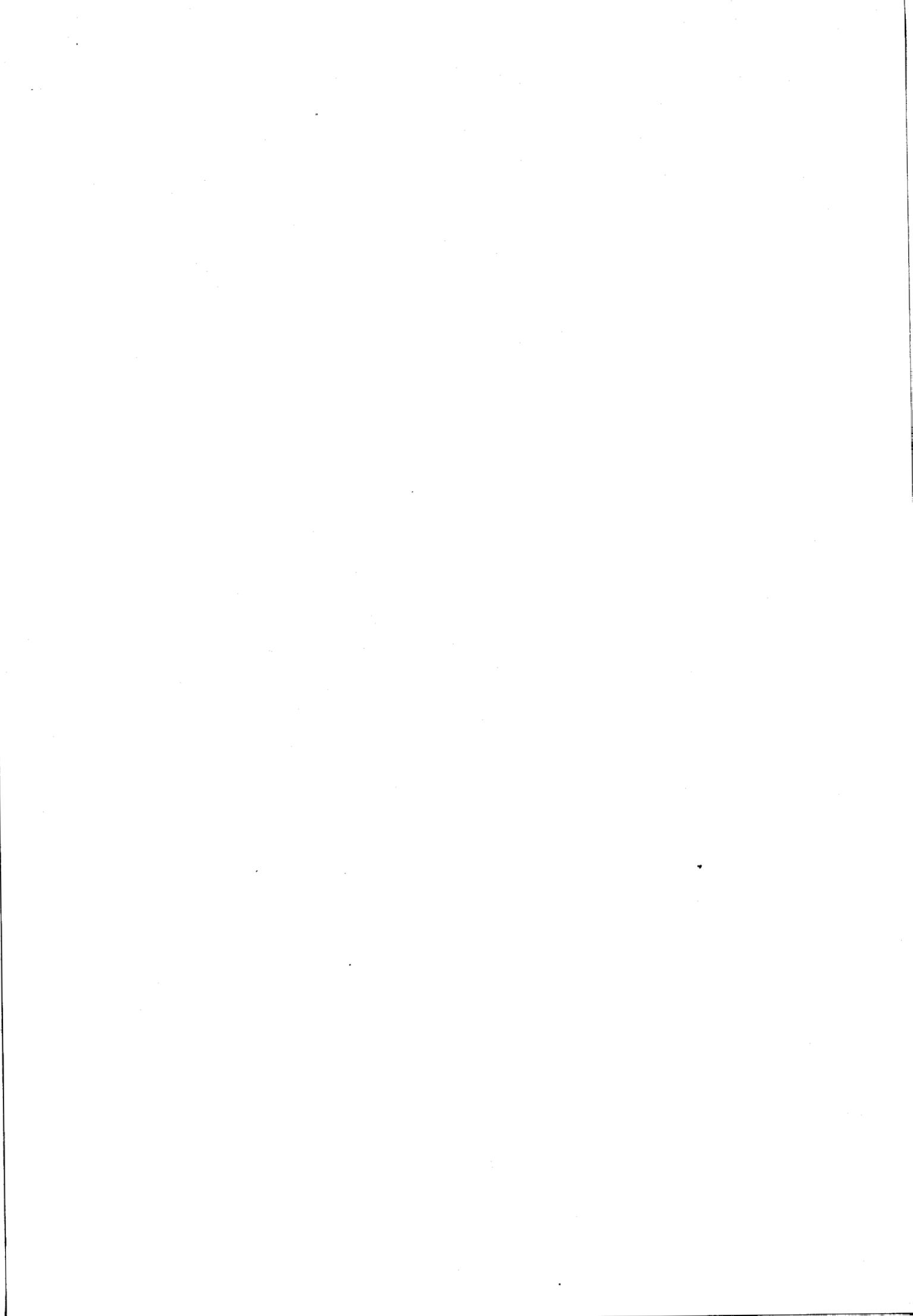
MÉTHODE MODALE DE CALCUL DU CHAMP RAYONNÉ PAR L'OUVERTURE D'UN GUIDE RECTANGULAIRE DANS UN MILIEU DISSIPATIF SEMI-INFINI

I.1. AVANT PROPOS

La détermination de la carte du champ électromagnétique rayonné par un guide d'onde rectangulaire dans un milieu dissipatif passe par le traitement de la discontinuité entre ces deux milieux de propagation, au moyen de la technique de raccordement des champs. Ce chapitre est consacré à l'élaboration d'une méthode modale fondée sur la résolution d'une équation intégrale des champs électrique et magnétique dans le plan de la discontinuité.

Le traitement rigoureux d'une discontinuité fait appel à des méthodes électromagnétiques très complexes. A notre connaissance, s'il n'existe aucune limitation de principe à une formulation rigoureuse de ce problème, les traitements qui en découlent nécessitent des temps calculs qui deviennent rapidement prohibitifs. Par conséquent, des approximations sont souvent nécessaires et leur type dépend du problème concret posé.

Pour notre part, nous avons adopté une démarche qui consiste à rechercher, en nous inspirant des travaux antérieurs, des approximations conformes à la réalité physique du problème qui nous est posé et que nous allons expliciter dans ce chapitre.



I.2. RAPPEL DES TRAVAUX ANTERIEURS ET CHOIX DE LA METHODE

I.2.1. RAPPELS DES TRAVAUX ANTERIEURS

Il n'existe pas de théorie analytique rigoureuse d'étude des discontinuités qui permette la mise en équation de tout problème de ce type. C'est pour cette raison que le traitement électromagnétique de la discontinuité entre diverses structures de propagation a fait l'objet de nombreux travaux. Nous ne retenons ici que ceux relatifs à l'étude du rayonnement de l'ouverture d'un guide rectangulaire dans un milieu semi-infini.

Deux catégories de méthodes ont été le plus souvent utilisées [1 à 4].

Les premières méthodes, approchées, reposent fréquemment sur le principe variationnel de LEWIN [3] et consistent à déterminer une distribution des champs à la discontinuité qui assure la stationnarité de l'admittance équivalente de rayonnement à l'ouverture du guide. Cette stationnarité n'est théoriquement assurée que par certaines conditions restrictives relatives à la forme des champs à la discontinuité (celle du seul mode fondamental est la plus souvent retenue).

Ainsi VILLENEUVE [5], GALEJS [6], CROSWELL et al [7] ont adopté cette formulation variationnelle pour l'étude du rayonnement d'un guide dans un plasma ou dans une plaque diélectrique, dans le but de tester, soit les performances d'antennes embarquées sur véhicules spatiaux [5-6], soit celles d'antennes en présence de radomes [7].

DECRETON et al [8-9], GARDIOL et al [10-11], TEODORIDIS [12] s'intéressant à la mise au point de techniques de mesures non destructives de la permittivité de milieux biologiques ont également utilisé ce même formalisme variationnel pour calculer l'admittance de rayonnement d'un guide, dont l'ouverture est prolongée par un plan métallique supposé infini, au contact de ces milieux.

La deuxième catégorie de méthodes, plus rigoureuses, est fondée sur une représentation intégrale des champs électriques et magnétiques dans le plan de la discontinuité. La résolution de l'équation intégrale

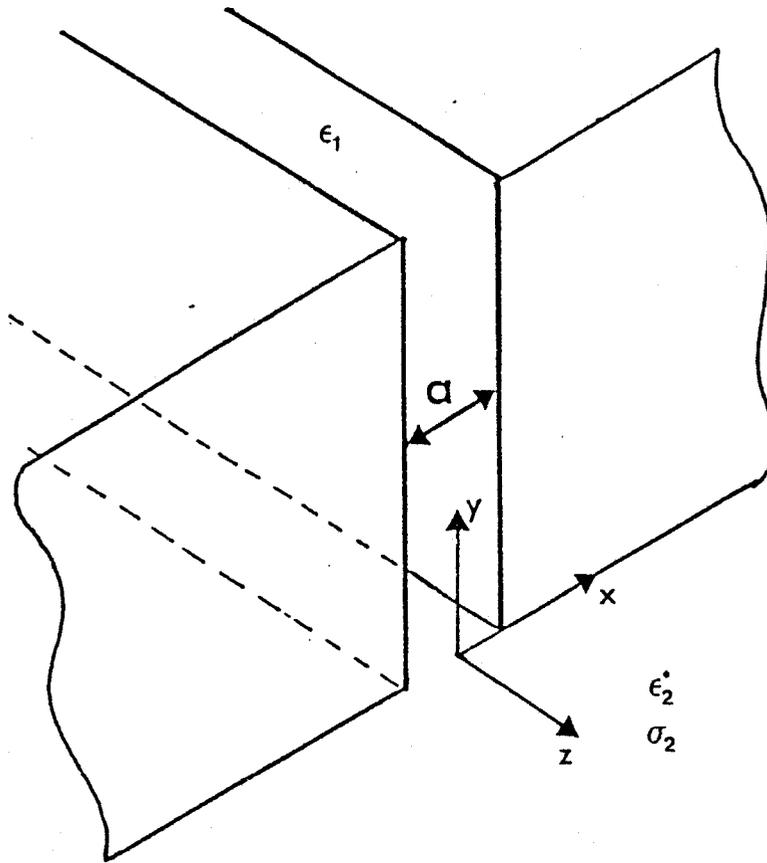


Figure I.1.a : Guide à plans parallèles (Modèle Bidimensionnel traité par l'ESE)[15-16].

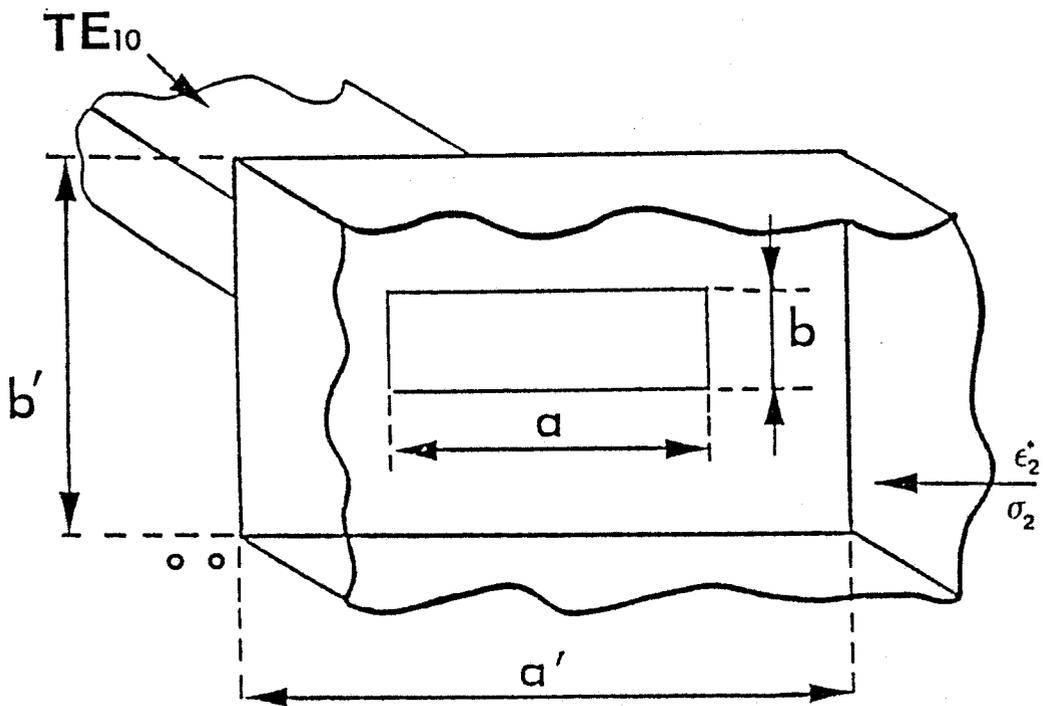


Figure I.1.b : Guide surdimensionné (Modèle Tridimensionnel traité par l'ESE)[17-18].

est souvent effectuée par des méthodes de moments [2 -13]. Notons que la méthode de l'équation intégrale, proposée pour la première fois par A. WEXLER [14], s'est révélée particulièrement performante lors du traitement de discontinuités entre guides.

Toutefois, compte tenu de la lourdeur des traitements numériques auxquels fait appel la méthode de l'équation intégrale, de nombreux auteurs ont été amenés à adopter des modèles physiques simplifiés.

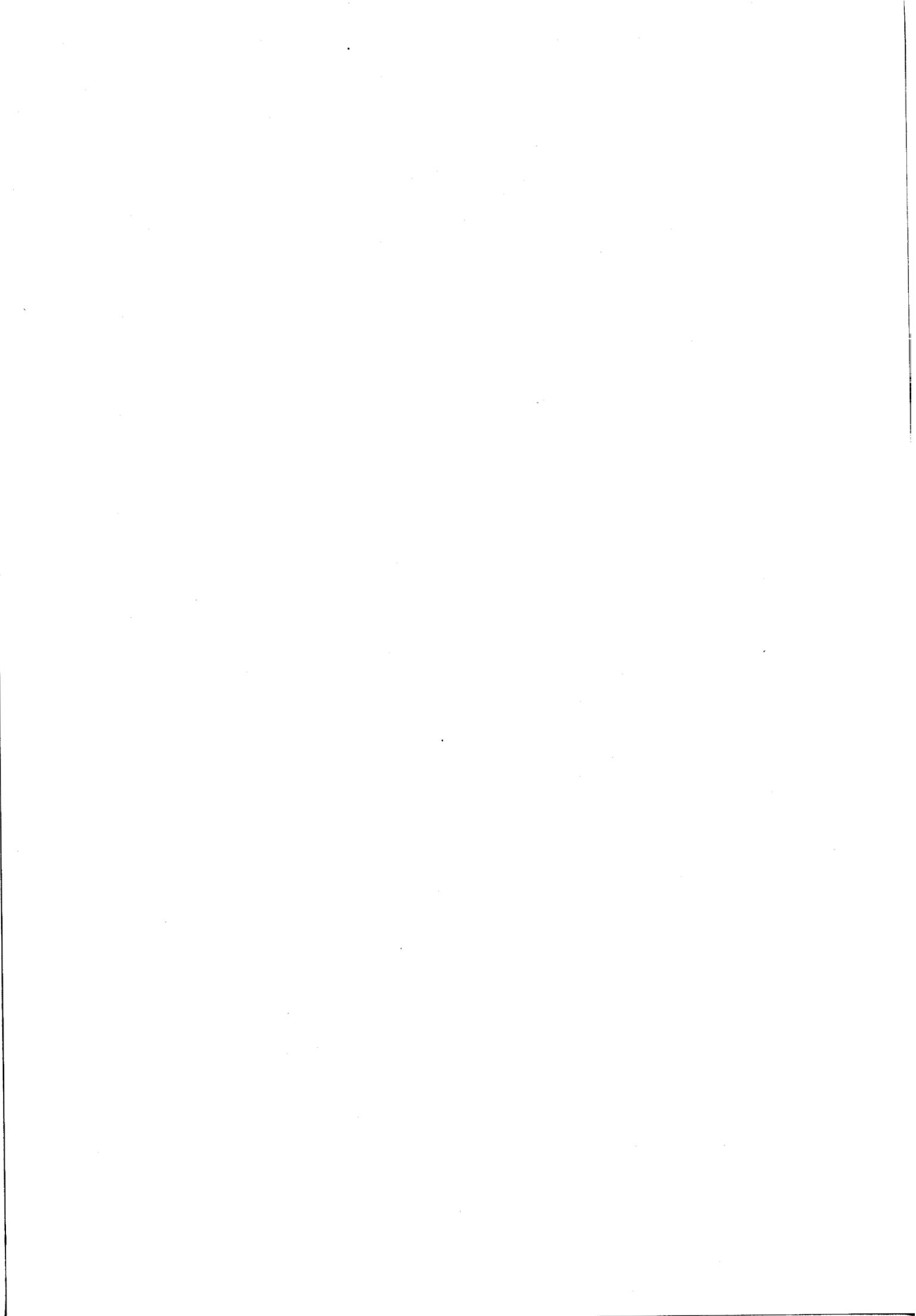
Un de ces modèles, souvent adopté [15 -16] appelé modèle bidimensionnel, est constitué d'un guide à lames parallèles rayonnant dans un milieu semi-infini.

Cette approche a été adoptée en particulier par le groupe d'électromagnétisme de l'E.S.E. (collaboration établie avec notre équipe dans le cadre du Gréco Microondes CNRS au début des années 1980) pour une modélisation approchée de sondes et d'applicateurs utilisés en radiométrie et en hyperthermie microonde. Le modèle étudié est représenté sur la figure I.1.a ; Le problème de la discontinuité est formulé au moyen des fonctions de GREEN. L'utilisation d'une représentation intégrale des champs conduit à la résolution de systèmes d'équations linéaires sous forme matricielle. Des difficultés d'ordre théoriques (intégrales singulières) qui apparaissent dans ce type de problème ont été explicitées dans la thèse de C. PICHOT [17] et des solutions ont été proposées.

Parallèlement, dans le but de se rapprocher de la réalité physique, et de résoudre le problème de la détermination de la carte tridimensionnelle des champs dans le deuxième milieu, un autre modèle a été proposé par la même équipe. Dans ce modèle dit tridimensionnel (Figure I.1.b) le demi espace est assimilé à un deuxième guide rectangulaire surdimensionné.

On exprime alors la continuité des champs dans le plan de la discontinuité sous la forme d'équations intégrales ; La résolution de celle-ci est effectuée par application de la méthode des moments de GALERKIN [13-18].

L'intérêt de ce modèle réside dans le fait qu'on ramène le problème complexe du milieu semi-infini à un traitement classique du type



guide d'onde. La réalité physique peut être prise en compte en augmentant suffisamment les dimensions du deuxième guide. Malheureusement un surdimensionnement important s'accompagne d'une augmentation de la taille des matrices à traiter numériquement. Des considérations de coûts et de taille mémoire de l'ordinateur utilisé ont été à l'origine de la limitation de la précision de ce modèle [18].

Pour ces raisons le groupe de l'ESE n'a généralement étudié que des discontinuités telles que $a'/a = b'/b < 5$ (figure I.1.b). Néanmoins compte tenu de la nature dissipative du deuxième milieu et malgré le caractère approché de ces deux modèles, les résultats obtenus ont permis de faire progresser la conception des sondes et d'applicateurs. Ainsi ces études numériques ont permis de déterminer des paramètres essentiels tels le coefficient de réflexion à la discontinuité, la profondeur de pénétration des ondes, la résolution spatiale, etc... et d'étudier leur évolution en fonction de la fréquence [17 à 20]. Notons que ces modélisations numériques associées à des expérimentations sur modèles physiques sont à l'origine des premières études relatives à la signature de structures thermiques et aux premières tentatives de mise au point de méthodes de reconnaissance d'objets thermiques [21 à 24].

D'autres auteurs, en particulier REBOLLAR et al [25-26], se sont intéressés au même problème de modélisation de sondes applicateurs en adoptant le modèle du guide surdimensionné.

I.2.2. RESULTATS ANTERIEURS

Parmi les études que nous venons de rappeler seuls les travaux de l'équipe de l'Ecole Supérieure d'Electricité ont permis d'analyser le problème de modélisation de sondes et d'applicateurs. Les conclusions à retenir [17-18-19] concernent d'une part le coefficient de réflexion à la discontinuité et d'autre part les champs dans le plan de la discontinuité et dans le deuxième milieu.

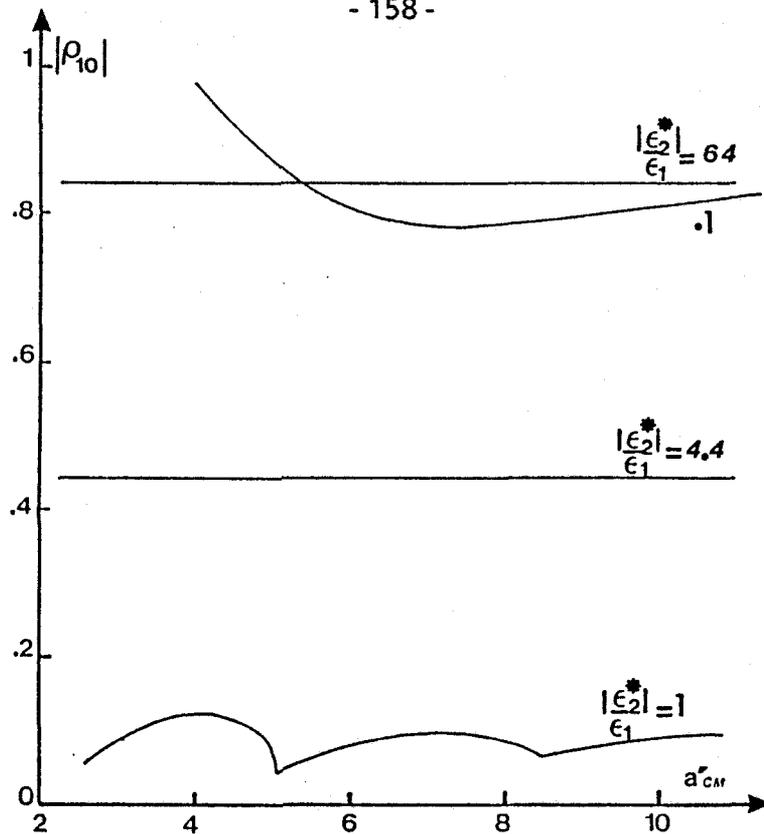


Figure 1.2.a : Evolution du coefficient de réflexion du mode fondamental en fonction de la longueur a' du deuxième guide. Mise en évidence de l'influence des modes supérieurs propagés [18].
 ($F = 9$ GHz, $a = 2,28$ cm, $b' = b = 1,02$ cm).

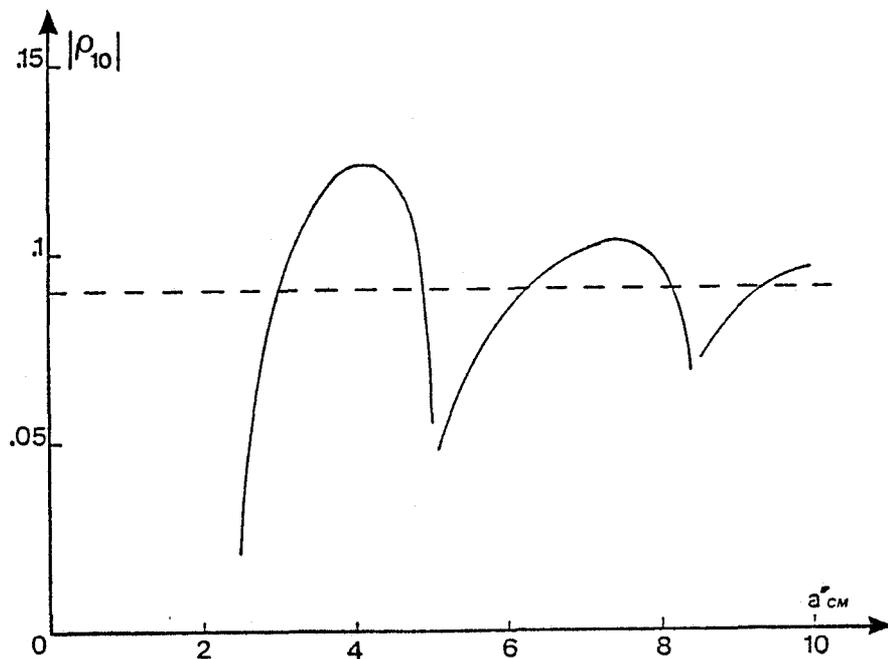


Figure 1.2.b : Evolution du coefficient de réflexion du mode fondamental excité en fonction de la largeur a' du deuxième guide. Mise en évidence de l'influence des modes supérieurs propagés [18].
 ($F = 9$ GHz, $a = 2,28$ cm, $b' = b = 1,02$ cm, $|\epsilon^*_2/\epsilon_1 = 1$)
 ----- $|\rho_{10}|$ pour $a' \geq 10a \geq 22,86$ cm.

I.2.2.1. Calcul du coefficient de réflexion

i) Effets des modes supérieurs rétrogrades

L'examen de nombreux cas étudiés montre que le coefficient de réflexion à la discontinuité varie essentiellement avec le rapport $|\epsilon_2^*|/\epsilon_1$ à une fréquence donnée ($\epsilon_2^* = \epsilon_2' - j\epsilon_2''$ est la permittivité complexe du milieu 2, ϵ_1 est la permittivité du milieu 1 constitué d'un diélectrique sans pertes).

Ainsi lorsque $|\epsilon_2^*|/\epsilon_1 > 5$ le couplage d'énergie sur les modes supérieurs rétrogrades est négligeable. Ce phénomène s'accroît lorsque le milieu est fort dissipatif. La contribution des modes supérieurs dans le premier guide pour la détermination du coefficient de réflexion (tableau I.1) passe de 14 % (cas de tissus à faible teneur en eau) à moins de 2 % si $|\epsilon_2^*|/\epsilon_1 > 10$ (cas de tissus à forte teneur en eau). Toutefois, ce comportement ne s'applique rigoureusement au modèle tridimensionnel que lorsque a'/a et $b'/b > 10$. On peut dans ces conditions ne tenir compte que du seul mode fondamental dans le premier guide pour la détermination numérique du coefficient de réflexion ρ_{10} .

ii) Effets des parois du deuxième guide

J. AUDET a montré dans sa thèse [18] qu'un surdimensionnement insuffisant du deuxième guide peut être à l'origine d'une erreur, quelquefois importante, sur la détermination de ρ_{10} . Pour illustrer ces propos nous rappelons sur la figure I.2.a des exemples de l'évolution de ρ_{10} pour différentes valeurs de $|\epsilon_2^*|/\epsilon_1$. On constate que lorsque $|\epsilon_2^*|/\epsilon_1 < 4$, ρ_{10} oscille quand a' augmente (on observe le même comportement en fonction de b'). Les minima de ces oscillations correspondent au passage de la nature évanescence à la nature propagée des modes supérieurs dans le deuxième guide. La figure I.2.b qui présente un agrandissement de la figure I.2.a, dans le cas particulièrement intéressant en radiométrie ($|\epsilon_2^*|/\epsilon_1 = 1$), montre que l'amplitude des oscillations de ρ_{10} reste importante tant que $a' < 10$. Dans ces conditions les effets des parois du second guide, sur la détermination de ρ_{10} , l'emportent sur ceux des modes supérieurs rétrogrades dans le premier guide (Tableau I.1).

N° du Mode Guidé	EAU		MUSCLE		TISSUS ADIPEUX	
	MODULE	PHASE	MODULE	PHASE	MODULE	PHASE
	$\epsilon'_2 = 78, \epsilon''_2 = \sigma_2 / \epsilon_0 \omega = 13,7$ $ \epsilon^*_2 / \epsilon_1 = 8,8$		$\epsilon'_2 = 46, \epsilon''_2 = 11,3$ $ \epsilon^*_2 / \epsilon_1 = 5,3$		$\epsilon'_2 = 5,5, \epsilon''_2 = 0,73$ $ \epsilon^*_2 / \epsilon_1 = 0,62$	
1	0,578	- 175	0,596	- 174	0,323	- 93
2	0,000	- 58	0,000	- 138	0,000	171
3	0,001	- 20	0,010	- 50	0,046	- 161
4	0,000	- 9	0,000	- 179	0,000	118
5	0,004	145	0,000	83	0,022	12
6	0,000	- 44	0,005	- 74	0,000	23
7	0,003	- 70	0,003	- 109	0,015	- 171
8	0,000	- 97	0,000	9	0,000	- 12

Tableau I.1 : Coefficients de réflexions des modes calculés à l'aide du modèle bidimensionnel (Figure I.1.a) pour différents milieux dissipatifs. D'après [17]
 $f = 3.2$ GHz, $\epsilon_1 = 9$, largeur du guide = 25 mm.

Ces résultats suggèrent déjà que pour éviter ces phénomènes il convient de considérer le deuxième milieu comme véritablement semi-infini.

I.2.2.2. Représentation du champ

La même équipe a montré que le champ dans le plan de la discontinuité peut être représenté (avec un écart $< 5\%$ par rapport à une représentation complète) par le seul mode incident TE₁₀ et sa partie réfléchie, si $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 > 10$ (voir les deux modèles précédents).

Dans le cas du modèle tridimensionnel ce résultat reste valable même si $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 < 10$ à condition que a'/a et/ou $b'/b > 10$. Les exemples de la figure I.3 montrant des évolutions du champ électrique, soit dans le plan H, pour différentes valeurs de z (Fig. I.3.a et b), soit dans l'axe des guides (Fig. I.3.c) en fonction de la profondeur z , illustrent ces propos.

Là encore, comme pour le comportement du coefficient de réflexion, on constate que l'influence des parois du deuxième guide se traduit par des différences notables entre les évolutions des champs (Fig. I.3.a et b).

Notons enfin que ces difficultés ont amené J. AUDET [18] à émettre des réserves sur la validité du modèle tridimensionnel, en particulier dans le cas où $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 < 10$, compte tenu que la description correcte des champs dans le deuxième milieu nécessite un surdimensionnement important du deuxième guide ; Le traitement de matrices de taille importante qui en découle aboutit alors à des temps calcul prohibitifs.

I.2.3. CHOIX DE LA METHODE

Cette brève présentation des résultats numériques issue des travaux antérieurs nous permet de tirer les enseignements suivants :

i) Le coefficient de réflexion à la discontinuité peut être exprimé par celui du seul mode fondamental avec une erreur inférieure à 5% dans le cas général des tissus à forte teneur en eau.

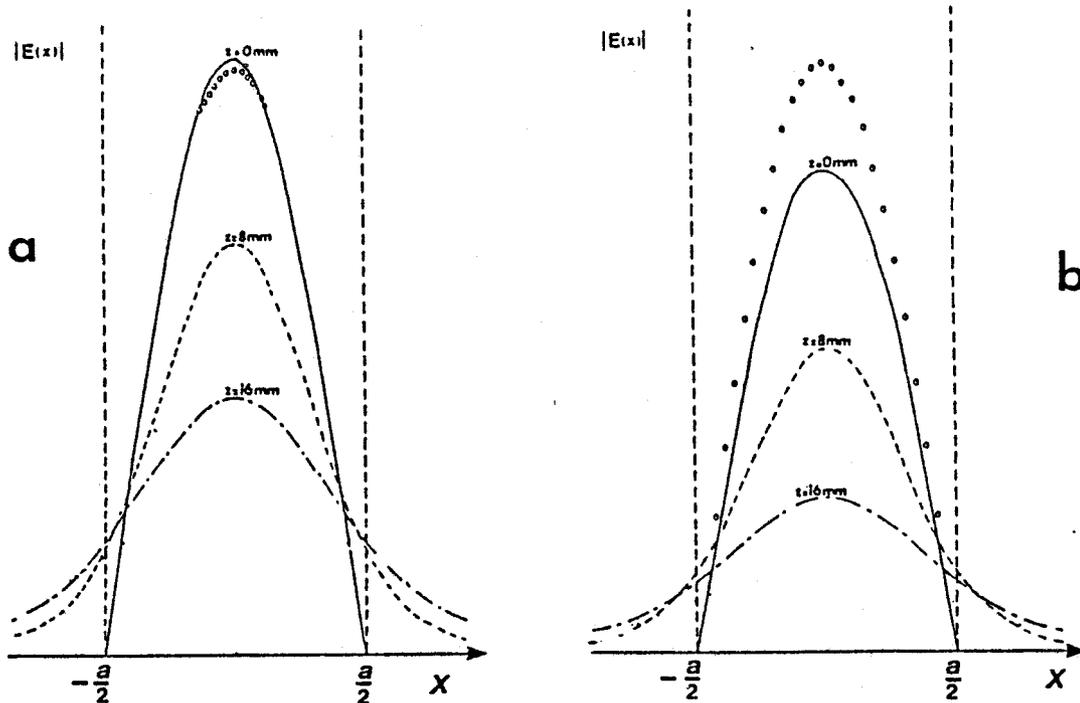


Figure 1.3.a et b : Influence des dimensions (effets de parois) du guide surdimensionné sur l'évolution du champ électrique créé dans celui-ci et dans le plan de la discontinuité.

($F = 3 \text{ GHz}$, $a = 2b = 2.28 \text{ cm}$, $|\epsilon_2^+/\epsilon_1| = 4.5$, $\gamma = 0$, $\sigma_2 = 0.425 \text{ S/m}$).

(a) : $a' = 10a$, $b' = b$; (b) : $a' = 5a$, $b' = 5b$

ooooo $|E_{10}(1 + \rho_{10})|$ à $Z = 0$.

[d'après AUDET [18]]

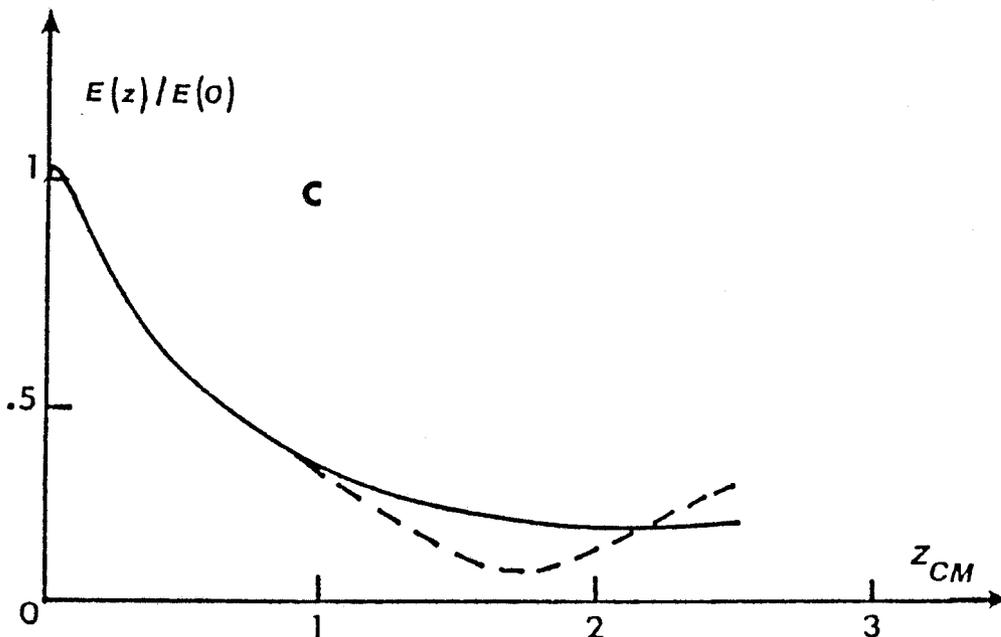


Figure 1.3.c : Influence des dimensions (effets de parois) du guide surdimensionné sur l'évolution du champ dans l'axe des guides [18].

($F = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $\sigma_2 = 0$, $a = 2b = 2.28 \text{ cm}$, $x = y = 0$)

$a' = 5a$, $b' = 5b$; $a' = 3a$, $b' = 3b$.

[d'après AUDET [18]]

ii) La représentation des champs dans le milieu dissipatif nécessite la prise en compte d'un nombre suffisant de modes dans ce milieu.

Nous allons présenter dans le paragraphe suivant un autre modèle qui est assez proche de la réalité physique puisqu'il traite de l'ouverture d'un guide au contact d'un milieu semi-infini.

Dans ce modèle, nous allons exploiter les conclusions précédentes, en ne prenant en compte dans nos calculs que le seul mode TE₁₀ incident et réfléchi dans le guide (sonde) et en respectant plus fidèlement la géométrie (les photographies présentées sur la figure I.4.a montrent que l'ouverture de la sonde n'est pas prolongée par un plan métallique de grande dimension perpendiculaire à son axe).

Pour traiter ce modèle nous utiliserons une méthode itérative et non pas matricielle comme l'ont fait les auteurs précédents ; en opérant ainsi nous évitons le traitement de matrices de grandes dimensions. Par conséquent, nous pouvons prendre en compte un nombre important de modes dans le milieu semi-infini dans le but d'améliorer la représentation des champs dans celui-ci. Cette condition est indispensable pour obtenir une bonne précision sur les paramètres de couplage nécessaires aux calculs des signaux en radiométrie.

I.3. BASES THEORIQUES DE LA METHODE MODALE

I.3.1. DEFINITION DE LA STRUCTURE ET EQUATIONS DE PROPAGATION

La structure que l'on se propose d'étudier est présentée sur la figure I.4b. Elle est constituée d'un guide rectangulaire dont les parois sont parfaitement conductrices, rempli d'un diélectrique solide sans pertes ($\epsilon_1 \epsilon_0, \mu_0$) et dont l'ouverture est appliquée sur un milieu absorbant semi-infini.

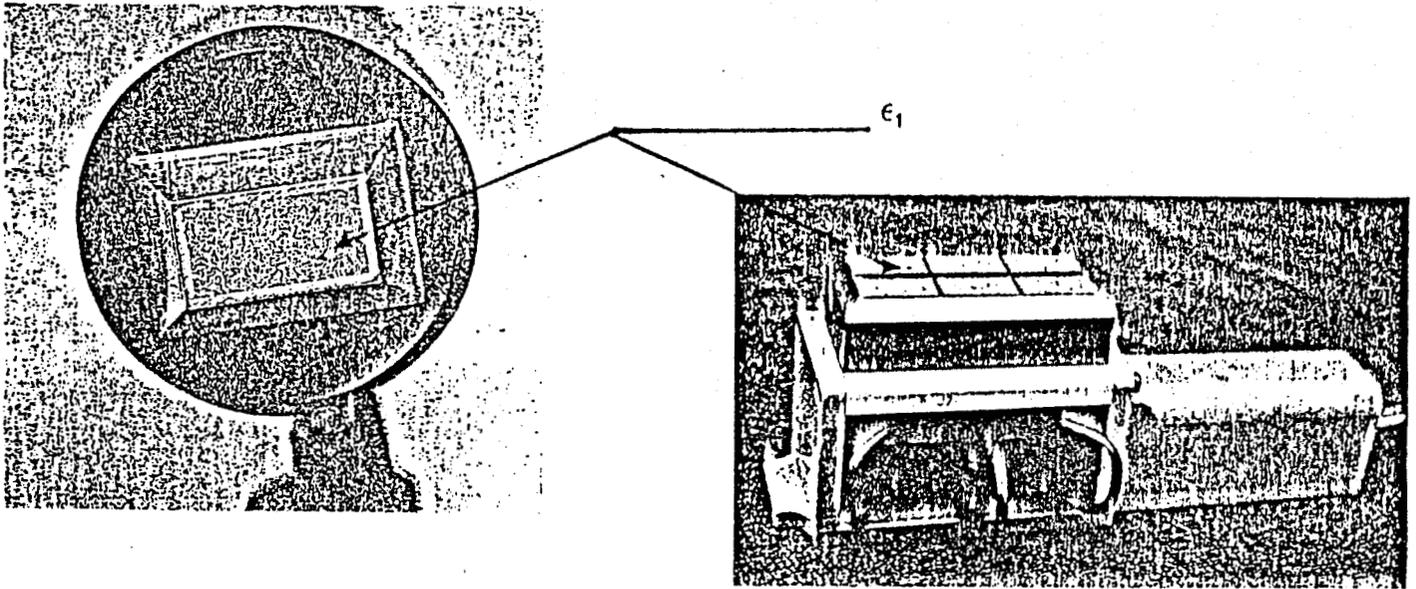


Figure I.4.a : Exemples de sondes applicateurs utilisés en Radiométrie et en Hyperthermie Microonde. ($F = 2 - 4 \text{ GHz}$; $\epsilon_1 = 25$).

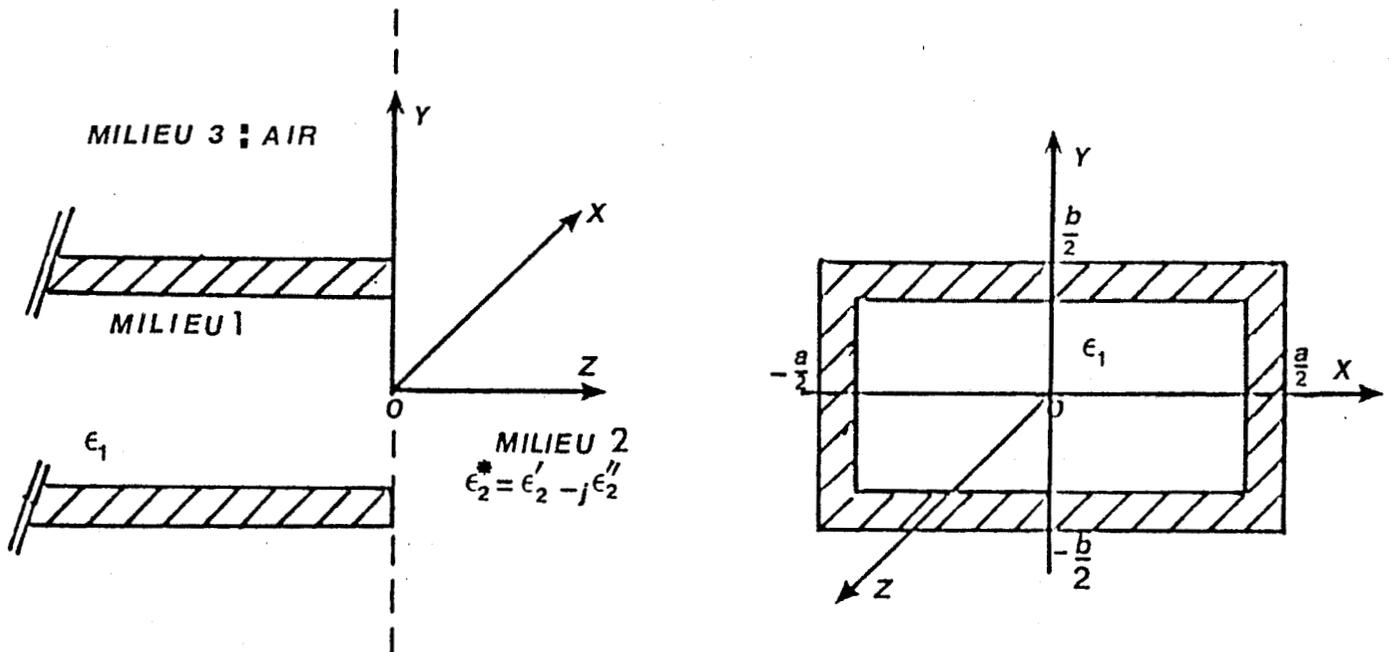


Figure I.4.b : Modèle physique étudié : Rayonnement d'un guide rectangulaire (milieu 1) entouré d'air (milieu 3), au contact d'un milieu semi-infini (milieu 2).

Le milieu semi infini, supposé homogène linéaire et isotrope, est caractérisé par sa permittivité complexe $\epsilon^*_2 = \epsilon'_2 - j\epsilon''_2$ (sa conductivité est alors $\sigma_2 = \epsilon_0 \epsilon''_2 \omega$).

Nous appliquons aux structures situées de part et d'autre de la discontinuité un traitement de type guide d'onde (Annexe III.1) qui permet d'écrire les équations de propagation pour les différents milieux :

i) Pour le milieu 1

L'équation de propagation s'écrit sous la forme contractée suivante :

$$[\Delta - \Gamma_1^2] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0$$

avec $\Gamma_1^2 = k_0^2 \epsilon_1 - \beta_1^2$; Δ est le Laplacien transversal à deux dimensions ;

où Γ_1 et β_1 sont respectivement le vecteur d'onde transversal et la constante de phase.

Compte tenu des conditions aux limites, l'équation caractéristique du guide s'écrit :

$$\Gamma_1^2 = kx^2 + ky^2 = k_0^2 \epsilon_1 - \beta_1^2 = (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + 4n^2 \frac{\pi^2}{b^2}$$

où $m, n \in \mathbb{N}$, a et b sont les dimensions transversales du guide, kx et ky sont les nombres d'ondes transversaux. La constante de phase est alors donnée par l'expression suivante :

$$\beta_1 = \left[k_0^2 \epsilon_1 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} - 4n^2 \frac{\pi^2}{b^2} \right]^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

Comme β_1 ne peut prendre que des valeurs discrètes, le spectre de mode dans le guide est constitué par un ensemble de modes discrets.

ii) Dans le milieu 2

Pour ce milieu, l'équation de propagation s'écrit :

$$[\Delta - \Gamma_2^2] \begin{bmatrix} Ez \\ Hz \end{bmatrix} = 0$$

$$\Gamma_2^2 = k_0^2 \epsilon_2^* - \gamma_2^2$$

avec $\Gamma_2 = \Gamma_2(pq)$ et $\gamma_2 = \gamma_2(pq)$

où $\gamma_2 = \beta_2 - j\alpha_2$ est la constante de propagation, Δ est le Laplacien transversal.

Remarque : Dans le cas d'un milieu dissipatif semi-infini, la notion de champ lointain n'a plus de signification physique. Il n'est pas possible de dissocier les ondes progressives des ondes évanescentes comme dans un milieu sans pertes. Par contre, l'existence de pertes transforme tous les modes en modes propagés fortement amortis. Ainsi, la notion de constante de phase de nature réelle (modes rayonnés) ou imaginaire (modes évanescents) n'est plus valable ; la constante de propagation est une quantité complexe avec un terme d'atténuation α_2 et un terme de phase β_2 .

Dans ces conditions, les modes continus sont caractérisés par trois vecteurs d'ondes : p , q sont des vecteurs d'ondes transversaux réels, γ_2 le vecteur d'onde longitudinal ; Ces trois vecteurs d'ondes sont liés par la relation :

$$p^2 + q^2 + \gamma_2^2 = k_0^2 \epsilon_2^*$$

Le remplacement de γ_2 par son expression et le développement de la relation ci-dessus permet d'exprimer l'atténuation α_2 et la constante de phase β_2 du milieu 2 :

$$\beta_2 = \left(\frac{k_0^2 \epsilon_2' - p^2 - q^2}{2} \right)^{1/2} \left[1 + \left(1 + \frac{k_0^4 \epsilon_2''^2}{k_0^2 \epsilon_2' - p^2 - q^2} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{III.2})$$

$$\alpha_2 = k_0^2 \epsilon_2'' / 2 \beta_2$$

avec $\beta_2 = \beta_2(pq)$ et $\alpha_2 = \alpha_2(pq)$ (III.3)

avec $ko^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$.

Comme p et q peuvent varier entre 0 et ∞ , il existe une infinité de valeurs pour β_2 , d'où la notion de spectre continu de modes.

iii) Dans le milieu 3

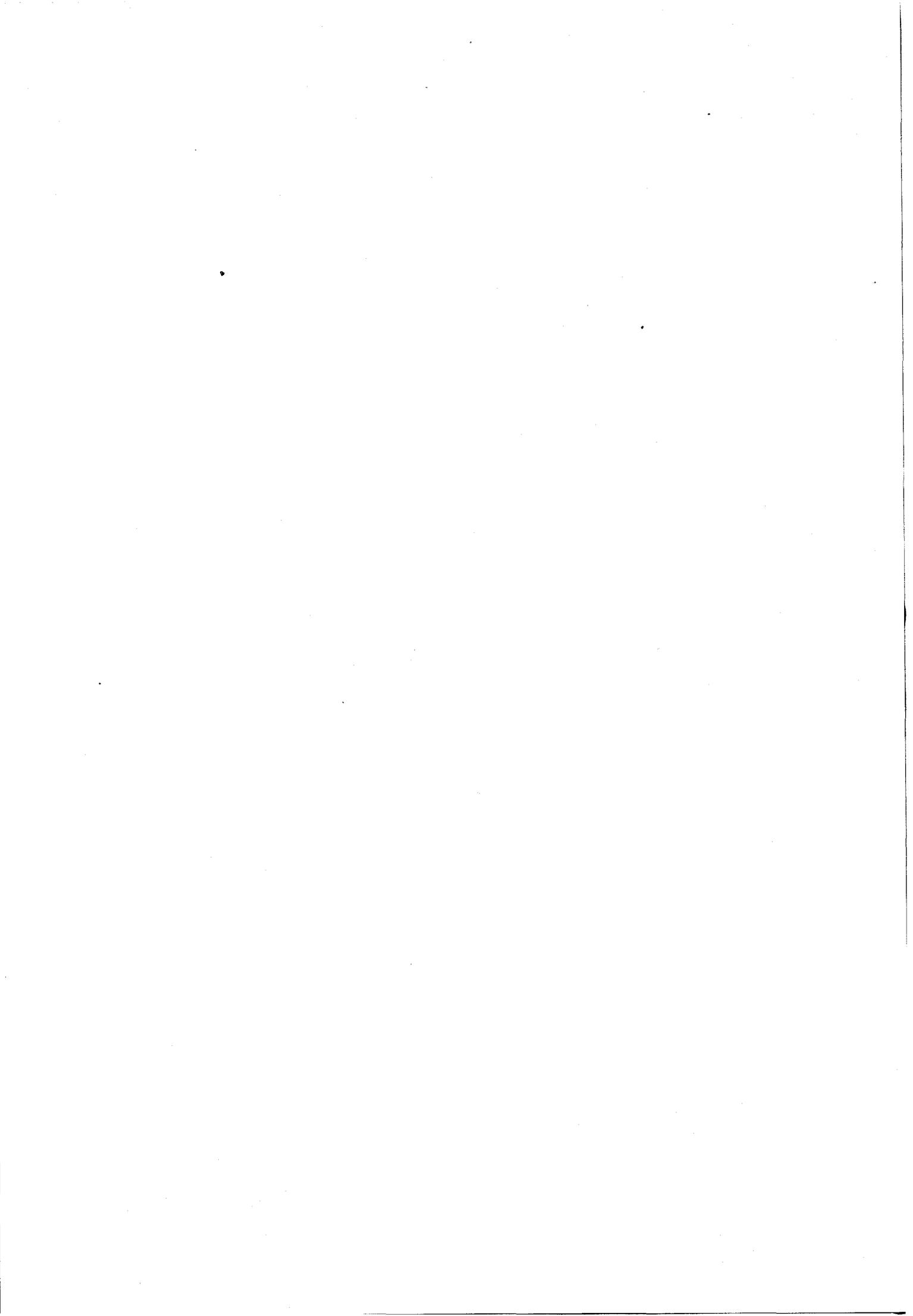
L'équation de propagation dans ce milieu est du même type que celle qui régit la propagation dans le milieu 2. Toutefois, comme il s'agit d'un milieu sans pertes, la constante de propagation se réduit à une constante de phase ($\gamma_3 = \beta_3$). Comme dans le milieu 2, les modes sont continus mais rétrogrades. Par ailleurs, de nombreux auteurs [2-14] ont montré qu'un guide rayonne plus d'énergie vers l'avant que vers l'arrière en particulier si le milieu 2 a une permittivité plus grande que celle du milieu 3. De nombreuses mesures expérimentales ont confirmé ces propos. Par conséquent, nous négligeons a priori les modes générés par la discontinuité et susceptibles de se propager dans ce milieu. Cette hypothèse sera commentée lors de la présentation des résultats numériques.

I.3.2. APPLICATION DES CONDITIONS DE CONTINUITÉ

I.3.2.1. Modes de part et d'autre de la discontinuité

Des travaux antérieurs [2 - 13 - 27 - 30 - 31] ont montré que l'étude d'une discontinuité peut être effectuée par la technique de raccordement, dans le plan de la discontinuité, des champs résultant de tous les modes générés par celle-ci. Autrement dit, cette technique consiste à exprimer la continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique dans le plan de la discontinuité.

La formulation des conditions de continuité nécessite au préalable la connaissance de tous les modes de chacun des milieux situés de part et d'autre de la discontinuité. D'où l'aspect long et fastidieux des calculs préalables qui sont reportés en Annexe III.1. Rappelons alors uniquement les expressions des composantes tangentielles des champs de modes dans les deux milieux considérés.



i) Dans le guide (relations III.4.a et b)

* Modes TE (III.4.a)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot \frac{2n\pi}{b} \sin(2m+1) \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_1 \\ -B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot (2m+1) \frac{\pi}{a} \cos(2m+1) \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\text{avec } A_1 = j \frac{\omega \mu_0}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n+1}; B_1 = \frac{j \beta_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n+1}$$

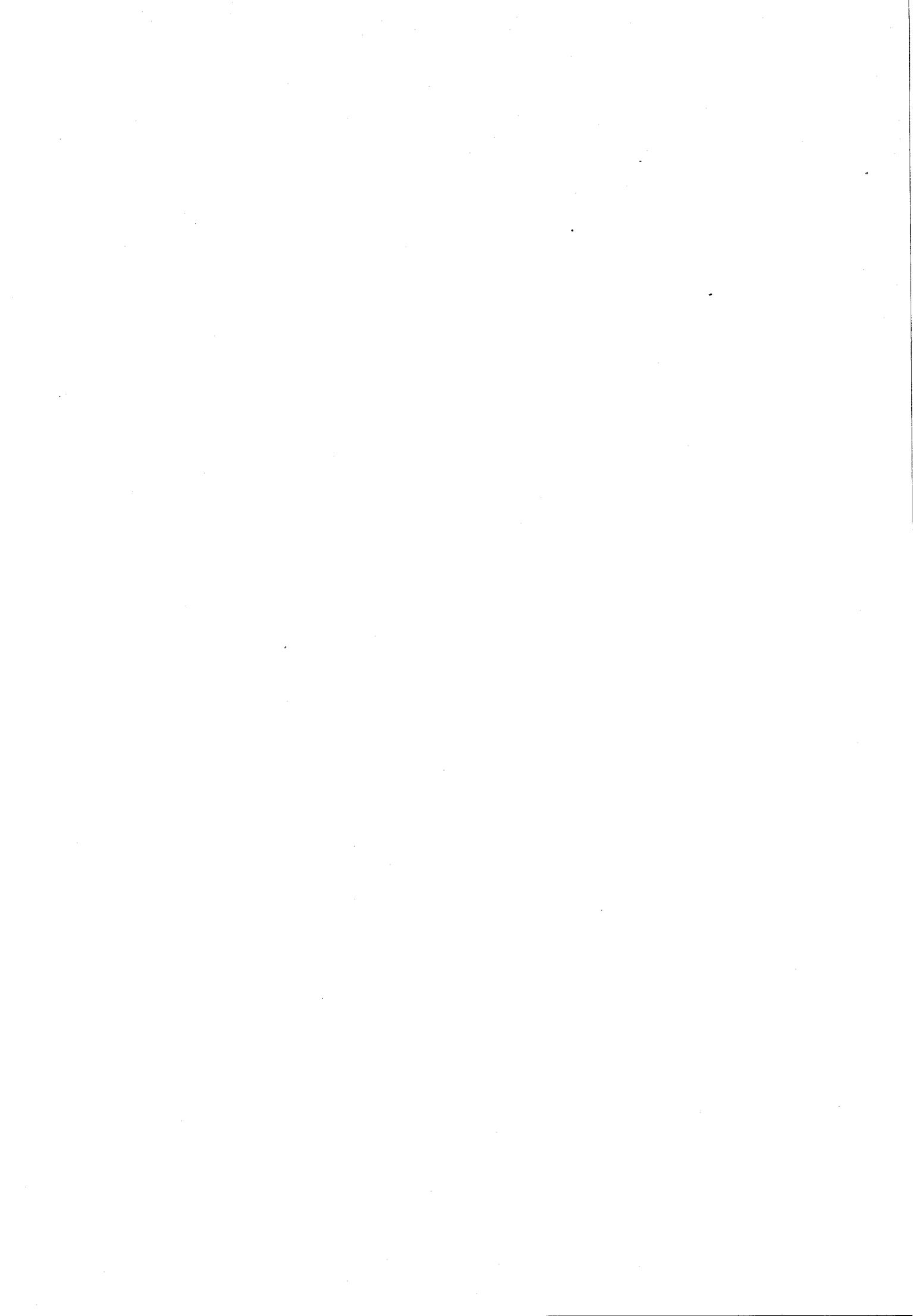
* Modes TM (III.4.b)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{Bmatrix} \cdot E_1 \cdot (2m+1) \frac{\pi}{a} \sin(2m+1) \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C_1 \\ D_1 \end{Bmatrix} \cdot E_1 \cdot \frac{2n\pi}{b} \cos(2m+1) \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\text{avec } C_1 = \frac{j \beta_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n}; D_1 = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n}$$

Pour chacune des composantes, on a volontairement omis le terme $e^{j(\omega t - \beta_1 z)}$ afin d'alléger l'écriture.



ii) Dans le milieu semi infini (relations III.5.a et b)

* Modes TE (III.5.a)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A_2 \\ -B_2 \end{Bmatrix} \cdot H_2 \cdot q \sin px \sin qy$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A_2 \\ +B_2 \end{Bmatrix} \cdot H_2 \cdot p \cos px \cos qy$$

$$\text{avec } A_2 = \frac{j\omega\mu_0}{p^2+q^2} ; B_2 = \frac{(\alpha_2+j\beta_2)}{p^2+q^2}$$

Modes TM (III.5.b)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} C_2 \\ D_2 \end{Bmatrix} \cdot E_2 \cdot p \cdot \sin px \sin qy$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C_2 \\ D_2 \end{Bmatrix} \cdot E_2 \cdot q \cdot \cos px \cos qy$$

$$\text{avec } C_2 = B_2 ; D_2 = j\omega \epsilon_0 \epsilon_2^*$$

Dans ces expressions, on a volontairement omis le terme en $e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$.

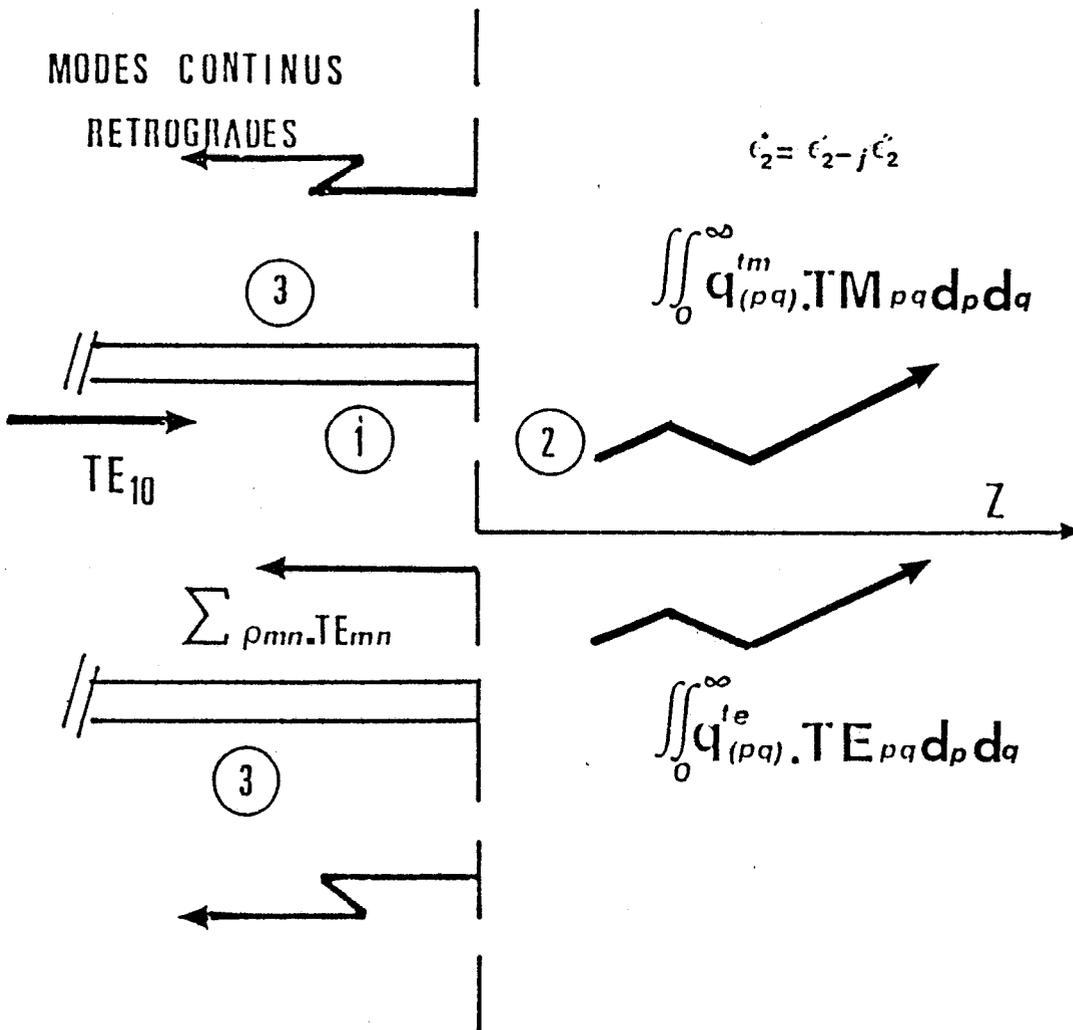


Figure I.5.a : Modes générés par la discontinuité entre un milieu semi-infini et un guide rectangulaire (sonde T.M.O.) excité en mode fondamental TE_{10} .

Les constantes H_1 , H_2 , E_1 , E_2 sont déterminées en utilisant la normalisation de la puissance associée à chacun des modes ; la norme s'écrit sous la forme suivante :

$$P = \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot \vec{n} dS = 1$$

Dans le cas où l'on adopte l'hypothèse qui consiste à négliger les modes supérieurs rétrogrades dans le guide (§I.2.2) ces constantes s'écrivent (Annexe III.1) :

$$H_1 = \frac{2\pi}{a} (\omega \mu_0 \beta_1 \cdot a \cdot b)^{1/2}$$

$$E_1 = 0$$

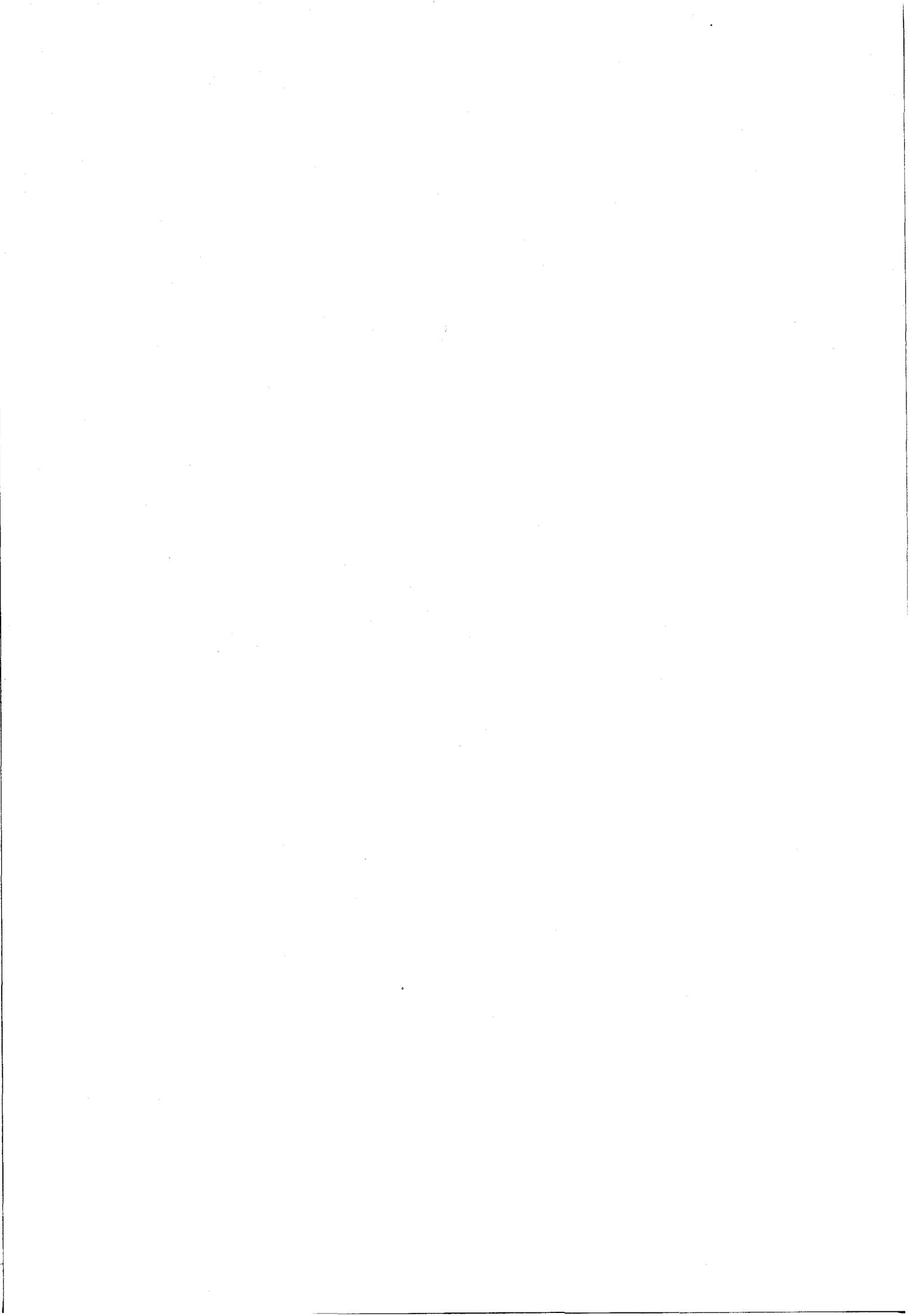
$$H_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \mu_0 |\gamma_2|} \right]^{1/2}$$

$$E_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \epsilon_0 |\epsilon_2^*| |\gamma_2|} \right]^{1/2}$$

I.3.2.2. Equations de continuité

Après avoir déterminé tous les modes de la structure de propagation, nous pouvons appliquer les conditions de continuité (en tenant compte des propriétés de symétrie (figure I.5) qui impliquent que seuls sont excités les modes de configuration voisine de celle du mode incident TE₁₀). Dans ces conditions les équations de continuité des composantes tangentielles des champs électrique E et magnétique H , dans le plan de la discontinuité, peuvent s'écrire sous la forme contractée suivante :

$$E^{10} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (1 + \rho_{10}) + \sum \rho_{mn} E^{te} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (mn) = \iint_0^\infty \left[q^{te}(pq) E^{te} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (pq) + q^{tm}(pq) E^{tm} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (pq) \right] dpdq \quad (III.6)$$



$$H^{10} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (1 - \rho_{10}) - \sum \rho_{mn} H^{ie} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (mn) = \int_0^\infty \left[q^{ie}(pq) H^{ie} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (pq) + q^{tm}(pq) H^{tm} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} (pq) \right] dpdq \quad (\text{III.7})$$

Dans ces équations, le champ total dans le guide (1er membre) est la superposition des champs du mode excité incident TE₁₀ et des modes supérieurs discrets TEM_{mn} réfléchis par la discontinuité. Les constantes ρ_{mn} représentent les coefficients de couplage à ces modes supérieurs ; ρ_{10} est le coefficient de réflexion du mode TE₁₀. Les champs dans le milieu 2 (2e membre des relations III.6 et III.7) sont constitués par la superposition des champs des modes continus transmis TE_{pq} et TM_{pq}. $q^{te}(p,q)$ et $q^{tm}(p,q)$ sont respectivement les fonctions de couplage de ces modes continus transmis.

I.3.3. TRANSFORMATION DES EQUATIONS DE CONTINUITE

I.3.3.1. Calcul des fonctions de couplage

La caractérisation de la discontinuité consiste en définitif à déterminer toutes les fonctions et coefficients de couplages inconnus q^{te} , q^{tm} , ρ_{mn} , ρ_{10} .

Pour résoudre ce problème plusieurs solutions ont été proposées. Deux méthodes de moments, celle de MAHMOUD et BEAL [28] qui projettent les fonctions inconnues q^{te} et q^{tm} sur une base complète de fonctions orthogonales et celle de ROZZI [29] qui au contraire exprime le champ dans l'ouverture comme une somme pondérée de fonctions connues (fonctions de Laguerre).

La méthode que nous avons choisie a été initiée dans notre laboratoire par Ph. GELIN [30]. Cette méthode nécessite dans une première étape la transformation des équations de continuité en un système d'équations intégrales couplées que l'on peut résoudre ensuite de manière itérative.

La transformation des relations III.6 et III.7 en un système d'équations intégrales couplées est effectuée en faisant usage des propriétés d'orthogonalité des modes dans chacune des deux régions de l'espace. On fait alors apparaître dans les équations intégrales couplées des expressions analytiques approximatives pour les fonctions de couplages inconnues. Ces

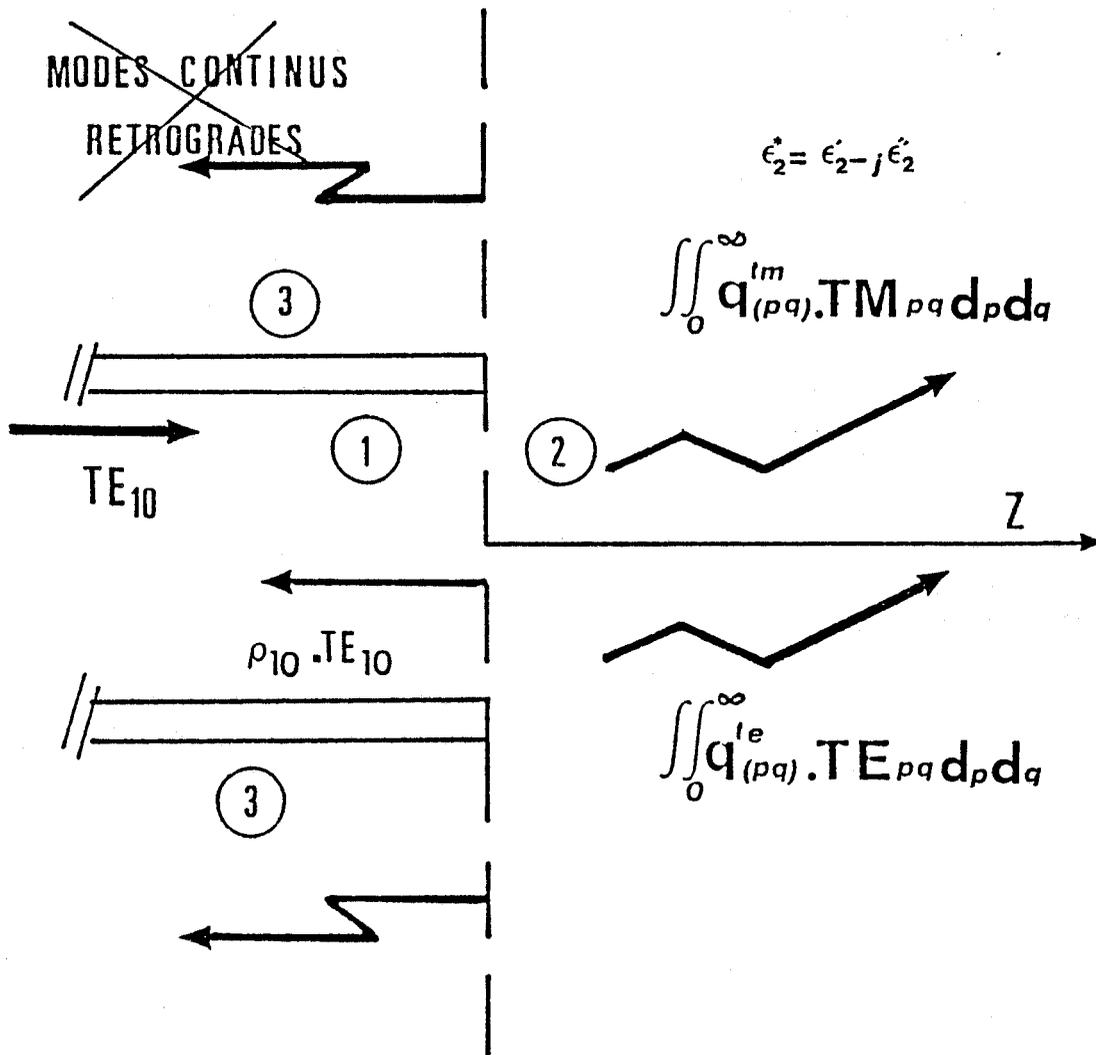


Figure I.5.b : Hypothèses simplificatrices sur les modes générés par la discontinuité entre un guide et un milieu dissipatif semi-infini.

solutions permettent alors d'initialiser le processus itératif de résolution numérique des équations intégrales. Dans ces conditions les fonctions inconnues peuvent s'exprimer sous la forme [30] :

$$\begin{aligned} q^{te}(pq) &= q_0^{te}(pq) + f_e(p, q, \rho_{mn}) \\ q^{tm}(pq) &= q_0^{tm}(pq) + f_m(p, q, \rho_{mn}) \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

$$\rho_{mn} = g_i [q^{te}(pq), q^{tm}(pq)] \quad (\text{III.9})$$

La résolution de ce système se fait alors au moyen des séries de NEUMAN [30 à 32]. Les fonctions analytiques q_0^{te} et q_0^{tm} qui ne dépendent que des vecteurs d'ondes transversaux sont des solutions d'ordre zéro des fonctions q^{te} et q^{tm} respectivement ; Ce sont ces solutions d'ordre zéro qui permettent d'initialiser le processus itératif de NEUMAN.

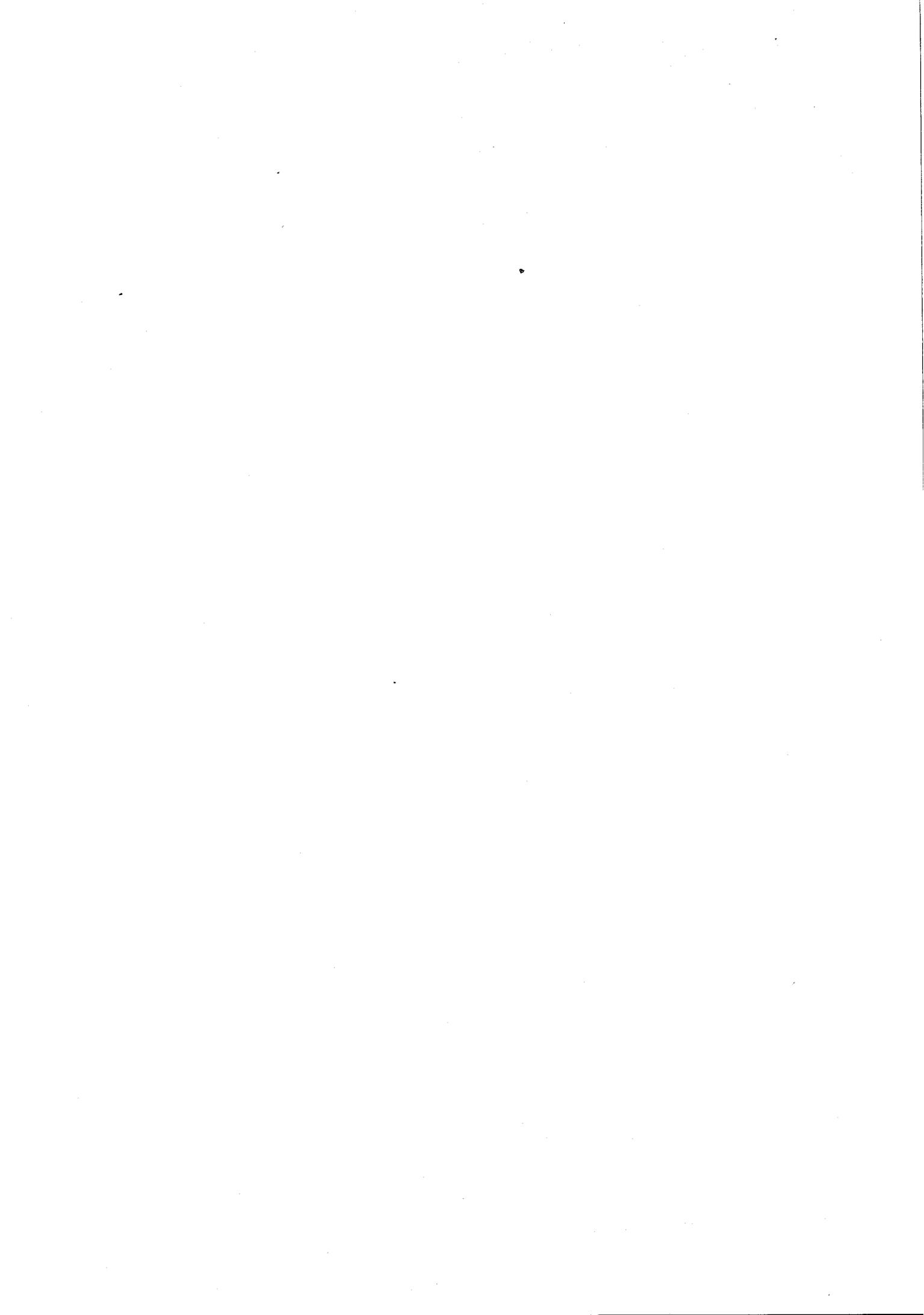
Notons que les solutions q_0^{te} et q_0^{tm} correspondent physiquement à l'hypothèse où l'on néglige tous les modes supérieurs rétrogrades dans les milieux 2 et 3 (Figure 1.5.b). Cette approximation correspond en fait aux hypothèses que nous nous sommes fixées au début de cette étude. Ceci nous permet de considérer uniquement les solutions d'ordre zéro q_0^{te} et q_0^{tm} et de réduire ainsi le coût de résolution numérique des relations III.8 et III.9.

Dans ces conditions et compte tenu des calculs développés en Annexe III.1, les coefficients de couplage s'expriment analytiquement sous la forme contractée suivante :

$$q^{te}(pq) = \frac{\beta_{10}(\beta_{10} + \gamma_2)}{\beta_{10}|\gamma_2|} \langle H_{pq}^{te} / E_y^{10} \rangle \quad (\text{III.10})$$

$$q^{tm}(pq) = \frac{\beta_{10}|\gamma_2|\epsilon_2^*}{|\epsilon_2^*|} \langle H_{pq}^{tm} / E_y^{10} \rangle \quad (\text{III.11})$$

Les coefficients de couplage aux modes rétrogrades supérieurs dans le guide peuvent être calculés de la même façon. Toutefois, pour valider l'hypothèse de départ nous nous intéressons uniquement au coefficient



de réflexion ρ_{10} qui traduit l'adaptation de la sonde et qui se calcule numériquement à partir de l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \rho_{10} = & \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{te}(p,q) \left[\frac{1}{\gamma_2} (\beta_{10} - \gamma_2) \right] \langle H_{pq}^{te} / E_y^{10} \rangle dpdq \\ & + \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{tm}(p,q) \left[\frac{1}{k_0^2 \epsilon_2^*} (\beta_{10} \gamma_2 - k_0^2 \epsilon_2^*) \right] \langle H_{pq}^{tm} / E_y^{10} \rangle dpdq \end{aligned} \quad (III.12)$$

I.3.3.2. Equations destinées au test de la méthode

En adoptant la même démarche que précédemment (Application des propriétés d'orthogonalité aux relations III.6 et III.7) nous obtenons deux autres relations qui vont servir de test à la méthode modale :

$$\begin{aligned} 4 = & \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{te}(pq) \left[\frac{1}{\gamma_2} (\beta_{10} + \gamma_2) \right] \langle H_{pq}^{te} / E_y^{10} \rangle^* dpdq \\ & + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{tm}(pq) \left[\frac{1}{k_0^2 \epsilon_2^*} (\beta_{10} \gamma_2 + k_0^2 \epsilon_2^*) \right] \langle H_{pq}^{tm} / E_y^{10} \rangle^* dpdq \end{aligned} \quad (III.13)$$

$$1 = |\rho_{10}|^2 + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[|q^{te}(pq)|^2 R(P(pq)) + |q^{tm}(pq)|^2 R(P(pq)) \right] dpdq \quad (III.14)$$

La relation III.14 représente l'expression mathématique de la loi de conservation de l'énergie à la discontinuité. La quantité $|\rho_{10}|^2$ représente la puissance couplée à la partie réfléchie du mode TE₁₀, et le terme de droite représente la puissance réelle couplée aux modes continus transmis dans le milieu semi_infini.

Dans les expressions III.10 à III.14 notons que :

la notation $\langle \rangle$: correspond à un produit scalaire.

β_{10} : constante de phase dans le guide, pour le mode TE₁₀ (définie par la relation III.1).

$\gamma_2 = \beta_2 - j\alpha_2$ constante de propagation dans le milieu 2.

E_x^{10} : champ électrique du mode incident TE₁₀.

H_x^{10} : champ magnétique du mode incident TE₁₀.

$H^{te}(pq)$: champs magnétiques des modes TE_{pq}.

$H^{tm}(pq)$: champs magnétiques des modes TM_{pq}.

1.3.3.3. EXPRESSION DU CHAMP DANS LE MILIEU SEMI-INFINI

Après avoir déterminé analytiquement les fonctions de couplage q^{te} et q^{tm} , ainsi que les expressions des champs de modes générés par la discontinuité nous pouvons maintenant exprimer les six composantes tridimensionnelles du champ électromagnétique dans le milieu semi infini. Toutefois, comme les paramètres de couplage nécessaires au calcul des signaux radiométriques (C.Q.F Chapitre II) ne sont reliés qu'aux seules composantes du champ électrique E en un point (x y z) du milieu semi_infini nous ne nous intéressons qu'à celles-ci ; elles s'écrivent :

$$E_x(xyz) = \int \int_0^\infty [q^{te}(pq)E^{te}_x(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_x(pq)] e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.15)$$

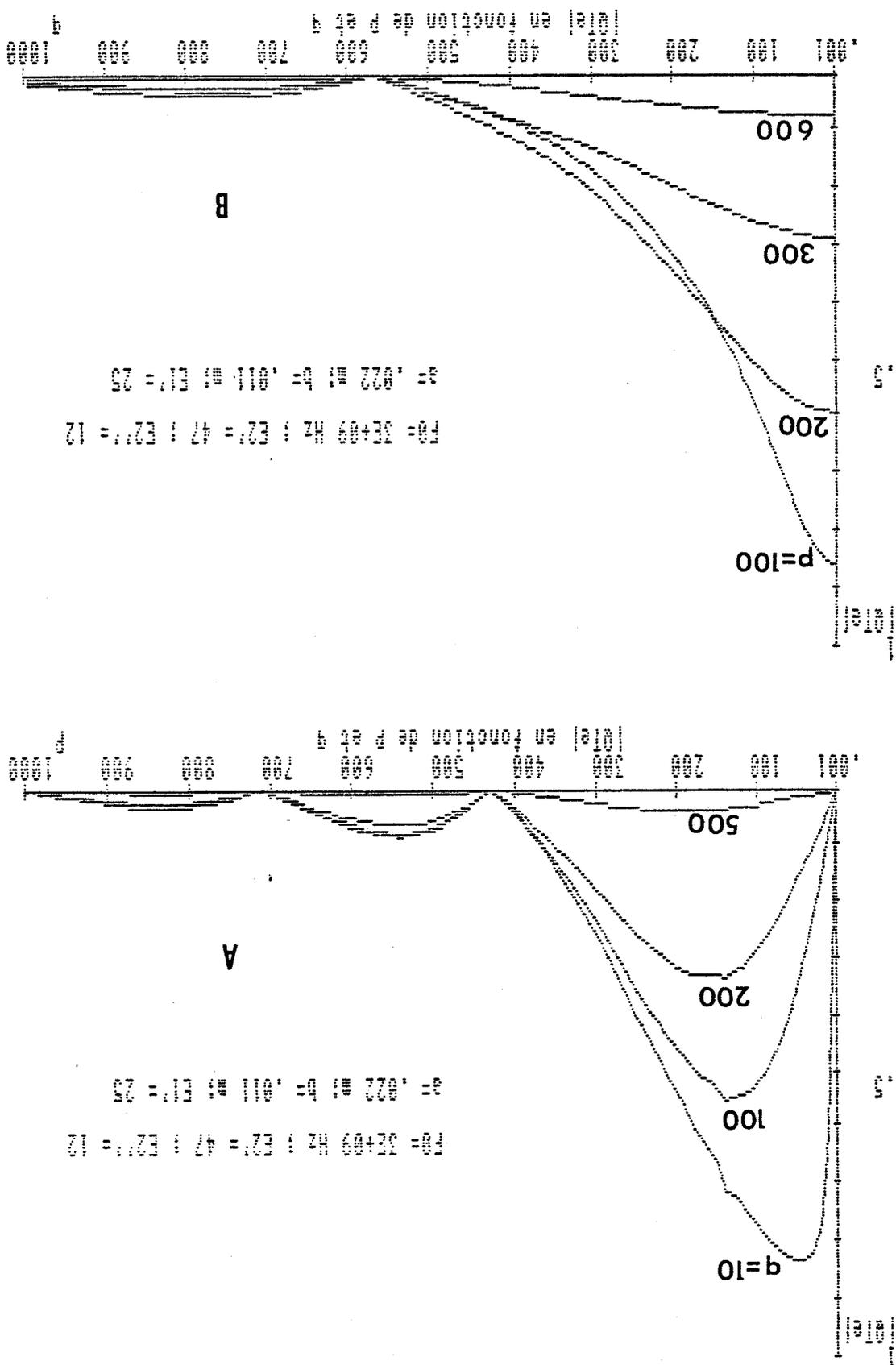
$$E_y(xyz) = \int \int_0^\infty [q^{te}(pq)E^{te}_y(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_y(pq)] e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.16)$$

$$E_z(xyz) = \int \int_0^\infty q^{tm}(pq)E^{tm}_z(pq) e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.17)$$

1.4. RESULTATS NUMERIQUES

Avant de traiter, au chapitre suivant, le calcul des signaux radiométriques en TMO et TMOC nous avons d'abord effectué des vérifications préliminaires dans le but de tester les

Figures 1.6 : Evolution de la fonction de couplage q^e des modes transmis dans le milieu semi-infini (simulant un tissu musculaire) en fonction des vecteurs d'ondes transversaux p et q .
 A : q^e en fonction de p .
 B : q^e en fonction de q .



performances de la méthode modale et de mener une comparaison des résultats obtenus avec ceux publiés dans la littérature et avec des relevés expérimentaux.

I.4.1. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE MODALE

I.4.1.1. Stabilité numérique

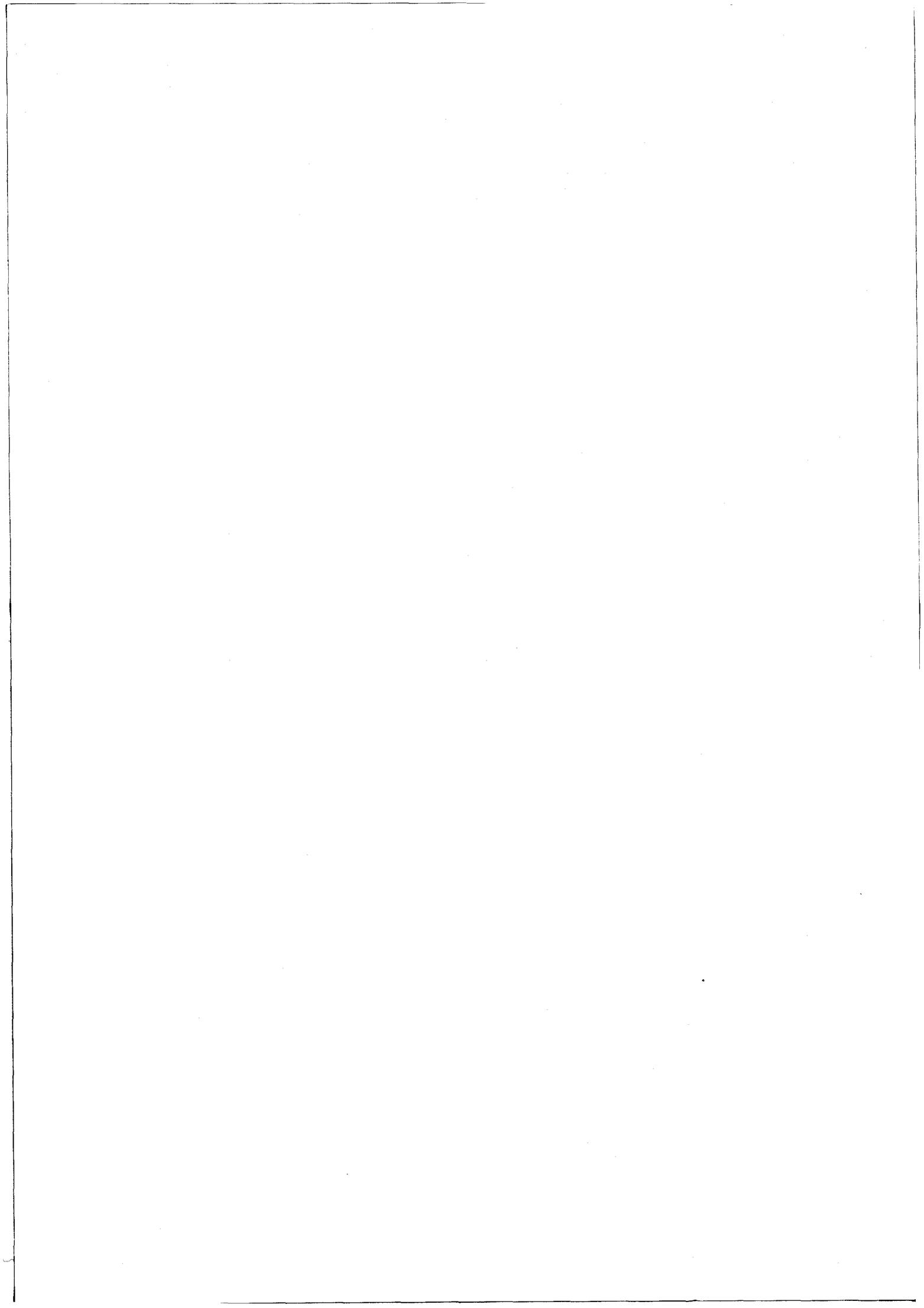
Outre la nature du milieu semi_infini la stabilité numérique est essentiellement liée au nombre de modes continus p et q pris en compte et à la discrétisation des domaines $(0, p_{\max})$ et $(0, q_{\max})$ nécessaire à l'intégration numérique. La détermination des valeurs p_{\max} et q_{\max} et des pas d'intégration peut être évaluée par exemple en étudiant l'évolution des fonctions de couplage $q^{te}(pq)$ et $q^{tm}(pq)$.

La figure I.6 donne un exemple de l'évolution de la fonction $q^{te}(pq)$ en fonction des nombres d'ondes transversaux p et q dans le cas où le milieu semi_infini est constitué d'un tissu musculaire à la fréquence de 3 GHz. On constate une décroissance de $q^{te}(pq)$ lorsque p et q augmentent (la fonction $q^{tm}(pq)$ présente une évolution similaire); Autrement dit la contribution des modes continus devient négligeable lorsque p et q tendent vers des valeurs supérieures ou égales à 600 m^{-1} .

En ce qui concerne la discrétisation du domaine d'intégration, elle résulte essentiellement de l'importance des variations des fonctions $q^t(p, q)$.

I.4.1.2. Test de la méthode

Nous avons testé cette méthode à l'aide de la relation III.13 (qui permet de vérifier la validité des différentes fonctions de couplage) et de l'expression III.14 qui traduit la loi de conservation de l'énergie à la discontinuité, le tableau I.2 illustre ces propos. Ce type de test justifie les hypothèses de départ (prise en compte du seul mode fondamental dans le guide) puisque



ϵ_1 (guide)	Milieu dissipatif				FGHz	$1- \bar{p}_{10} ^2$	EN*	Ecart %
			$\epsilon'2$	$\epsilon''2$				
25	Milieu à forte teneur en EAU	EAU	78	13	3	0,878	0,879	0,1
		Muscle	46	12	3	0,943	0,943	< 0,1
25 12	Milieu à faible teneur en EAU	Acétone	21,1	15	3	0,993	1,06	6,6
		Tissus Adipeux	5,5	1	3	0,973	1,13	14

$p_{\max} = q_{\max} = 830$
 Guide monomode : (a = 22 mm ; b = 11 mm)

$$* EN = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q^{(e)}(pq)]^2 \mathbb{R}(P_{pq}) dp dq$$

Tableau I.2. : Vérification de l'équilibre du bilan énergétique dans le plan de la discontinuité.

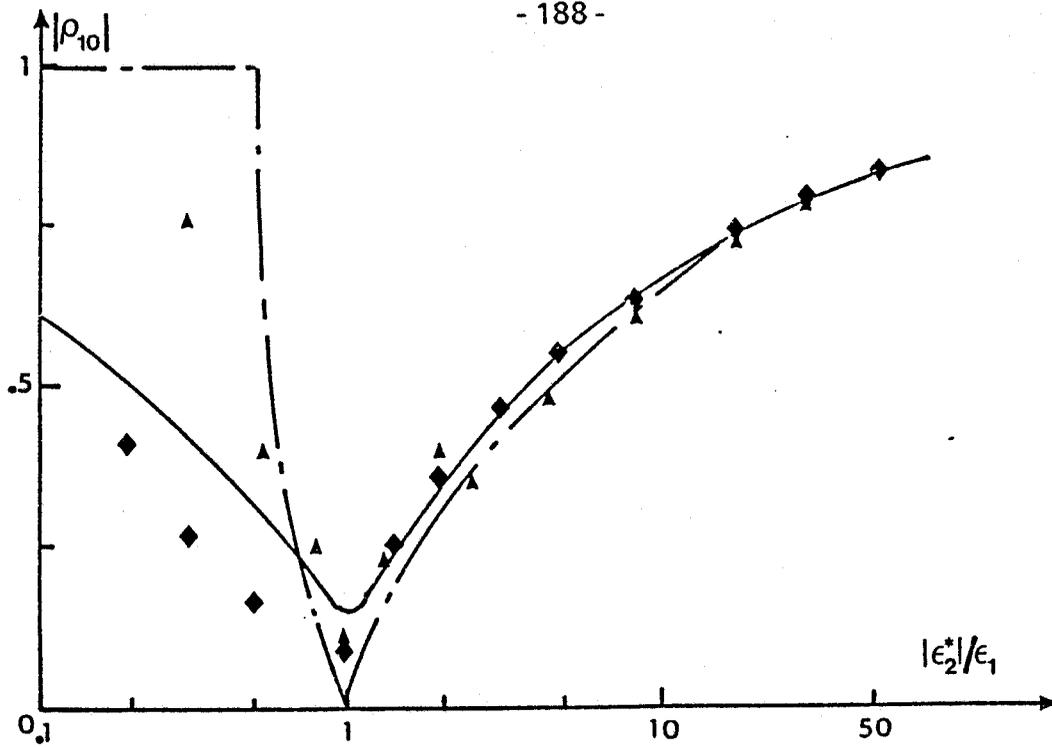


Figure 1.7 : Evolution du coefficient de réflexion $|\rho_{10}|$ en fonction des rapports de permittivité du milieu dissipatif et du guide. (F = 9 GHz, a = 2b = 22.86 mm)

— — — — — Loi de Fresnel.
 ————— Méthode Modale
 ▲ Modèle Tridimensionnel } $\sigma_2 \leq 1.5$ s/m
 ◆ Méthode Modale } $\sigma_2 \leq 0.5$ s/m

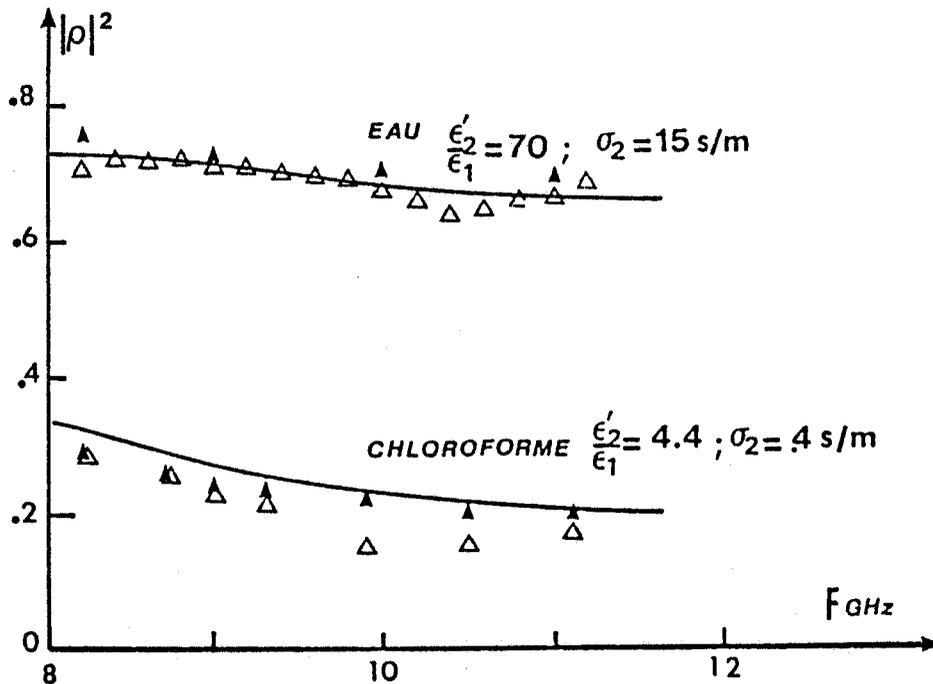


Figure 1.8.a : Comparaison théorie-Expérience pour le coefficient de réflexion à la discontinuité entre une sonde TMO et l'eau ou le chloroforme.

————— Méthode modale
 ▲ Modèle Tridimensionnel
 △ Mesures à l'analyseur de Réseau.

le bilan énergétique dans le plan de la discontinuité est équilibré avec un écart < 1 % dans le cas général de tissus vivants à forte teneur en eau. Par contre dans le cas de milieux à faible teneur en eau l'écart peut varier entre 5 % et 14 %. Cette dernière valeur est atteinte dans le cas limite de tissus adipeux. Notons que ces deux tests sont effectués systématiquement au début du logiciel avant d'aborder le calcul des grandeurs physiques nécessaires au calcul des signaux radiométriques.

I.4.2. COMPORTEMENT DU COEFFICIENT DE REFLEXION

Nous avons effectué des calculs numériques du coefficient de réflexion à la discontinuité (relation III.12) pour différentes situations incluant des milieux à forte et à faible teneur en eau et pour différentes permittivités dans le guide.

Cette étude est résumée sur la figure I.7 qui représente le module du coefficient de réflexion ρ_{10} en fonction du rapport $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1$. Nos résultats sont comparés à ceux obtenus à partir du modèle tridimensionnel présenté au paragraphe I.2.2. On constate un accord satisfaisant entre les résultats issus des deux modélisations en particulier dans les cas pratiques en radiométrie (guide monomode, $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 > 0,5$). Plus précisément les écarts entre les résultats sont négligeables lorsque $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 > 5$ même si $\sigma_2 < 0,5$ (milieu peu absorbant). Lorsque σ_2 augmente, les écarts restent faibles même si $1 < |\epsilon^*_2|/\epsilon_1 < 5$. Enfin pour $|\epsilon^*_2|/\epsilon_1 < 1$ des écarts, pouvant être importants, apparaissent entre les résultats issus des deux modélisations.

Il est toutefois difficile de conclure dans ce cas de figure en faveur de l'une des deux modélisations. En effet, la validité du modèle tridimensionnel est conditionnée par un surdimensionnement plus important du deuxième guide. De même notre calcul ne faisant pas intervenir les modes supérieurs évanescents dans le guide exciteur, perd de la précision.

Comme nous ne disposons pas de travaux de référence, nous avons confronté (Figure I.8.a) les résultats numériques issus des deux méthodes précédentes à des relevés expérimentaux du coefficient de réflexion, pour une sonde constituée d'un guide bande X, appliquée successivement sur deux types de milieux d'absorption différente (eau, chloroforme).

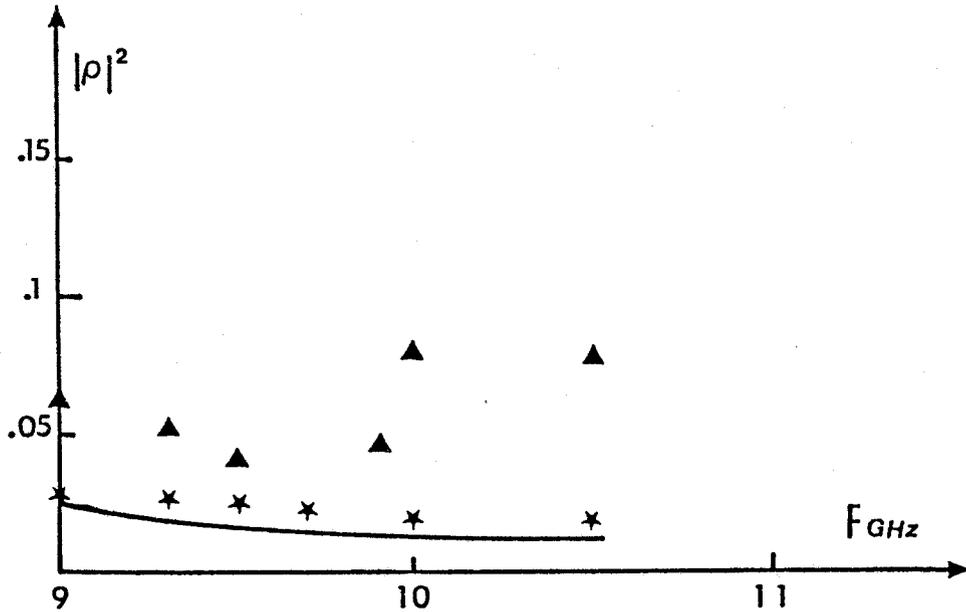


Figure 1.8.b : Comparaison Théorie Expérience pour le coefficient de réflexion en puissance en fonction de la fréquence ($\epsilon_1 = 4, \epsilon'_2 = 4.4, \sigma_2 = 0.4 \text{ s/m}$
 $a = 2b = 2,28 \text{ cm}$).
— Méthode Modale
★ Modèle Tridimensionnel ($a' = 10a, b' = b$)
▲ Mesures à l'analyseur de réseau.

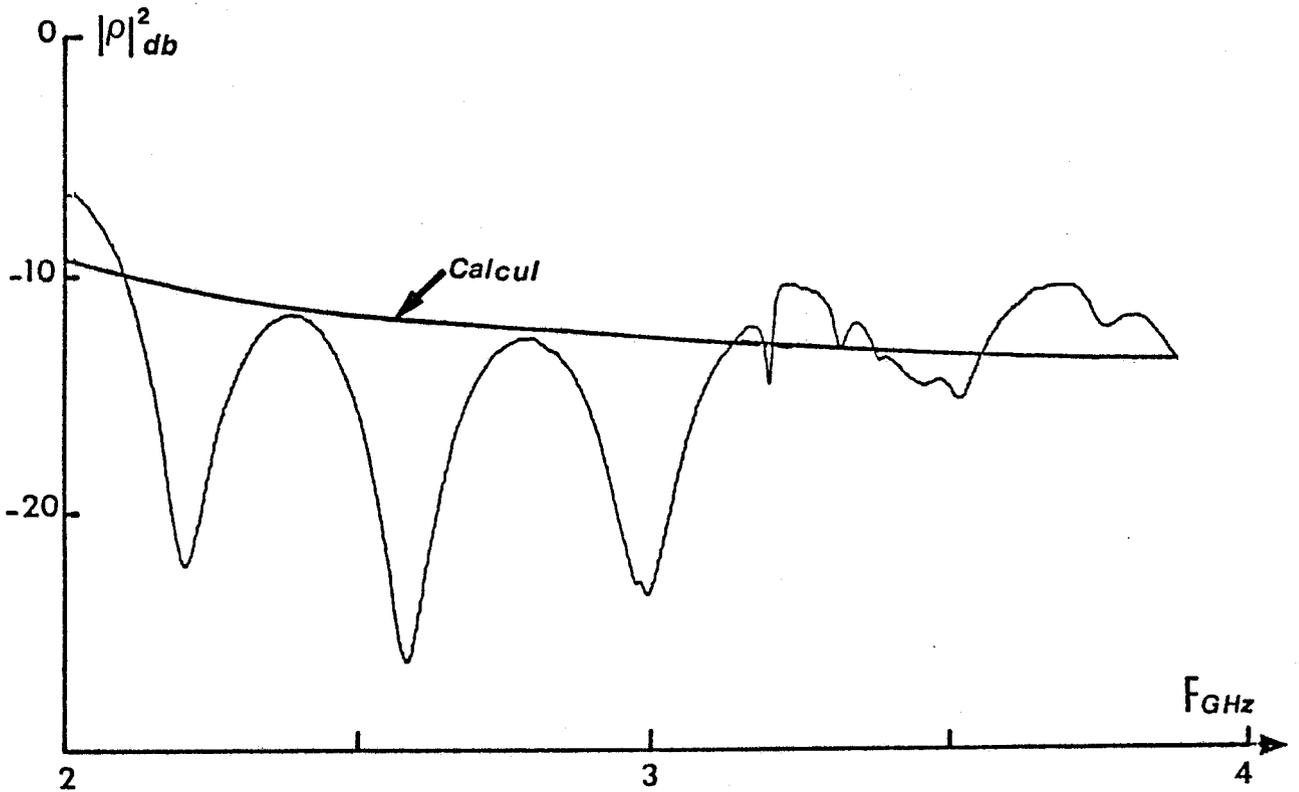


Figure 1.8.c : Relevé du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence (Analyseur de Réseau) dans le cas d'une sonde au contact d'un tissu vivant (bras) ($a = 2b = 22 \text{ mm}, \epsilon_1 = 25$).

Nous constatons un bon accord entre les résultats numériques et l'expérience dans le cas de l'eau. Dans le cas du chloroforme (peu absorbant) des écarts, relativement faibles compte tenu de la marge d'erreur expérimentale, apparaissent entre les résultats numériques et l'expérience. La figure I.8.b complète ce résultat et montre le cas particulier ($|\epsilon_2^*|/\epsilon_1 \rightarrow 1$; $\sigma_2 < 0,5$) où les résultats numériques issus des deux méthodes commencent à diverger (Figure I.7) ; Nous constatons que les résultats numériques présentent des écarts dans le même sens par rapport au relevé expérimental. Ce qui confirme l'analyse précédente concernant les écarts entre les deux modèles.

Enfin, la figure I.8.c présente un des nombreux relevés expérimentaux [24- 33 - 34] effectués à l'analyseur de réseaux sur une sonde TMO appliquée à différents endroits du corps humain. Ce résultat concerne l'évolution du coefficient de réflexion en puissance, en fonction de la fréquence, d'une sonde rectangulaire ($\epsilon_1 = 25$) appliquée sur un bras. Les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience compte tenu que le calcul ne concerne que la discontinuité entre l'ouverture du guide et le tissu vivant alors que la mesure rend compte du coefficient de réflexion global sonde-tissu vivant (incluant la discontinuité supplémentaire entre l'antenne linéaire qui plonge dans le guide et ce dernier). Notons que cette dernière remarque s'applique aussi aux résultats présentés sur les figures I.8.a et b.

I.4.3. RACCORDEMENT DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE PLAN DE LA DISCONTINUITÉ

Il s'agit ici de vérifier si les deux hypothèses du caractère négligeable des modes supérieurs rétrogrades dans le guide d'une part et de nullité des champs dans le milieu 3 d'autre part se justifient. Pour cela nous allons comparer les champs dans le plan de la discontinuité en utilisant les modes de part et d'autre de celle-ci. La différence entre ces deux représentations traduit l'importance des modes continus dans le milieu 3 et des modes supérieurs discrets dans le guide, ces deux types de modes sont générés par la discontinuité.

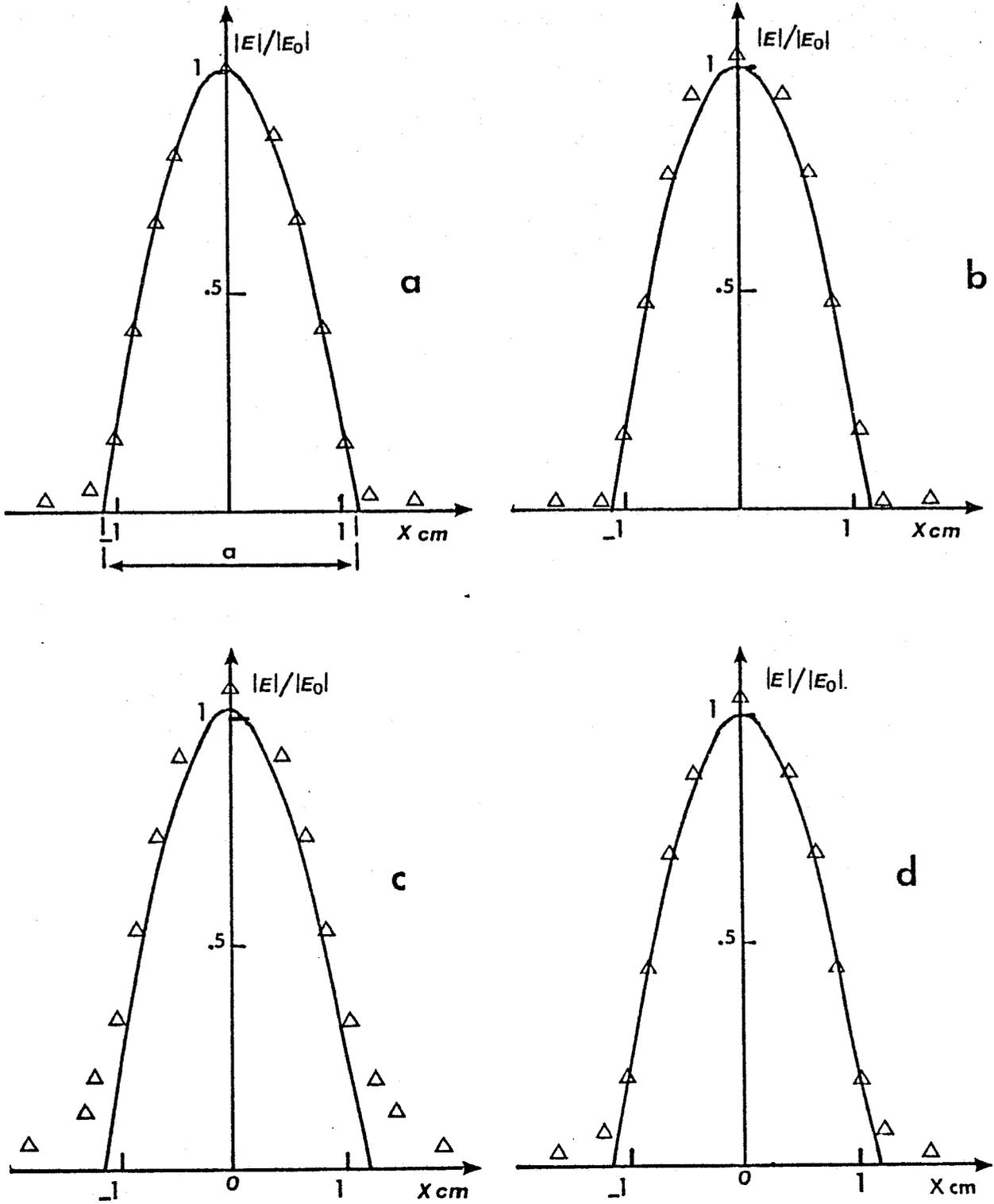


Figure 1.9 : Vérification du raccordement du champ électrique dans le plan de la discontinuité.

————— Δ Champ dans le guide à $Z = 0$ soit $|E|_{10}(1 + \rho_{10})|$
 Δ Champ dans le milieu semi-infini à $Z = 0$.

(a) cas d'un tissu musculaire ($\epsilon'_2 = 46, \sigma_2 = 25 \text{ S/m}$)

(b) cas de l'eau ($\epsilon'_2 = 77, \sigma_2 = 1,85 \text{ S/m}$)

($F = 3 \text{ GHz}, \epsilon_1 = 25, Y = 0, a = 2b = 22 \text{ mm}$)

(c) cas d'un milieu à très faible teneur en eau ($\epsilon'_2 = 1, \sigma_2 = 0.4 \text{ S/m}$)

(d) cas du chloroforme ($\epsilon'_2 = 4.4, \sigma_2 = 0.4 \text{ S/m}$)

($F = 9 \text{ GHz}, \epsilon_1 = 1, a = 2b = 22,86 \text{ mm}, Y = 0$).

La représentation du champ des modes continus TE_{pq} et TM_{pq} dans le plan de la discontinuité est obtenue à partir du calcul numérique des relations III.15, III.16 et III.17. Celle du champ électrique incident TE₁₀ et sa partie réfléchie est décrite par la relation suivante :

$$E = E^{10} (1 + \rho_{10})$$

où E^{10} représente le champ électrique incident du mode fondamental TE₁₀ (guide monomode).

Les figures I.9.a et b donnent des exemples de l'évolution du champ dans le plan de la discontinuité dans le cas où le guide exciteur est appliqué sur un milieu semi_infini à forte teneur en eau ($\sigma_2 > 1$). On constate un très bon accord entre les deux représentations aussi bien à l'ouverture du guide que dans le prolongement latéral de celle-ci.

Dans le cas où le milieu semi_infini est peu absorbant ($\sigma_2 < 0,5$) les exemples présentés sur les figures I.9.c et d montrent que la différence entre les deux représentations dépend du rapport ϵ'_2/ϵ_1 . Lorsque ce rapport tend vers 1 l'écart peut atteindre 20 % du maximum du champ dans l'ouverture du guide ; Cet écart se réduit à moins de 8 % lorsque $\epsilon'_2/\epsilon_1 > 4$ (Figure I.9.d).

Essais d'interprétation des résultats

Les ondes électromagnétiques ayant tendance à mieux se propager dans les milieux de forte permittivité, les résultats précédents semblent cohérents. Par ailleurs, lorsque les pertes augmentent (Figure I.9.a et b) nous pensons que la nature de l'interface a tendance à se rapprocher d'un mur électrique, on vérifie alors mieux la nullité des champs électriques à l'extérieur de l'ouverture dans le plan de la discontinuité.

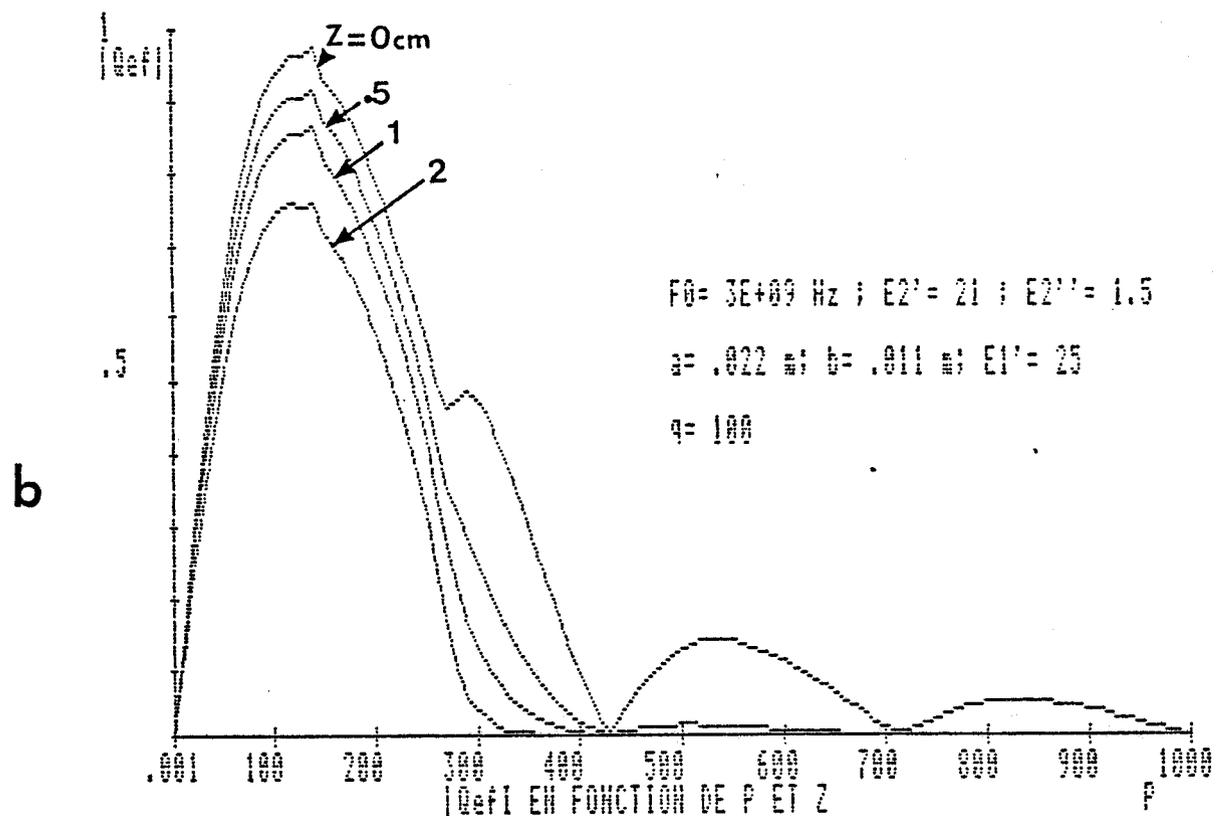
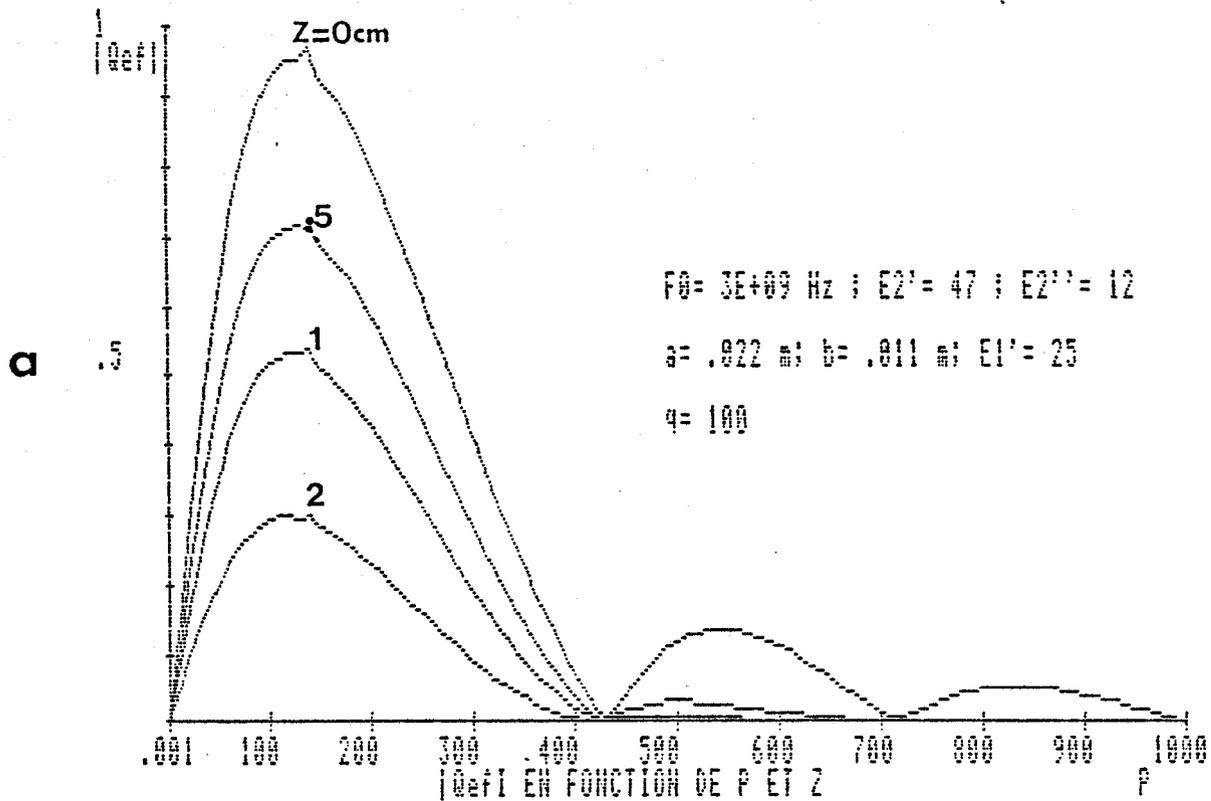


Figure I.10 : Evolution de la fonction de couplage effective en fonctions des vecteurs d'ondes transversaux p et q , pour différentes profondeurs Z .
 (a) cas d'un milieu à forte teneur en eau.
 (b) cas d'un milieu à faible teneur en eau.

I.4.4. REPRESENTATION DU CHAMP DANS LE MILIEU SEMI-

INFINI

Rappelons tout d'abord que l'objet principal de la méthode modale est de permettre une détermination aussi rigoureuse que possible de la carte des champs dans un milieu semi-infini en vue du calcul des paramètres de couplage nécessaires au calcul des signaux en radiométrie.

I.4.4.1. Expressions du champ électrique

Nous rappelons que les composantes du champ électrique en un point (x, y, z) du milieu semi-infini s'écrivent :

$$E_x(xyz) = \int \int_0^\infty [q^{te}(pq)E^{te}_x(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_x(pq)] e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.15)$$

$$E_y(xyz) = \int \int_0^\infty [q^{te}(pq)E^{te}_y(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_y(pq)] e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.16)$$

$$E_z(xyz) = \int \int_0^\infty q^{tm}(pq)E^{tm}_z(pq) e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (III.17)$$

$$\text{avec } \gamma_2 = \gamma_2(pq) = \beta_2(pq) - j\alpha_2(pq)$$

Pour tracer les cartes de champ à diverses profondeurs, il est nécessaire de réaliser une intégration numérique des quantités ci-dessus. On peut remarquer que si $q^{te\{m\}}(pq)$ sont les fonctions de couplage aux modes TE(pq) et TM(pq), $q^{tm\{m\}}(pq) \times e^{-\alpha_2(pq)z}$ sont elles les fonctions effectives de couplage à ces mêmes modes dans l'axe z.

Les figures I.10 a et b qui représentent l'évolution de la fonction de couplage effective ($Q_{ef} = q^{te}_{(pq)} e^{-\alpha_2(pq)z}$) en fonction de p et de q pour différentes valeurs de la profondeur z montrent que l'amplitude de cette fonction diminue lorsque p, q et z augmentent. Ces exemples

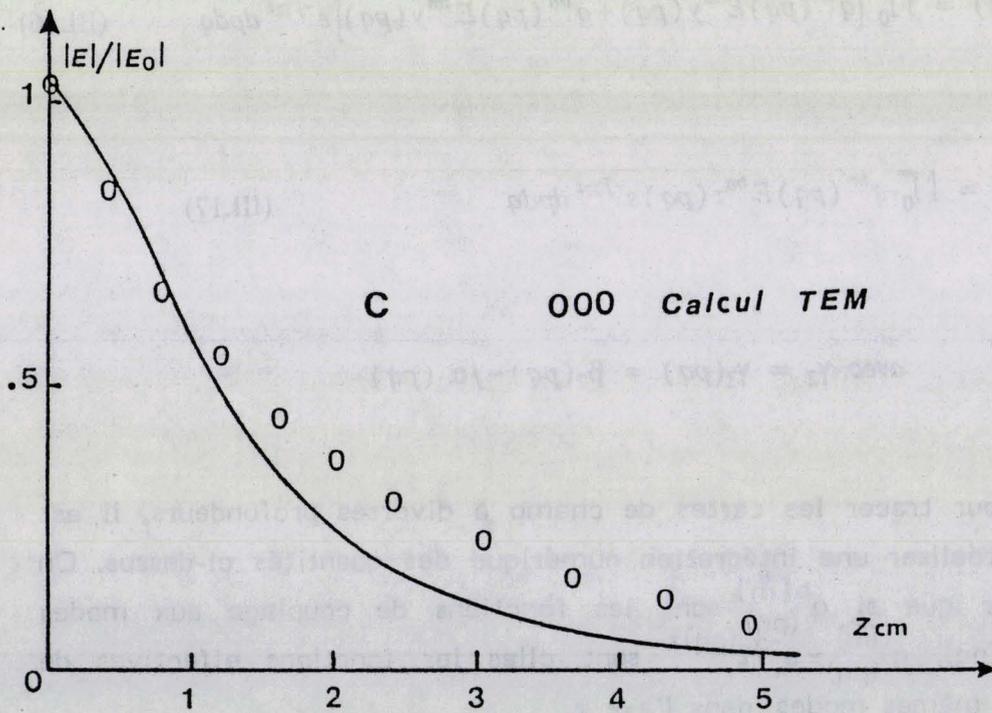
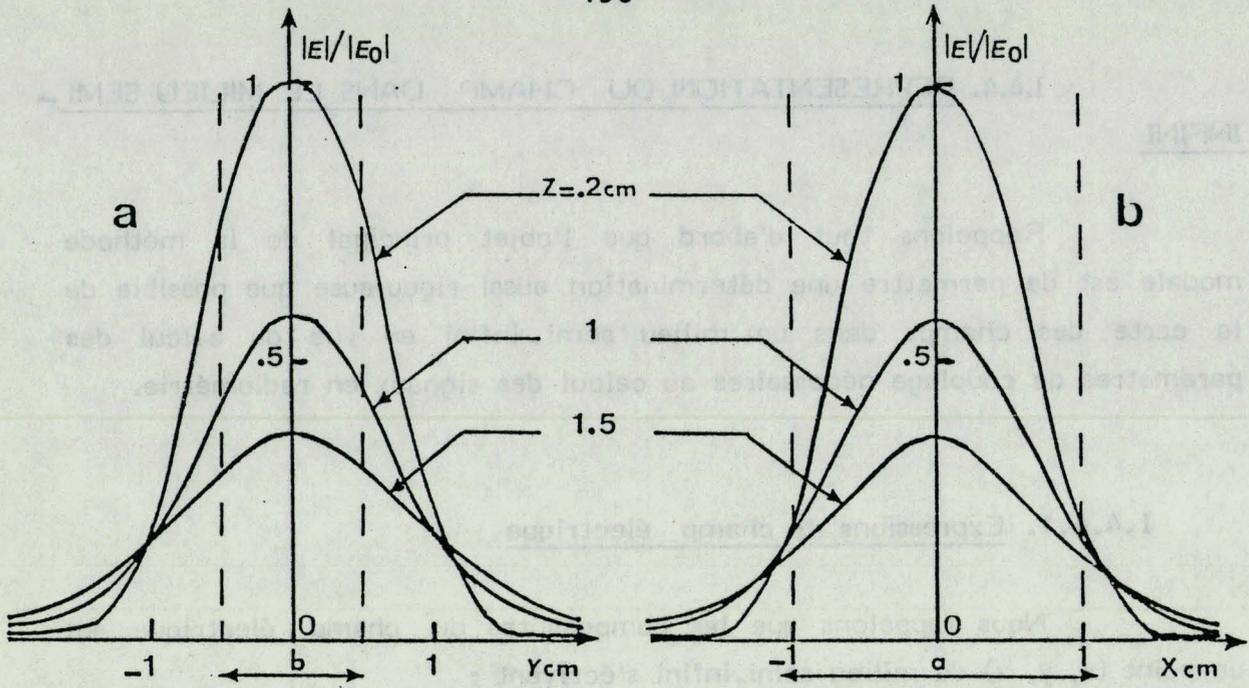


Figure 1.11: Evolution du champ électrique calculé dans un milieu fort absorbant (cas de l'eau à 3.2 GHz).
 ($\epsilon_1 = 16$, $\epsilon'_2 = 77,85$, $\sigma_2 = 2.3$ S/m, $a = 2b = 22$ mm)

- (a) : En fonction de y pour $x = 0$
- (b) : En fonction de x pour $y = 0$
- (c) : En fonction de z pour $x = y = 0$

démontrent que s'il est nécessaire d'intégrer les expressions III.15, III.16 et III.17 jusqu'à des valeurs p_{\max} et q_{\max} importantes pour avoir une représentation adéquate de la carte des champs à la discontinuité ($z = 0$), le domaine d'intégration se réduit notablement avec la profondeur z . Cette remarque sera mise à profit pour diminuer notablement les temps calcul et permettre ultérieurement d'implanter ce logiciel sur miniordinateurs.

I.4.4.2. Résultats numériques

De nombreuses situations ont été traitées et de nombreux résultats numériques ont été obtenus dans ce domaine à partir du calcul des relations II.15, II.16 et III.17. Nous présentons le cas de deux types de milieux, fortement absorbants et peu absorbants.

i) Cas de milieux à forte teneur en eau ($\sigma_2 > 1$ S/m)

Les figures I.11.a et b représentent le module du champ dans le milieu semi_infini dans les plans E et H pour différentes valeurs de la profondeur z (eau à 3,2 GHz). En plan H la figure I.11.a montré que l'on ne trouve des valeurs significatives des champs rayonnés que dans des zones situées dans le prolongement du guide. Par contre en plan E les valeurs ne sont pas négligeables en dehors de la zone prolongeant le guide. En d'autres termes pour dresser une carte précise des champs dans le milieu semi_infini il faut étendre les calculs en dehors de l'ouverture du guide. Un autre paramètre significatif du rayonnement d'un guide dans le milieu semi_infini est la profondeur de pénétration des ondes dans ce milieu (en terme d'une décroissance quasi exponentielle du champ E en fonction de z). La figure I.11.c donne un exemple de l'atténuation du champ en fonction de la profondeur z ; Les résultats numériques sont comparés à ceux obtenus par application des formules de l'optique géométrique. On constate une différence non négligeable entre les profondeurs calculées et celles estimées à partir du modèle TEM.

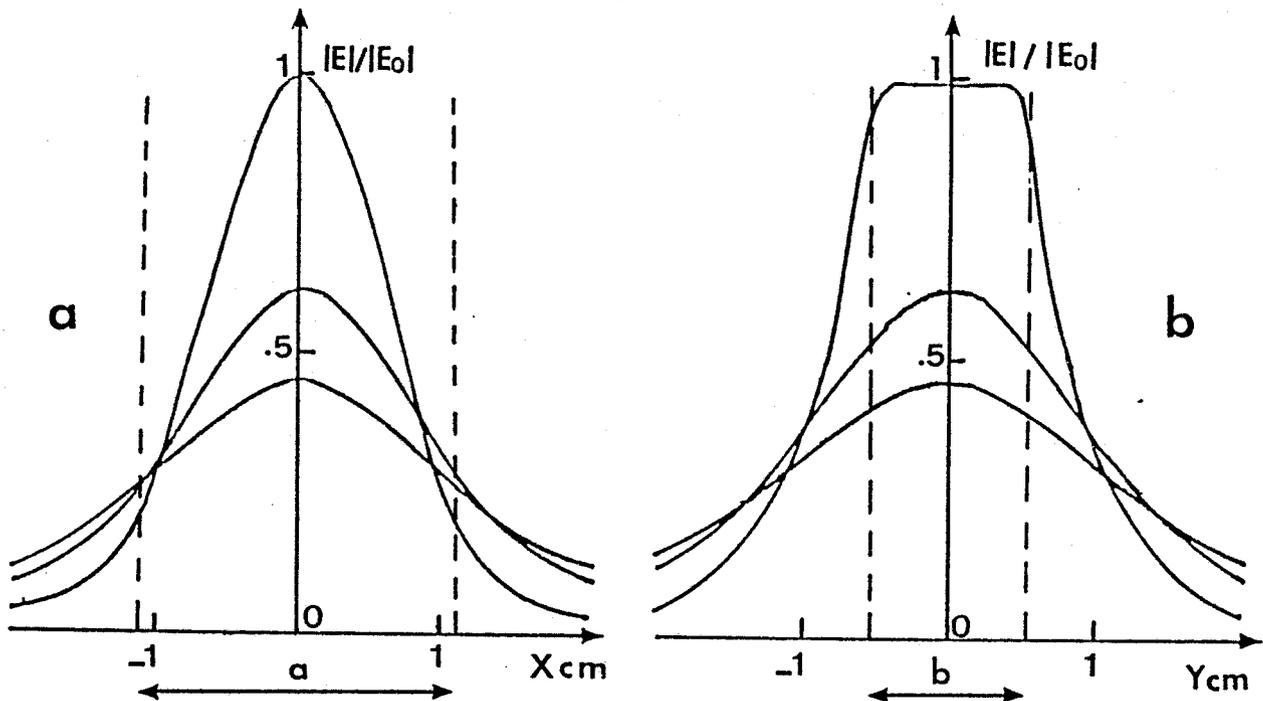


Figure 1.12 : Evolution du champ électrique calculé dans un milieu semi-infini peu absorbant.
 Cas de l'acétone : $F = 3.2 \text{ GHz}$, $\epsilon'_2 = 21$, $\sigma_2 = 0.25 \text{ S/m}$, $\epsilon_1 = 16$, $a = 2b = 22 \text{ mm}$
 (a) En fonction de x pour $y = 0$
 (b) En fonction de y pour $x = 0$
 (c) En fonction de z pour $x = y = 0$.

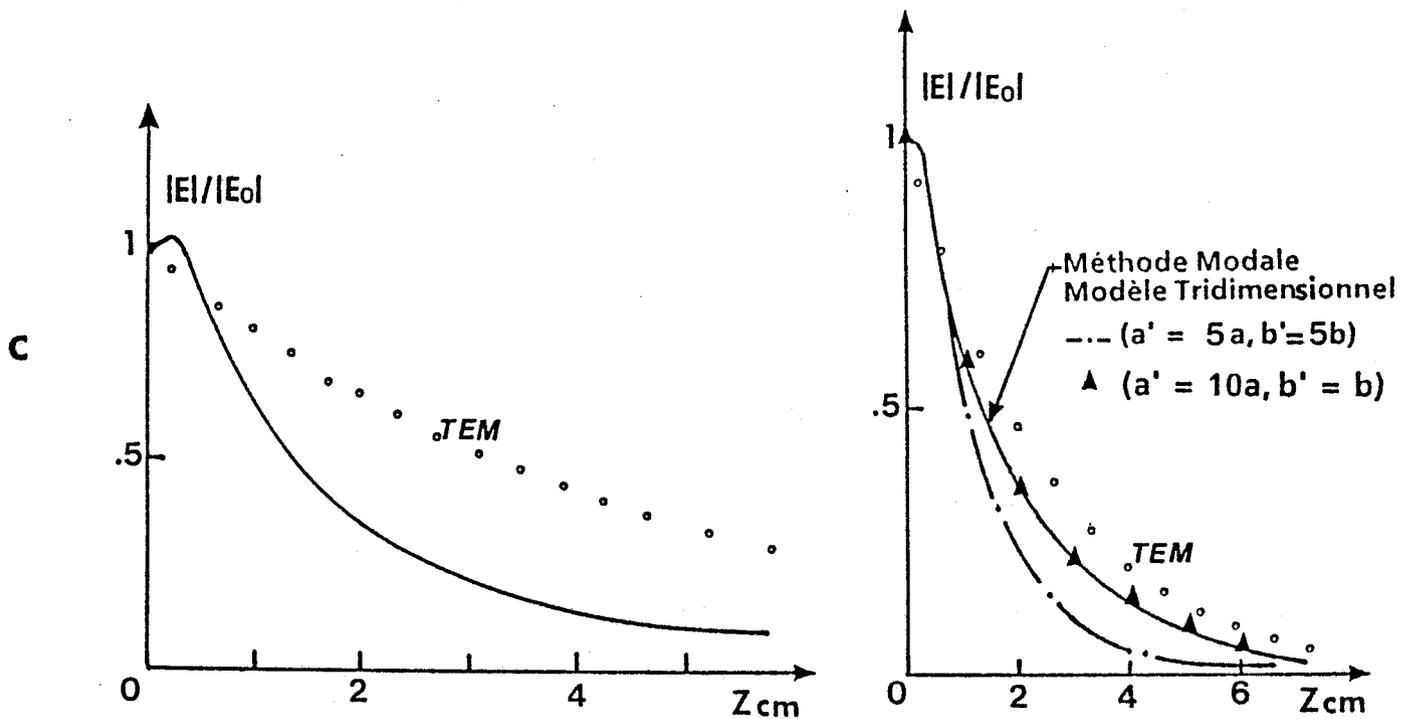


Figure 1.13 : Evolution du champ dans le chloroforme
 $F = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon'_2 = 4.49$,
 $\sigma_2 = 0.42 \text{ S/m}$, $\epsilon_1 = 1$,
 $a = 2b = 2,28 \text{ cm}$

ii) Cas de milieux à faible teneur en eau ($\sigma < 0,5$ S/m)

L'analyse des résultats présentés sur les figures I.12.a et b montre que contrairement au cas précédent les cartes de champs débordent notablement de l'ouverture du guide à cause des effets bien connus de la diffraction qui se manifeste particulièrement lorsque $\epsilon'_2/\epsilon_1 \rightarrow 1$ et $\sigma_2 < 0,5$. Ces évolutions du champ dans les plans E et H sont complétées (Figure I.12.c) par l'évolution du champ, dans l'axe du guide, en fonction de la profondeur z. Nous avons reporté sur cette figure les résultats obtenus à l'aide du modèle TEM. Les résultats du modèle TEM sont encore ici nettement trop optimistes en ce qui concerne la pénétration des ondes par rapport au calcul numérique.

I.4.4.3. Commentaires

Comme d'autres auteurs qui nous ont précédés et qui se sont intéressés à la modélisation de sondes-applicateurs [18 à 23] disons que les différences entre les profondeurs de pénétration calculées (Méthode modale, modèle tridimensionnel) et celles estimées à l'aide du modèle TEM peuvent être attribuées aux effets de la diffraction. Nous avons montré que ceci se manifeste particulièrement, dans le cas d'un guide monomode, lorsque $\sigma_2 < 0,5$ (cas de tissus à faible teneur en eau). Ainsi les résultats que nous venons de présenter (Figures I.11.c et I.12.c) montrent que les profondeurs de pénétration dans les tissus biologiques estimées par MYERS et al (§II.2 première partie) sont nettement trop optimistes en particulier dans le cas de tissus à faible teneur en eau (Figure I.12.c). Notons que ce type de résultats justifie pour les radiomètres destinés aux applications médicales, le choix de fréquences situées entre 1 et 4 GHz.

Remarquons également que la nature peu dissipative du deuxième milieu n'est pas l'unique cause des phénomènes de diffraction ; En effet, même dans le cas d'un tissu à faible teneur en eau, on constate que lorsque le rapport ϵ'_2/ϵ_1 augmente l'effet de la diffraction diminue et l'atténuation se rapproche de celle d'une onde T.E.M. L'exemple de la figure I.13 (à comparer à celui de la figure I.12.c) qui présente l'évolution du champ en fonction de la profondeur z dans le chloroforme (milieu peu dissipatif) illustre ces propos. Nous avons aussi reporté sur cette figure les résultats issus du modèle tridimensionnel, pour différents surdimensionnements du



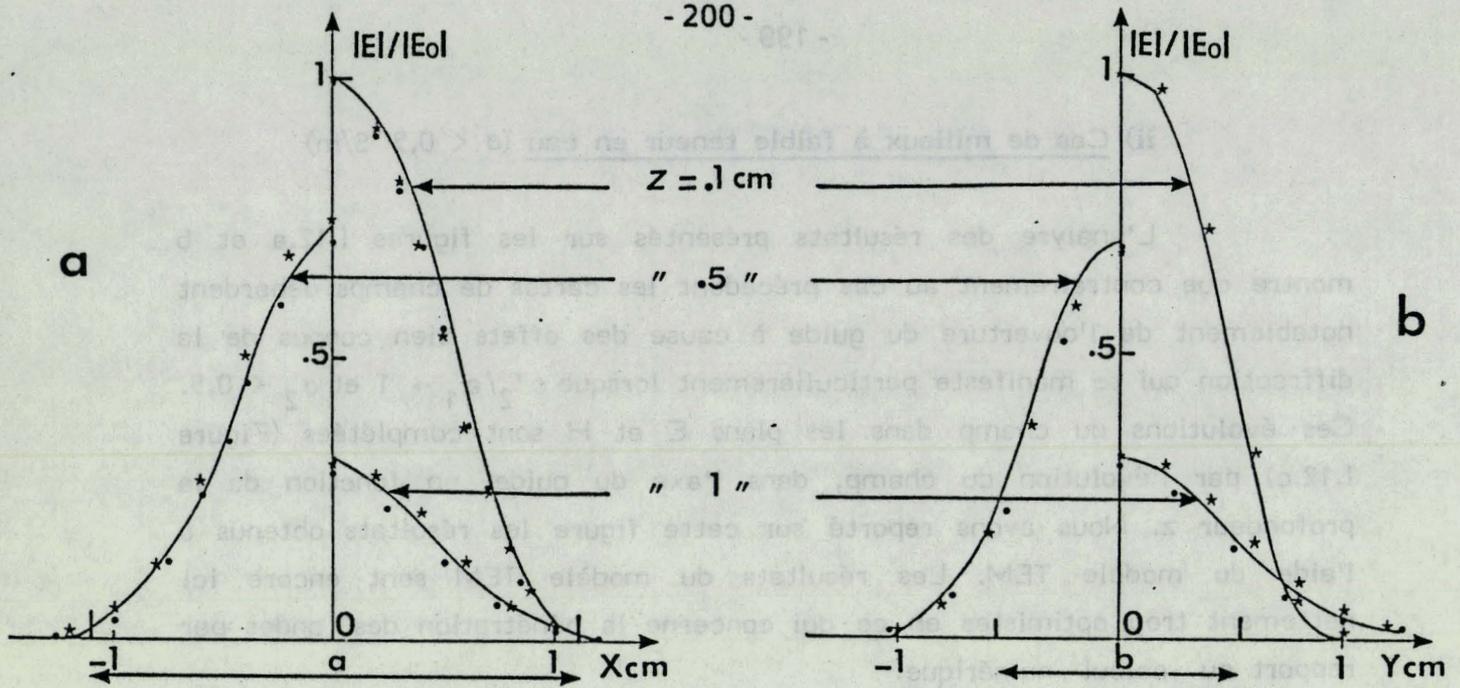


Figure I.14 : Relevés expérimentaux du champ rayonné dans l'eau (a et b) et dans l'acétone (c) à 3.2 GHz, par une sonde T.M.O. ($a = 2b = 22$ mm, $\epsilon_1 = 16$)

● Méthode Modale
 ★ Calcul numérique E.S.E.
 ★ Expérience

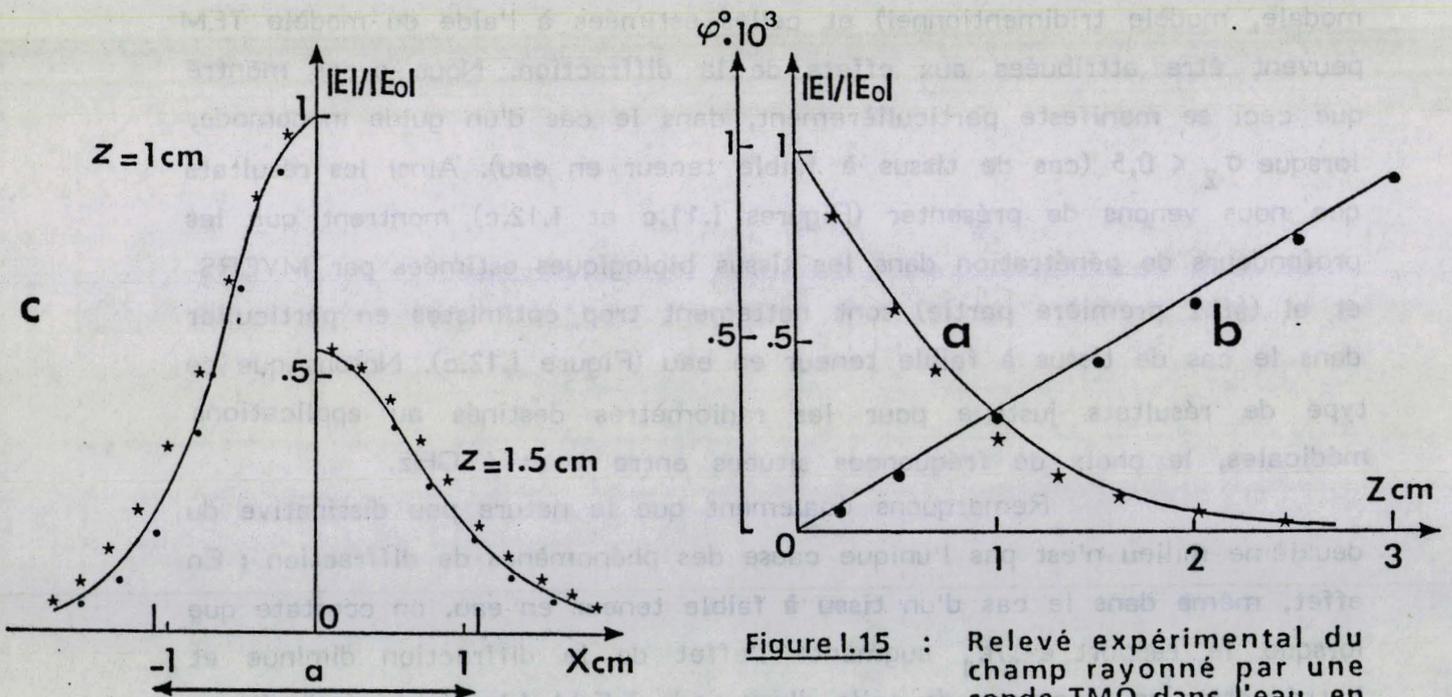


Figure I.15 : Relevé expérimental du champ rayonné par une sonde TMO dans l'eau, en fonction de la profondeur Z.
 (a) Module du champ
 (b) Phase du champ
 ($F = 3$ GHz, $\epsilon_1 = 25$, $a = 2b = 22$ mm, $x = y = 0$)
 — calcul numérique
 ★ ● Mesures à l'Analyseur de Réseau

deuxième guide, pour montrer une fois de plus la nécessité d'un surdimensionnement plus important et donc l'intérêt de notre modèle qui prend en compte ce problème.

Notons que les effets de diffraction ajoutés à l'atténuation propre du milieu expliquent les difficultés d'obtention d'un chauffage des tissus profonds en microondes, d'où la dénomination d'hyperthermie thérapeutique semi-profonde. En effet, contrairement aux prévisions optimistes basées sur le modèle T.E.M. les effets de diffraction diminuent la pénétration et la focalisation de la puissance rayonnée par un applicateur microonde dans le volume concerné par l'hyperthermie. Ajoutons enfin que ces résultats montrent aussi que les méthodes de dosimétrie de l'hyperthermie utilisant le modèle T.E.M. [35] sont insuffisantes pour rendre compte de la réalité physique.

I.4.4.4. Comparaison avec l'expérience

Pour compléter cette étude sur la prévision des cartes de champs rayonnés dans un milieu semi-infini, nous présentons sur la figure I.14 des exemples de comparaison théorie-expérience pour l'eau et l'acétone (guide exciteur monomode à la fréquence de 3.2 GHz). On constate un bon accord entre les résultats calculés (méthode modale, modèles traités par l'ESE) et les relevés expérimentaux, effectués à l'aide d'un dipôle, en particulier dans le cas de l'eau.

D'autres relevés ont été effectués à l'aide de l'analyseur de réseau qui montrent la validité de notre modèle. Les figures I.15.a et b donnent l'évolution de la puissance dans le second milieu (eau à 3 GHz, $\epsilon_1 = 25$, $a = 2b = 22$ mm) ainsi que l'évolution de la phase du champ E dans l'axe du guide exciteur. Les figures I.15.c et d montrent un exemple de l'évolution des trois composantes du champ électrique ainsi que la phase de la composante E_y dans les plans E et H. Enfin, la figure I.16 montre l'évolution de la phase du champ dans le plan H pour différentes profondeurs z.

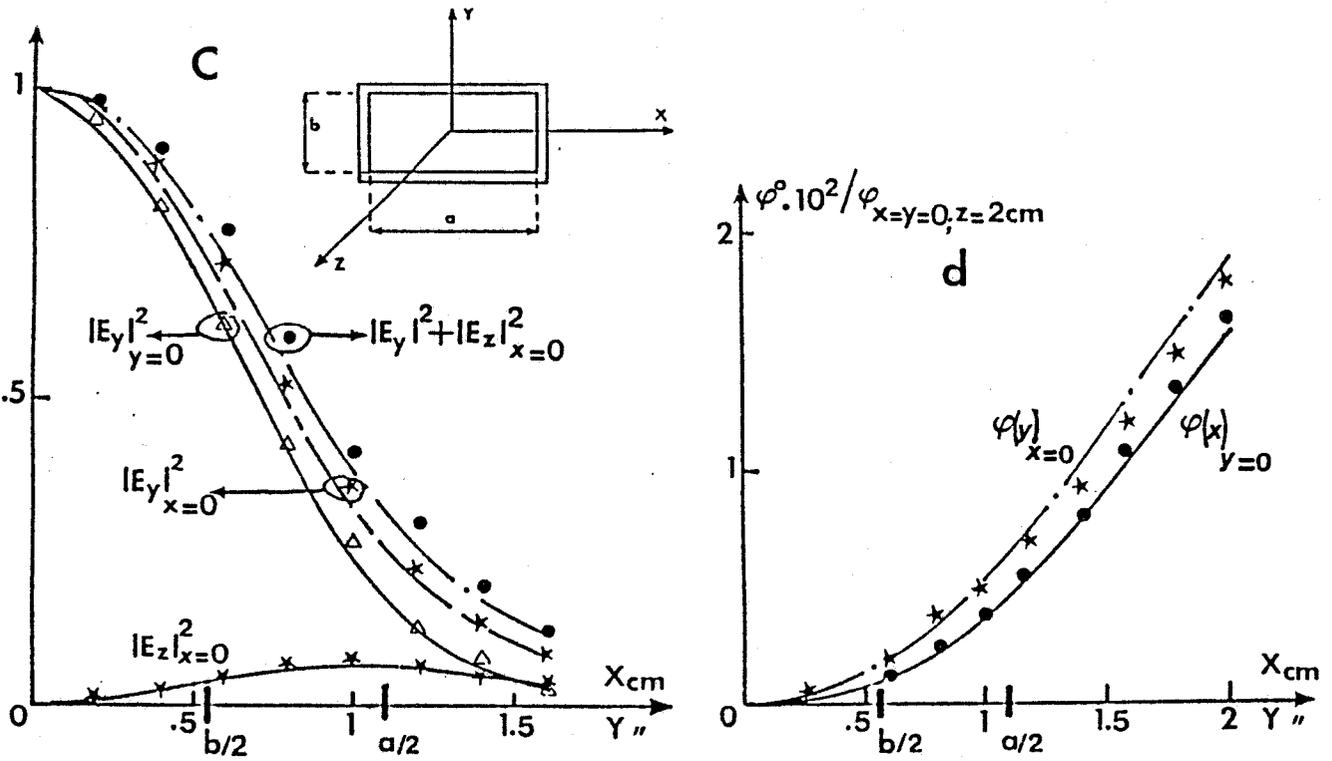


Figure 1.15 : Relevés expérimentaux du champ rayonné, par une sonde T.M.O. dans l'eau ($F = 3 \text{ GHz}$, $Z = 2 \text{ cm}$)
 (c) Module du champ en fonction de x et y .
 (d) Phase du champ en fonction de : " " " "
 --- Calcul Numérique

● ★ △ Mesures à l'Analyseur de réseau.

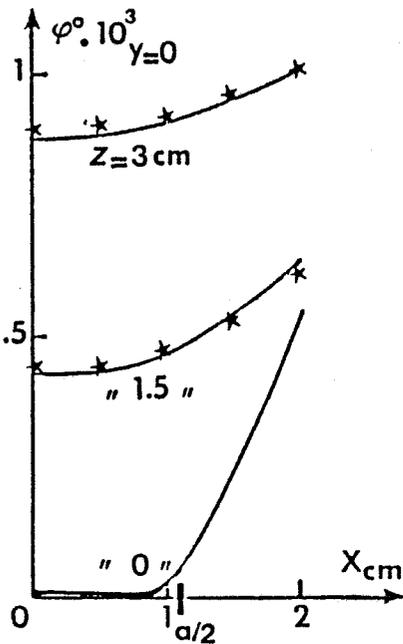


Figure 1.16 : Relevé expérimental de la phase du champ électrique rayonné par une sonde TMO dans l'eau, en fonction de x , pour différentes profondeurs Z ($F = 3 \text{ GHz}$)

— Calcul numérique
 ★ Mesure à l'analyseur de réseau.

Ces phases (Figures I.15.b, d et I.16) sont quasiment constantes dans le volume situé dans le prolongement du guide et évoluent d'une manière quasi linéaire avec x et y en dehors de cette zone ; la pente de cette évolution diminue avec la profondeur z . Notons que ce comportement de la phase du champ est intéressante dans l'optique des calculs de signaux en TMOC qui font intervenir le module et la phase du champ.

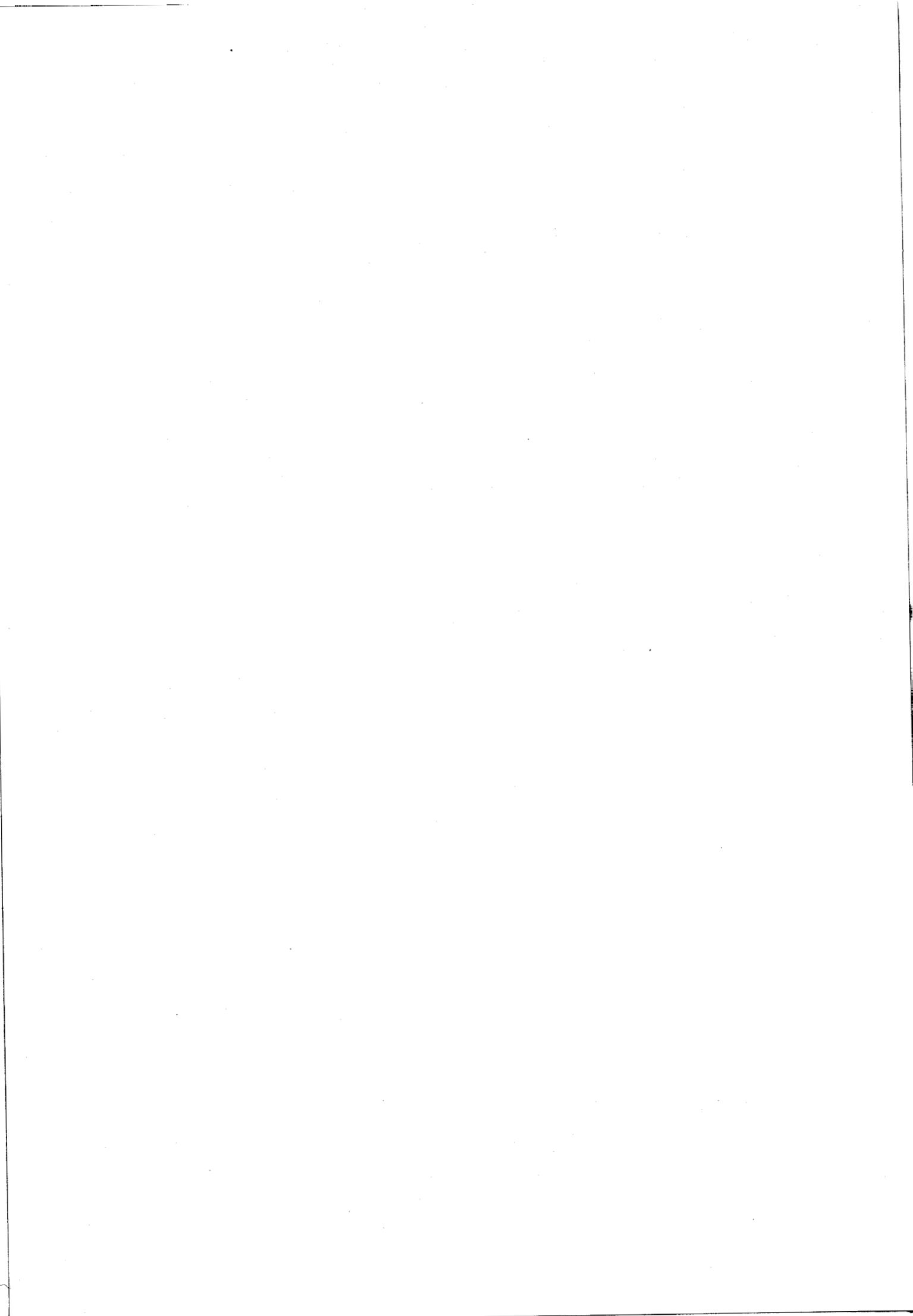
I.5. CONCLUSION

A l'issue de ce premier chapitre, après un bref bilan des travaux antérieurs concernant les calculs de champ rayonnés par l'ouverture d'un guide rectangulaire dans un milieu dissipatif semi-infini, nous avons présenté les principes d'une méthode modale que nous avons élaborée, et traduite sous forme d'un logiciel.

Suite aux vérifications des premiers résultats obtenus, en comparaison avec ceux issus des autres méthodes et des expériences sur modèles physiques, il s'avère que l'approximation qui consiste à négliger les modes continus (dans le milieu 3) et les modes supérieurs rétrogrades couplés au niveau de la discontinuité est tout à fait conforme à la réalité physique, dans le cas général de tissus à forte teneur en eau.

L'intérêt de cette méthode, contrairement à la méthode des moments qui nécessite le traitement de matrices de grande taille, réside dans le fait qu'elle transforme les équations de continuité en un système d'équations intégrales couplées où l'on fait apparaître explicitement une formulation quasi analytique du problème de discontinuité.

Nous disposons ainsi maintenant d'un outil de calcul qui va nous servir à déterminer, avec suffisamment de précision et pour la première fois, les valeurs de signaux radiométriques dans un certain nombre de situations en TMO et TMOC.



CHAPITRE I I

APPLICATION DE LA MÉTHODE MODALE AU CALCUL DES PARAMÈTRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMÉTRIQUES EN TMO ET TMOG

II.1. AVANT PROPOS

Les études radiométriques que nous avons effectuées ces dernières années montrent que la mise au point de modèles physiques pour la simulation de structures thermogènes proches de la réalité, en Génie Biomédical, pose de très sérieuses difficultés. Tout d'abord, la réalisation d'objets portés à des températures parfaitement connues et régulées implique l'emploi de liquides thermostatés circulant dans des enceintes de faibles épaisseurs, et transparentes aux microondes. Les liquides de permittivités assez proches de celles des tissus vivants et d'un emploi aisé sont peu nombreux (eau, glycérol). En outre, les séries de mesures radiométriques nécessaires pour cette étude sont particulièrement fastidieuses, étant donné la difficulté d'assurer une répartition de température stationnaire.

La méthode numérique dont nous disposons maintenant, qui nous permet de calculer les signaux radiométriques, comme on va le démontrer dans ce chapitre, est donc particulièrement utile en tant que procédé de substitution aux simulations physiques. Elle nous permet ainsi de traiter des situations pour lesquelles tout modèle physique est quasi irréalisable.

Dans ce chapitre nous présentons des résultats de ces calculs, dont certains sont confrontés à des résultats expérimentaux.



II.2. CALCUL DES PARAMETRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN T.M.O.

II.2.1. Paramètre de couplage et analyse du fonctionnement

II.2.1.1. Mode de calcul des paramètres de couplage

Nous venons de présenter dans le chapitre précédent une méthode de calcul des champs rayonnés par un guide rectangulaire dans un milieu dissipatif. Il s'agit maintenant d'appliquer cette méthode numérique au calcul des paramètres de couplage C_i avant d'aborder le calcul des signaux radiométriques en T.M.O.

Le mode de calcul des paramètres C_i qui a été introduit dans la première partie (§ II.3.4.) repose sur l'application de la loi de Joule-Lenz et du théorème de réciprocité des antennes. Rappelons que ce théorème indique que la transmission dans des milieux isotropes est réciproque ; Autrement dit, le paramètre de couplage entre la sonde et un volume élémentaire ΔV_i est inchangé si l'on intervertit le rôle d'émission et de réception de l'antenne (que nous dénommons sonde en T.M.O.) et du volume élémentaire ΔV_i .

Dans ces conditions la puissance dissipée dans un volume ΔV_i à la fréquence f est proportionnelle à :

$$C_i(f) = |a_i(f)|^2 = \sigma_i(f) |E_i(f)|^2 \Delta V_i \quad (\text{III.18})$$

ou $C_i(f)$ est le paramètre de couplage entre la sonde et le volume ΔV_i , $\sigma_i(f)$ la conductivité du milieu dissipatif et $E_i(f)$ (relations III.15 à III.17) l'amplitude du champ créé en mode actif dans ΔV_i , à la fréquence f .

L'exploitation de la relation III.18 permet en définitive d'analyser le comportement du paramètre de couplage C_i , et donc de caractériser le fonctionnement de la sonde T.M.O. (en champ proche) en présence d'un milieu dissipatif donné. Notons que la validité de la méthode de calcul numérique utilisée a été vérifiée expérimentalement (chapitre précédent) au niveau des champs rayonnés par un guide qui constitue la sonde en T.M.O.

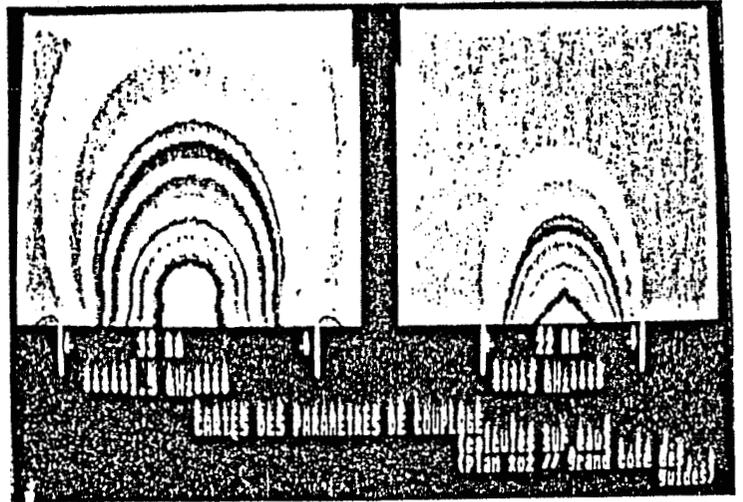


Figure II.1 : Paramètres de couplage calculés à 1.5 et 3 GHz. (Plan xoz).

Figure II.2. : Paramètres de couplage calculés à 1.5 et 3 GHz. (Plan yoz).

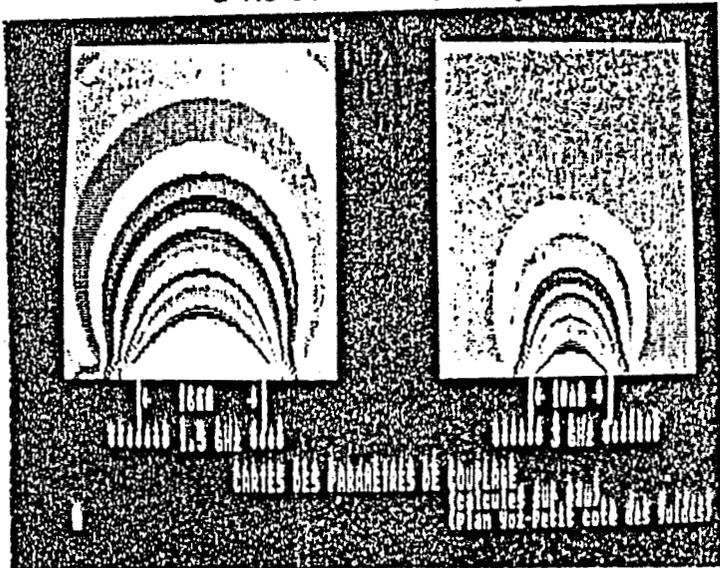
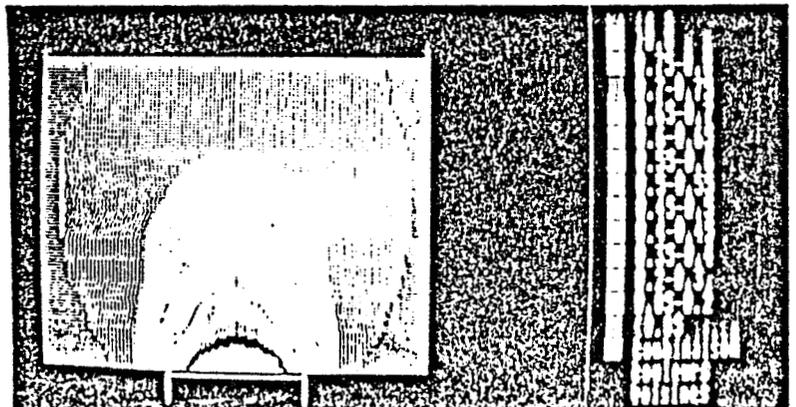


Figure II.3 : Paramètres de couplage relevés expérimentalement sur l'eau à 3 GHz (Plan xoz).



Cette vérification s'applique aussi aux paramètres C_i puisqu'ils sont directement reliés à ces champs par la relation III.18.

Nous donnons en complément des exemples de résultats (présentés sous forme de cartes) des paramètres de couplage calculés (figures II.1 et II.2) et relevés expérimentalement (figure II.3). Au vu de ces résultats et compte tenu de l'extrême complexité des relevés expérimentaux, l'intérêt de disposer d'une méthode de détermination numérique des C_i apparaît évident.

II.2.1.2. Analyse du fonctionnement de la sonde T.M.O.

En vertu des théorèmes de réciprocité et de fluctuation dissipation, la puissance cédée en mode passif (T.M.O.) par un volume élémentaire ΔV_i de température T_i est proportionnelle à T_i et au paramètre de couplage $C_i(f)$ à la fréquence f . Nous pouvons donc résumer le fonctionnement de la sonde radiométrique en mode passif (T.M.O.), à partir de l'évolution des paramètres C_i calculés en mode actif. Les résultats donnés (figures II.1 à II.3) ainsi que les exemples de la figure II.4 montrent que les paramètres de couplage C_i décroissent d'une façon monotone lorsque l'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde. En outre, s'il est vrai que l'intensité des C_i est la plus importante dans le prolongement du guide (sonde) elle reste néanmoins notable en dehors de l'ouverture de celui-ci, selon la direction oy . Ce comportement a été attribué aux phénomènes de diffraction dont ne tient pas compte le modèle du mode T.E.M. unique.

Par ailleurs, comme la distribution des paramètres C_i dépend de la fréquence et des caractéristiques de la sonde, il est possible de modifier ces derniers afin de contrôler la profondeur d'investigation radiométrique et la résolution spatiale. Cette caractéristique de la sonde TMO suggère d'opérer à plusieurs fréquences dans le but d'effectuer des investigations radiométriques sur des volumes de matériaux différents.

Notons que l'on a intérêt à augmenter le nombre d'informations radiométriques tout en limitant le nombre des déplacements de la sonde sur la surface sous investigation. Nous avons donc été

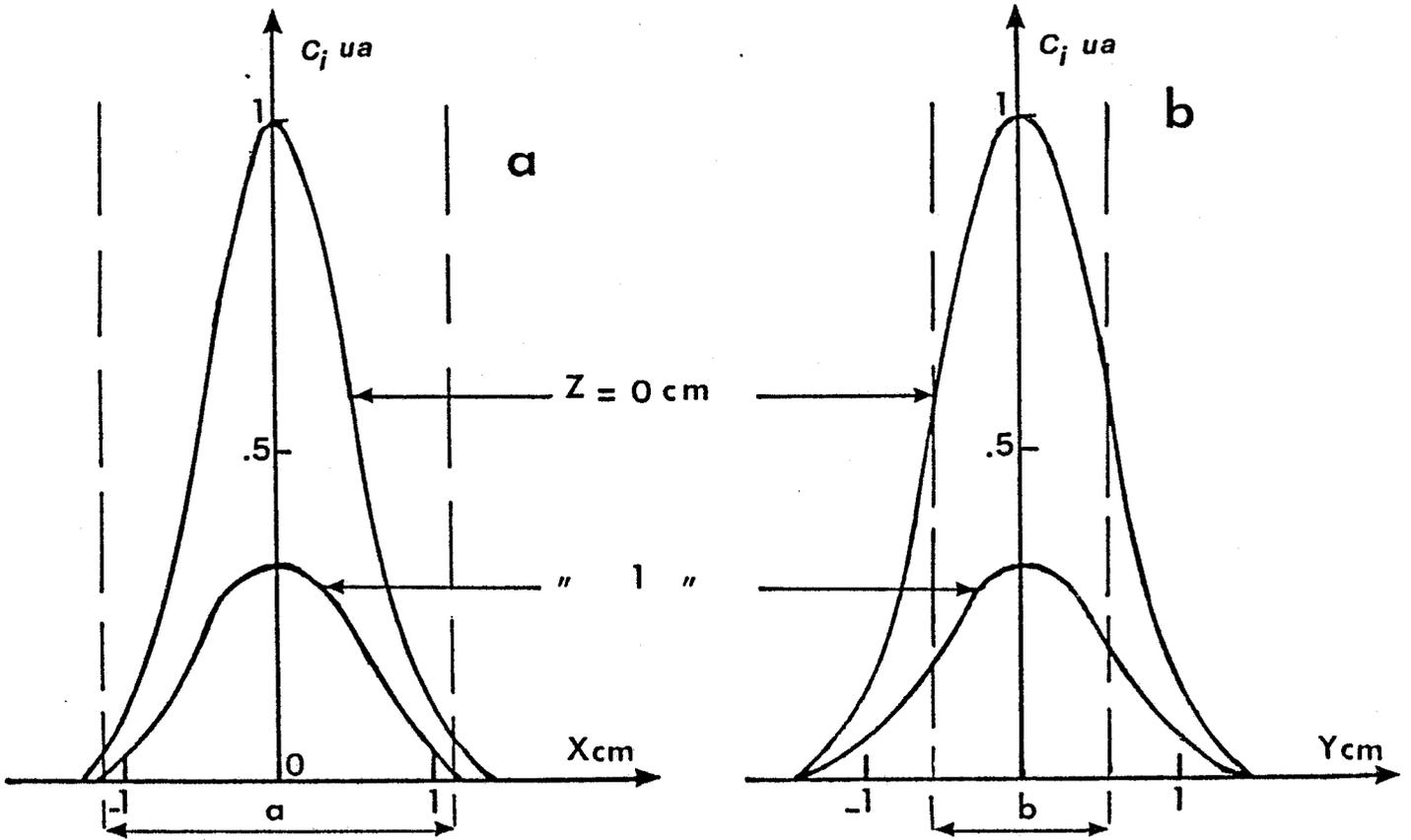


Figure II.4 : Paramètres de couplage calculés à 3 GHz suivant le grand côté (a) et le petit côté (b) d'une sonde guide d'onde en présence d'un milieu dissipatif. (eau à l'ambiante, $a = 2b = 22$ mm).

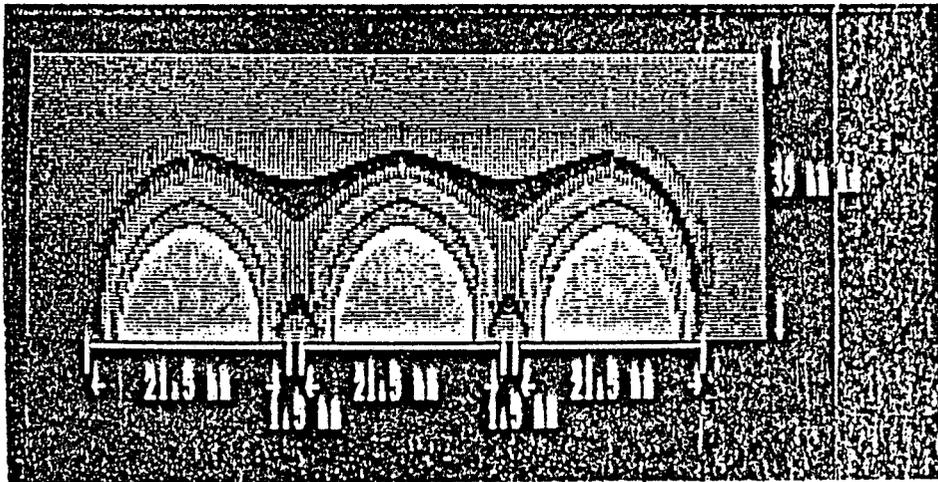


Figure II.4.c : Carte des paramètres de couplage calculés à 3 GHz dans le plan médian xoz de 3 sondes, guide d'onde, juxtaposées, en présence d'un milieu dissipatif (eau à l'ambiante).

amenés à réaliser une multisonde constituée de la juxtaposition de plusieurs sondes élémentaires [37]. La figure II.4c présente un exemple d'évolution des paramètres C_i calculés dans le cas d'une multisonde constituée de trois sondes élémentaires. On constate que le couplage est significatif dans le prolongement des sondes élémentaires, il est relativement faible dans l'espace situé entre deux sondes, en particulier suivant la direction ox , ce qui est en accord avec les résultats de la figure II.4.a. Par conséquent, une partie du milieu sous investigation est mal explorée par la multisonde. Ce problème a été solutionné par l'exploitation d'une méthode de recouvrement qui consiste à effectuer des petits déplacements de la multisonde sur le milieu sous investigation [38-39].

II.2.2. Calcul des signaux radiométriques en TMO et Vérification expérimentale

II.2.2.1. Mode de calcul

Considérons une structure thermique couplée à une sonde TMO. Nous savons (1ère partie) que le paramètre $C_i(f)$ que nous venons de définir (relation III.18) conserve son sens physique en mode passif (réception d'un signal). Ainsi la puissance thermique captée par la sonde, dans une bande passante Δf , résulte de la sommation des contributions des différents volumes élémentaires constituant la structure thermique ; Elle s'exprime sous la forme :

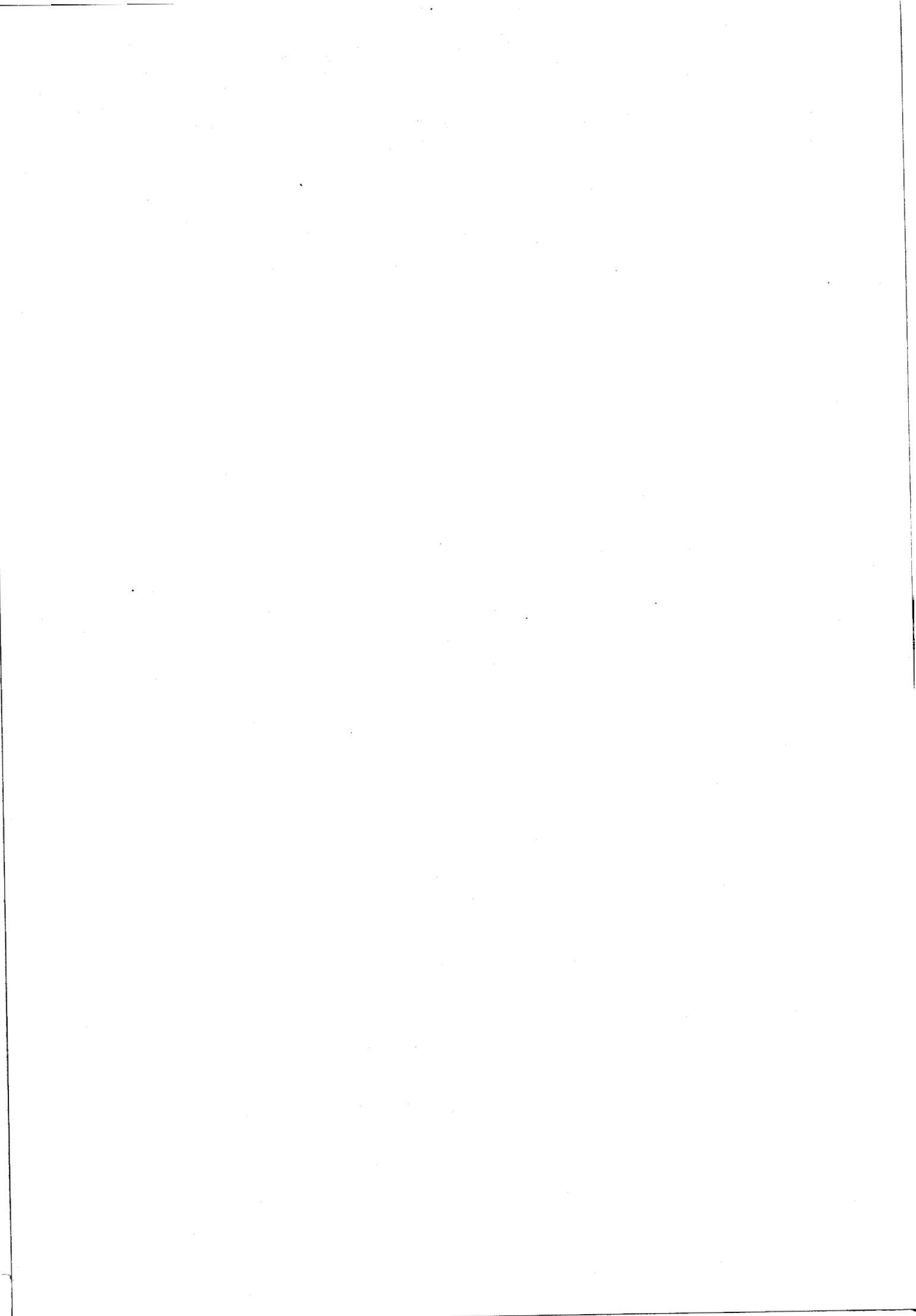
$$P(f, \Delta f) = A(f) \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) T_i \Delta f \quad (\text{III.19})$$

où $A(f)$ est un coefficient qui dépend à la fois des caractéristiques de la sonde, de la structure thermique et de la taille du volume élémentaire ΔV_i , porté à la température locale T_i .

La détermination du coefficient $A(f)$ s'obtient par identification de la relation III.19 ($T_i = \text{cte}$) avec la relation ci-dessous :

$$P(f, \Delta f) = k(1 - |\rho(f)|^2) T \cdot \Delta f \quad (\text{III.20})$$

Ainsi,



$$A(f) = k(1 - |\rho(f)|^2) / \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) \quad (\text{III.21})$$

avec k, la constante de Boltzmann.

Dans ces conditions, la puissance totale captée par la sonde, dans la bande de fréquences situées entre f1 et f2 s'écrit :

$$P(f_1, f_2) = k \int_{f_1}^{f_2} \left(\frac{(1 - |\rho(f)|^2)}{\sum_{i=1}^{\infty} C_i(f)} \sum_{i=1}^{\infty} C_i(f) T_i \right) df \quad (\text{III.22})$$

Cette relation est générale et peut s'appliquer pour un milieu homogène ou non ; elle suppose que les températures régnant dans le matériau soient comprises dans une fourchette telle que la répartition de permittivités soit sensiblement la même que le matériau soit isotherme ou non. Par conséquent, à une fréquence donnée, les valeurs de Ci(f), associées à chaque point du milieu et ρ (f) restent inchangés dans la gamme de température considérée. Cette condition est compatible avec les applications médicales de la TMO puisque la gamme des températures dans les tissus vivants n'est que de quelques degrés.

II.2.2.2. Cas d'objets cylindriques (axe parallèle à l'ouverture de la sonde)

Rappelons d'abord que les travaux concernant le calcul approché de signatures thermiques d'objets thermogènes ont débuté au sein de notre équipe au début des années 1980 [21]. Ces travaux étaient le prolongement des études qualitatives relatives aux investigations radiométriques effectuées en milieu clinique (première partie, § II.3.3.). Il s'agit de passer du stade phénoménologique de la TMO à des informations quantitatives sur les structures thermiques à l'origine des signaux radiométriques. Les informations recherchées concernent en particulier la température physique, la profondeur et la taille de la structure soumise à l'investigation radiométrique. Il est évident que cette étude ambitieuse nécessite à la fois des études expérimentales et l'élaboration de modèles théoriques de calcul des signatures d'objets thermiques. Les premières tentatives dans ce sens considèrent un modèle

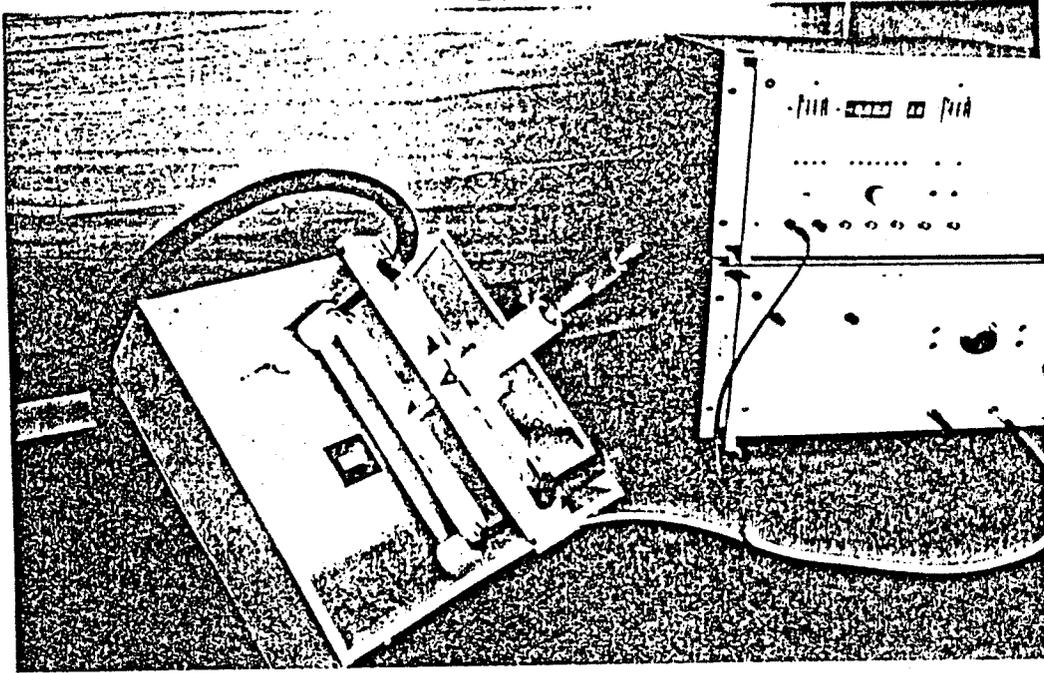


Figure II.5.a : Exemple de modèle physique expérimental : tube de téflon où circule de l'eau (température $T_0 + \Delta T$), plongé dans une cuve (T_0), placé face à l'ouverture d'une sonde radiométrique.

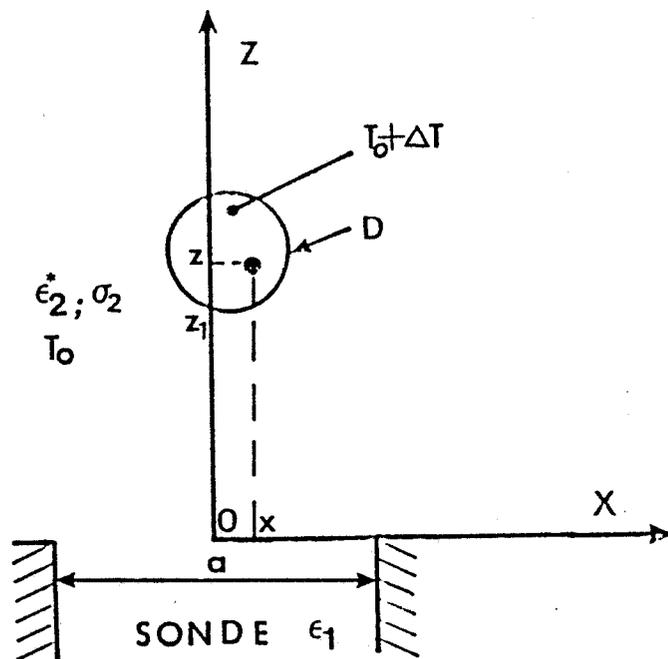


Figure II.5.b. : Modèle approché (bidimensionnel) considéré pour le calcul des signatures thermiques.

analytique très approché (Modèle TEM) pour le calcul des paramètres de couplage ; autrement dit ce modèle ne prend en compte que la composante E_x du mode fondamental du champ électrique créé, en mode actif, dans le milieu dissipatif. En outre il ne considère que la partie de l'objet située strictement devant l'ouverture de la sonde.

L'expérience destinée à la vérification de ce modèle est réalisée à l'aide d'une cuve remplie d'un liquide dans lequel on plonge un tuyau déplacé parallèlement au petit côté de la sonde et parcouru par un liquide provenant d'un réservoir thermostaté (Fig. II.5.a). Le bilan des transferts radiatifs (relation III.22) est effectué en additionnant les contributions correspondant aux rayonnements d'origine thermique aboutissant sur l'ouverture de la sonde en incidence normale (Figure II.5.b). Dans ces conditions, l'excès de température ΔT_m s'écrit en fonction de l'excès de température physique de l'objet :

$$\Delta T_m(f, xz) = [1 - \rho(f)^2] \frac{\iint_{\text{objet}} \cos^2 \frac{\pi x}{a} \exp(-Z \cdot \alpha_{2TEM}) dx dz}{\int_0^\infty \cos^2 \frac{\pi x}{a} \exp(-Z \cdot \alpha_{2TEM}) dx dz} \cdot \Delta T \quad (\text{III.23})$$

avec a la largeur du guide et α_{2TEM} l'atténuation du milieu.

En toute rigueur il convient d'étendre cette relation à toute la bande passante du radiomètre ; mais on peut aussi l'écrire pour la fréquence moyenne du radiomètre [23-49].

Les résultats issus de ce modèle approché ont permis de progresser dans l'interprétation des informations radiométriques en terme d'excès de température physique ΔT , de taille de l'objet thermique etc... Ce travail a déjà fait l'objet de publications [21, 22] et de thèses [23, 39] au sein de notre équipe.

Pour améliorer la simulation du modèle physique réel nous avons par la suite utilisé notre méthode modale qui prend en compte, contrairement au modèle précédent, toutes les composantes du champ des modes (relations III.15 à III.17) qui interviennent dans le calcul des paramètres C_i (relation III.18) contrairement au modèle TEM, le bilan des transferts

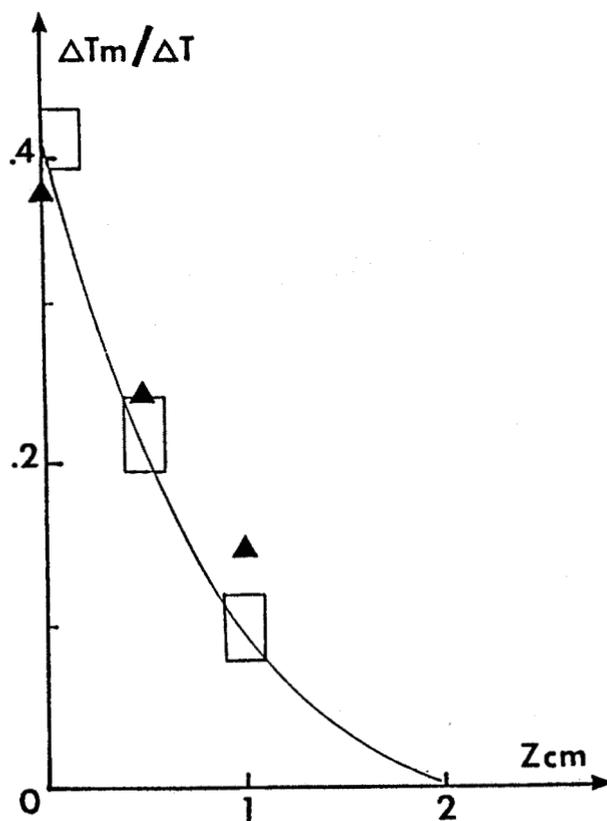
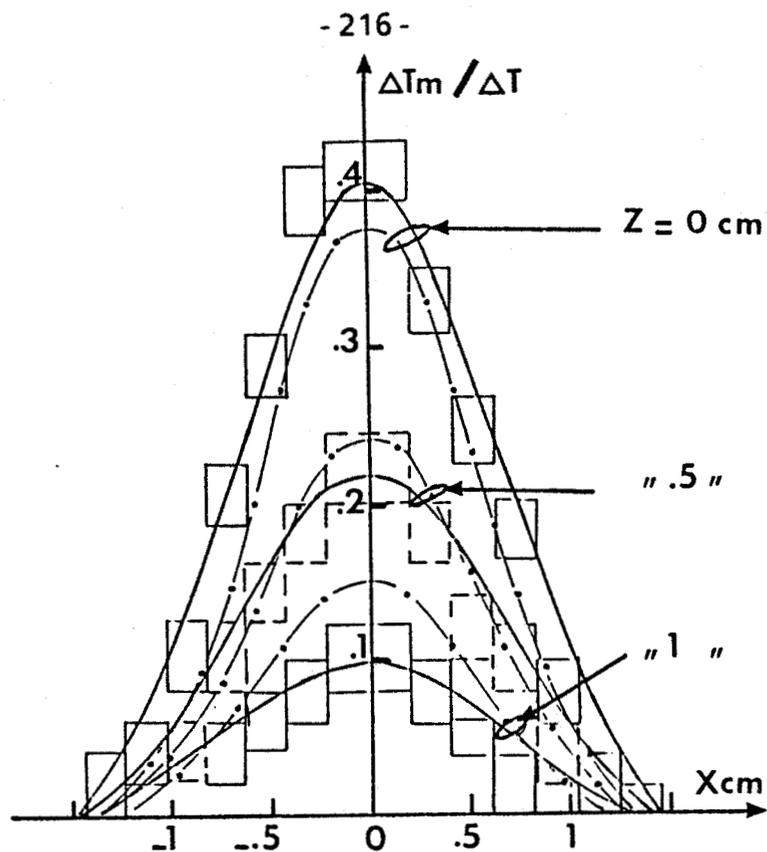


Figure II.6 : Signature thermique d'un cylindre placé dans l'eau ($F = 3.2$ GHz, $\epsilon_1 = 16$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T = 5^\circ\text{C}$, $D = 11$ mm, $\sigma_2 = 1,33$ S/m)

- Calcul numérique
- ▲ — . — . — . Calcul TEM
- Expérience

radiatifs prend en compte aussi le rayonnement issu des parties de l'objet situées en dehors de l'ouverture de la sonde qui, rappelons le, ne sont pas négligeables à cause des phénomènes de diffraction (Figures II.2 et II.4.b).

Dans ces conditions, l'excès de température ΔT_m de la sonde, à la fréquence f , s'exprime en fonction de la température physique de l'objet sous la forme :

$$\Delta T_m(f, xyz) = [1 - |\rho(f)|^2] \frac{\sum_V C_i(f)}{\sum_{i=1}^{\infty} C_i(f)} \cdot \Delta T \quad (\text{III.24})$$

où V représente le volume de l'objet thermique. Il convient là encore d'intégrer cette relation dans la bande passante du récepteur.

L'exemple de la figure II.6 compare les résultats des deux modèles, TEM et numérique, au relevé expérimental. Ces résultats expriment le rapport $\Delta T_m/\Delta T$ en fonction de la position de l'objet thermique. Nous constatons un bon accord entre l'expérience et le calcul numérique et on note des différences non négligeables entre l'expérience et les résultats du modèle TEM. d'où la nécessité de réellement prendre en compte une répartition tridimensionnelle des paramètres de couplage.

Ce type de diagramme, que l'on peut considérer comme une signature de l'objet thermique sous investigation radiométrique, est susceptible d'être exploité pour réaliser une thermométrie quantitative [23].

Cependant, le modèle physique utilisé pour l'expérimentation ne permet pas une approche suffisante de la simulation de structures thermiques rencontrées en pratique clinique.

II.2.2.3. Cas d'objets cylindriques (axe perpendiculaire à l'ouverture de la sonde).

Le modèle physique (Figure II.7) est constitué d'un tube cylindrique rempli d'un liquide thermostaté, dont l'axe est perpendiculaire à

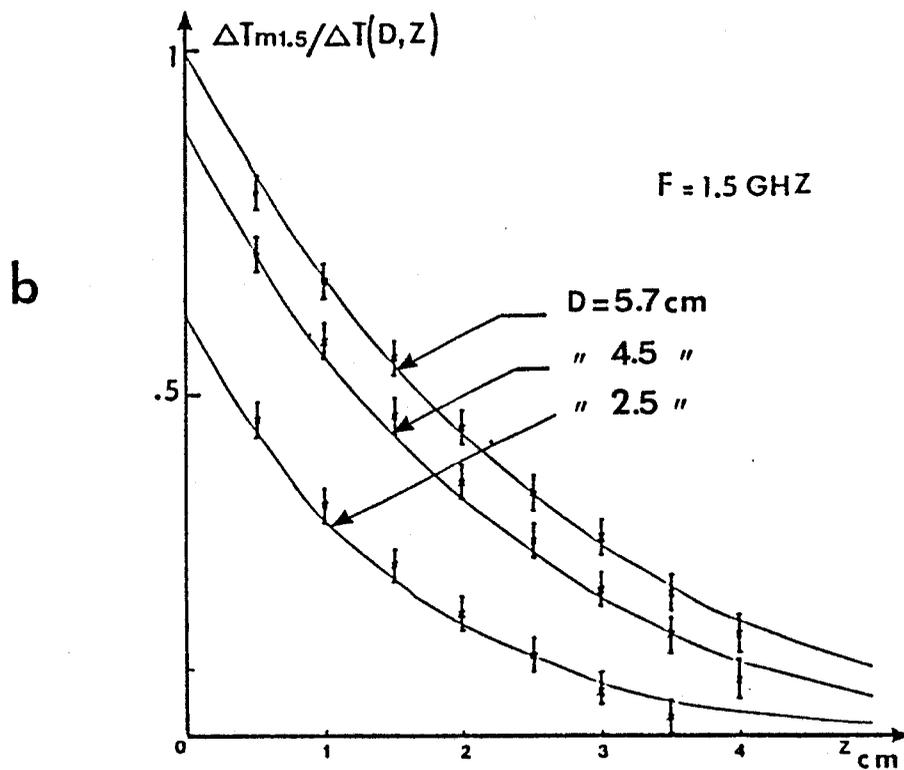
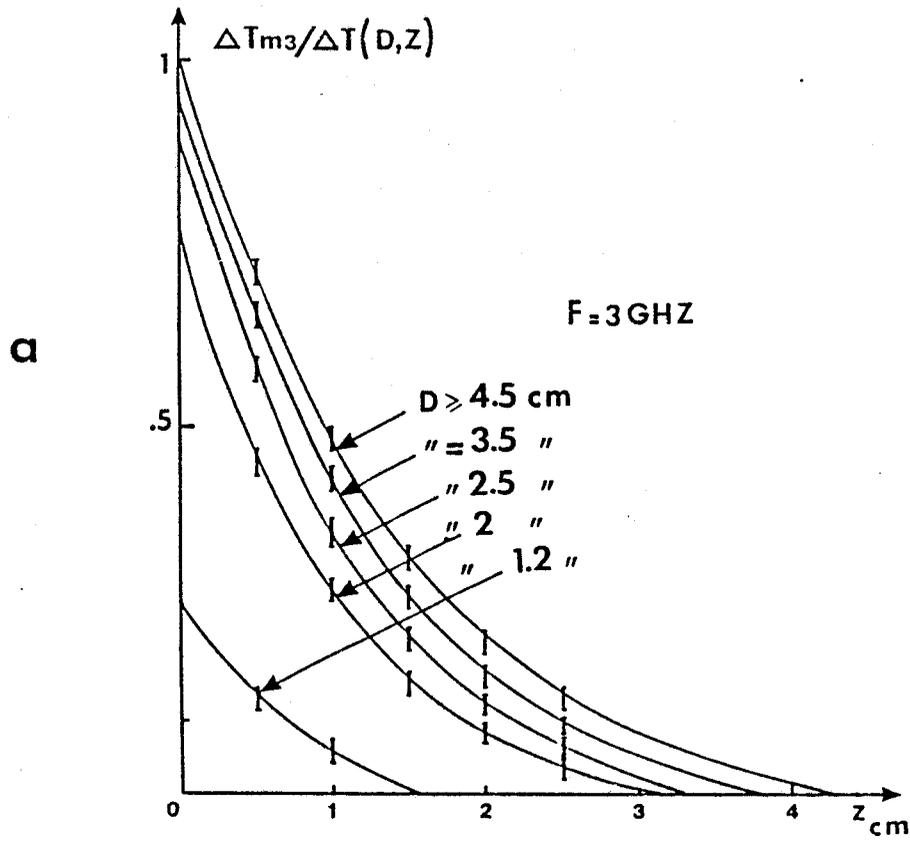


Figure II.8 : Signature thermique de l'objet de la figure II.7 dans le cas de l'eau (sonde $\epsilon_1 = 25$, $a = 2b = 22 \text{ mm}$, $T = 33^\circ$, $\Delta T = 5^\circ$).

— Calcul numérique à 3 et 1,5 GHz

‡ Expérience (erreur de positionnement de l'objet $\pm 1 \text{ mm}$).

l'ouverture de la sonde. Ce type de modèle peut être assimilé à une structure ramassée étant donné que sa partie supérieure n'apporte qu'une contribution négligeable au signal radiométrique à cause de la nature fortement absorbante du liquide.

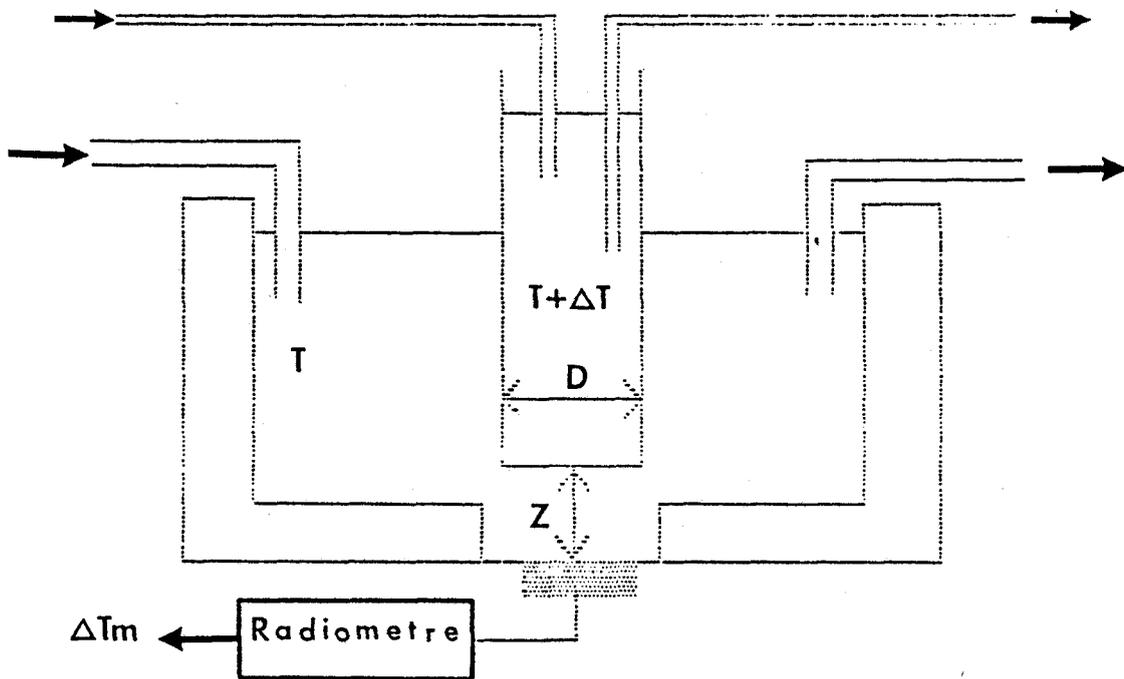


Figure II.7 : Modèle physique expérimental.

Nous avons effectué des mesures sur ce modèle à l'aide de deux radiomètres fonctionnant autour des fréquences de 3 GHz et 1,5 GHz ; les températures physiques considérées sont voisines de celles du corps humain ($T = 33^\circ\text{C}$ et $\Delta T < 5^\circ\text{C}$) [40 à 44].

Les figures II.8.a et b donnent des exemples de résultats expérimentaux comparés au calcul numérique (Méthode modale) ; elles représentent le rapport $\Delta T_m / \Delta T$ en fonction de la profondeur z pour différents diamètres D de la structure thermique. Remarquons que la hauteur limite de l'objet cylindrique est déterminée par un test de la relation III.24 qui consiste à arrêter le calcul lorsque la contribution au signal radiométrique des volumes élémentaires de la structure thermique est inférieure à 1 % de la contribution maximale.

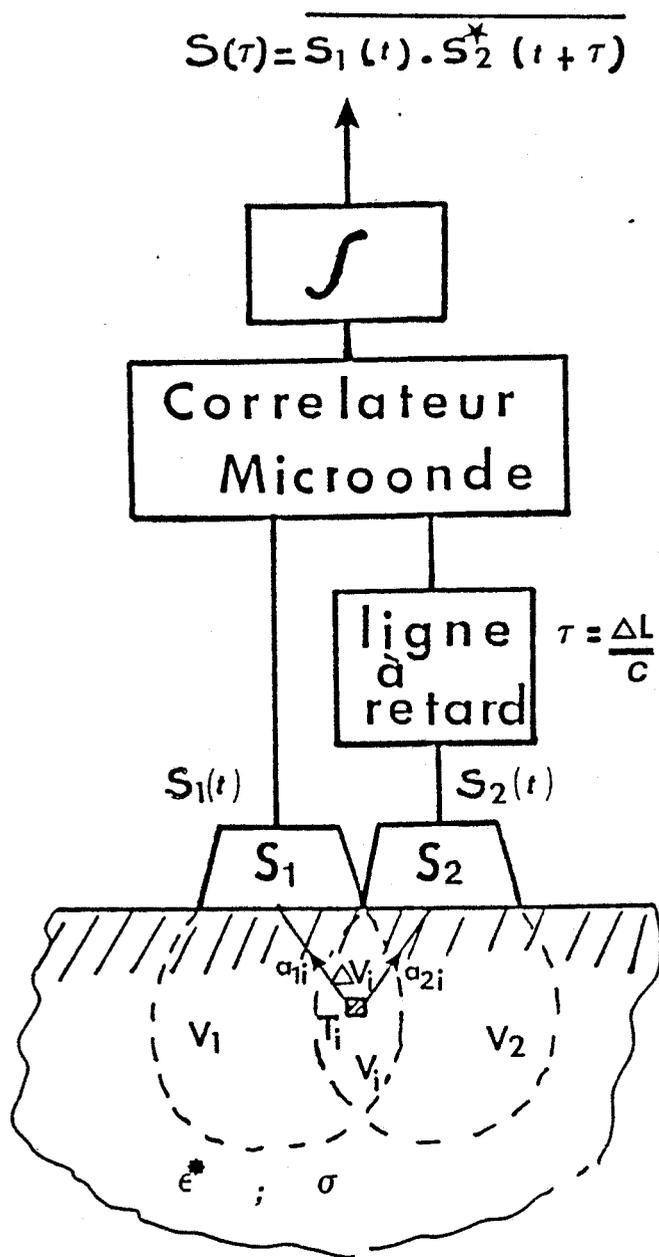


Fig. II.9 : Schéma de principe de la T.M.O.C.

Dans ces conditions, on constate un bon accord entre les résultats du calcul et l'expérience compte tenu de la marge d'erreur expérimentale (la sensibilité en température typique des radiomètres est de l'ordre de $\pm 0.1^\circ$ et l'erreur sur le positionnement de l'objet a été estimée à ± 1 mm). Notons que cet accord est obtenu grâce à la prise en compte de la répartition tridimensionnelle des paramètres de couplage.

Des résultats similaires seront exploités au troisième chapitre en vue de l'élaboration d'une méthode de thermométrie microonde quantitative.

II.3. CALCUL DES PARAMÈTRES DE COUPLAGE ET DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES EN TMOC

II.3.1. Paramètres de couplage et caractéristiques de la TMOC

II.3.1.1. Mode de calcul des paramètres de couplage

Le raisonnement que nous avons utilisé pour le calcul des paramètres C_i en TMO peut être adapté au cas de la T.M.O.C. En effet les paramètres qui caractérisent le couplage du dispositif à corrélation à un volume ΔV_i du matériau dissipatif (Figure II.9) s'expriment (pour une fréquence f , et un temps de retard τ) sous la forme du produit de corrélation :

$$C_i(f, \tau) = a_{1i}(f, t) \cdot a_{2i}^*(f, t + \tau)$$

soit, d'après la relation (III.18)

$$C_i(f, \tau) = \sigma_i(f) E_{1i}(f, t) \cdot E_{2i}^*(f, t + \tau) \Delta V_i \quad (\text{III.25})$$

avec :

* a_{1i} et a_{2i} les paramètres de couplage en tension (vecteurs complexes) entre chacune des sondes et ΔV_i .

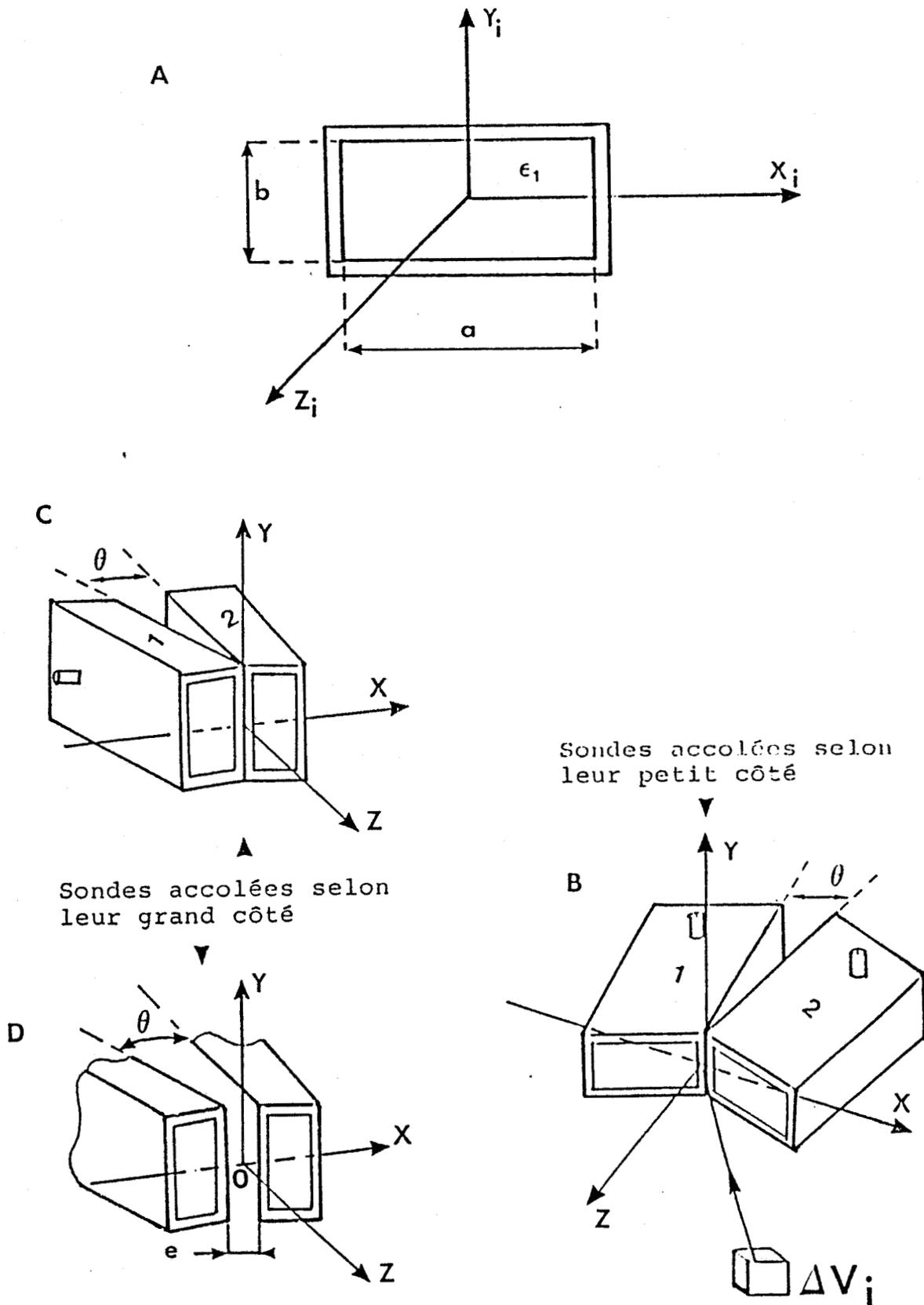


Figure II.10. : Configurations géométriques considérées pour les sondes de l'antenne synthétique.

* E_{1i} et E_{2i} les champs créés en mode actif dans ΔV_i respectivement par chacune des sondes alimentées par le même générateur.

La relation III.25 peut s'écrire sous la forme explicite suivante :

$$C'_i(f, \tau) = \sigma_i(f) |E_{1i}(f)| |E_{2i}(f)| \cos(\Phi_{1i} - \Phi_{2i} - \Delta\Phi) \cos \Psi \cdot \Delta V_i \quad (\text{III.26})$$

où Φ_{1i} et Φ_{2i} sont les phases respectives des champs E_{1i} et E_{2i} , ψ caractérise l'orientation de ces champs et $\Delta\Phi = 2\pi f\tau$ le déphasage introduit par la ligne à retard du corrélateur.

Par conséquent, nous venons de définir une antenne synthétique dont les paramètres de couplage dépendent d'un nombre de paramètres plus important que l'antenne classique en TMO. En effet, les paramètres C'_i dépendent non seulement des caractéristiques de chaque sonde, du milieu dissipatif et de la fréquence (comme en TMO) mais aussi de la position relative des sondes (Figure II.10) et du déphasage $\Delta\Phi$. Notons que l'apparition de terme de phase peut se traduire par un changement de signe des paramètres C'_i . Par ailleurs, lorsqu'on fait varier $\Delta\Phi$ (relation III.26) $C'_i(f, \tau)$ passe par un maximum que nous appellerons $M_i(f)$.

II.3.1.2. Caractéristiques de l'antenne synthétique (TMOC)

L'analyse du fonctionnement de l'antenne synthétique peut être conduite à partir du calcul numérique des paramètres C'_i en mode actif. Cette analyse consiste à étudier l'influence des divers paramètres intervenant dans la relation III.26 sur l'évolution des paramètres C'_i . Nous limiterons cette analyse au cas où l'antenne synthétique est couplée à un milieu dissipatif (eau) simulant le cas général des tissus à forte teneur en eau.

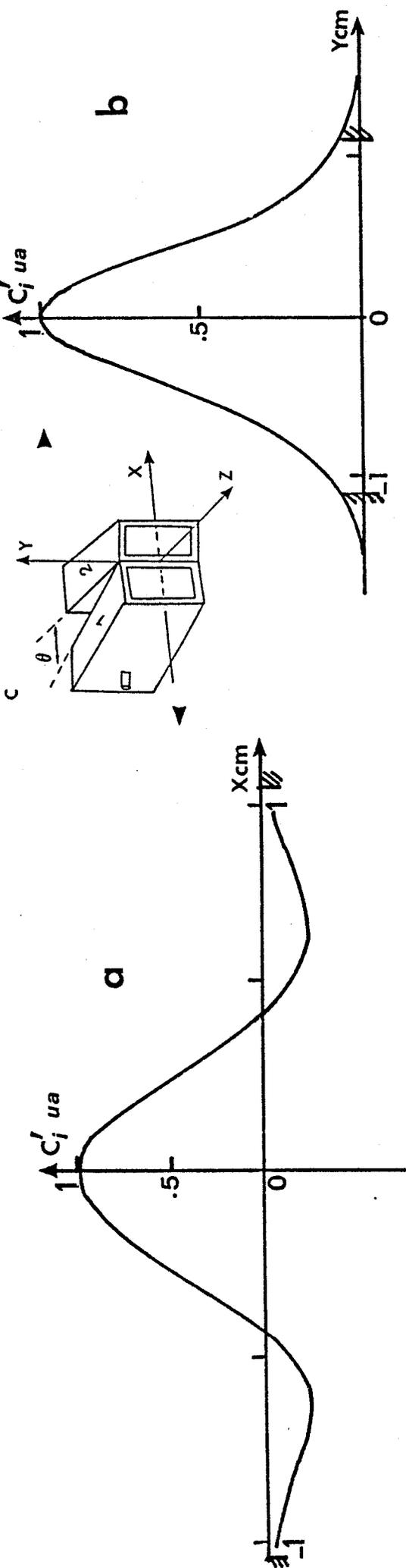


Figure II.11 : Evolution des paramètres de couplage calculés en fonction de la position latérale x ou y d'un volume élémentaire ΔV_i . (cas de l'eau à 49°C ; $F = 3$ GHz ; Sonde $\epsilon_1 = 25$; $a = 2b = 22$ mm ; $\Theta = 30^\circ$; $Z = 10$ mm).

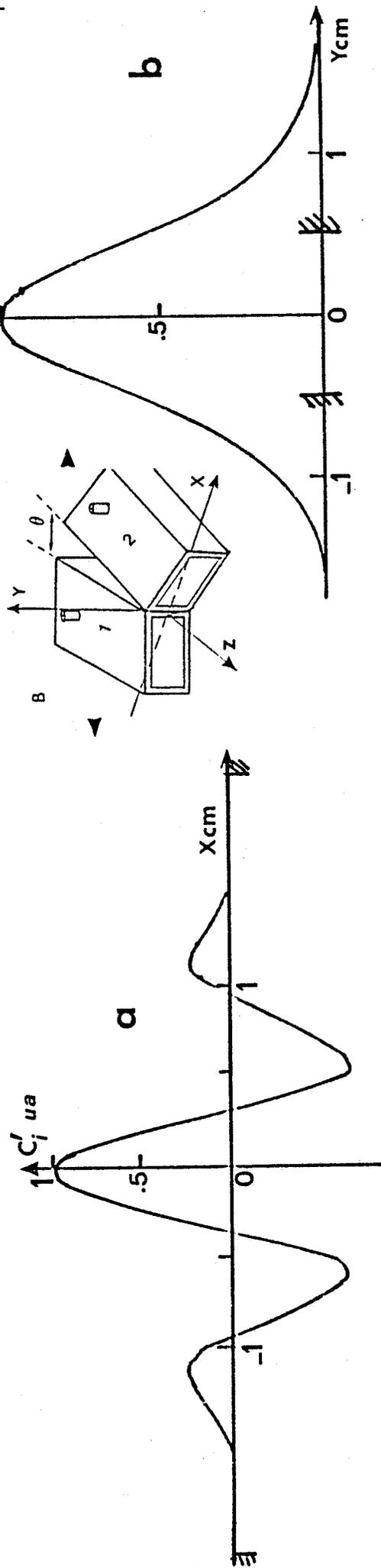


Figure II.12 : Evolution des paramètres de couplage calculés en fonction de la position latérale x ou y d'un volume élémentaire ΔV_i (cas de l'eau à 49°. $F = 3$ GHz ; Sonde $\epsilon_1 = 25$; $a = 2b = 22$ mm ; $\Theta = 30^\circ$; $Z = 10$ mm).

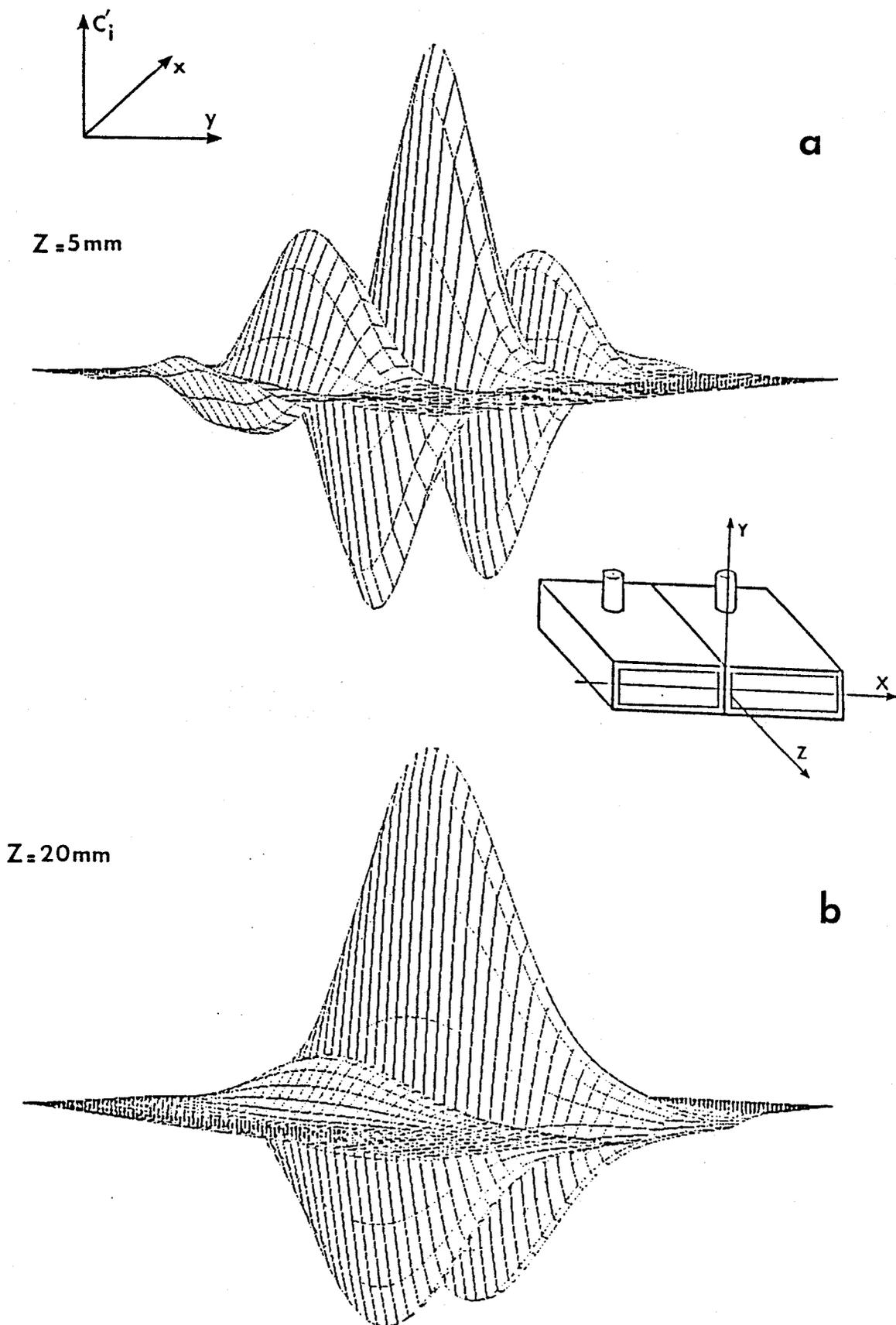


Figure II.13 : Evolution bidimensionnelle des paramètres de couplage calculés pour deux profondeurs Z .
(eau à T_0 , sonde $\epsilon_1 = 25$, $F = 3\text{ GHz}$, $\Theta = 0^\circ$).

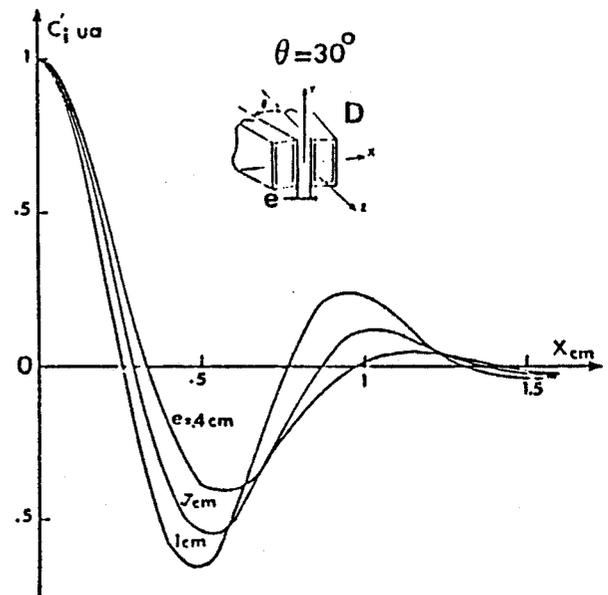
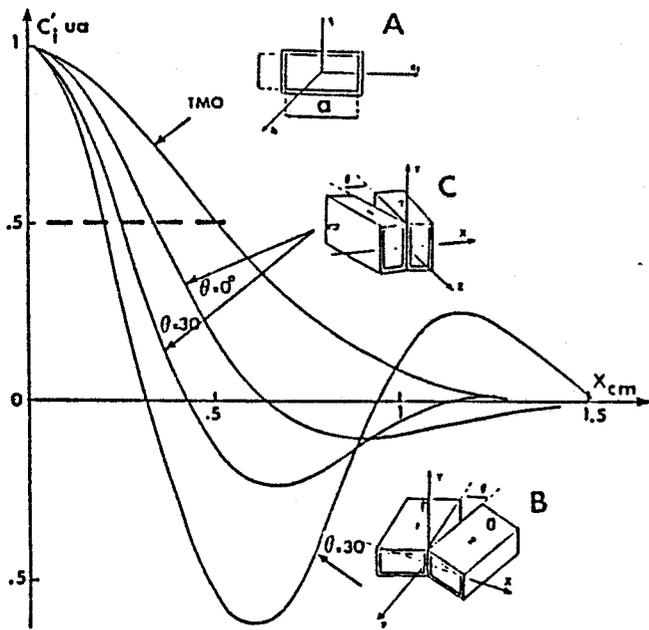
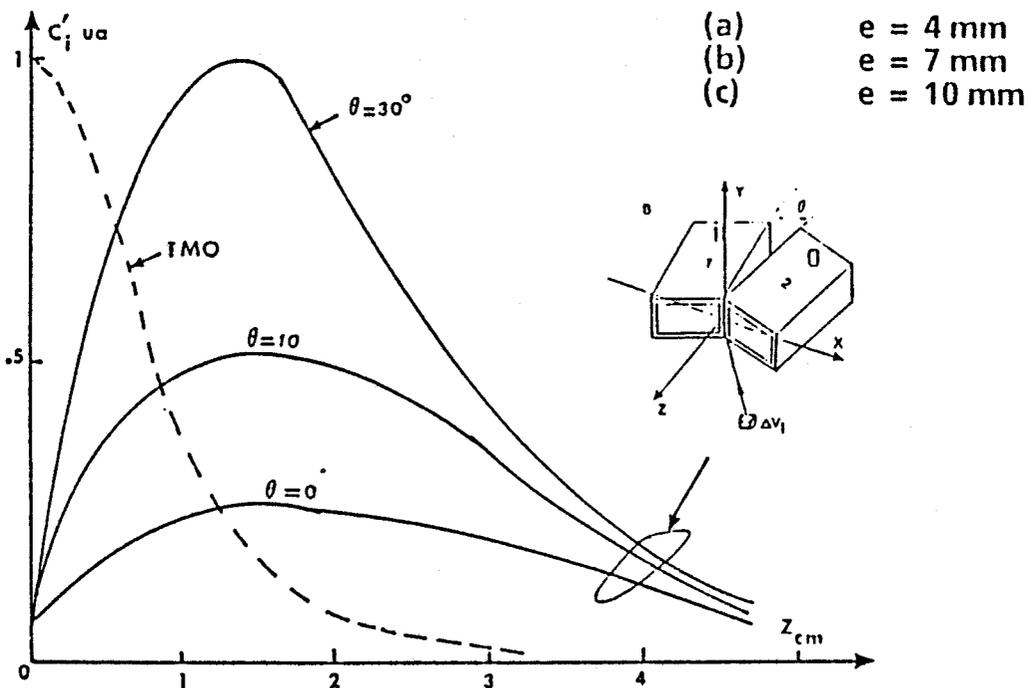


Figure II.14.a : Evolutions des paramètres de couplage calculés en TMO (A) et pour des sondes accolées suivant le grand côté (C) ou suivant le petit côté (B) en fonction de x ($F = 3$ GHz, eau à 49°C , $Y = 0$, $Z = 10$ mm).

Figure II.14.b : Evolution des paramètres de couplage en fonction de l'écartement des sondes (e). Sondes disposées suivant le grand côté ($F = 3$ GHz, $\Theta = 30^\circ$, $T = 49^\circ\text{C}$, $y = 0$ mm, $z = 10$ mm).



- (a) $e = 4$ mm
- (b) $e = 7$ mm
- (c) $e = 10$ mm

Figure II.14.c : Evolution des paramètres de couplage calculés en fonction de la profondeur z des volumes ΔV_i pour différents Θ . (eau à $T = 49^\circ\text{C}$, $x = y = 0$, $F = 3$ GHz).

i) Paramètres C_i pour différentes configurations géométriques des sondes ($\Delta\Phi = 0$)

Les configurations géométriques des sondes considérées, sont présentées sur la figure II.10. Dans ces configurations les sondes sont jointes soit suivant leur petit côté (B), soit suivant leur grand côté (C). La configuration (D) se différencie de la configuration (C) : les sondes étant écartées d'une distance e .

Les figures II.11 et II.12 présentent des exemples de l'évolution des paramètres C_i calculés en fonction de la position des volumes élémentaires ΔV_i qui constituent le milieu dissipatif couplé à l'antenne synthétique (configurations B et C des sondes). On constate que ces évolutions dépendent de la configuration B ou C considérée, en particulier au niveau du passage à zéro des interférogrammes. Ce comportement est en fait lié à l'évolution du champ électrique créé en mode actif qui, on le sait, est plus rapide suivant l'axe OX. En outre, comme les sondes sont situées dans le même plan, les paramètres C_i ne changent pas de signe ; leur évolution est monotone (comme en T.M.O.) suivant la direction oy (figures II.11.b et II.12.b) puisque le déphasage spatial ($\Phi_{1i} - \Phi_{2i}$) est indépendant de y. En conséquence on réalise ainsi une antenne synthétique bidimensionnelle susceptible de fournir des informations relatives à la localisation des sources thermogènes situées dans le plan xoz. Les figures II.13.a et b qui présentent des évolutions bidimensionnelles des paramètres C_i calculés dans le plan xoy pour deux profondeurs différentes confirment cette analyse puisqu'elles montrent une modification des franges lorsque la profondeur des volumes ΔV_i est modifiée. Notons aussi qu'il est possible de modifier les franges des interférogrammes par action sur l'angle θ entre les sondes comme le montre l'exemple de la figure II.14.a (paramètres de couplage en fonction de la position x pour trois valeurs de θ). Nous avons aussi reporté sur cette figure l'évolution des paramètres de couplage pour une sonde TMO. Ces résultats montrent une supériorité de l'antenne synthétique (en particulier dans la configuration B) par rapport à la sonde TMO en ce qui concerne la résolution spatiale (liée à la largeur à mi-hauteur de la frange centrale). La figure II.14.b montre que la résolution spatiale dépend aussi de l'écartement des sondes (pour une configuration donnée et un angle θ fixe), d'où une souplesse de réglage accrue.

Figure II.15.a :

Cartes des paramètres de couplage calculés à 3 GHz, dans le plan xoz, pour différents angles (eau à T_0 , sonde $\epsilon_1 = 25$).

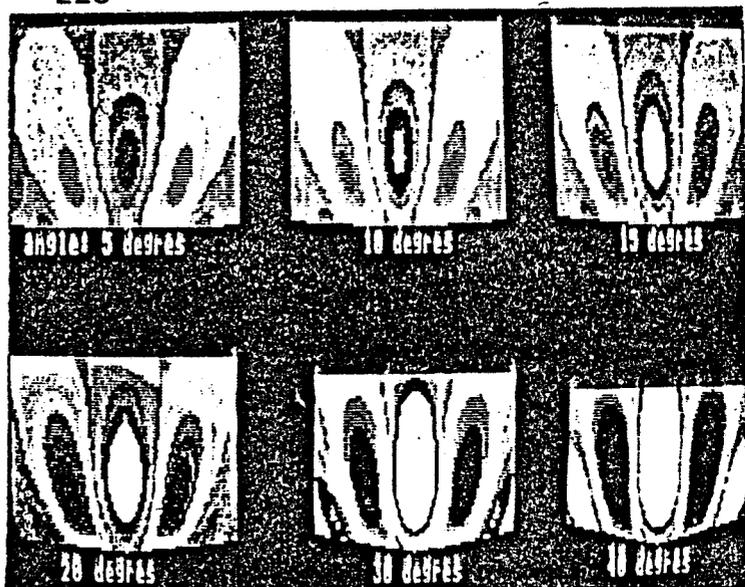
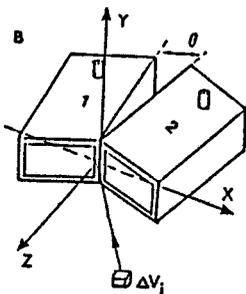


Figure II.15.b :

Cartes des paramètres de couplage calculés pour $\theta_1 = 30^\circ$ (plan xoz).

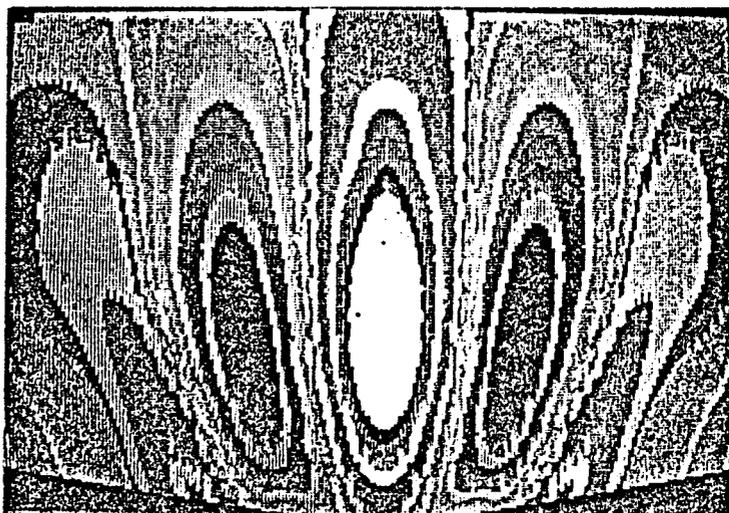
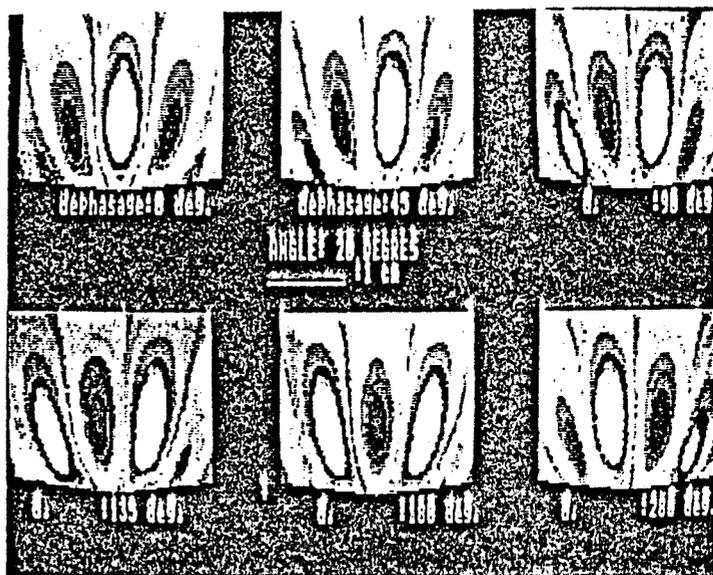


Figure II.16.a :

Cartes des paramètres de couplage calculés pour différents déphasage du TMOE (plan xoz).



Il apparaît aussi qu'une augmentation de l'angle θ entre les sondes s'accompagne d'une augmentation de l'intensité des paramètres C_i (figure II.14.c). Ce comportement est intéressant au niveau de la sensibilité de l'antenne synthétique. En outre, l'évolution non monotone des paramètres C_i (dans les conditions de la figure II.14.c et contrairement à l'évolution des C_i pour une sonde TMO) en fonction de la profondeur z des volumes ΔV_i du matériau, est une autre caractéristique importante de la TMOC. En effet, l'antenne synthétique se comporte (Figure II.14.c) comme une sonde peu sensible à l'émission de volumes situés en surface du matériau sous investigation et privilégie au contraire l'émission de volumes situés à une certaine profondeur. Notons que la zone de couplage maximum peut être contrôlée par action sur l'angle θ , d'où un paramètre de réglage qui peut être intéressant.

La configuration géométrique des sondes et l'angle θ apparaissent en définitif comme un moyen de contrôle d'une part de la résolution spatiale et d'autre part de la zone de sensibilité maximale en T.M.O.C.. La figure II.15.a qui présente une carte bidimensionnelle des paramètres C_i dans le plan xoz montre l'évolution de la zone de sensibilité maximale (coloriée en blanc) pour différents angles θ . La figure II.15.b correspond au cas $\theta = 30^\circ$.

ii) Action sur le temps de retard τ du corrélateur

La relation III.26 indique que l'action sur le temps de retard introduit un déphasage $\Delta\phi$ qui se manifeste par le déplacement latéral des franges de l'interférogramme de l'antenne synthétique. La figure II.16.a donne un exemple de cartes des paramètres C_i , dans le plan xoz ($f=3\text{GHz}$, $\theta = 30^\circ$, sondes jointes suivant le petit côté). On observe bien la modification de la carte des C_i en fonction de $\Delta\phi$. Autrement dit il est possible de déplacer latéralement le diagramme de rayonnement de l'antenne synthétique sans déplacement des sondes par la seule action sur $\Delta\phi$, à la façon d'une antenne à balayage électronique. Cette caractéristique est intéressante en TMOC car ce mode opératoire permet l'investigation automatique d'un milieu,

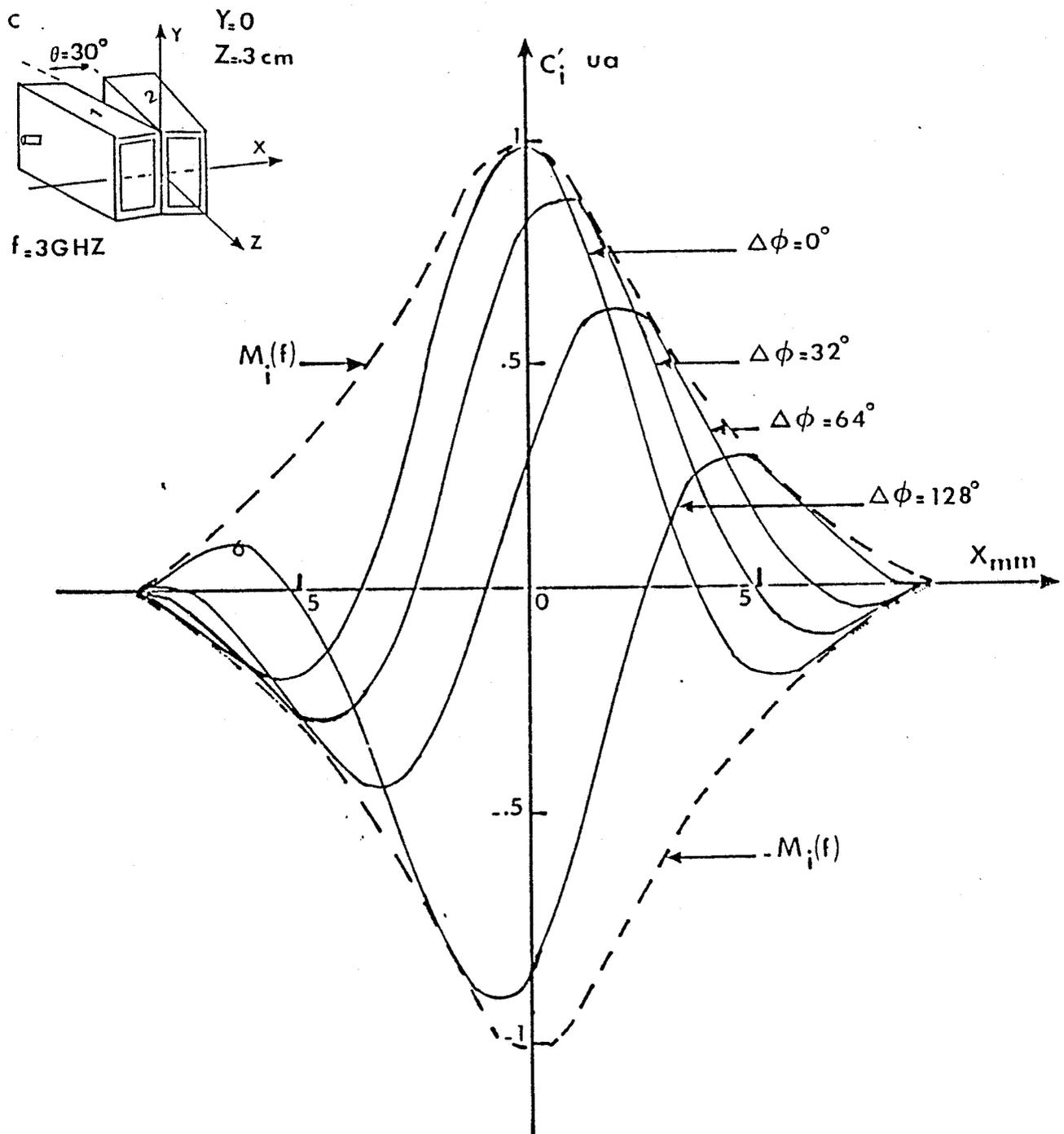


Figure II.16.b : Evolution des paramètres de couplage C'_i en fonction de la position latérale des volumes élémentaires ΔV_i , pour différents déphasages $\Delta\Phi$ (eau à 49°C).

situé dans la zone de visibilité de l'antenne, sans déplacement des sondes : Notons le déplacement du maximum du lobe ou du zéro des franges (Figure II.16.b).

Par conséquent, il est possible de déterminer la position latérale de ΔV_i par lecture du déphasage $\Delta\Phi$ qui rend maximum (ou qui annule) les paramètres C_i correspondant.

Remarques : Compte tenu des nombreuses combinaisons possibles, susceptibles d'aboutir à la modification de la zone de couplage optimum, nous avons introduit une notion générale de zone de sensibilité ou de visibilité de l'antenne synthétique que l'on peut définir par la condition suivante : ($M_i(f)$ a été défini au paragraphe II.3.1.1.).

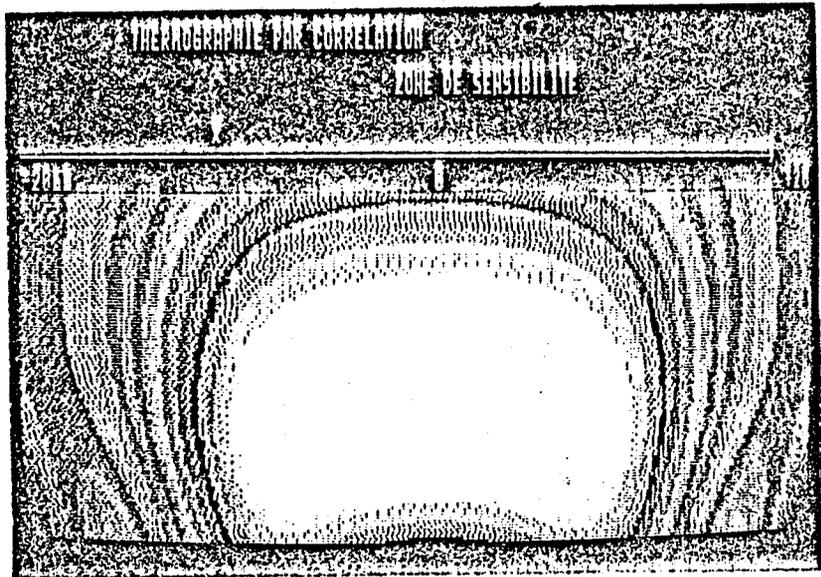
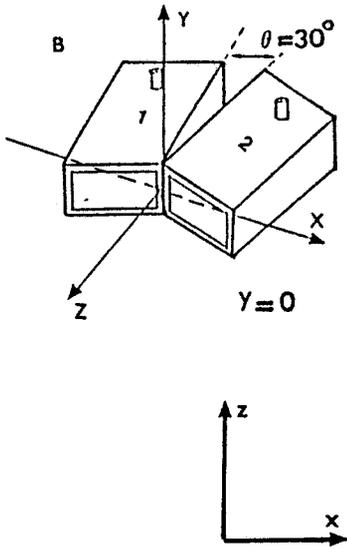
$$M_i(f) \geq 0,1 M_i(f)_{\max} \quad (\text{III.27})$$

Cette condition, dans laquelle la valeur 0,1 a été définie de façon arbitraire, indique que seuls les volumes élémentaires ΔV_i , du milieu dissipatif, qui sont situés dans la zone de visibilité ont une intensité suffisante pour être véritablement couplés à l'antenne synthétique. Notons que le lieu des $M_i(f)$ correspond en fait à l'enveloppe des interférogrammes pour tout $\Delta\Phi$, dont des exemples ont été présentés figure II.16.b. $M_i(f)_{\max}$ représente le maximum de $M_i(f)$, obtenu pour un déphasage $\Delta\Phi = 0$.

Les figures II.17.a et b présentent des exemples de la zone de visibilité calculés à 3 GHz dans le plan xoz pour des sondes jointes suivant leur petit côté (a) ou leur grand côté (b).

A titre indicatif, cette zone de visibilité, calculée à la fréquence de 3 GHz pour un angle $\theta = 30^\circ$ dans les plans xoz et yoz concerne une surface de l'ordre de $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ et une profondeur comprise entre 0,5 et 3 cm pour des sondes jointes suivant le petit côté et entre 0 et 2,7 cm pour des sondes jointes suivant le grand côté.

Ces valeurs fixent approximativement les limites de sensibilité de l'antenne synthétique, autrement dit, les limites de visibilité



f=3GHZ

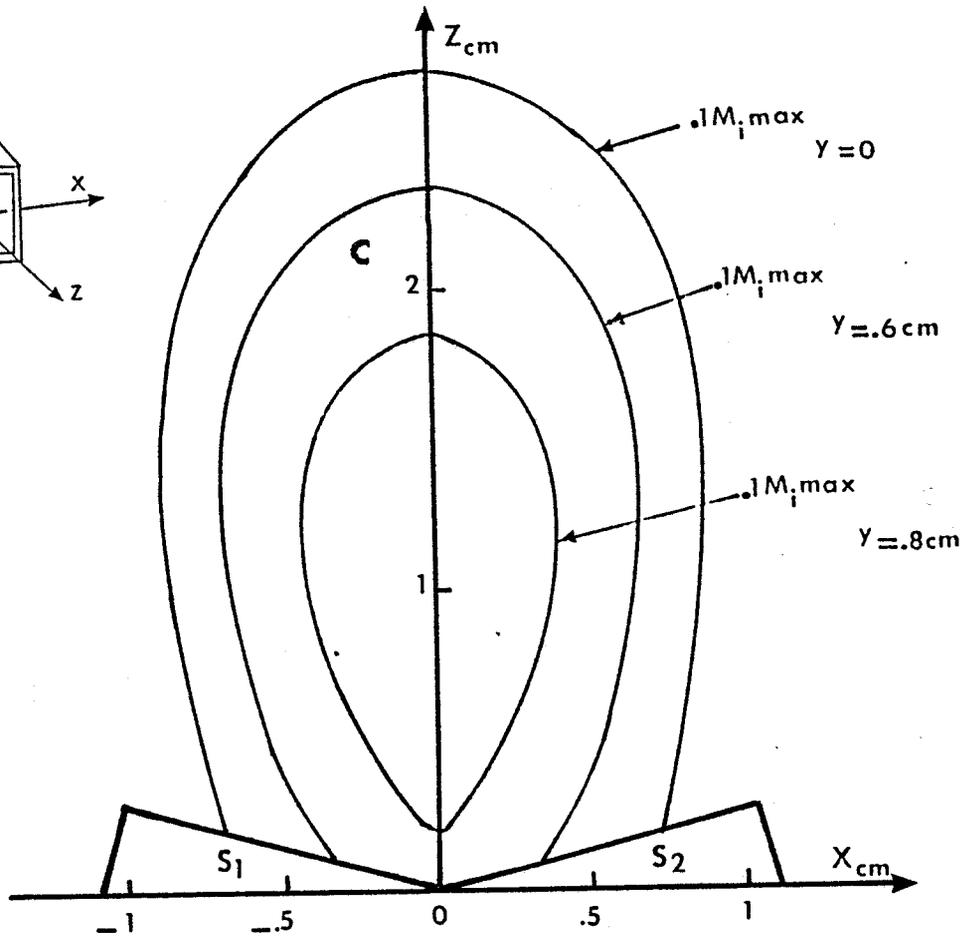
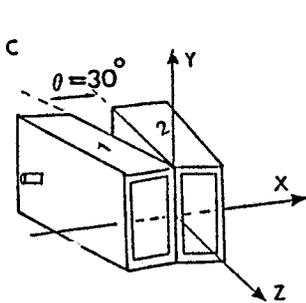


Figure II.17 : Zones de sensibilité de l'antenne synthétique calculé dans le plan xoz (eau à 49°C).

de volumes du milieu dissipatif dont la température diffère de celle du milieu voisin.

iii) Résumé des caractéristiques de l'antenne synthétique

Compte-tenu de ce qui vient d'être exposé et des nombreux résultats publiés par ailleurs [45 à 55] nous pouvons résumer les caractéristiques essentielles de l'antenne synthétique (TMOC) de la manière suivante :

- Contrairement à la sonde TMO, l'antenne synthétique est sensible à l'émission de volumes situés à une certaine profondeur dans le matériau sous investigation en particulier dans la configuration (B) des sondes (figures II.14.c et II.15.b) ;

- La zone de sensibilité définie au paragraphe précédent peut être contrôlée par action sur l'angle θ et sur l'écartement entre les sondes (figures II.14.b et II.17) ;

- La résolution spatiale liée à la largeur du lobe principal des diagrammes du type donné figure II.15.a, dépend de la configuration géométrique des sondes et peut être contrôlée par action sur l'angle θ ;

- L'action sur le temps de retard permet de réaliser un balayage électronique du matériau sous investigation.

Ces caractéristiques sont susceptibles d'être exploitées pour compléter les possibilités déjà offertes par la TMO en vue de la réalisation d'une thermométrie quantitative de structures thermiques compactes.

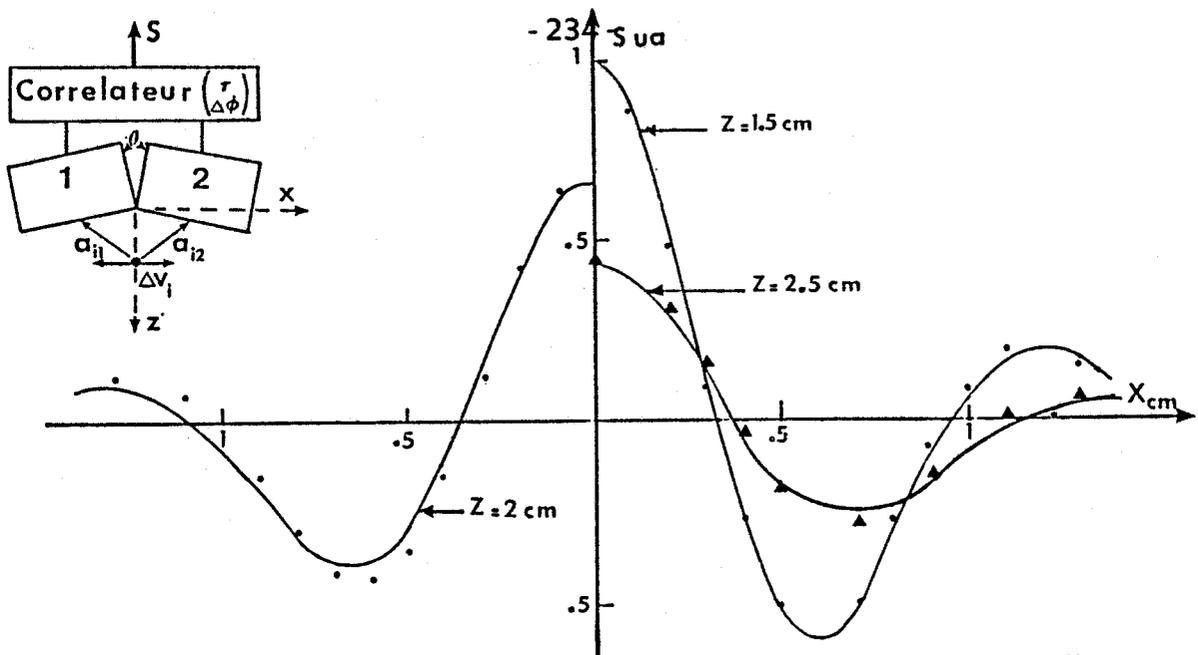


Figure II.18.a : Réponse du TMOc à source ponctuelle déplacée dans l'eau (sondes jointes suivant le petit côté ; $y = 0$; $\theta = 30^\circ$).

- Calcul numérique qui à 3 GHz ;
- ▲ Expérience

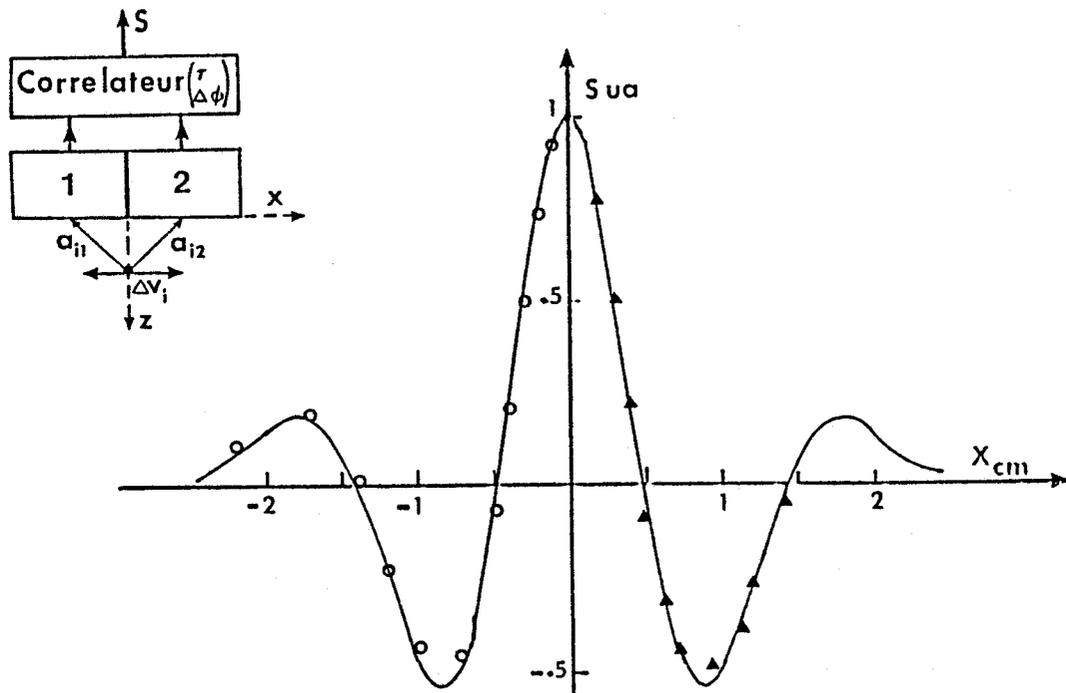


Figure II.18.b : Réponse du TMOc à une source ponctuelle déplacée dans l'eau ($\Delta\Phi = 0$; $y = 0$; $z = 2$ cm)

- Calcul numérique pour $2,5 < f < 3,5$ GHz ;
- Calcul numérique à 3 GHz ;
- ▲ Expérience.

II.3.2. Calcul de signaux radiométriques en TMOC et vérifications expérimentales

II.3.2.1. Cas de sources ponctuelles

Les premiers résultats relatifs à la radiométrie à corrélation ont été obtenus à partir d'études essentiellement expérimentales. Ce n'est que plus tard, compte tenu des difficultés de réaliser des expériences systématiques que nous avons introduit une méthode de calcul des signaux radiométriques. Les nombreux résultats expérimentaux ont été réalisés à l'aide de source ponctuelles constituées soit d'une diode de bruit fonctionnant en régime d'avalanche, soit d'une antenne monopole alimentée par un générateur monochromatique [47 à 49]. Ces sources émettent généralement un signal électromagnétique auquel on peut associer une température T_i très supérieure à la température du milieu dissipatif dans lequel elles sont placées. On peut donc estimer que l'émission thermique des volumes ΔV_i constituant le milieu dissipatif, à la température ambiante, est négligeable devant celle de la source ponctuelle.

Dans ces conditions, compte tenu des résultats exposés dans la première partie de ce mémoire (§ II.3.5.) et de la relation III.26, le signal émis par la source, à la fréquence f et capté par l'antenne synthétique associée au récepteur à corrélation s'écrit :

$$S_i(f, \tau) = G_c(f) C'_i(f, \tau) \cdot T_i \quad (\text{III.28})$$

où $G_c(f)$ est la transmittance du récepteur à la fréquence f .

Rappelons que pour accéder au signal total (cas d'une diode à avalanche) il convient évidemment d'intégrer l'expression III.28 dans la bande passante du récepteur. Comme T_i et $G_c(f)$ sont maintenues constantes, la relation III.28 peut être utilisée pour tester la relation III.26, ce qui permet une vérification expérimentale de nos résultats numériques.

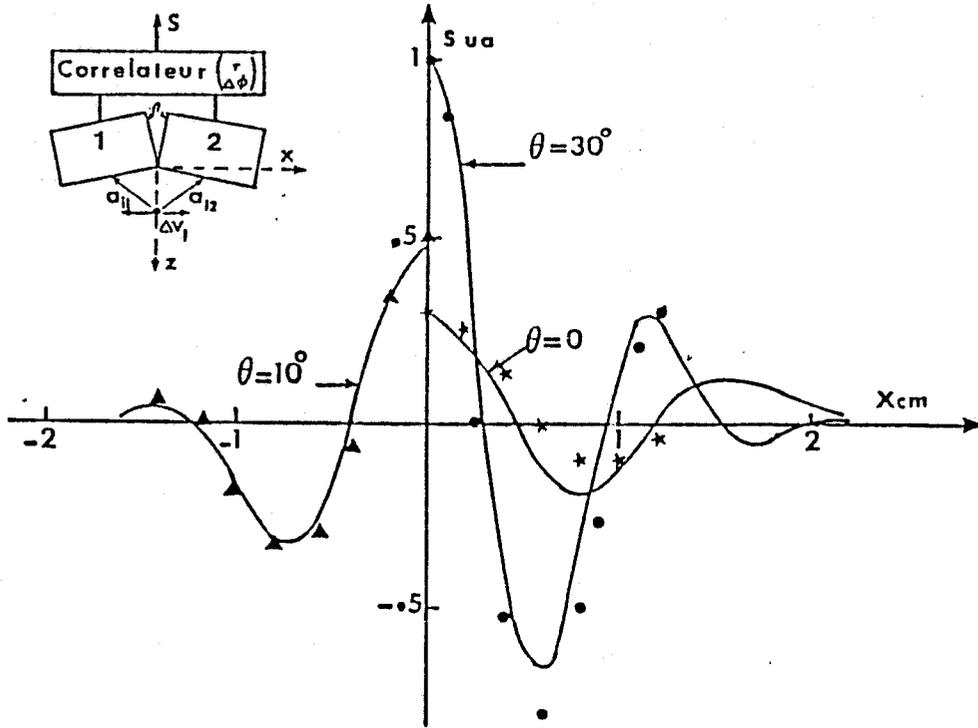


Figure II.19.a : Réponse du TMOC à une source ponctuelle déplacée dans l'eau pour différents angles entre les sondes jointes suivant le petit côté ($y = 0, z = 12 \text{ mm}$)

— Calcul numérique à 3 GHz ; ●▲★ Expérience

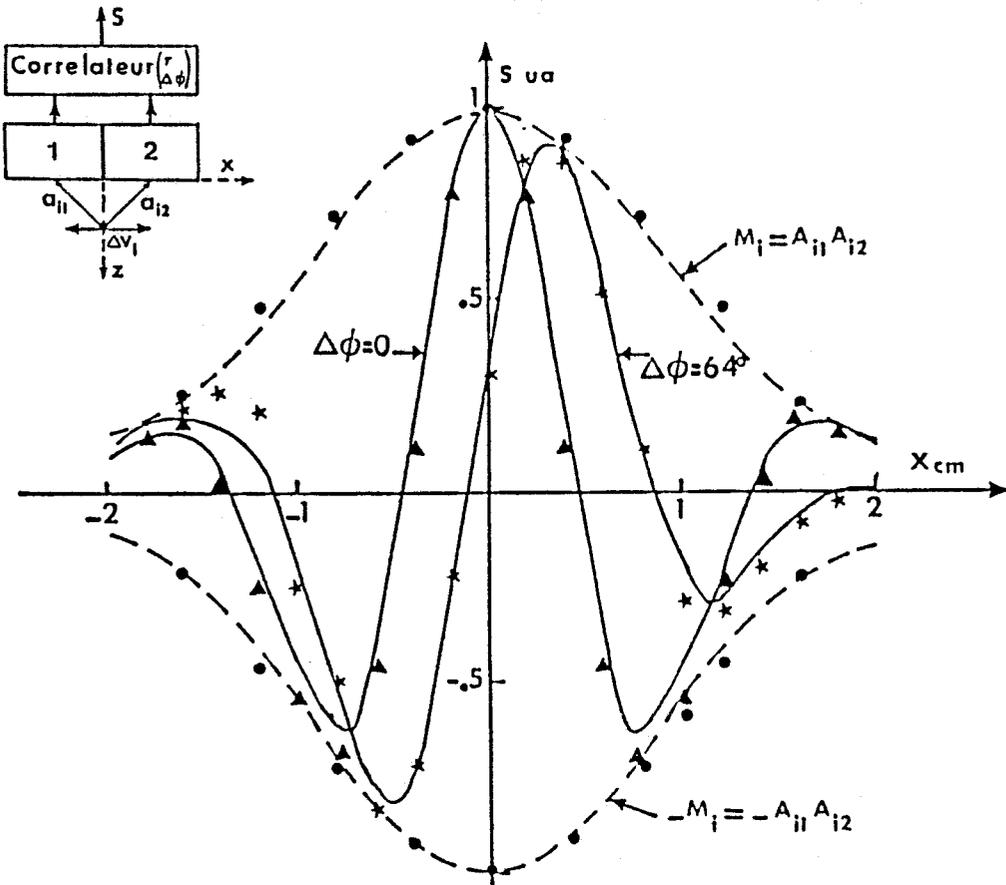


Figure II.19.b : Réponse du TMOC à une source de bruit ponctuelle déplacée dans l'eau (sondes jointes selon le petit côté ; $Y = 0 ; Z = 2 \text{ cm}$).

--- Calcul numérique à 3 GHz ; ●▲★ : expérience.

La figure II.18 donne l'exemple d'une source ponctuelle déplacée parallèlement à la surface du matériau (eau) dans lequel elle est placée. Nous observons un bon accord entre l'expérience et le calcul que ce soit dans le cas monochromatique (Fig. II.18.a) ou à large bande (Fig. II.18.b). Dans ce dernier cas de figure, on note que les résultats calculés à une fréquence monochromatique (fréquence moyenne du récepteur [49]) sont en très bon accord à la fois avec l'expérience (diode à avalanche) et avec le calcul effectué pour une bande de fréquences comprise entre 2,5 et 3,5 GHz. Ce résultat nous autorise à réduire le temps calcul en considérant uniquement la fréquence moyenne dans le calcul des paramètres C_i . Cette hypothèse est confirmée par les résultats de la figure II.19.a qui donnent la réponse du corrélateur en fonction de la position latérale x de la source ponctuelle pour différentes valeurs de l'angle θ (figure II.19.a). Rappelons que ces résultats sont obtenus pour un temps de retard nul ($\Delta\phi = 0$).

On peut modifier ces réponses en introduisant un déphasage ($\Delta\phi = 2\pi\Delta l/\lambda$) si l'on considère un fonctionnement monochromatique. Les diagrammes donnés figure II.19.b concernent une source monochromatique (dipôle à 3 GHz) placée dans l'eau. On relève le signal de sortie du corrélateur en fonction de la position latérale de la source pour deux valeurs de $\Delta\phi$. Là encore les calculs et l'expérience sont en accord compte-tenu de l'erreur sur les nombreux paramètres intervenant dans l'expérience.

II.3.2.2. Cas d'un milieu à température uniforme

Dans le chapitre II de la deuxième partie nous avons montré que le signal TMOC est, à une constante près, proportionnel au terme :

$$\sum_{i=1}^{\infty} C_i' T_i \quad (\text{III.29})$$

Nous avons démontré également que, la quantité $\sum C_i'$, étendue à l'ensemble du milieu dissipatif, est nulle. Dans ces conditions, à un milieu à température uniforme doit correspondre un signal nul.

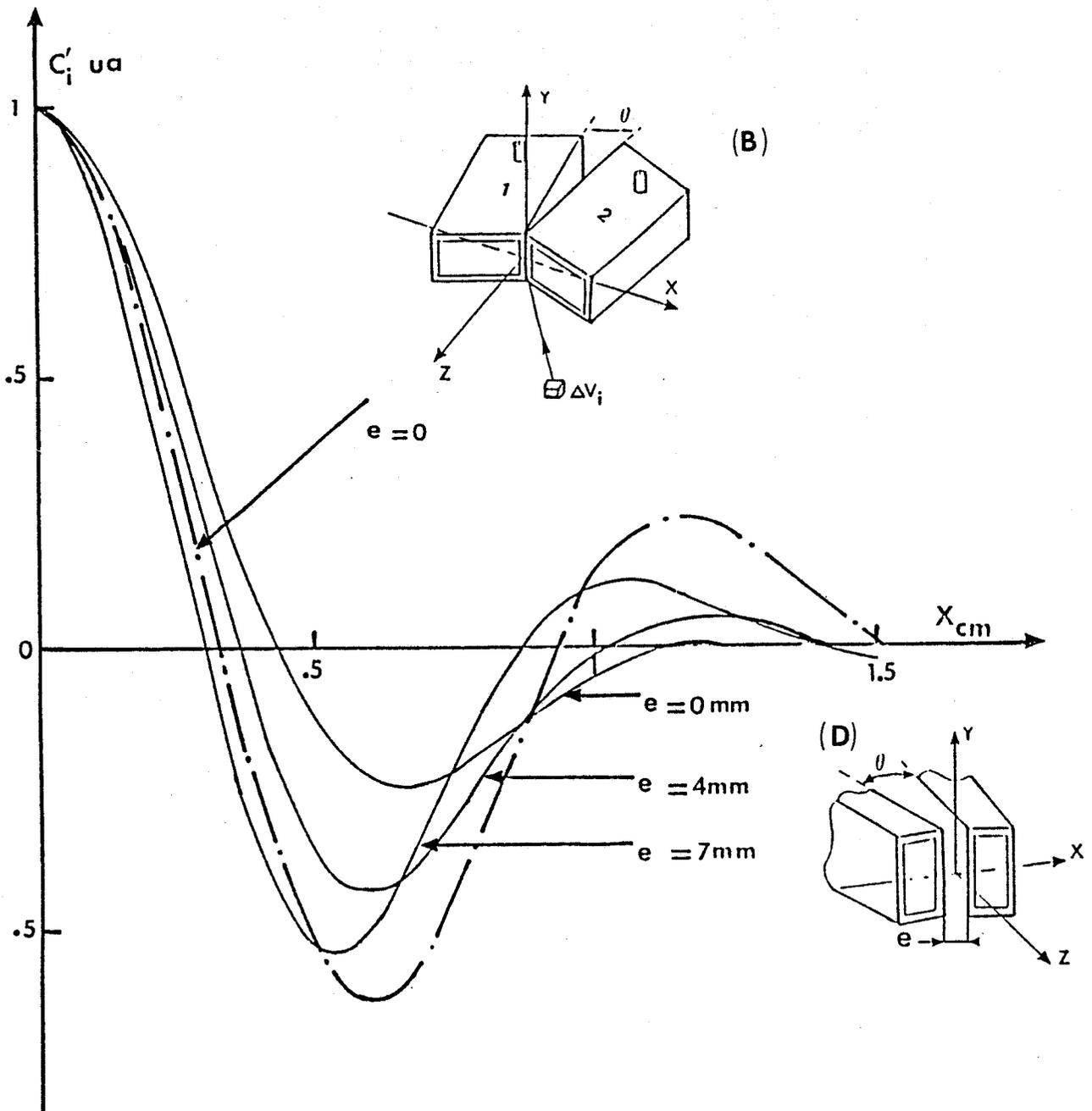


Figure II.19.c: Evolution des paramètres de couplage calculés en fonction de x pour différentes configurations des sondes (eau à 49° ; $F = 3$ GHz ; $\theta = 30^\circ$; $y = 0$, $z = 1$ cm).

Ainsi nous avons considéré le cas où les deux sondes du corrélateur possèdent un volume de couplage commun, puis celui où ce couplage augmente au point qu'il apparaît un effet de transmission directe entre les sondes et aussi d'éventuels effets de réflexions multiples. Dans ce cas, on se demande si notre méthode de calcul est strictement applicable étant donné qu'elle s'applique au rayonnement direct d'un guide dans un milieu dissipatif semi-infini.

Cette hypothèse est vérifiée par le calcul et l'expérience puisque :

Lorsque les sondes sont jointes selon leur petit côté, on vérifie bien l'annulation du terme III.29. C'est ce que donne en particulier l'intégrale étendue à tout le volume des interférogrammes calculés du type de ceux donnés figure II.19.c(a).

Du point de vue expérimental, cette même situation correspond à un faible coefficient de transmission entre les sondes. En effet, lorsque le coefficient de transmission (mesuré à l'analyseur de réseaux [47]) est inférieur à -30 dB, les mesures radiométriques sur l'eau à des températures comprises entre 20° et 40° donnent un signal nul à 0.2° près.

La situation peut être différente lorsque les sondes sont jointes selon leur grand côté ; cette différence peut être prévue par l'analyse des cartes de champs rayonnés (figure II.4). Elle apparaît par ailleurs sur les interférogrammes calculés, du type figure II.19.c (D pour $e = 0$) et aussi dans les résultats expérimentaux puisque le signal correspondant au terme III.29 est différent de zéro, pour un coefficient de transmission supérieur à -20 dB.

Néanmoins, pour la même configuration, le fait d'écarter les sondes diminue la valeur du terme III.29 qui tend vers zéro dès que l'écartement dépasse 4 mm (figures II.19.c (D)).

Notons qu'un problème analogue a d'ailleurs été soulevé par des radioastronomes [54] mettant en oeuvre des radiotélescopes à corrélation. Lorsque les antennes sont très rapprochées, il apparaît un effet de transmission entre elles que les auteurs attribuent à la diffraction sur le bord des antennes.

II.3.2.3. Cas d'objets thermiques compacts

Le premier modèle physique expérimental est proche de celui présenté sur la figure II.5.a, à la différence que la sonde TMO est remplacée ici par les deux sondes du corrélateur. Le tube en téflon, de faible diamètre, qui constitue l'objet thermique est parcouru par de l'eau (température $T_o + \Delta T$), et plongé dans une cuve remplie d'eau (température T_o).

Dans ces conditions, le signal mesuré par le radiomètre à corrélation à la fréquence f s'écrit, d'après la relation III.29, sous la forme :

$$\begin{aligned} S(f, \tau) &= G_c(f) \sum_{i=1}^{\infty} C'_i(f, \tau) T_i \\ &= G_c(f) \left[\sum_V C'_i(f, \tau) (T_o + \Delta T) + \sum_{i \notin V} C'_i(f, \tau) T_o \right] \\ &= G_c(f) \left[\sum_V C'_i(f, \tau) \Delta T + \sum_{i=1}^{\infty} C'_i(f, \tau) T_o \right] \end{aligned}$$

Comme le deuxième terme est nul (milieu semi-infini à température uniforme) le signal de sortie du corrélateur s'écrit :

$$S(f, \tau, x_1, z_1) = G_c(f) \sum_V C'_i(f, \tau) \Delta T \quad (\text{III.30})$$

La figure II.20.a donne un exemple de réponse du TMOC en fonction du temps de retard ($\Delta l = \tau \cdot C$) à l'émission d'un objet thermique sphérique situé dans l'axe des deux sondes jointes selon leur grand côté ($z = 20$ mm, $D = 20$ mm). On observe là encore un bon accord entre l'expérience et le calcul numérique effectué à la fréquence moyenne du système. D'autre part, la modification de la position de l'objet thermique s'accompagne d'une modification de l'interférogramme de la figure II.20.a, d'où la possibilité de localisation latérale de l'objet à partir de la connaissance du retard qui rend le signal de sortie maximal.

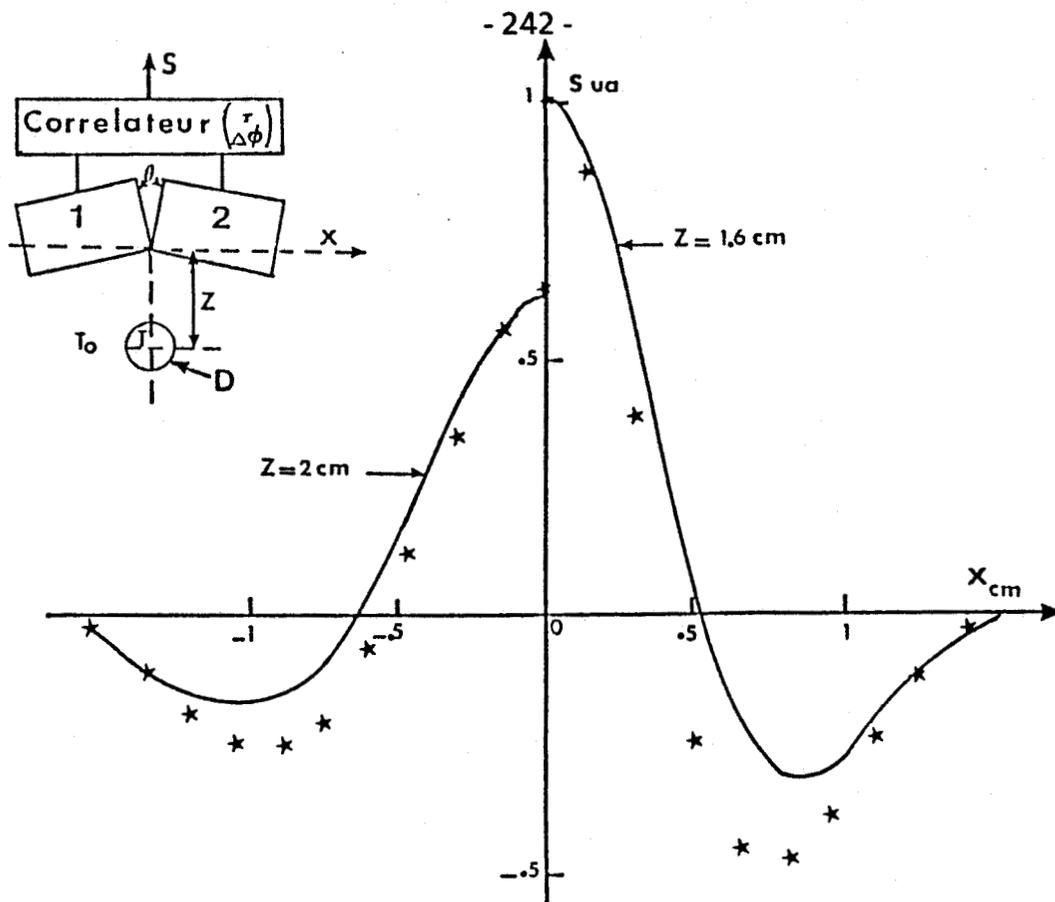


Figure II.20.b : Réponse du TMOC à un cylindre ($D = 11$ mm) traversé par de l'eau à 49°C déplacée dans l'eau à 30°C (sondes jointes suivant le grand côté ; $\theta = 50^{\circ}$, $\Delta\Phi = 0$)

_____ Calcul numérique à 3 GHz ; ★ Expérience.

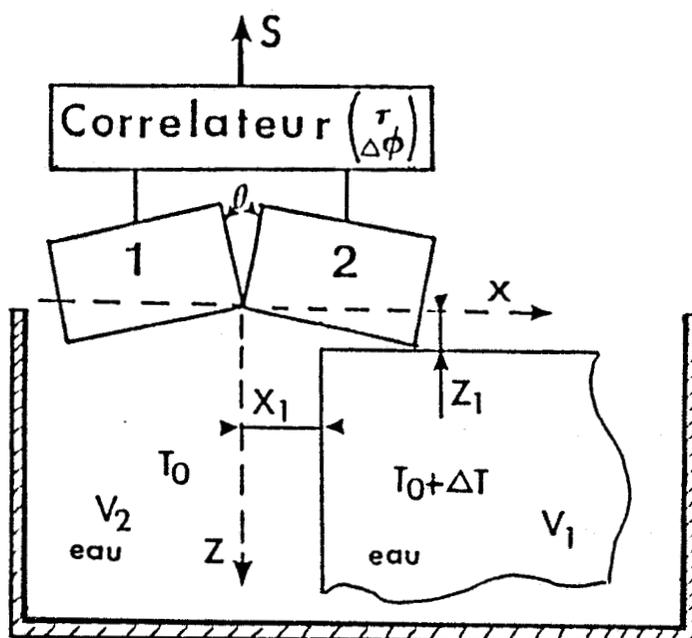


Figure II.21.a : L'un des modèles physiques de simulation expérimentale d'un front thermique.

La figure II.20.b donne un autre exemple de réponse à un objet cylindrique, à deux profondeurs différentes, lorsque celui-ci est déplacé parallèlement à la surface de l'eau ; on note que le calcul effectué à 3 GHz est en assez bon accord avec l'expérience.

II.3.2.4. Cas d'un front thermique

Nous appelons front thermique le cas où dans le matériau dissipatif, un plan parallèle au plan de symétrie du système définit deux volumes V_1 et V_2 portés à des températures différentes (Figure II.21.a). Ce plan est susceptible d'être déplacé.

La TMOC offre des possibilités de localisation d'un tel front de température, soit par un balayage électronique du milieu sous investigation (action sur le temps de retard τ), soit par le déplacement des sondes [47 à 54].

En effet, conformément au schéma de la figure II.21.a et à la relation III.29, le signal de sortie du dispositif TMOC, à la fréquence f , s'écrit :

$$S(f, \tau, x_1, z_1) = G_c(f) \sum_{V_1} C_i'(f, \tau) \Delta T \quad (\text{III.31})$$

Le signal total est obtenu par intégration de la relation III.31 dans la bande passante du récepteur.

La figure II.21.b donne un exemple de comparaison entre théorie et expérience lorsque le volume V_1 , situé à la profondeur z_1 par rapport au référentiel des deux sondes (figure II.21.a), est déplacé latéralement suivant l'axe x . Outre le bon accord entre les résultats expérimentaux et calculés, cet exemple montre que la localisation latérale du front thermique est possible par simple repérage du zéro du signal de sortie.

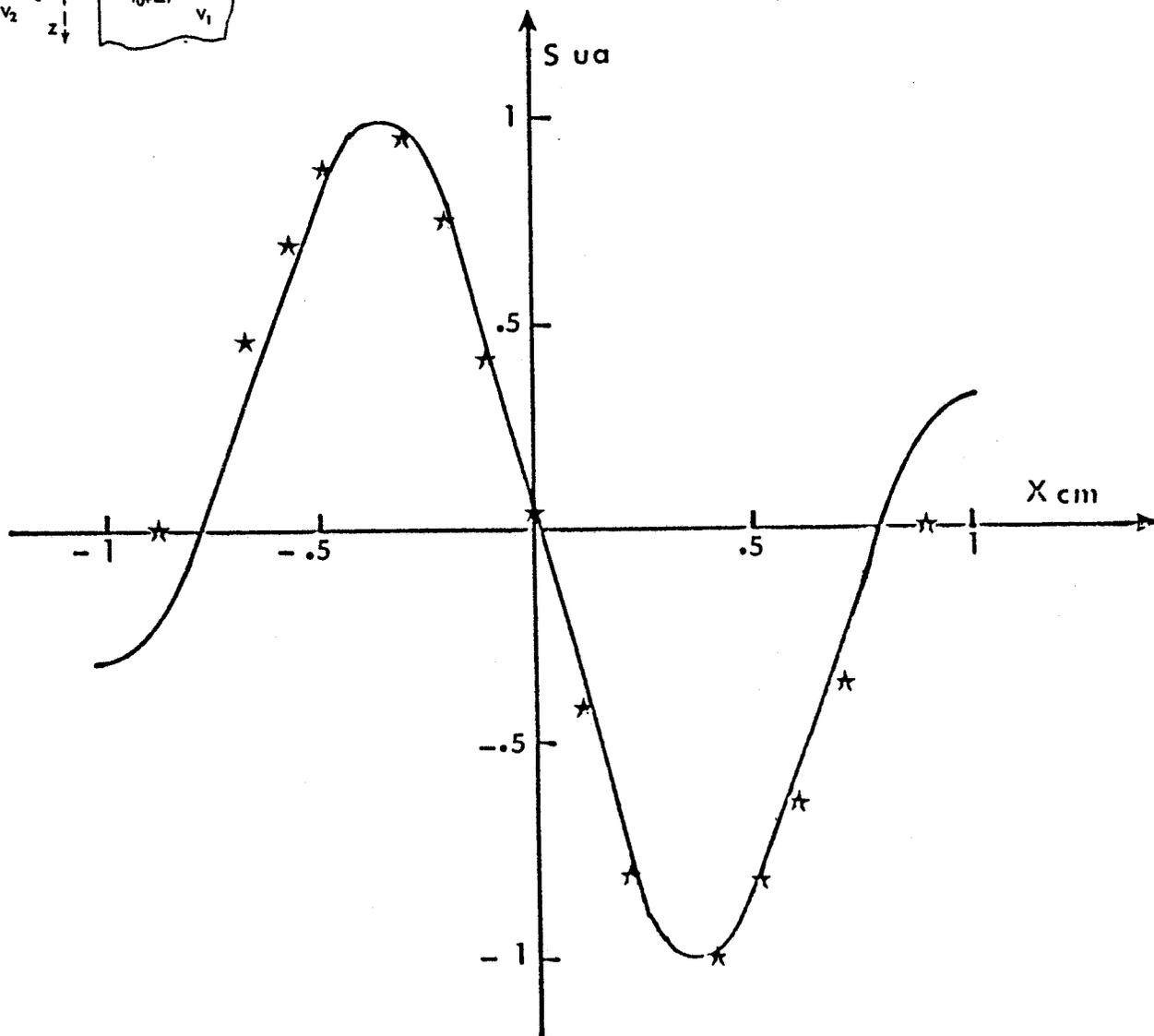
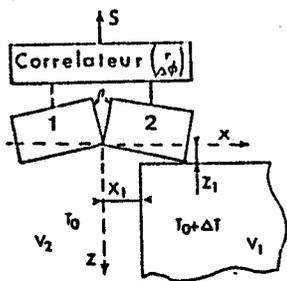


Figure II.21.b: Réponse du TMOC à un front de température déplacé dans la direction x . (sondes jointes suivant le petit côté, $\Delta\Phi = 0$, $Z_1 = 5$ mm, $\theta = 30^\circ$).

— Calcul numérique à 3 GHz.

★ Expérience.

Notons que le fait que $S = 0$ pour $x_1 = 0$ et $\tau = 0$ peut s'expliquer très simplement. En effet, (relations III.26 et III.31) $S = 0$ lorsque le matériau est isotherme (2e Partie - Chapitre II). D'autre part, les paramètres C_i en deux points symétriques du plan $x = 0$ sont égaux et de signe opposé. Il en résulte que chacun des volumes de matériau situé de part et d'autre du plan de symétrie des sondes a une contribution nulle au signal de sortie.

Des résultats du même type que celui présenté figure II.21.b seront présentés au chapitre suivant ; mais on peut déjà retenir qu'il est possible de réaliser :

- la localisation d'une structure thermique compacte ;
- la détection et la localisation d'un front de température latéral ;
- la mesure de l'écart de température ΔT .

Remarquons cependant que ce raisonnement s'applique au cas d'un milieu homogène où pour lequel les hétérogénéités, de taille petite par rapport à la longueur d'onde, sont réparties de façon uniforme (de façon telle que l'on puisse définir une permittivité macroscopique apparente) Il est évident que, compte tenu notamment des termes de phase des C_i dans les expressions III.26 et III.31, ce raisonnement doit être reconsidéré dans le cas de matériaux fortement hétérogènes.

II.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons d'abord rappelé les méthodes de calcul des paramètres de couplage (introduites dans la première partie) et démontré leur application au calcul des signaux thermiques en TMO et TMOC. Nous avons ensuite montré la validité de la méthode modale à traiter numériquement ce type de problèmes à travers de nombreuses comparaisons entre expérience et théorie.

Nous avons ainsi apporté de nombreux éléments nouveaux dans l'étude de la radiométrie à corrélation opérant en champ proche ; des problèmes sont encore non résolus notamment lorsque le couplage direct entre les sondes devient important.

Dans le chapitre suivant, nous exploiterons des résultats identiques à ceux que nous venons de présenter dans un but de thermométrie quantitative.

CHAPITRE III

INTERPRÉTATION QUANTITATIVE DES SIGNAUX RADIOMÉTRIQUES

EN TMO ET TMOG

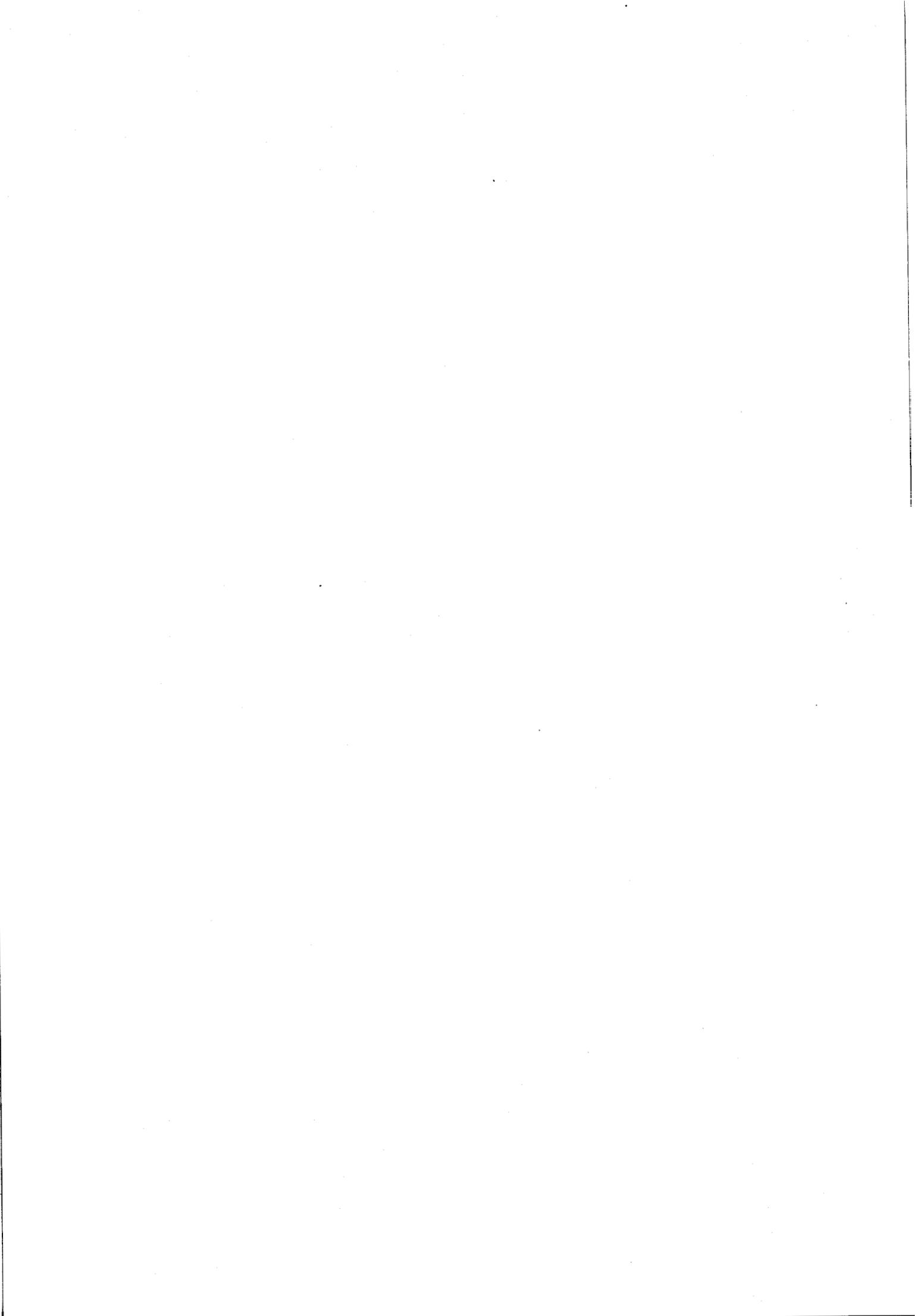
III.1. AVANT PROPOS

Résumons maintenant la signification des signaux radiométriques en champ proche. Rappelons tout d'abord que la température d'un matériau isotherme peut être mesurée :

- après un étalonnage préalable du système ;
- lorsque l'influence des effets d'émissivité est éliminée (utilisation de la méthode de zéro).

Dans un matériau de permittivité connue, le volume sous investigation peut être déterminé avec précision lorsqu'on utilise comme sonde l'ouverture d'un guide rectangulaire. Cette information s'obtient à partir des paramètres de couplage qu'il est possible de calculer par la méthode modale.

Dans le cas d'autres sondes [57], la caractérisation de ce volume est plus imprécise puisque on ne peut actuellement y accéder que par la mesure du champ proche en différents points d'un matériau ; une opération particulièrement fastidieuse et délicate.



Par ailleurs, si pour un milieu homogène il est possible de calculer le signal radiométrique associé à une répartition quelconque de température, le problème de l'inversion des données radiométriques dans cette même situation n'est pas encore solutionné.

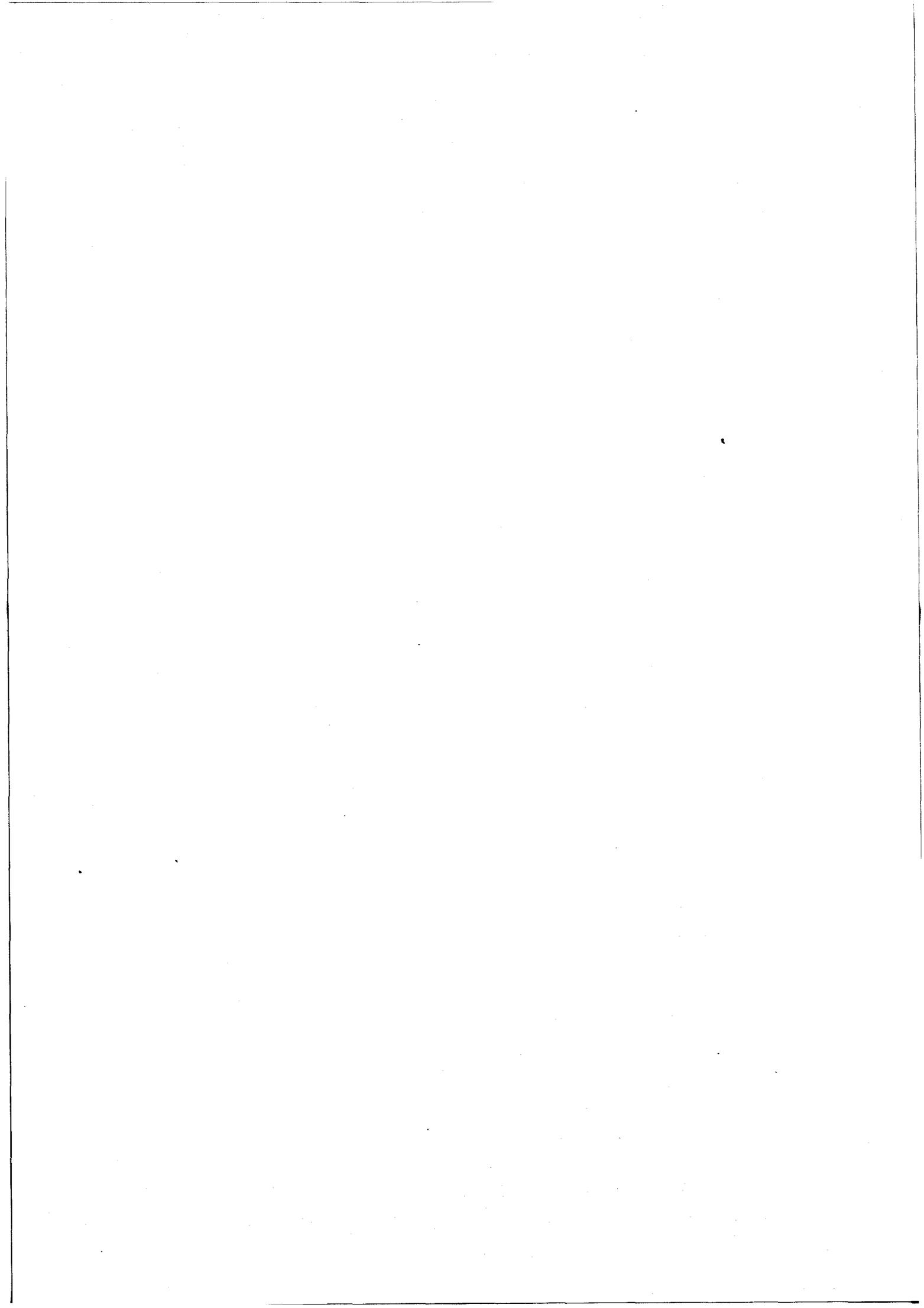
Enfin, à notre connaissance, le cas des matériaux inhomogènes n'a pratiquement pas encore été étudié.

Nous allons faire un bilan bibliographique de ces sujets ; ensuite nous présenterons notre contribution qui concerne d'une part la thermométrie quantitative par TMO de structures thermogènes ramassées et d'autre part l'apport de la TMOC, en particulier dans la détection et la localisation précise de gradients thermiques latéraux.

III.2. BILAN DES METHODES D'INTERPRETATION EN RADIOMETRIE

Rappelons d'abord que les radioastronomes ont été les premiers à définir des méthodes de calcul des signaux radiométriques basées sur la réciprocité absorption émission concernant des couches de matériau de permittivité connue, dans lesquelles se propagent des ondes TEM [58 à 60]. Cette dernière hypothèse ne peut s'appliquer dans le cas du rayonnement en champ proche, pour lequel il existe plusieurs (sinon un grand nombre) de modes de propagation dans le milieu dissipatif couplé à la sonde (Chapitre I - IIIe partie). On trouve dans la littérature plusieurs méthodes d'interprétation, ou d'inversion proprement dites [61], qui considèrent pour la plupart une propagation TEM : seul un article très récent (Bardati et al [70]) tient compte réellement des effets de champ proche mais il traite uniquement le cas d'un modèle bidimensionnel.

EDENHOFER [62] reprend une méthode utilisée en télédétection spatiale, qui consiste à rechercher le profil de température par inversion stochastique de matrices à partir de données radiométriques. Ces données sont calculées à quatre fréquences par application de la loi de Rayleigh-Jeans associée à l'équation des transferts radiatifs à une dimension (approche du type ligne de transmission dissipative). Cette méthode est appliquée théoriquement au cas de trois couches de tissus d'épaisseurs connues à trois températures différentes. L'auteur mentionne que cette méthode est sujette à des instabilités numériques qui peuvent être à l'origine d'erreurs importantes.

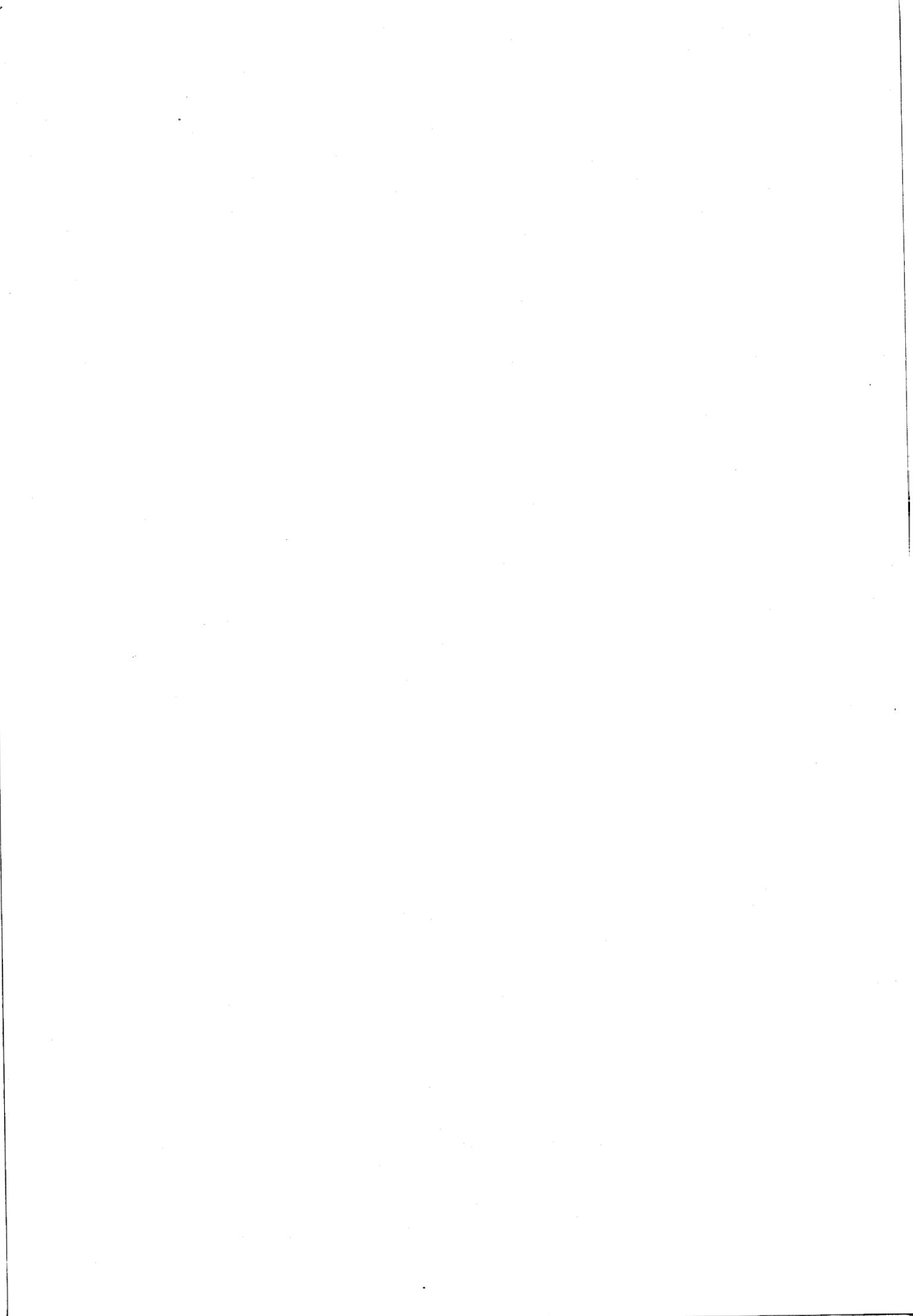


SCHALLER [63] utilise la même méthode d'inversion pour traiter le cas d'un matériau constitué de la superposition de couches de tissus de même permittivité, mais portées à des températures différentes. Partant d'un choix de températures, un programme itératif compare le calcul aux mesures radiométriques dans la bande 1 à 10 GHz et ajuste les températures physiques pour réaliser la convergence du calcul et de l'expérience.

PLANCOT et al [64] ont élaboré une méthode (propagation TEM) basée sur les mesures des températures radiométriques à deux fréquences et de la température physique superficielle (à l'aide d'un thermocouple posé sur la peau) ; les mesures sont prises en compte dans le calcul du profil thermique par application de l'équation de la chaleur unidimensionnelle aux tissus vivants en présence d'un signal de chauffage (Hyperthermie). Cependant, les termes de conduction et de diffusion thermique dans les tissus vivants sont sujets à des fluctuations importantes et sont encore mal connus (en particulier à cause des phénomènes de vasodilatation), Ce qui rend délicate l'application pratique de cette méthode [65].

Une autre approche du problème de thermométrie proposée par MIZUSHINA et al [66], recherche les termes figurant dans une expression analytique a priori du profil de température dans l'axe de la sonde ($T(z) = T_0 + \Delta T \exp[-z/\delta_{TEM}]$ avec δ_{TEM} la profondeur de pénétration de l'onde TEM) en exploitant des mesures fournies par trois radiomètres opérant dans la bande 1-4 GHz. Traitant le cas d'un modèle constitué d'une structure thermique de grande taille, les auteurs savent retrouver $T(z)$ avec une précision moyenne.

BARDATI et al [67 à 70] ont, dans une première étape, traité un modèle unidimensionnel simulant une structure stratifiée constituée de trois couches de tissus. Le but de ce travail est de reconstituer le profil de température dans l'axe de la sonde par inversion de l'expression de la brillance spectrale, qui dépend de $T(z)$ et des paramètres de couplages considérés ici en propagation T.E.M. Des techniques d'inversion appropriées sont utilisées à cet effet (décomposition des expressions des paramètres de couplage en polynômes de Laguerre, série de Fourier, fonction singulière, filtrage de Kalman). Ces techniques d'inversion nécessitent l'exploitation de données radiométriques effectuées à plusieurs fréquences (entre 4 et 18) comprises entre 1,5 et 6,5 GHz. Cette méthode est exploitable lorsque le rapport signal sur bruit, des mesures radiométriques dépasse 10 dB [69].



Récemment, BARDATI et al [70] ont traité le problème d'une façon plus rigoureuse. Ils arrivent ainsi à reconstituer sensiblement la distribution bidimensionnelle de température d'un tube cylindrique parcouru par un liquide qui présente un gradient de température de 5° par rapport au milieu environnant.

Pour clore cette revue bibliographique notons que la TMOC a encore été peu exploitée [71].

III.3. INTERPRETATION DES SIGNAUX TMO

Cette étude bibliographique montre qu'une restitution d'un profil de température $T(z)$ dans des cas relativement simples nécessite l'exploitation de données radiométriques à plusieurs fréquences et que le problème général de thermométrie restituant une distribution tridimensionnelle quelconque $T(x, y, z)$ n'est pas encore résolu. Pour résoudre ce problème complexe il faudrait au moins déjà disposer d'un grand nombre de données radiométriques relevées en différents points de la surface du matériau à plusieurs fréquences.

En ce qui concerne notre contribution à la solution de ce problème difficile nous avons volontairement considéré le cas de structures thermogènes ramassées, souvent rencontrées en pratique et dont on admet la température uniforme.

Nous avons d'abord défini les limites d'utilisation de la TMO, et donc les conditions de visibilité de telles structures, ce qui à notre connaissance n'avait pas encore été précisé.

Nous avons ensuite introduit une méthode d'interprétation des signaux radiométriques en terme de taille, position et température physique de ces structures thermogènes.

III.3.1. Seuil de visibilité de structures thermogènes ramassées

La détermination du seuil de visibilité d'un objet thermogène placé dans un milieu dissipatif homogène est basée sur le traitement d'un

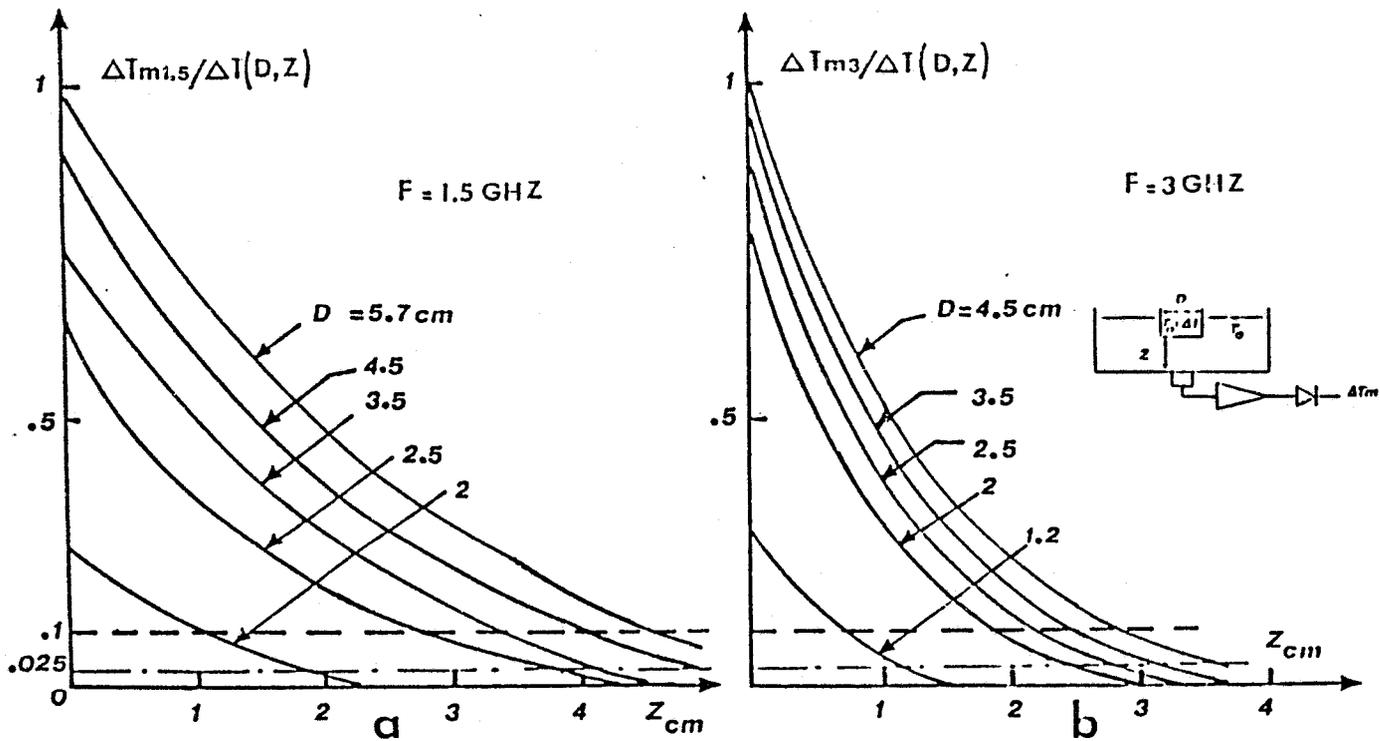


Figure III.1 : Mode de détermination des seuils de visibilité, en TMO, d'objets thermogènes de forme ramassée (sensibilité du récepteur : 0,1°C)

- Seuil de visibilité pour $\Delta T = 1^\circ\text{C}$
- . — Seuil de visibilité pour $\Delta T = 4^\circ\text{C}$.

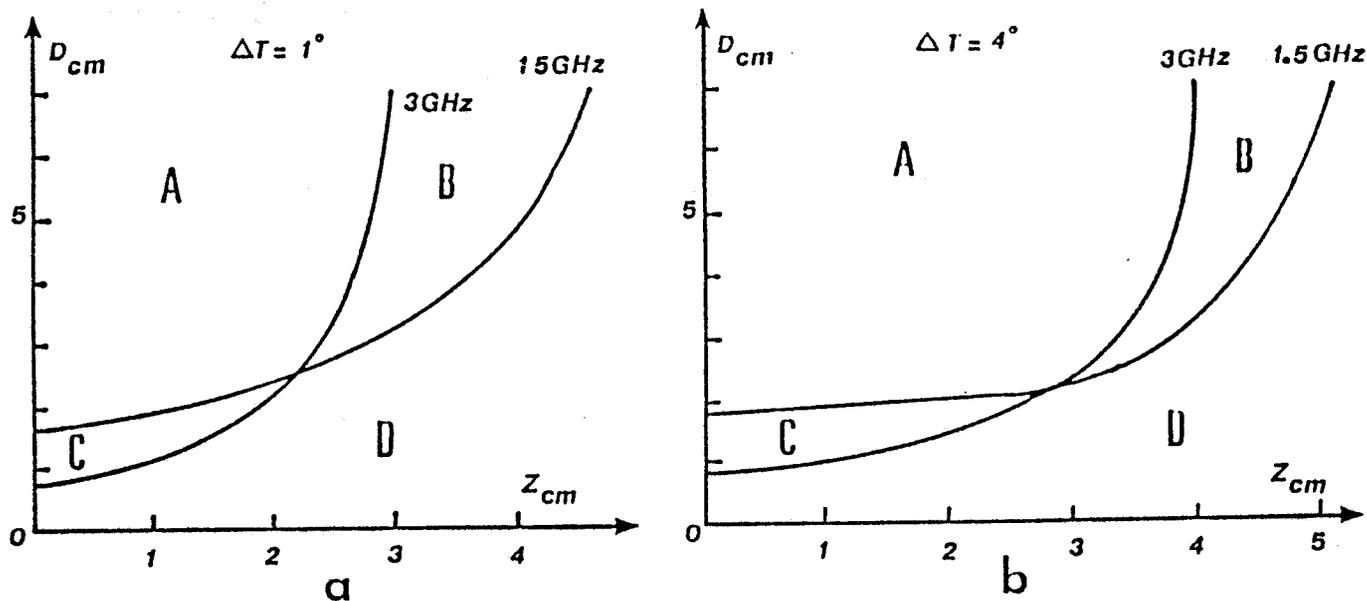


Figure III.2 : Diagrammes de visibilité en TMO d'objets thermogènes de forme ramassée immergés dans l'eau ($T_0 = 33^\circ\text{C}$)

- a : $\Delta T = 1^\circ\text{C}$
- b : $\Delta T = 4^\circ\text{C}$.

ensemble de données radiométriques. Celles-ci peuvent être connues soit expérimentalement, soit par application de notre méthode modale de calcul des signaux radiométriques.

Nous avons ainsi exploité le cas de la structure cylindrique - présenté figure II.7 du chapitre II de cette partie- de température $T_0 + \Delta T$, de diamètre D , située à une distance z de la surface du milieu dissipatif (température T_0) dans lequel elle est plongée.

Les diagrammes $\Delta T_m / \Delta T (D, z)$ du type de ceux présentés au chapitre précédent (Figure II.8.a et b) permettent la détermination des seuils de visibilité, définis en terme d'un rapport signal sur bruit de 0 dB, pour une sensibilité du radiomètre de $0,1^\circ\text{C}$. Les couples de valeurs D et z associés à ce seuil (Figure III.1.a et b) pour les fréquences centrales 1,5 GHz et 3 GHz sont présentés sur les figures III.2.a et b pour $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 4^\circ\text{C}$.

On définit ainsi les zones :

- (A), pour laquelle l'objet est visible aux deux fréquences ;
- (B) pour laquelle l'objet n'est visible qu'à 1.5 GHz ;
- (C) pour laquelle l'objet n'est visible qu'à 3 GHz ;
- (D) pour laquelle l'objet n'est pas visible.

Par ailleurs, comme le suggère l'étude bibliographique précédente, à une augmentation du nombre de fréquences radiométriques doit correspondre une amélioration de l'analyse thermographique des structures thermogènes. C'est pourquoi nous donnons les diagrammes de visibilité pour quatre fréquences (Figure III.3). Notons la possibilité de détecter des structures de taille de plus en plus faible lorsque la fréquence augmente, mais au détriment de la profondeur sous investigation.

Notre méthode de calcul s'avère particulièrement utile car elle permet de déterminer les quantités $\Delta T_m / \Delta T (D, z)$ dans le cas des tissus biologiques pour lesquels les données ne peuvent être obtenues simplement

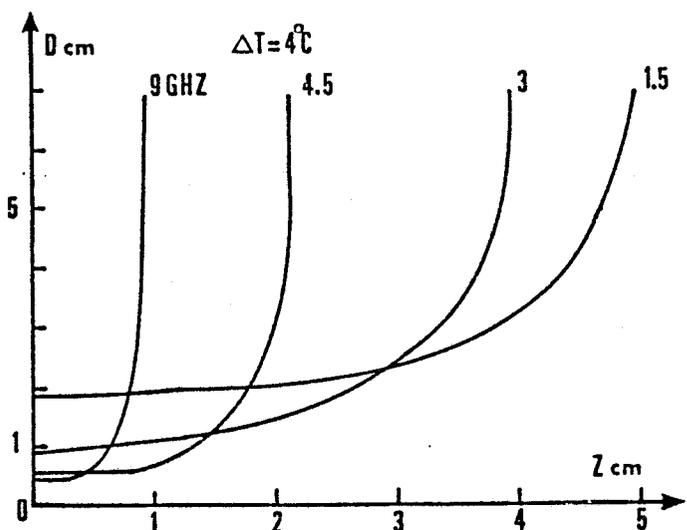


Figure III.3: Diagrammes de visibilité calculés à quatre fréquences pour des objets thermogènes de forme ramassée (milieu : eau à 33°C).

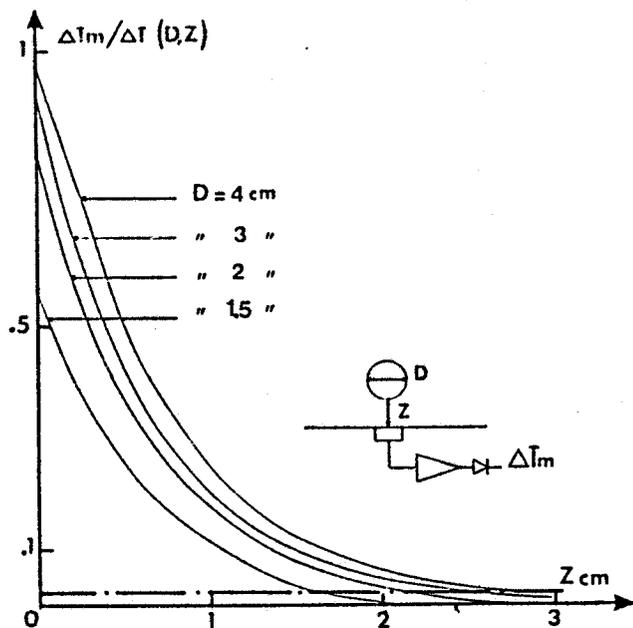


Figure III.4.a: Calcul des signaux radiométriques en TMO en termes de rapport d'excès de température mesurée (ΔT_m) et physique ΔT en fonction de D et Z (simulation d'une tumeur sphérique à 3 GHz).

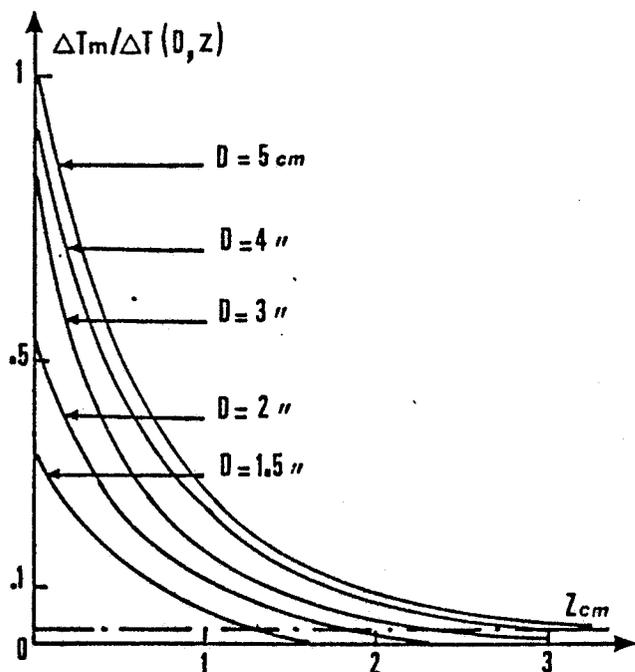


Figure III.4.b: Calcul des signaux radiométriques en TMO (même condition que Fig. III.4.a à $F = 1,5$ GHz).

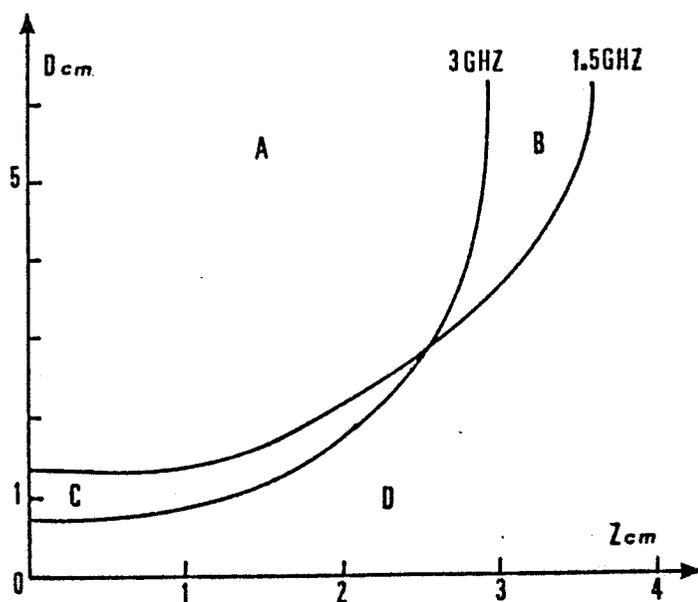


Figure III.5: Diagrammes de visibilité calculés dans le cas d'une tumeur sphérique ($T_o = 33^\circ C$, $\Delta T = 4^\circ C$).

par l'expérience. Nous donnons figure III.4.a et b ces types de données pour les tissus à forte teneur en eau (simulation d'une tumeur sphérique située dans un tissu musculaire) ainsi que les diagrammes de visibilité correspondants (figure III.5) pour $\Delta T = 4^{\circ}\text{C}$ et pour les deux fréquences 1,5 et 3 GHz.

Ainsi on peut remarquer que, comme les gradients de températures ne dépassent pas quelques degrés en pratique, la profondeur concernée par la mesure dans le cas des tissus à forte teneur en eau peut atteindre environ 4 cm. Par ailleurs, on pourra détecter des volumes thermogènes à condition qu'ils aient un diamètre voisin ou supérieur à 1 cm.

III.3.2. Thermométrie quantitative de structures thermogènes ramassées

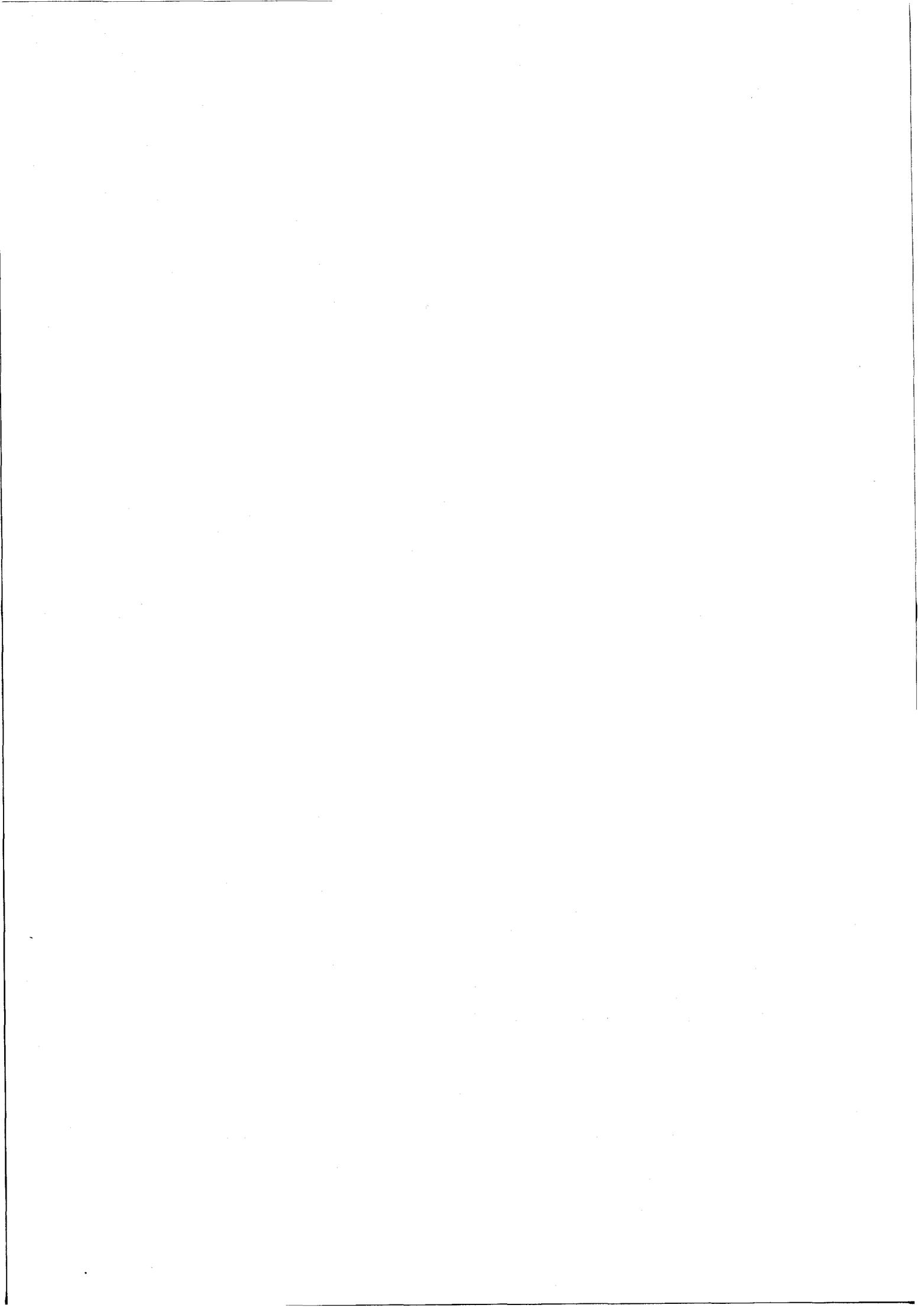
Lorsque la structure thermogène est visible il est possible d'accéder aux informations intéressantes en thermométrie telles que la taille D , la position de l'objet, sa profondeur z et l'excès de température physiques ΔT .

La première étape de notre méthode canonique d'inversion est basée sur l'acquisition d'une image radiométrique à 3 GHz.

Les travaux réalisés au sein de notre équipe [36 à 44] ont tout d'abord montré qu'une exploration fine du milieu sous investigation, par la méthode dite des recouvrements (IIe partie - Ch. I), permet de bien visualiser le contour de l'objet (Figure III.6.a, image de droite).

L. ENEL [39] a aussi montré que -après acquisition de l'image radiométrique à 3 GHz et son traitement statistique (extraction du contour)- on sait déterminer la taille de l'objet, quelle que soit sa profondeur (située dans la zone de visibilité) avec une précision de l'ordre de ± 2 mm (Figure III.6.b).

Dans ces conditions, les relevés radiométriques à 1,5 GHz et 3 GHz associés à l'image radiométrique à 3 GHz définissent complètement les caractéristiques de la structure thermogène, soit les paramètres D , z , ΔT . Notons que même en opérant à deux fréquences on ne peut tirer aucune



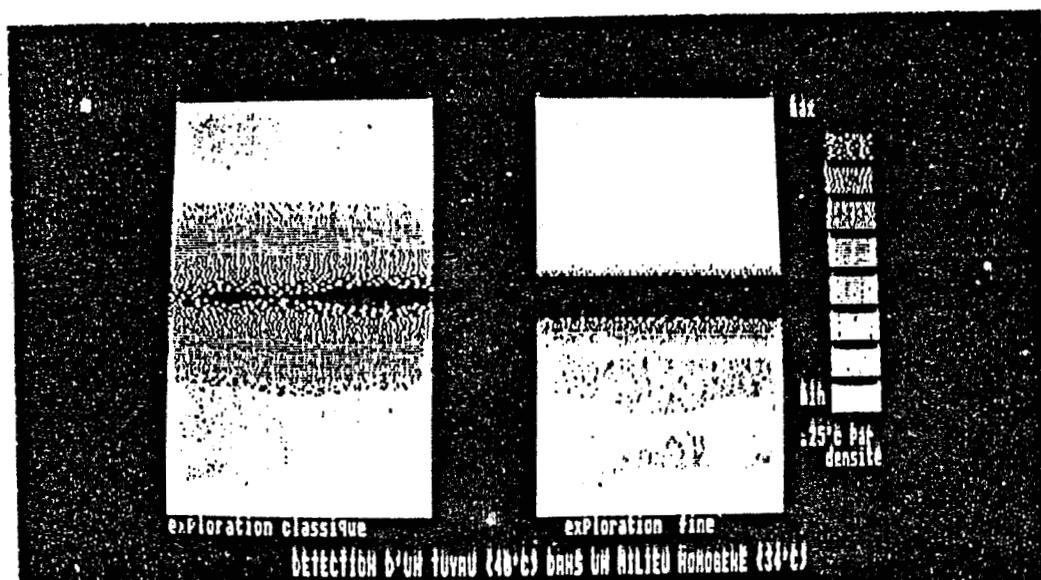


Figure III.6.a : Comparaison d'images radiométriques (3 GHz) d'un tube en polythène parcouru d'eau ($T = 40^{\circ}\text{C}$), dont l'axe est \parallel à la surface immergée dans l'eau à $T = 34^{\circ}\text{C}$, pour deux types d'acquisitions. L'image haute définition à droite permet d'accéder au diamètre de l'objet.

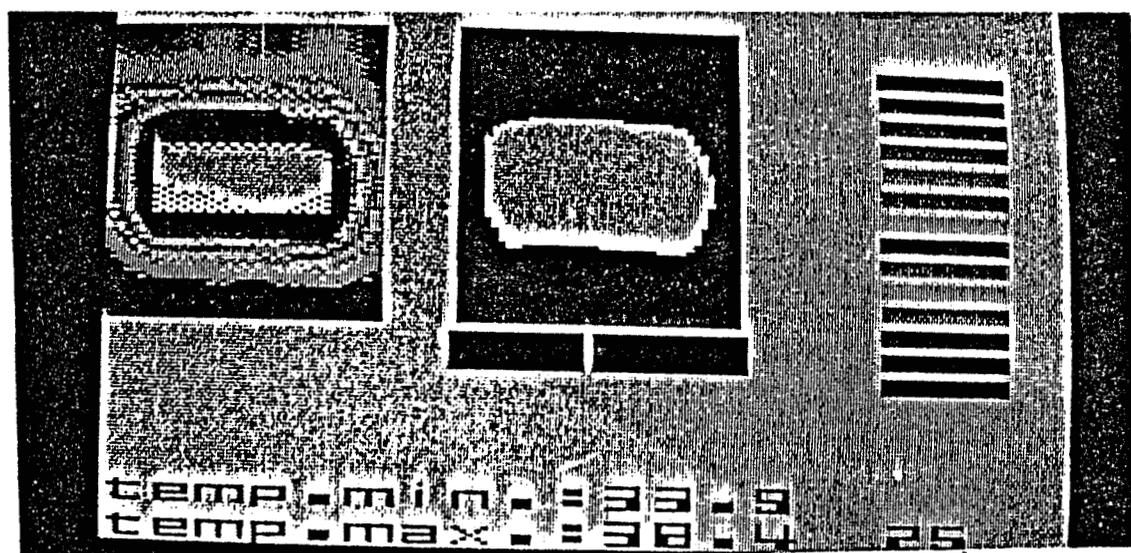


Figure III.6.b : Détermination de la section d'un objet thermogène par traitement statistique (extraction du contour) d'une image radiométrique à 3 GHz. (parallépipède placé dans l'eau, $\Delta T = 4,5^{\circ}\text{C}$, $D = 25 \text{ mm}$).

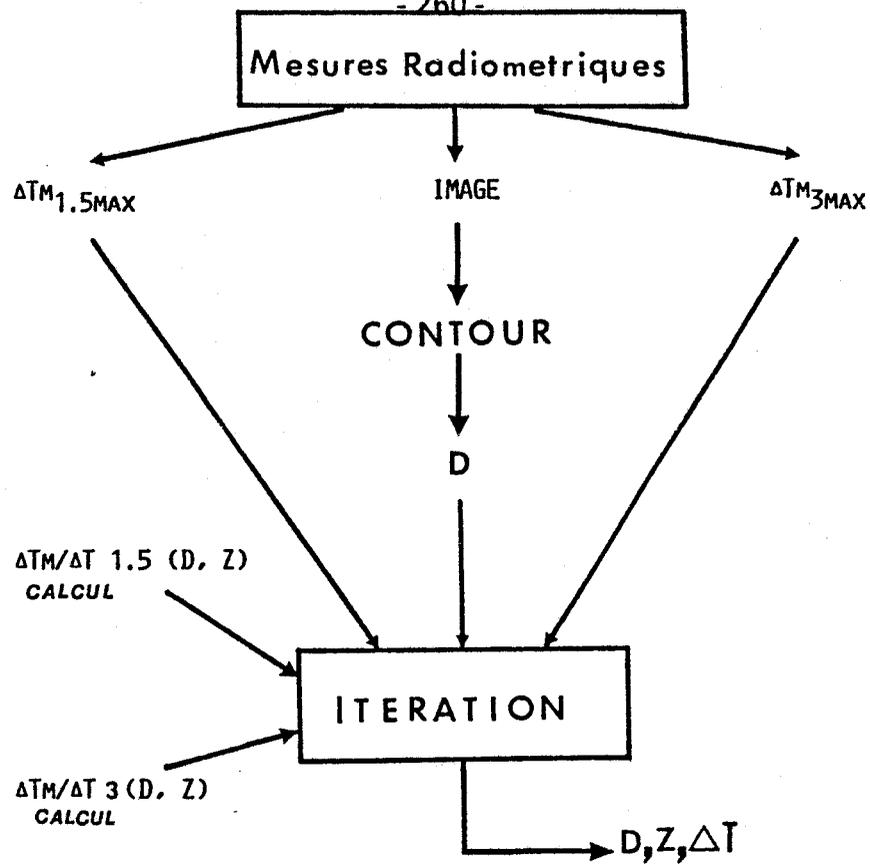


Figure III.7 : Organigramme de la méthode canonique d'inversion des signaux radiométriques en TMO.

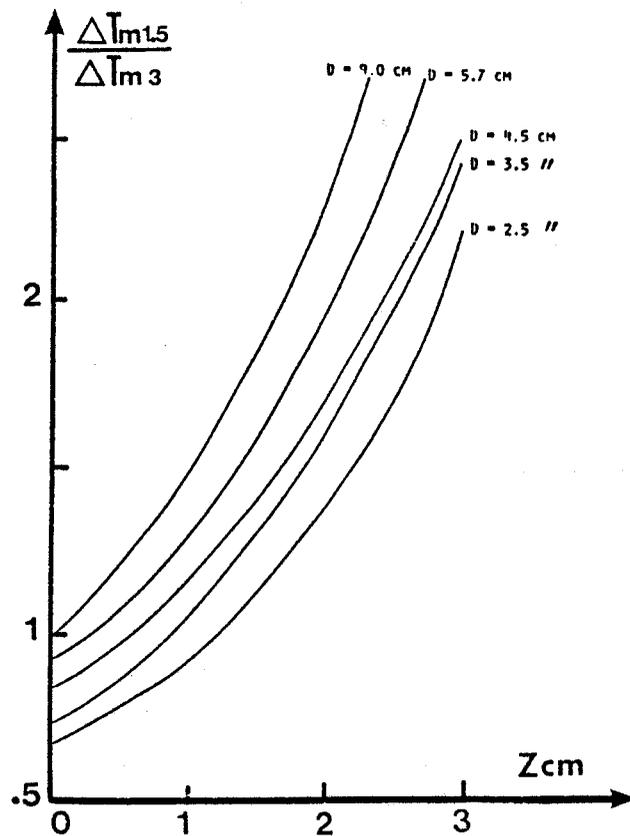


Figure III.8 : Abaque utilisé pour la détermination de la profondeur Z lorsque la section D de l'objet thermogène est connue (milieu eau).

information quantitative des mesures radiométriques si on ne connaît pas le diamètre de l'objet thermogène (par exemple lorsque celui-ci est inférieur à 4,5 cm dans le cas de l'eau à 3 GHz : figure III.1.a). Notons, dans cette situation, l'insuffisance des méthodes d'interprétations du type unidimensionnel (qui reconstruisent un profil thermique en profondeur, dans l'axe de la sonde) qui n'ont de sens que lorsqu'elles s'appliquent à des structures de grande dimension. Par conséquent, ces méthodes présentent des performances très réduites en termes de résolution spatiale.

Notre méthode canonique d'inversion peut être résumée de la façon suivante (figure III.7) [40 à 44-72-73] :

* on réalise des relevés radiométriques à 1,5 et 3 GHz on accède ainsi à trois informations :

- taille D de la structure par extraction de contour ;

- excès de température radiométrique maximum à 1,5 GHz soit $\Delta T_{m_{1.5 \max}}$;

- excès de température radiométrique maximum à 3 GHz soit $\Delta T_{m_{3 \max}}$.

* On utilise des abaques $\Delta T_{m_{1.5 \max}} / \Delta T_{m_{3 \max}}$ du type de celui présenté sur la figure III.8 pour déterminer la profondeur z ;

* On reporte les valeurs de D et z, sur les courbes $\Delta T_m / \Delta T$ du type de celles présentées sur la figure III.1 pour déterminer l'excès de température physique ΔT .

Cette méthode a été traduite sous forme numérique. Les données expérimentales sont introduites dans un processus itératif basé sur la méthode de Newton [73] qui permet de retrouver les valeurs de z et ΔT (le diamètre D étant au préalable déduit de l'image radiométrique à 3 GHz) en exploitant des expressions analytiques de $\Delta T_m / \Delta T$ (D, z) à 1,5 et 3 GHz. Notons que les marges d'erreurs sur D conditionnent fortement les erreurs sur ΔT et z. Des améliorations portant sur l'extraction de contour dans ce sens sont en cours [73].

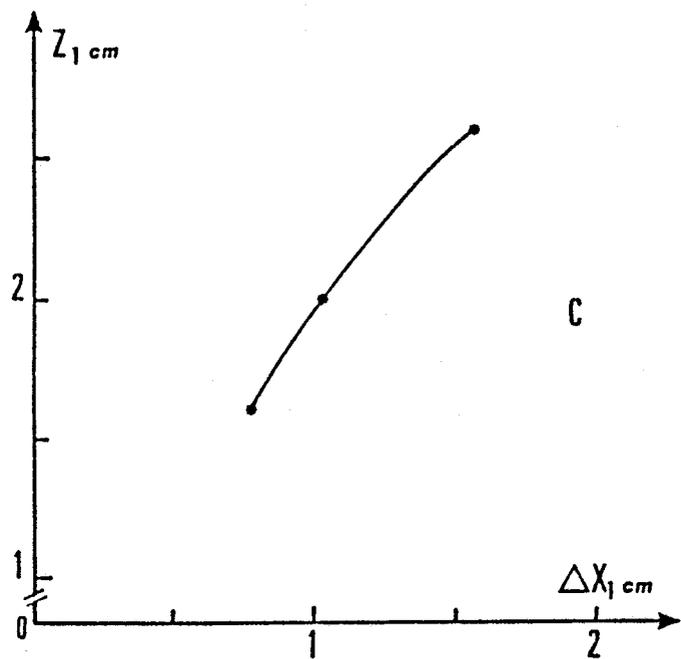
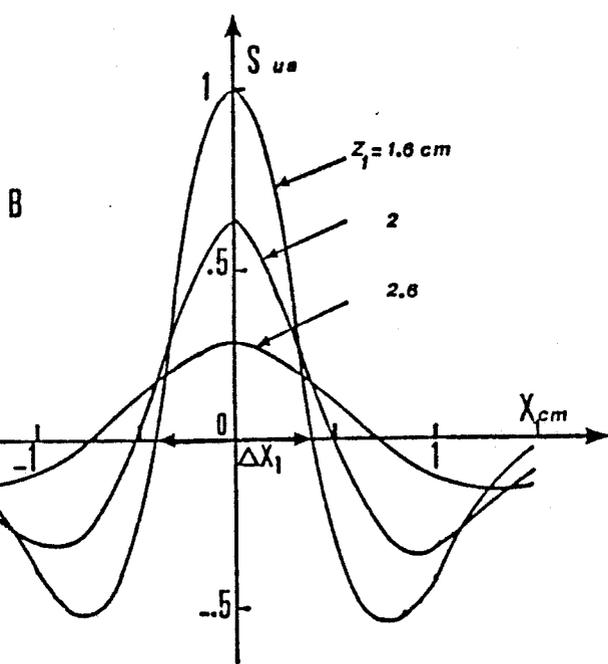
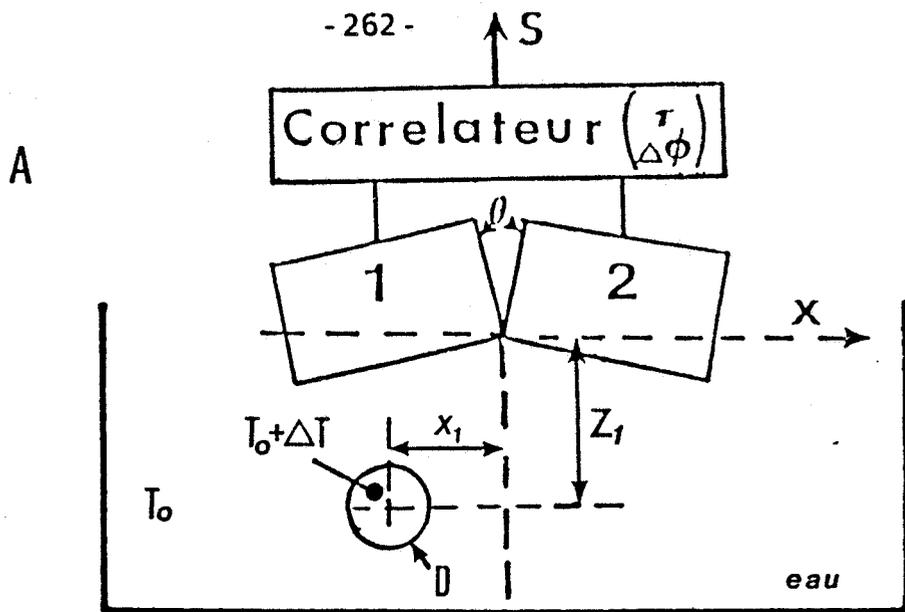


Figure III.9 : (A) : Banc de mesure TMOC

(B) : Réponse de TMOC à un objet thermique de diamètre $D = 11 \text{ mm}$ (sondes jointes selon le grand côté $\Theta \approx 50^\circ$).

(C) : Abaque donnant la profondeur Z_1 à partir de la largeur Δx_1 du lobe positif des interférogrammes.

Au cours de sa première mise en oeuvre, cette voie d'approche d'une thermométrie quantitative a présenté des inconvénients compte tenu non seulement du caractère fastidieux des relevés radiométriques qui sont à la base de l'acquisition des courbes $\Delta T_m/\Delta T (D, z)$ mais aussi de la difficulté de réaliser des modèles physiques de tissus biologiques. Ces inconvénients ont ensuite été levés puisque nous disposons d'une méthode de calcul des fonctions $\Delta T_m/\Delta T (D, z)$.

III.4. INTERPRETATION DES SIGNAUX TMOC

III.4.1. Préliminaire

Nous traitons ici des cas pratiques d'interprétation des signaux TMOC relatifs à des structures thermogènes de formes ramassées et à des gradients thermiques latéraux. Rappelons que cette technique n'est sensible qu'aux gradients thermiques, d'où sa complémentarité avec la technique TMO.

III.4.2. Cas d'une structure thermogène de forme ramassée

Le modèle physique expérimental est constitué soit d'un objet cylindrique (tube en téflon ou tuyau en matière plastique), de faible diamètre, parcouru par une eau thermostatée (température $T_0 + \Delta T$). L'objet thermique est placé dans une cuve remplie d'eau à la température T_0 . (Figure III.9.a).

III.4.2.1. Localisation par déplacement latéral des sondes

La figure III.9b donne un exemple d'enregistrement du signal de sortie lorsque les sondes sont déplacées latéralement (x_1 : position de l'objet thermique par rapport à l'axe de symétrie des sondes) et pour différentes profondeurs (z_1) de l'objet (cylindre de $\phi = 11$ mm).

On note une modification sensible des interférogrammes enregistrés en fonction de la profondeur de l'objet. En particulier la largeur du lobe principal Δx_1 augmente avec la profondeur de l'objet.

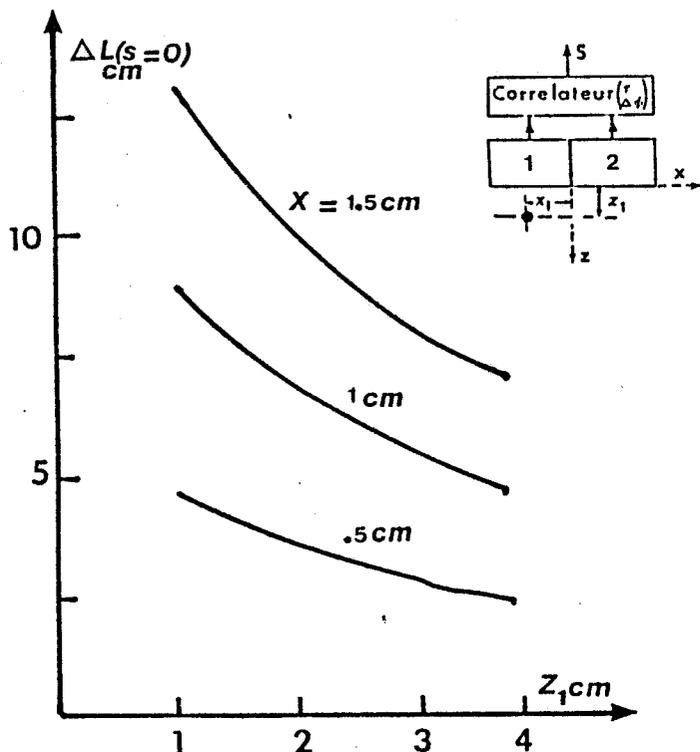


Figure III.10.a : Abaque permettant de déterminer la profondeur Z d'une source ponctuelle immergée dans l'eau à partir de la connaissance de la différence de marche ΔL ($S = 0$) annulant le signal de sortie ($F = 3 \text{ GHz}$).

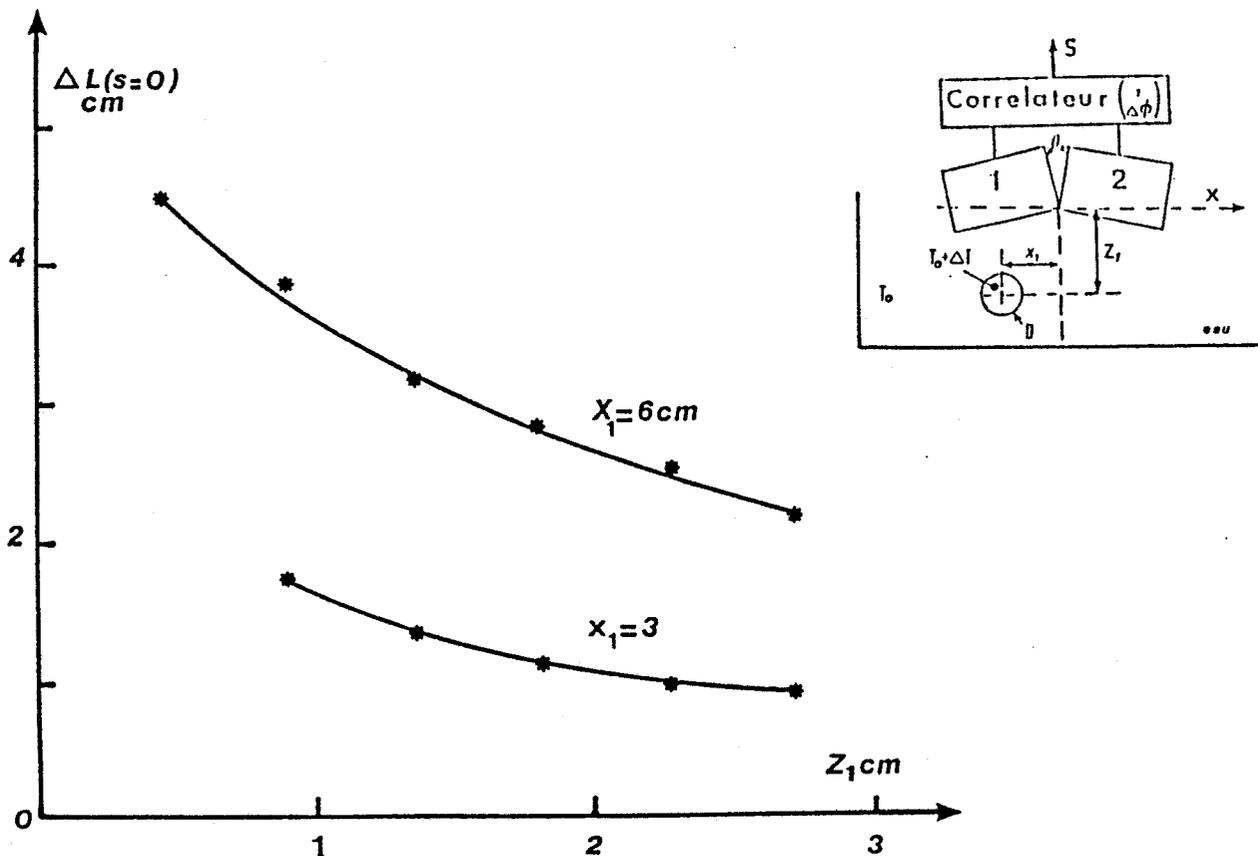


Figure III.10.b : Abaque permettant de déterminer la profondeur d'un objet thermogène de diamètre $D = 11 \text{ mm}$ à partir de la connaissance de la différence de marche Δl ($S = 0$) annulant le signal de sortie (sonde jointes selon le petit côté, $\Theta = 30^\circ$).

Remarquons que d'un point de vue pratique il suffit de repérer le maximum positif et les deux premiers zéros de l'interférogramme pour accéder à la détermination de la profondeur z_1 .

La figure III.9.c donne l'évolution de la profondeur z_1 de l'objet en fonction de Δx_1 (largeur du lobe positif) dans les conditions présentées sur la figure III.9.b.

Dans ces conditions, on peut ainsi déterminer la position et la profondeur de l'objet, à condition d'avoir au préalable déterminé son diamètre à partir de l'extraction de contour de l'image TMO (§ II.3.2.).

Une autre méthode expérimentale peut aussi être mise en oeuvre pour lever cet inconvénient ; Elle consiste à exploiter la mesure du temps de retard du corrélateur.

III.4.2.2. Détermination de la profondeur par action sur le temps de retard

Dans le chapitre I de cette partie (figure I.15b et I.16) nous avons montré qu'une modification de la profondeur d'un volume élémentaire s'accompagne d'une modification de la phase des champs rayonnés donc des paramètres de couplage. On peut donc, pour un milieu donné, exploiter cette caractéristique pour déterminer la profondeur d'une source thermogène. Nous partons du fait que le temps de retard qui annule le signal de sortie, soit en terme de différence de marche $\Delta l(S = 0)$ dépend à la fois de position latérale de la source x_1 et de sa profondeur z_1 . Le mode opératoire adopté et testé d'abord sur une source ponctuelle est le suivant : on réalise d'abord $\Delta l = 0$ et on déplace les sondes à la surface du liquide jusqu'à l'obtention d'un signal maximal ; on définit ainsi la position $x_1 = 0$. On déplace alors les sondes d'une distance x_1 connue et on recherche l'annulation du signal de sortie par action sur Δl . La détermination de z_1 est alors obtenue en utilisant l'abaque de la figure III.10.a qui donne $\Delta l(S = 0)$ en fonction de x_1 et de z_1 .

Ultérieurement, ce mode opératoire expérimental a été appliqué dans le cas d'une structure thermogène compacte constituée d'un tuyau en téflon de diamètre 11 mm. L'abaque de la figure III.10.b donne la profondeur z_1 par lecture de $\Delta l(S = 0)$ pour deux positions des sondes.



Remarquons que ce procédé est fondé sur une analyse de l'expression des paramètres C_i qui indique que la valeur de x_1 produisant une annulation du signal du TMOC dépend de la profondeur de la source. En effet, annuler S consiste à annuler les paramètres de couplage C_i . Pour plus de clarté rappelons l'expression des C_i (relation III.26) :

$$C_i(f, \tau) = \sigma_i(f) |E_{1i}(f)| |E_{2i}(f)| \cos(\Phi_{1i} - \Phi_{2i} - \Delta\Phi) \cos \Psi \cdot \Delta V_i \quad (\text{III.26})$$

Nous avons vérifié au préalable que $\cos \Psi$, dans le cas des configurations de sondes choisies, est voisin de 1.

Dans ces conditions, annuler C_i consiste à réaliser (N étant un entier) :

$$\Phi_{1i} - \Phi_{2i} + 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + N\pi$$

Or les phases Φ_{1i} et Φ_{2i} dépendent de la position du volume donc de l'objet (x_1, y_1, z_1) pour un milieu donné et à une fréquence donnée.

Ainsi l'annulation du signal de sortie peut être réalisé de deux façons : soit en modifiant la quantité $(\Phi_{1i} - \Phi_{2i})$ par action sur x_1 ($y_1 = 0$, z_1 est une constante) ; soit en modifiant $\Delta\Phi$ par action sur Δl . Compte tenu du fait que les phases Φ_{1i} et Φ_{i2} concernent une propagation dans un milieu de forte permittivité et qu'une modification de $\Delta\Phi$ concerne une propagation dans l'air, cette action sur Δl met en jeu des longueurs de la ligne à retard qui sont relativement importantes. Par conséquent, la deuxième solution conduit à une commande très sensible du signal de sortie, d'où une bonne précision sur la détermination de z_1 .

Notons que cette méthode est intéressante car elle permet de déterminer z_1 en opérant à une seule fréquence alors que cette détermination par les méthodes TMO nécessitent d'opérer au moins à deux fréquences (§ III.3.2.).

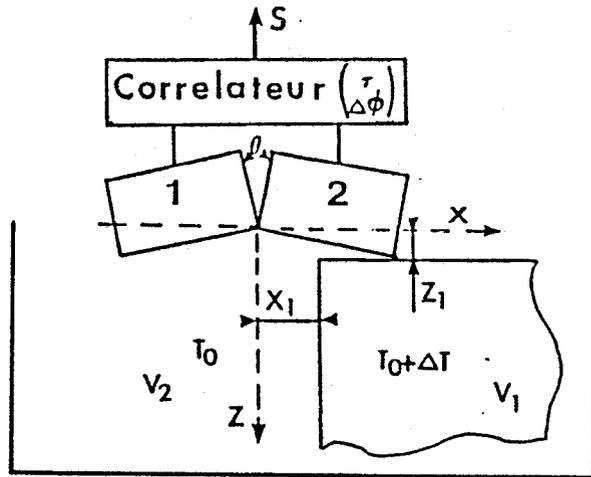


Figure III.11.a : Situation expérimentale relative à la localisation d'un gradient thermique latéral.

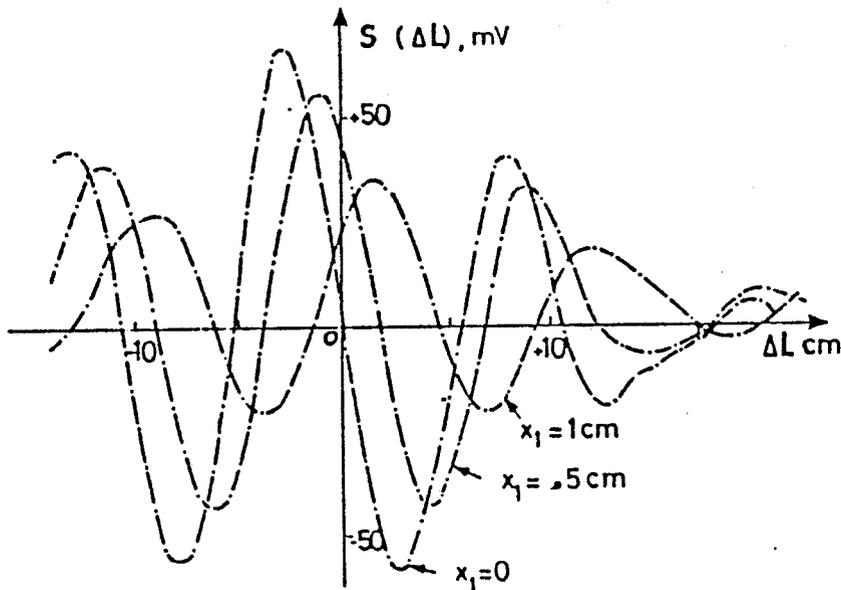


Figure III.11.b : Enregistrement du signal de sortie en fonction de la différence de marche ($\Delta L = C \cdot \tau$) pour trois positions x_1 du gradient de température ($T_0 = 34^\circ\text{C}$, $T_0 + \Delta T = 48^\circ\text{C}$, $\theta = 30^\circ$, $z_1 = .5 \text{ cm}$).

III.4.3. Localisation d'un gradient thermique latéral

Nous avons montré au chapitre II §.II.3.2.4. (relation III.31) que le signal de sortie du corrélateur est particulièrement sensible à l'existence de gradients thermiques dans le milieu dissipatif.

Nous avons étudié expérimentalement le cas de gradients thermiques latéraux constitués d'un plan perpendiculaire à la surface séparant deux volumes portés à des températures T_0 et $T_0 + \Delta T$ (figure III.11.a). Les enregistrements obtenus en fonction de la différence de marche Δl , correspondant à plusieurs valeurs de la distance x_1 entre l'axe de symétrie des sondes et le plan définissant le gradient de température, sont donnés figure III.11.b [50 à 52].

Par conséquent, l'action extérieure sur Δl , sans déplacement des sondes, permet l'obtention d'un interférogramme, d'amplitude maximale proportionnelle à ΔT , qui se décale avec x_1 . Ceci suggère la possibilité d'une localisation du front de température par la mesure de Δl correspondant au passage à zéro du signal de sortie. Dans la situation de la figure III.11.b la résolution spatiale est de l'ordre du mm. Ce résultat peut encore s'expliquer par l'analyse conjointe des relations III.26 et III.31 (Chapitre II -§ II.3.2.4.).

Par ailleurs, nous avons cherché à déterminer le gradient de température à partir d'enregistrements semblables à ceux présentés figure III.11.b. La figure III.12.a. donne un exemple d'enregistrement du signal de sortie, pour différentes valeurs de ΔT , en fonction de Δl .

On constate que ΔT peut être obtenu en exploitant soit la dérivée de S par rapport à Δl soit l'évolution du maximum de $S(\Delta l)$ en fonction de ΔT (figure III.12.b). Notons que les gradients de température considérés dans cette expérience (figure III.12.a) sont comparables à ceux existant dans les tissus vivants.

III.5. CONCLUSION

Compte tenu des résultats actuels on ne peut pas dire que les méthodes d'interprétation des signaux radiométriques en champ proche

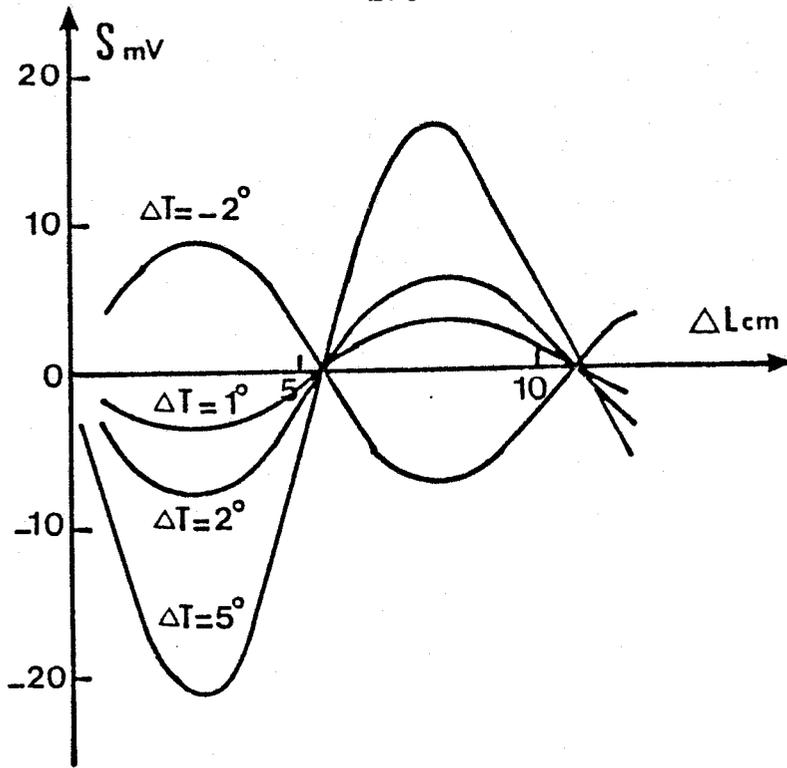


Figure III.12.a : Evolution du signal du TMOC en fonction de la différence de marche Δl pour différents gradients thermiques ΔT ($\theta = 30^\circ$, $z_1 = .5$ cm) milieu eau.

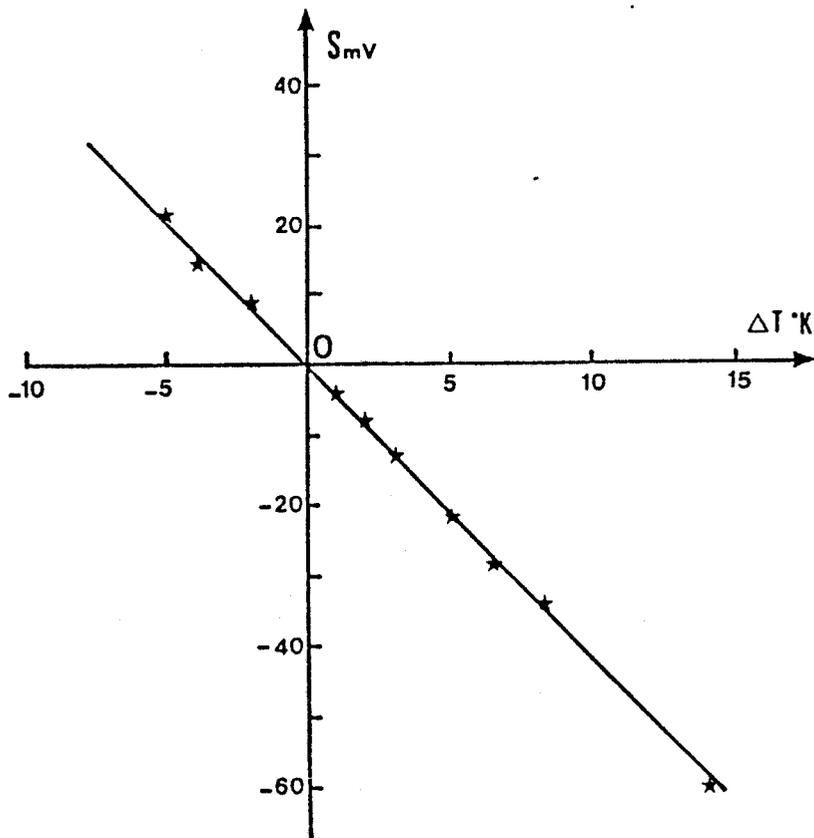
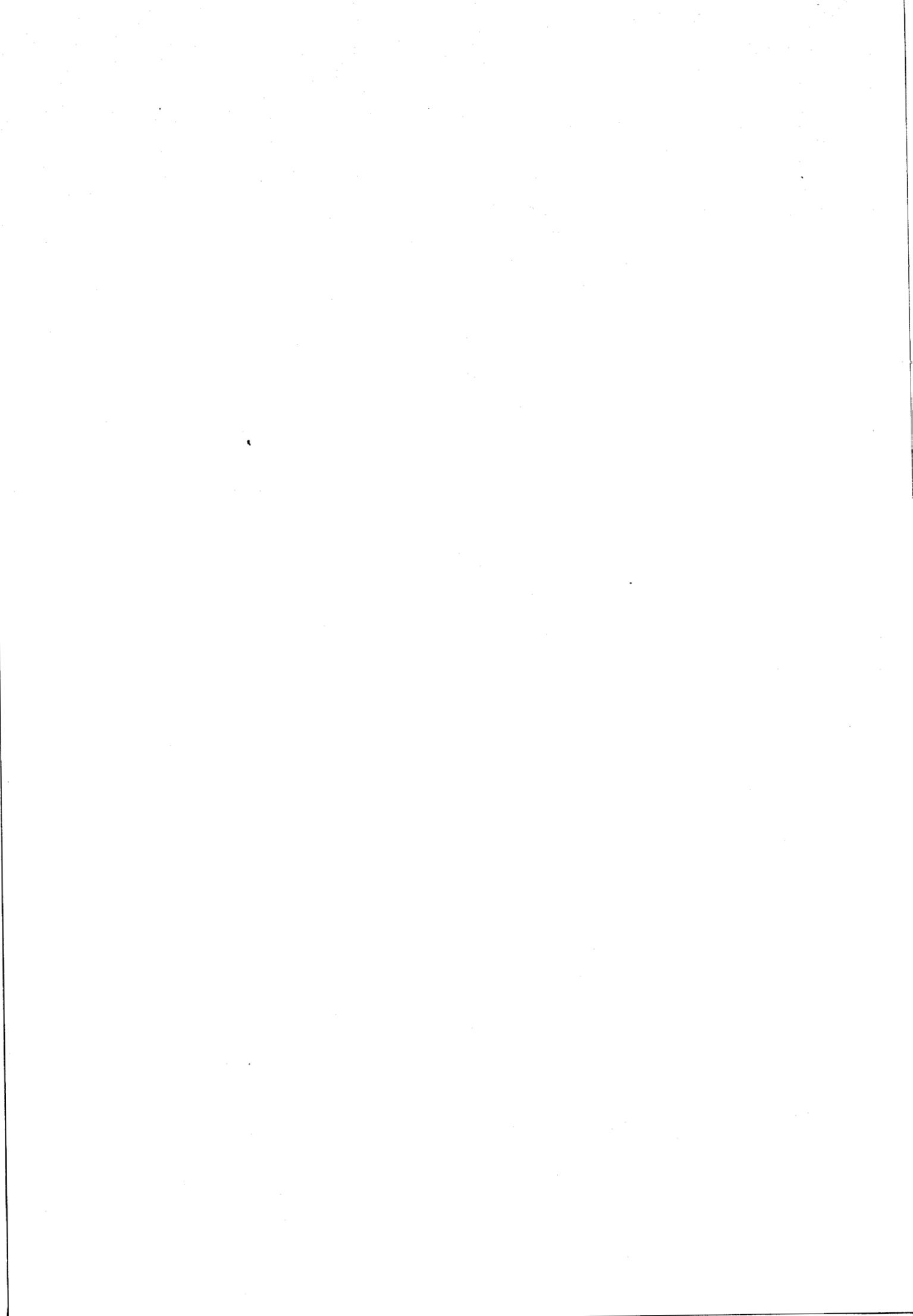


Figure III.12.b : Détermination du gradient de température ΔT à partir du relevé expérimental du signal maximum $S(\Delta l)$ (relevés expérimentaux figures III.11.b et III.12.a).

répondent complètement au problème général de la détermination de la carte tridimensionnelle des températures dans un milieu dissipatif.

Néanmoins, nous avons défini plusieurs méthodes d'interprétation qui font progresser de façon significative le problème de thermométrie quantitative non invasive en volume dans un milieu tel que les tissus biologiques.

Il convient aussi de noter que ces types de méthodes intéressent un nombre croissant de laboratoires.



C O N C L U S I O N

Dans cette troisième partie, nous avons d'abord élaboré une méthode de calcul, quasi-analytique, des signaux radiométriques en TMO et TMOC, applicable à l'émission thermique d'un milieu dissipatif de permittivité uniforme, couplé à l'ouverture d'un guide rectangulaire. Il s'agit de l'un des rares logiciels actuellement exploités en radiométrie [17-68], qui permet une simulation quantitative des signaux. Les performances de ce logiciel ont été démontrées par comparaison avec l'expérience. Soulignons que les approximations dictées par une réduction du temps calcul, se sont révélées tout à fait justifiées. Par ce logiciel, nous pouvons ainsi calculer les signaux radiométriques émis par des tissus biologiques, et donc nous affranchir de certaines expériences sur modèles, fastidieuses à réaliser. Notons enfin, que le type de démarche que nous avons suivi, pourra être repris, lors de l'utilisation d'autres types de sondes, lorsque les méthodes de calcul des champs proches rayonnés auront été mises au point.

Bien qu'il s'agisse d'un problème actuel très intéressant, l'interprétation des signaux radiométriques, en termes d'une thermométrie quantitative en volume, n'a encore obtenu qu'un nombre limité de solutions. A l'exception des travaux de Bardati et al [70], la plupart des tentatives se limitent encore à admettre une évolution des paramètres de couplage régie par une propagation de type TEM et à ne pas prendre en considération leur évolution dans tout le volume couplé mais seulement en profondeur suivant l'axe de la sonde, ce qui réduit notablement l'intérêt de ces simulations.

La méthode d'interprétation quantitative, applicable aux cas de structures thermogènes de formes ramassées en milieu homogène, que nous proposons, basée sur l'exploitation de l'image radiométrique à 3 GHz et d'une mesure complémentaire à 1.5 GHz, nous paraît à cet égard plus rigoureuse dans le cas d'objets de formes ramassées, dont la taille est inférieure à 4 cm. Nous montrons à ce sujet, que toute interprétation des signaux radiométriques n'a de sens que si le diamètre de l'objet est préalablement connu ; notre dispositif d'Imagerie Microonde fournit cette information.

Nous montrons par ailleurs, que la TMO par corrélation (TMOC) permet d'affiner notablement la résolution spatiale : sa capacité à déceler des gradients de température est démontrée à partir d'études expérimentales sur modèles. Là aussi, la méthode de calcul des signaux radiométriques doit permettre de traiter des situations pour lesquelles les expériences sur modèles s'avèrent difficiles.

Enfin, compte tenu de l'intérêt soulevé par les potentialités en thermométrie des méthodes d'inversion des signaux radiométriques, les études doivent être étendues au cas de milieux dissipatifs inhomogènes, notamment de type multicouche.

BIBLIOGRAPHIE DE LA TROISIÈME PARTIE

- [1] HARRINGTON R.F. Time-harmonic electromagnetic fields. Mc GRAW-HILL, 1961.
- [2] VASSALO Ch. Theorie des guides d'ondes électromagnétiques. Tome II. EYROLLES, 1985, Paris.
- [3] LEWIN L. Advance theory of waveguide. I liffe and Sons Ltd. London, 1951.
- [4] BODNAR DG., PARIS DT. New variationnal Principe in Electromagnetics. IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. AP-18, n° 2, March 1970.
- ⊕ [5] VILLENEUVE A.T. Admittance of waveguide Radiating into Plasma environnement. Ibid, Vol. AP-13, pp. 115-121, Jan. 1965.
- [6] GALEJS J.
 - * Admittance of waveguide Radiating into stratified Plasma. Ibid. pp. 64-70.
 - * Antennas in inhomogeneous media. Pergamon Press 1969.
- [7] CROSWELL WF., RUDDUCK RC., HATCHER DM. The admittance of a rectangular waveguide radiating into dielectric slab. IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. AP-15, n° 5, Sept. 1967.
- [8] DECRETON MC., RAMACHANDRAIAH MS. Non destructive measurement complex permittivity for dielectric slabs. IEEE Trans MTT-12, December 1975.
- [9] DECRETON MC., GARDIOL FE. Simple non destructive method for the measurement of complex permittivity. IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-23, 1974.

- [10] GARDIOL F.E. Open-ended waveguide : Principles and applications. Advances in electronics and electron Physics, Vol. 63, Plenum Press, NY. 1983.
- [11] TEODORIDIS V., SPHICOPOULOS T., GARDIOL F.E. The reflexion from an open-ended rectangular waveguide terminated by a layered dielectric medium. IEEE MTT-33, n° 5, May 1985.
- [12] TEODORIDIS V. Etude du guide d'onde ouvert. Application aux mesures non-destructives des matériaux. Thèse, Lausanne EPFL, 1984.
- [13] HARRINGTON R.F. Field computation by moment method, Mac Millan, N.Y., 1968.
- [14] WEXLER A. Solution of waveguide discontinuities by modal analysis. IEEE Trans. MTT-15, n° 5, Sept. 1967.
- [15] BOLOMEY J.Ch. Calcul d'un réseau constitué de guides à lames parallèles. Rapport interne, Mars 1984.
- [16] UCHIDA K., AOKI K. Scattering of surface waves on transverse discontinuities in symmetrical three-layer dielectric waveguide. IEEE Trans. MTT-32, n° 1, January 1984.
- [17] PICHOT C. Thèse de doctorat d'état, Univ. Paris Sud, 1982.
- [18] AUDET J. Etude numérique et expérimentale de discontinuités entre guides d'ondes. Application au rayonnement de guide ouvert. Thèse de 3e cycle, Univ. Paris-Sud, 1980.
- [19] NGUYEN D.D., ROBILLARD M., AUDET J., BOLOMEY J.C. et al. Modélisation de sondes pour Thermographie Microonde. Actes du colloque JNM, Lille, 1979.
- [20] AUDET J., BOLOMEY J.C., ROBILLARD M., LEROY Y. et al. Electrical characteristic of waveguide applicators for Medical applications. JMP 15(3), Sept. 1980.
- [21] MAMOUNI A., NGUYEN D.D., ROBILLARD M., CHIVE M. et al. Thermographie microonde. Nouvelles méthodes diagnostiques fondées sur la mesure du bruit thermique émis par les tissus vivants. Onde Electrique 1980, Vol. 60, n° 12.
- [22] NGUYEN D.D., ROBILLARD M., AUDET J., PICHOT Ch. et al. Microwave Thermography ; The modeling of probes and approach toward thermal pattern recognition. Proc. 10th Europ. Microw. Conf., Varsovie, 1980.
- [23] ROBILLARD M. Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par thermographie microonde (TMO). Thèse de 3e cycle, Univ. de Lille, 1981.
- [24] ROBILLARD M., CHIVE M., AUDET J., BOLOMEY J.C. et al. Characteristics of waveguide applicators and signatures of thermal structures. JMP, Vol. 17, n° 2, June 1982.

- [25] REBOLLAR J.M. Design of waveguide applicators for medical applications considering multilayered configuration of tissues. Int. URSI Symp., pp. 669-672, 1983.
- [26] ENCINAR J.A., REBOLLAR J.M. Convergence of numerical solutions of open-ended waveguide by modal analysis and hybrid modal-spectral techniques. 1985 IEEE MTT-S Digest, pp. 575-578.
- [27] MARCUSE D. Radiation losses of tapered dielectric slab waveguides. Bell system technical journal, pp. 273-290, february 1970.
- [28] MAHMOUD S.F., BEAL J.C. Scattering of surface waves at a dielectric discontinuity on planar waveguide. IEEE Trans. MTT-23, n° 2, Feb. 1975.
- [29] ROZZI TE. Rigorous analysis of the step discontinuity in planar dielectric waveguide. IEEE Trans. MTT-26, pp. 738-746, oct. 1978.
- [30] GELIN Ph. Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques. Application aux résonateurs diélectriques. Thèse d'Etat, Lille, 1981.
- [31] HABIBI M. Contribution à l'étude des résonateurs diélectriques fonctionnant en modes azimutaux d'ordre élevé pour des applications en bande millimétrique. Thèse de 3e cycle, Lille, 1985.
- [32] TOUTAIN S. Contribution à l'étude du guide image. Mise en évidence d'ondes à fuites. Thèse d'Etat, Lille, 1986.
- [33] MAMOUNI A. Thèse de 3e cycle, Lille, 1978.
- [34] NGUYEN D.D. Thèse de 3e cycle, Lille, 1978.
- [35] PLANCOT M. Contribution à l'étude théorique expérimentale et clinique de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde. Thèse de 3e cycle, Lille, 1983.

- [36] ENEL L., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M. Thermographie microonde multisonde à deux fréquences. ITBM, Vol. 6, n° 5, 1985.
- [37] SEMET C., A. MAMOUNI, J.C. VAN DE VELDE, M. HOCHEDÉZ, Y. LEROY Système de thermographie microonde multisonde à balayage électronique. ITBM, Vol. 5, n° 2, 1984.
- [38] ENEL L., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A. Improved recognition of thermal structures by microwave radiometry. Elect. Letters Vol. 20, n° 7, 1984.
- [39] ENEL L. Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution à l'étude de la faisabilité d'un scanner TMO. Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille, 1985.
- [40] BOCQUET B., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. Visibility of local thermal structures and temperature retrieval by microwave radiometry. Elect. Letters, n° 3, Vol. 22, Janv. 1986.
- [41] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., HOCHEDÉZ M., BOCQUET M., LEROY Y. Recent progress in microwave thermography. Proc. IEEE/EMBS, Nov. 1986, DALLAS.
- [42] MAMOUNI A., BOCQUET B., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. Microwave thermal imaging by radiometry. Proc. 17th Europ. Microw. Conf. Rome, 1987.
- [43] LEROY Y., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., BOCQUET B. Microwave radiometry for non invasive thermometry. Automatica 1987, Vol. 8, pp. 181-202, Gordon and Breach Sc. Publishers Inc., N.Y.
- [44] MAMOUNI A., BOCQUET B., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C. Microwave thermal imaging by passive radiometry. Proc. IEEE/EMBS, Nov. 1987, BOSTON.
- [45] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. New correlation radiometer for microwave thermography. Elect. Letters, Vol. 17, n° 16, 1981.

- [46] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L., LEROY Y. Thermographie microonde par correlation. Actes du Colloque JNM, Toulouse, 1982.
- [47] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L. Introduction to correlation microwave thermography. Proc. 12th, Europ. Microw. Conf. Helsinki, 1982.
- [48] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L. Introduction to correlation microwave thermography. JMP, 18(3), pp. 285-293, 1983.
- [49] BELLARBI L. Thèse de 3e cycle, Lille, 1984.
- [50] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L. Principes de la thermographie microonde par correlation. Revue Phys. Appl. 19 (1984) 265-275.
- [51] BELLARBI L., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. Accurate localisation of thermal gradients in lossy materials by correlation microwave thermography. Elect. Letters, Vol. 20, n° 10, 1984.
- [52] BELLARBI L., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. Thermographie microonde par correlation et localisation de gradients thermiques. Actes de Colloque JNM, Lannion, 1984.
- [53] BELLARBI L., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. On possibilities of thermal pattern recognition by correlation microwave thermography. Proc. 14th Europ. Microw. Conf., LIEGE, 1984.
- [54] MAMOUNI A., BELLARBI L., VAN DE VELDE J.C. Amelioration de l'analyse thermographique par radiométrie microonde à correlation. ITBM, Vol. 6, n° 2, 1985.
- [55] LEROY Y., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M., VAN DE VELDE J.C., ENEL L., BELLARBI L. Microwave radiometry for biomedical applications. Workshop on near field microwave imaging ATLANTA, June 1985.
- [56] BLUM E.J. Sensibilité des radiotélescopes à récepteurs à correlation. Annales d'astrophysique, 22, 1959.
- [57] CHIVE M., PLANCOT M., VAN DE VELDE J.C. Wide band microstrip-slot applicator for microwave hyperthermia and microwave thermography. Proc. 18th Microw. Power Symp. Philadelphia, July 1983.
- [58] STOGRYN A. The Brightness temperature of a vertically structured medium Radio Science, Vol. 5, n° 12, pp. 1397-1406, 1970.
- [59] CLAASSEN J.P., FUNG A.K. The recovery of polarized apparent temperature distributions of flat scenes from antenna temperature measurements. IEEE Trans. antennas and Propag., Vol. AP-22, n° 3, May 1974.

- [60] ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K. Microwave remote sensing. Vol.1, Addison-Wesley Publishing company, 1981.
- [61] ULABY F.T., MOORE R.K., KUNG A.K. Microwave remote sensing, Vol. III, Artech House, Inc. 1986.
- [62] EDENHOFER E. Electromagnetic remote sensing of the temperature profile in a stratified medium of biological tissues by tissues by stochastic inversion of radiometric data. Radio Science, Vol. 16, n° 6, pp. 1065-1069, 1981.
- [63] SCHALLER G. Inversion of radiometric data from biological tissue by an optimisation method. Elect. Letters, Vol. 20, n° 9, 1984.
- [64] PLANCOT M., PREVOST B., FABRE J.J., CHIVE M., MOSCHETTO Y., GIAUX G. Thermal dosimetry based on radiometry in multilayered media. Proc. IEEE/EMBS, Nov. 1986, DALLAS.
- [65] BACH ANDERSEN J. Medical applications of microwaves. Invited paper, Proc. of 17th Europ. Microw. Conf. Rome, 1987.
- [66] MIZUSHINA S., OH-ISHI H., HAMAMURA Y. A three-band microwave radiometry for non invasive temperature measurement. IEEE MTT-S Digest, 1984.
- [67] BARDATI F. Physical models and computational techniques in microwave hyperthermia and thermography. Proc. of 15th Europ. Microw. Conf. Paris, 1985.
- [68] BARDATI F., MONGIARDO M., SOLIMINI D. Inversion of microwave thermographic data by the singular fonction method. IEEE MTT-Digest, 1985.
- [69] BARDATI F., MONGIARDO M., SOLIMINI D., TOGNALATTI P. Biological temperature retrieval by scanning radiometry. IEEE MTT-S Digest, 1986.
- [70] BARDATI et al Multispectral microwave radiometric system for biological temperature retrieval : Experimental tests. Proc. of 17th Europ. Microw. Conf., Rome, 1987.
- [71] SCHALLER G. Synthetic aperture radiometric for the imaging of hot spots in tissue. Proc. of 17th Europ. Microw. Conf., Rome, 1987.
- [72] BOCQUET B., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y. Imagerie thermique microonde pour applications en génie biomédical. A paraître dans Revue de Physique Appliquée.
- [73] BOCQUET B. Thèse de Doctorat, à paraître.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce mémoire constitue un bilan d'études, réalisées dans le domaine de la radiométrie microonde en champ proche, conduisant à des applications médicales (thermométrie non invasive) et permettant des investigations dans une profondeur de tissus sous-cutanés de l'ordre de plusieurs centimètres.

La première partie introduit les bases physiques de la radiométrie microonde et présente les premières utilisations qualitatives de cette technique dans le domaine médical jusqu'au début des années 1980.

La deuxième partie décrit deux types de techniques radiométriques : la radiométrie dite classique aussi appelée thermométrie ou thermographie microonde (TMO), qui conduit maintenant à un procédé d'Imagerie Radiométrique (ITMO), et la TMO par Corrélation (TMOC). Il s'agit là de types de dispositifs réalisés au laboratoire, utilisés dans de nombreuses séries d'expériences sur modèles physiques et pour des évaluations cliniques. Certains de ces systèmes sont à l'origine de produits actuellement commercialisés par la Société Odam (Systèmes TMO et Hylcar).

La troisième partie traite d'une méthode de calcul des signaux radiométriques basée sur le théorème de réciprocité et sur la détermination des champs proches rayonnés à partir d'une méthode modale applicable au cas de l'émission thermique de milieux dissipatifs homogènes. Grâce à cette

méthode nous pouvons maintenant connaître l'intensité des signaux radiométriques même lorsque les conditions expérimentales sont irréalisables ou très difficiles à contrôler et généraliser l'exploitation d'une méthode d'inversion de signaux applicable au cas de structures thermogènes de formes ramassées- que nous définissons par ailleurs. Rappelons que cette méthode permet la détermination de paramètres tels le diamètre, la profondeur et l'écart de température ΔT de la structure et qu'elle exploite des mesures radiométriques réalisées à deux fréquences.

A l'issue de cette étape et à la lumière des résultats obtenus nous pouvons faire un bilan de la situation actuelle du problème de la thermométrie non invasive par radiométrie. Il convient d'abord de citer l'apparition récente de techniques telles l'Imagerie Microonde Active et la RMN qui ouvrent indiscutablement de nouvelles possibilités et apparemment pour des profondeurs sous-cutanées supérieures à celles auxquelles peut accéder la radiométrie. Néanmoins, même en tenant compte de ces faits nouveaux, les applications médicales de la radiométrie présentent un intérêt incontesté puisqu'elles sont déjà largement exploitées en milieu clinique et intéressent un nombre croissant d'industriels et de laboratoires.

En effet, les études les plus récentes dans le domaine de l'aide au diagnostique concernent actuellement :

- la détection de tumeurs du sein (Centre de Lutte contre le Cancer de Lille, [1] Université de Glasgow [2]) ;
- la détection de l'apendicite (Université de Glasgow, [2] RCA Princetown) ;
- le suivi d'organes implantés (Université de Sheffield) [4] ;
- le suivi d'inflammations, consécutives à une irradiation locale aigue (laboratoire de Radiobiologie à Jouy en Josas) ; Notons que l'Université de Bath utilise également la radiométrie en rhumatologie [5].

Les possibilités de la radiométrie sont utilisées par ailleurs en tant que moyen thermométrique de contrôle lors de thérapies basées sur le

chauffage local des tissus ou hyperthermie thérapeutique semi-profonde (systèmes industriels Hylcar I et II). La cancérologie n'est pas seule à être intéressée mais aussi l'étude des liposomes et d'autres traitements par hyperthermie.

Plusieurs industriels sont concernés par le développement de systèmes radiométriques : outre la société ODAM, il faut mentionner une société filiale de l'Université de Glasgow, RCA, Microwaves Associates et probablement une société japonaise.

Les laboratoires travaillant dans ce sujet sont situés en Europe (Italie, G.B., R.F.A.), aux USA et au Japon. Les dernières publications mentionnent des efforts réalisés dans l'intégration monolithique des radiomètres [6], la robotisation des systèmes, la réalisation de radiomètres multispectraux et les méthodes d'interprétation.

Nous pensons occuper une place intéressante dans la poursuite de ce sujet pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la Centrale de Technologie Microélectronique du C.H.S. a acquis un savoir faire dans le domaine de l'intégration monolithique des radiomètres et dans la conception des circuits hybrides, ce qui devrait à la fois réduire le coût des systèmes pour en faciliter le développement, accroître la rapidité d'acquisition et la quantité des informations radiométriques disponibles. Ces données seront à l'origine de perfectionnements notamment dans les méthodes d'Imagerie TMO., la TMOC, et aussi dans les procédés d'interprétation. En ce qui concerne ce dernier point, la méthode d'inversion que nous avons proposée pour des objets thermogènes de forme ramassée peut évidemment servir de base à des procédés plus élaborés, en particulier en étendant dans un premier temps notre méthode de calcul des signaux radiométriques au cas des milieux dissipatifs stratifiés.

Enfin, il est à noter que les études que nous avons réalisées ainsi que notre méthode modale de calcul sont aussi à l'origine de retombées dans des secteurs autres que ceux des applications médicales. Ces prolongements intéressent actuellement les problèmes de thermométrie pour l'industrie textile [7-8], les Ponts et Chaussées [9] et aussi d'autres industries. Ils concernent à la fois la construction de nouveaux systèmes, la conception de cellules de mesure adaptées à chaque application, le calcul des signaux

radiométriques et leur interprétation quantitative [10-11]. Enfin une analyse plus poussée du fonctionnement de la TMOC nous a permis d'ouvrir un nouveau sujet d'étude sur plusieurs types de dispositifs et capteurs microondes destinés à la thermométrie, à la télémétrie et au contrôle non destructif [12 à 14].

BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION GÉNÉRALE

- [1] GIAUX G., DELANNOY J., DELVALLEE D., LEROY Y., BOCQUET B. MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C.
Microwave imaging à 3 GHz for the exploration of tumors of the breast.
IEEE MTT.S International Microwave Symposium N.Y., USA, Mai 1988.
- [2] LAND D.V.
A microwave thermography system for clinical medical applications.
European association of thermology, Workshop "Microwave Monitoring
in Medecine" London, Nov. 1987.
- [3] Mc KIRDY M., STALLARD S., LAND D.V., GEORGE W.D.
Microwave thermography for assessment of the acute abdomena. Ibid.
- [4] CONWAY J., ANDERSON A.P.
Microwave thermography : system performance and clinical application.
Ibid.
- [5] RING E.F.J.
Observations on microwave thermographie measurements. Ibid.
- [6] STERZER F.
Microwave radiometers for non invasive measurements of subsurface
tissus temperatures. Automedica, 1987, Vol. 8, pp. 203-211, Gordon and
Breach Science Publishers Inc.

- [7] LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., ROCHAS J.F., LAPOU-
LE (MEYER) B.
Mesure de la température d'un matériau plan.
BREVET ITF-CNRS 1984.
- [8] LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., ROCHAS J.F., LAPOU-
LE (MEYER) B.
Thermométrie de matériaux en nappe par radiométrie microonde. L'Onde
Electrique - Janvier 1987, Vol. 67, n° 1/67.
- [9] BERNARD J., BLONDEL O., LEROY Y., BOCQUET B., VAN DE VELDE
J.C.
Applications des hyperfréquences au Génie Civil. Essais préliminaires.
Rapport interne, CETE-Rouen et CHS Lille, Décembre 1987.
- [10] LAUER A.
Thèse de docteur Ingénieur (à paraître).
- [11] BOCQUET B.
Thèse de doctorat (à paraître).
- [12] VAN DE VELDE J.C., LEROY Y., MAMOUNI A.
Traitement du signal par corrélation. Brevet CNRS 84/10286 et 85/
03990, Juin 1984.
- [13] VAN DE VELDE J.C., MATTON D., LEROY Y., MAMOUNI A.
Short range telemetric using microwaves correlators. 15th Europ. Micro-
wave Conf. Paris 1985.
- [14] MATTON D.
Thèse de doctorat (à paraître).

CALCUL DU CHAMP RAYONNE PAR UN GUIDE,
CHARGE PAR UN DIELECTRIQUE SANS PERTES,
DANS UN MILIEU DISSIPATIF HOMOGENE
SEMI-INFINI.

I. Definition de la structure de propagation

La structure de propagation (Figure I.4.b) est constituée d'un guide rectangulaire, rempli d'un dielectrique solide sans pertes, dont l'ouverture rayonne dans un milieu dissipatif, homogène, semi-infini.

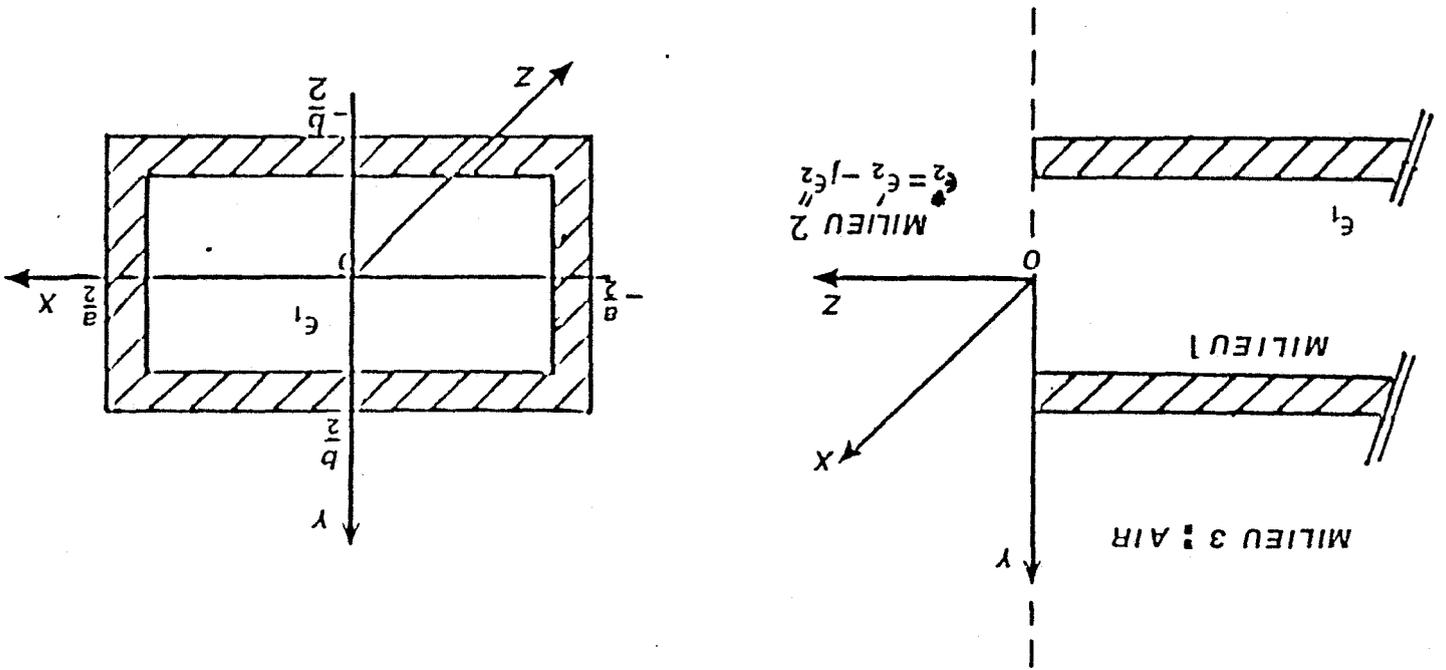


Figure I.4.b : Modèle physique étudié : Rayonnement d'un guide rectangulaire (milieu 1) entouré d'air (milieu 3), au contact d'un milieu semi-infini (milieu 2).

Pour cette structure on définit :

a et b : dimensions de l'ouverture du guide

ϵ_1, μ_0 : permittivité relative et perméabilité du diélectrique solide.

$\epsilon_2^* = \epsilon_2' - j\epsilon_2''$: permittivité complexe du milieu dissipatif.

$\sigma_2 = \epsilon_0 \epsilon_2'' \omega$: conductivité du milieu dissipatif.

II. Expressions analytiques des champs des modes de la structure de propagation.

II.1. Expressions des champs des modes TE et TM

En appliquant le traitement guide d'onde à la structure de propagation de la figure I.4.b, les équations de Maxwell permettent de calculer les composantes du champ électromagnétique \vec{E} et \vec{H} . Pour des raisons de commodité d'écriture on met la dépendance temporelle et spatiale en $e^{j(\omega t - \gamma z)}$ qui affecte les différentes composantes de \vec{E} et \vec{H} ; avec γ la constante de propagation. Dans ces conditions ces composantes s'écrivent :

Modes TE (A.III.1)

$$E_x = -j\frac{\omega\mu_0}{\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial y}$$

$$E_y = j\frac{\omega\mu_0}{\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$E_z = 0$$

$$H_x = -\frac{(\alpha + j\beta)}{\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$H_y = -\frac{(\alpha + j\beta)}{\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial y}$$

Modes TM (A.III.2)

$$E_x = -\frac{(\alpha + j\beta)}{\Delta} \frac{\partial E_z}{\partial x}$$

$$E_y = -\frac{(\alpha + j\beta)}{\Delta} \frac{\partial E_z}{\partial y}$$

$$H_z = 0$$

$$H_x = j\frac{\omega\epsilon_0\epsilon^*}{\Delta} \frac{\partial E_z}{\partial y}$$

$$H_y = -j\frac{\omega\epsilon_0\epsilon^*}{\Delta} \frac{\partial E_z}{\partial x}$$

avec $\Delta = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon^* \mu_0 + \gamma^2$; $\gamma = \beta - j\alpha$
 $\gamma = \beta - j\alpha$

II.2 Equations de propagation

Les equations de propagation s'ecrivent :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \Gamma^2 \right] \begin{bmatrix} H_z \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

les composantes longitudinales H_z et E_z du champ electromagnetique sont solutions des equations de propagation.

II.3 Modes de propagation d'ordre de la discontinuite

i) Dans le guide (milieu 1)

on pose
$$\begin{cases} \epsilon^* = \epsilon_1 \\ \alpha = 0 \quad (\text{milieu sans pertes}) \\ \Gamma^2 = \Gamma_1^2 = k_0^2 \epsilon_1 - \beta_1^2 = (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n^2 \frac{\pi^2}{b^2} \end{cases}$$

avec $m, n \in \mathbb{N}$ et β_1 la constante de phase qui s'écrit :

$$\beta_1 = \left[k_0^2 \epsilon_1 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + 4n^2 \frac{\pi^2}{b^2} \right]^{1/2}$$

Les solutions des équations de propagation doivent satisfaire aux conditions aux limites, elles s'écrivent :

$$H_z = A_1 H_1 \sin(2m+1) \frac{\pi}{a} x \cdot \cos \frac{2n\pi}{b} y \quad \text{Modes TE}$$

$$E_z = A_2 E_1 \sin(2m+1) \frac{\pi}{a} x \cos \frac{2n\pi}{b} y \quad \text{Modes TM}$$

$$\text{avec } A_1 = (-1)^{m+n+1}$$

$$A_2 = (-1)^{m+n}$$

Les constantes H_1 et E_1 sont à déterminer par application de la normalisation des modes.

Dans ces conditions, les composantes transversales du champ électromagnétique (relations III.4.a et III.4.b du texte) se déduisent facilement de H_z et E_z par application de relations A.III.1 et A.III.2. Nous les rappelons ci après pour les modes TE et TM :

* Modes TE (III.4.a)

$$\begin{Bmatrix} Ex \\ Hy \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot \frac{2n\pi}{b} \sin(2m+1) \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\begin{Bmatrix} Ey \\ Hx \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_1 \\ -B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot (2m+1) \frac{\pi}{a} \cos(2m+1) \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\text{avec } A_1 = j \frac{\omega \mu_0}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n+1}; B_1 = \frac{j \beta_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n+1}$$

* Modes TM (III.4.b)

$$\begin{Bmatrix} Ex \\ Ey \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{Bmatrix} \cdot E_1 \cdot (2m+1) \frac{\pi}{a} \sin(2m+1) \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\begin{Bmatrix} Ey \\ Hx \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C_1 \\ D_1 \end{Bmatrix} \cdot E_1 \cdot \frac{2n\pi}{b} \cos(2m+1) \frac{\pi x}{a} \cos \frac{2n\pi}{b} y$$

$$\text{avec } C_1 = \frac{j \beta_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n}; D_1 = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{\Gamma_1^2} (-1)^{m+n}$$

Pour chacune des composantes, on a volontairement omis le terme $e^{j(\omega t - \beta_1 z)}$ afin d'alléger l'écriture.

ii) Dans le milieu semi-infini (milieu 2)

A la différence du milieu 1, les modes dans ce milieu sont continus.

$$\text{on pose } \begin{cases} \varepsilon^* = \varepsilon_2^* \\ \pi_2^* = k_0^2 \varepsilon_2^* - \gamma_2^2 \\ \gamma_2 = \beta_2 - j\alpha_2 = k_0^2 \varepsilon_2^* - p^2 - q^2 \end{cases}$$

Dans ces conditions les modes continus sont caractérisés par trois vecteurs d'onde: p, q sont des vecteurs d'onde transversaux, γ_2 le vecteur d'onde longitudinal; ces trois vecteurs sont liés par la relation suivante :

$$p^2 + q^2 + \gamma_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2^*$$

La constante de phase β_2 dans le milieu 2 s'écrit alors :

$$\beta_2 = \left[\frac{k_0^2 \varepsilon_2' - p^2 - q^2}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \left[1 + \left(1 + \frac{k_0^4 \varepsilon_2''^2}{k_0^2 \varepsilon_2' - p^2 - q^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

entre la constante de phase et l'atténuation du milieu 2 il existe la relation suivante :

$$\alpha_2 = k_0^2 \varepsilon_2'' / 2 \beta_2$$

avec $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$.

En adoptant la même démarche que pour le milieu 1 on détermine les composantes

longitudinales du champ électromagnétique, elles s'écrivent :

$$H_z = -H_2 \sin px \cos qy \quad \text{Modes TE}$$

$$E_z = E_2 \cos px \sin qy \quad \text{Modes TM}$$

Les constantes H_2 et E_2 sont à déterminer par application de la normalisation des modes.

Les composantes transversales du champ se déduisent facilement de H_z et E_z , soit :

* Modes TE (III.5.a)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A_2 \\ -B_2 \end{Bmatrix} \cdot H_2 \cdot q \sin px \sin qy$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A_2 \\ +B_2 \end{Bmatrix} \cdot H_2 \cdot p \cos px \cos qy$$

$$\text{avec } A_2 = \frac{j\omega\mu_0}{p^2+q^2} ; B_2 = \frac{(\alpha_2+j\beta_2)}{p^2+q^2}$$

Modes TM (III.5.b)

$$\begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} C_2 \\ D_2 \end{Bmatrix} \cdot E_2 \cdot p \cdot \sin px \sin qy$$

$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C_2 \\ D_2 \end{Bmatrix} \cdot E_2 \cdot q \cdot \cos px \cos qy$$

$$\text{avec } C_2 = B_2 ; D_2 = j\omega \epsilon_0 \epsilon_2^*$$

Dans ces expressions, on a volontairement omis le terme en $e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$.

III Calcul des constantes - Normalisation de modes-

III.1 Dans le guide (milieu 1)

Dans le guide, seuls les modes du type $TE_{2m+1, 2n}$ sont susceptibles de se propager. Leur norme s'écrit:

$$P_1^{TE} = \frac{1}{2} \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{n} \, ds = 1$$

soit

$$P_1^{TE} = \frac{1}{2} \iint_{-\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}, -\frac{b}{2} \dots \frac{b}{2}} (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \, dx \, dy = 1$$

Après remplacement des champs par leur expression respective (cf II.2) et en adoptant l'hypothèse qui consiste à négliger les modes supérieurs rétrogrades dans le guide on trouve pour le mode TE_{10} :

$$P_1^{TE} = \frac{1}{4} \omega \mu_0 \beta_1^2 \frac{a^2}{\pi^2} a b = 1$$

$$\text{d'où} \quad H_1 = \frac{2\pi}{a} (\omega \mu_0 \beta_1 a b)^{-\frac{1}{2}}$$

III.2 Dans le milieu semi-infini (milieu 2)

Dans ce milieu les modes continus TE_{pq} et TM_{pq} sont susceptibles de se propager. Leur norme s'écrit :

$$P_2^{TE} = \frac{1}{2} \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{n} \, ds = 1$$

$$\text{soit} \quad P_2^{TE} = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} (E_z H_y^* - E_y H_z^*) \, dx \, dy = 1$$

Le remplacement de champs intervenant dans l'expression de la puissance par leur expression analytique respective (§ II.2) permet d'écrire pour les modes TE_{pq}

$$P_2^{TE} = \frac{j\omega\mu_0(\alpha_2 - j\beta_2) H_2 H_2^* \delta(p)\delta(q)}{2(p^2 + q^2)}$$

ou pose $P_2^{TE} = p_2 \delta(p)\delta(q) = 1$

avec $p_2 = \frac{j\omega\mu_0(\alpha_2 - j\beta_2) H_2 H_2^*}{2(p^2 + q^2)}$

soit $|H_2|^2 = \frac{|p_2| \times 2(p^2 + q^2)}{|j\omega\mu_0(\alpha_2 - j\beta_2)\pi^2|}$

Comme on normalise la puissance à 1 watt on peut écrire :

$$|H_2|^2 = \frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \mu_0 \omega (\alpha_2^2 + \beta_2^2)^{1/2}}$$

soit $H_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \mu_0 |\gamma_2|} \right]^{1/2}$

En adoptant la même démarche on trouve pour les modes TH_{pq} :

$$E_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \epsilon_0 |\epsilon_2^*| |\gamma_2|} \right]^{1/2}$$

IV Equations de continuité

Après avoir déterminé entièrement les modes de propagation de la structure, nous pouvons écrire les équations de continuité relatives aux composantes tangentes du champ électromagnétique. Compte tenu de l'hypothèse qui consiste à négliger les modes supérieurs rétrogrades dans le guide, ces équations s'écrivent :

$$0 = \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{te} E_z^{te}(pq) dp dq + \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{tm} E_x^{tm}(pq) dp dq \quad \textcircled{I}$$

$$E_y(1+p_{10}) = \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{te} E_y^{te}(pq) dp dq + \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{tm} E_y^{tm}(pq) dp dq \quad \textcircled{II}$$

$$H_z(1+p_{10}) = \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{te} H_z^{te}(pq) dp dq + \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{tm} H_z^{tm}(pq) dp dq \quad \textcircled{III}$$

$$0 = \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{te} H_y^{te}(pq) dp dq + \int_0^{\omega} q_{(pq)}^{tm} H_x^{tm}(pq) dp dq \quad \textcircled{IV}$$

Dans ces équations, p_{10} représente le coefficient de couplage de la partie réfléchi du mode TE_{10} excitateur, $q_{(pq)}^{te}$ et $q_{(pq)}^{tm}$ représentent respectivement les fonctions de couplage de modes continus $TE(pq)$ et $TM(pq)$ transmis dans le milieu dissipatif semi-infini.

IV.1 Calcul des fonctions de couplage

La caractérisation de la discontinuité consiste à déterminer les coefficients de couplage, connus p_{10} , q^{te} , et q^{tm} par application de la condition d'orthogonalité des modes. Pour déterminer $q^{te}_{(pq)}$ on effectue le calcul suivant :

$$\textcircled{I} \times (H_y^{te}(pq))^* - \textcircled{II} \times (H_x^{te}(pq))^*$$

En rappelant que les expressions analytiques des champs ont été déterminées au § II.2 on obtient après calcul :

$$q^{te}_{(pq)} = \frac{2(1+p_{10}) \omega \mu_0 H_1 H_2^* p |k| \cos(ap/2) \sin(bq/2)}{q(p^2+q^2) \left(\frac{\pi^2}{a^2} - q^2\right)}$$

On effectue ensuite le calcul suivant :

$$\textcircled{IV} \times (E_z^{te}(pq))^* - \textcircled{III} \times (E_y^{te}(pq))^*$$

on trouve alors après calcul :

$$q^{te}_{(pq)} = \frac{2(1-p_{10}) \beta_1 \omega \mu_0 H_1 H_2^* p |k| \cos(ap/2) \sin(qb/2)}{q(p^2+q^2) \left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right) (\beta_2 - j\alpha_2)}$$

Après élimination de p_{10} dans ces deux dernières expressions de $q^{te}_{(pq)}$ on trouve :

$$q_{(pq)}^{te} = \frac{4 H_1 H_2^* \omega \mu_0 |\gamma_2| p \beta_1 \cos(ap/2) \sin(bq/2)}{q(p^2+q^2) \left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right) (\beta_1 + \beta_2 - j\alpha_2)}$$

cette expression de $q_{(pq)}^{te}$ est identique à l'expression III.10 du texte, écrite sous une forme contractée.

Pour déterminer $q_{(pq)}^{tm}$ on effectue les calculs suivants :

$$\textcircled{I} \times \left(H_y^{tm}(pq)\right)^* - \textcircled{II} \times \left(H_z^{tm}(pq)\right)^*$$

$$\textcircled{IV} \times \left(E_y^{tm}(pq)\right)^* - \textcircled{III} \times \left(E_z^{tm}(pq)\right)^*$$

On obtient deux expressions pour $q_{(pq)}^{tm}$ qui, après élimination de f_{10} , permettent d'écrire l'expression analytique de $q_{(pq)}^{tm}$, soit :

$$q_{(pq)}^{tm} = \frac{4j\beta_1 \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 H_1 E_2^* |\epsilon_2^*| |\gamma_0| \cos(ap/2) \sin(bq/2)}{(p^2+q^2) \left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right) \left[\beta_1 (\alpha_2 + j\beta_2) + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\epsilon_1' + j\epsilon_2')\right]}$$

cette expression est identique à l'expression III.11 du texte écrite sous une forme contractée.

La détermination de ρ_{10} nécessite les calculs suivants :

$$\textcircled{\text{II}} \times (H_x^{te})^* \quad \text{et} \quad \textcircled{\text{III}} \times (E_y^{te})^*$$

Le développement de ces calculs permet d'aboutir aux deux expressions suivantes :

$$2(1 + \rho_{10}) = \iint_0^{\infty} 4 H_1^* \cdot ct_e \cdot \left[q \frac{te}{(pq)} \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_2 - j q \frac{tm}{(pq)} (\alpha_2 + j \beta_2) E_2 \right] dp dq \quad \textcircled{\text{V}}$$

$$2(1 - \rho_{10}) = \iint_0^{\infty} 4 \mu_0 H_1^* \cdot ct_e \cdot \left[-j q \frac{te}{(pq)} \omega (\alpha_2 + j \beta_2) \frac{p}{q} H_2 + q \frac{tm}{(pq)} \omega^2 \epsilon_0 (\epsilon_2' - j \epsilon_2'') E_2 \right] dp dq \quad \textcircled{\text{VI}}$$

$$\text{avec} \quad ct_e = \frac{\cos(a p/2) \sin(b q/2)}{(p^2 + q^2) \left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right)}$$

En effectuant la différence et la somme des relations $\textcircled{\text{V}}$ et $\textcircled{\text{VI}}$ on obtient une première relation qui exprime le coefficient de réflexion ρ_{10} et une deuxième relation qui sert de test soit, en écriture contractée :

$$\rho_{10} = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{te}(p, q) \left[\frac{1}{\gamma_2} (\beta_{10} - \gamma_2) \right] \langle H_{pq}^{te} / E_y^{10} \rangle dp dq$$

$$+ \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{tm}(p, q) \left[\frac{1}{k_0^2 \epsilon_2'} (\beta_{10} \gamma_2 - k_0^2 \epsilon_2') \right] \langle H_{pq}^{tm} / E_y^{10} \rangle dp dq$$

et

$$4 = \int_0^\infty q^{te}(pq) \left[\frac{1}{\gamma_2} (\beta_{10} + \gamma_2) \right] \langle H_{pq}^{te} / E_y^{10} \rangle^* dp dq$$

$$+ \int_0^\infty q^{tm}(pq) \left[\frac{1}{k_0^2 \epsilon_2^*} (\beta_{10} \gamma_2 + k_0^2 \epsilon_2^*) \right] \langle H_{pq}^{tm} / E_y^{10} \rangle^* dp dq$$

En outre on peut écrire une autre relation servant de test si la méthode modale doit :

$$1 = |\rho_{10}|^2 + \int_0^\infty \left[|q^{te}(pq)|^2 R(P(pq)) + |q^{tm}(pq)|^2 R(P(pq)) \right] dp dq \quad (III.14)$$

La relation III.14 représente l'expression mathématique de la loi de conservation de l'énergie à la discontinuité. La quantité $|\rho_{10}|^2$ représente la puissance couplée à la partie réfléchiée du mode TE₁₀, et le terme de droite représente la puissance réelle couplée aux modes continus transmis dans le milieu semi-infini.

V EXPRESSION DU CHAMP DANS LE MILIEU SEMI- INFINI

Après avoir déterminé analytiquement les fonctions de couplage q^{te} et q^{tm} , ainsi que les expressions des champs de modes générés par la discontinuité nous pouvons maintenant exprimer les six composantes tridimensionnelles du champ électromagnétique dans le milieu semi infini. Toutefois, comme les paramètres de couplage nécessaires au calcul des signaux radiométriques (C.Q.F Chapitre II) ne sont reliés qu'aux seules composantes du champ électrique E en un point (x, y, z) du milieu semi-infini nous ne nous intéressons qu'à celles-ci ; elles s'écrivent :

$$E_x(xyz) = \int \int_0^{\infty} [q^{te}(pq)E^{te}_x(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_x(pq)] e^{-j\gamma z} dpdq \quad (\text{III.15})$$

$$E_y(xyz) = \int \int_0^{\infty} [q^{te}(pq)E^{te}_y(pq) + q^{tm}(pq)E^{tm}_y(pq)] e^{-j\gamma z} dpdq \quad (\text{III.16})$$

$$E_z(xyz) = \int \int_0^{\infty} q^{tm}(pq)E^{tm}_z(pq) e^{-j\gamma z} dpdq \quad (\text{III.17})$$

RESUME

Cette étude est consacrée à l'utilisation de la radiométrie microonde en médecine, en vue de réaliser une thermométrie non invasive des tissus sous-cutanés pour une profondeur pouvant atteindre plusieurs centimètres.

Un rappel des principes -la mesure du bruit thermique en microondes- est suivi de la présentation des premiers travaux réalisés jusqu'au début des années 1980, auxquels l'auteur a participé. Les potentialités de cette méthode concernent des applications de type diagnostique et le contrôle de l'hyperthermie (utilisation de la chaleur comme moyen thérapeutique).

Les techniques radiométriques en champ proche sont décrites, fondées soit sur la mesure d'une puissance de bruit (Thermographie Microonde TMO) soit sur la réalisation du produit de corrélation des signaux de bruit captés par deux sondes (Thermographie Microonde par Corrélation, T.M.O.C.). Le premier de ces types de techniques a conduit aux transferts industriels de systèmes TMO et Hylcar (Sté Odam-Bruker) et à un système d'Imagerie actuellement utilisé par le Centre de Lutte contre le Cancer de Lille.

Une méthode de calcul des signaux radiométriques en TMO et TMOC est proposée, qui est basée sur le calcul des champs proches rayonnés par l'ouverture d'un guide dans un milieu dissipatif homogène. Pour cela une méthode modale a été mise au point, fondée sur la résolution d'une équation intégrale des champs dans le plan de la discontinuité. Les résultats sont confrontés à des données expérimentales correspondant à un grand nombre de situations. L'interprétation des signaux radiométriques est également abordée notamment par la définition d'une méthode canonique d'inversion adaptée au cas de structures thermogènes de forme ramassée.

MOTS CLES : Radiométrie microonde - Thermographie microonde par corrélation - Imagerie - Hyperthermie - Thermométrie non invasive - Guide d'onde ouvert.

